

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Сильные поля рассеяния в системах магнитов с гигантской магнитной анизотропией

В.Н. Самофалов, Д.П. Белозоров, А.Г. Равлик

Представлен обзор исследований малоизученного явления, которое заключается в возникновении сильных полей рассеяния в ферромагнетиках с гигантской магнитной анизотропией. Обсуждаются вопросы, связанные с изучением условий генерации и устойчивости сильных полей. Проведена классификация сильных полей. Для различного типа полей найдены предельные значения напряжённости вблизи сингулярных точек. Рассмотрены вопросы практического использования этих полей в различных областях техники.

PACS numbers: 07.55.Db, 41.20.Gz, 75.30.Gw, **75.50.-y**, 75.60.Ch, 81.40.Rs

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201303e.0287

Содержание

1. Введение (287).
 - 1.1. Что такое сильные поля рассеяния. 1.2. Постоянные магниты с гигантской магнитной анизотропией.
2. Возможности существования сильных полей рассеяния как следствие решения некоторых магнитостатических задач (289).
 - 2.1. Задача Шлёмана. 2.2. Задача Тиавилля. 2.3. Задача Киттеля. 2.4. Сильные поля рассеяния в плёнках с полосовыми доменами. 2.5. Расчёт полей рассеяния в системе из двух магнитов.
3. Экспериментальные доказательства существования сильных полей (293).
 - 3.1. Измерение полей рассеяния в системе из двух магнитов.
4. Предельные значения сильных полей (294).
 - 4.1. Классификация сильных полей. 4.2. Предельные значения линейных полей. Открытые системы. 4.3. Сильные поля рассеяния в закрытых системах магнитов. Цилиндр Хальбаха.
5. Точечные источники сильных магнитных полей рассеяния (297).
 - 5.1. Линии пересечения заряженных плоскостей как источники точечного поля. 5.2. Конические источники точечных полей.
6. Сильные поля рассеяния в системах магнитов с неоднородной намагниченностью (299).
 - 6.1. Цилиндрический магнит. 6.2. Квазиоднородные системы магнитов. 6.3. Системы магнитов, генерирующие сильные однородные поля.
7. Градиент сильных полей (301).
 - 7.1. Градиент сильных полей рассеяния в системе А. 7.2. Механические напряжения в системах магнитов, генерирующих сильные поля рассеяния.

8. Перспективы применения сильных полей (303).

8.1. Применения сильных полей в технике магнитной записи. Физические основы метода. 8.2. Использование сильных магнитных полей для намагничивающей системы ЭПР-микроскопа. 8.3. Перспективы использования сильных полей рассеяния в холодильных устройствах. 8.4. Использование сильных полей рассеяния при сепарации слабомангнитных веществ.

9. Заключение (305).

Список литературы (305).

1. Введение

1.1. Что такое сильные поля рассеяния

Начиная с 1980-х годов в литературе стали появляться сообщения о системах постоянных магнитов, которые генерируют поля рассеяния с напряжённостью, существенно превышающей значение индукции насыщения B_s материала магнитов [1–9]. В работах [1, 2] Хальбах обосновал возможность создания больших полей рассеяния с помощью постоянных магнитов. Дальнейшее развитие идеи Хальбаха нашли в работах [3–9]. Так, в Гренобле была изготовлена система магнитов, в узком зазоре ($\Delta d \approx 0,15$ мм) которой зарегистрировано поле напряжённостью $H \approx 50$ кЭ [7]. Несколько меньшие поля рассеяния ($H \sim 35$ кЭ) достигнуты в так называемом цилиндре Хальбаха, но в полости с большим диаметром ($d \approx 6$ мм) [9]. В работах [10–12] для характеристики таких больших полей введено понятие *сильное поле* — такое поле рассеяния, напряжённость H которого превышает индукцию насыщения B_s материала магнита: $H > B_s = 4\pi M_s$.

Свойства постоянных магнитов изучаются очень давно, и, естественно, возникает вопрос: почему сильные поля обнаружены относительно недавно, а основные работы по получению сильных полей с помощью систем из постоянных магнитов и их исследованию выполнены только в последние 20–30 лет? В известных монографиях по магнетизму [13–16] о сильных полях не упоминается

В.Н. Самофалов, А.Г. Равлик. Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт", ул. Фрунзе 21, 61002 Харьков, Украина
E-mail: samofalov@kpi.kharkov.ua

Д.П. Белозоров. Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", ул. Академическая 1, 61108 Харьков, Украина

Статья поступила 9 июля 2011 г.,
после доработки 24 июля 2012 г.

вообще. Эту ситуацию можно объяснить рядом причин. Одним из условий практической реализации сильных полей является наличие постоянных магнитов с гигантской магнитной анизотропией и большой коэрцитивной силой. Обнаружить сильные поля рассеяния, генерируемые традиционными постоянными магнитами, например, из сплавов Al-Ni-Co, бариевых ферритов и других материалов [13–16], ранее было невозможно из-за отсутствия в них гигантской магнитной анизотропии. Такие магниты были созданы на основе редкоземельных металлов (РЗМ) в 1960-е годы.

Другая, не менее важная, причина состояла в том, что существование сильных полей рассеяния ранее не предвиделось, поэтому их целенаправленно не искали. Эта причина, имеющая скорее концептуальный характер, связана со следующим. Как известно [15, 16], сумма диагональных компонент тензора размагничивающего фактора однородно намагниченного эллипсоидального тела удовлетворяет равенству $N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 4\pi$. Отсюда делался необоснованный вывод о том, что размагничивающее поле не может превышать величину $H = 4\pi M_s$. Такое поле, как известно [13, 14], возникает в узком зазоре между плоскими постоянными магнитами, которые связаны магнитопроводом, а также в узкой щели однородно намагниченного ферромагнетика. Однако это неверно для тел неэллипсоидальной формы с неоднородной намагниченностью. В последнем случае тензор N_{ik} нельзя привести к диагональному виду во всех точках тела, а недиагональные компоненты N_{xy} , N_{xz} , N_{yz} могут быть велики. Такие ситуации просто не рассматривались, т.е. возможность существования сильных полей заранее исключалась.

1.2. Постоянные магниты с гигантской магнитной анизотропией

Отметим, что во всех известных системах, генерирующих сильные поля, применяются магниты из сплавов на основе РЗМ. Свойства РЗМ-магнитов к 1980–1990 годам были достаточно хорошо изучены [17–23]. То, что в системах магнитов с гигантской магнитной анизотропией возникают большие поля рассеяния, стало известно после публикации работ [2–7]. Прежде чем детально описывать особенности сильных полей рассеяния, необходимо кратко охарактеризовать те из свойств постоянных магнитов, которые имеют отношение к теме данной статьи. Будут преимущественно рассмотрены вопросы о большой анизотропии, высокой коэрцитивной силе H_c и магнитной энергии W материала магнитов.

Известно [17], что поля рассеяния достигают наиболее высоких значений в постоянных магнитах, когда магниты находятся в однородно намагниченном (однодоменном) состоянии. Однодоменное состояние — это метастабильное состояние. Энергетически более выгодным является многодоменное (размагниченное) состояние. В частично размагниченном состоянии магнит может стать непригодным для получения сильных полей. Размагничивание происходит из-за действия собственных размагничивающих полей \mathbf{H}_d , напряжённость которых определяется выражением $\mathbf{H}_d = -N\mathbf{M}$, где N — тензор размагничивания. В общем случае размагничивающее поле имеет компоненту H_{\parallel} , коллинеарную вектору намагниченности \mathbf{M}_s и направленную противоположно ему, и компоненту H_{\perp} , перпендикулярную \mathbf{M}_s . Компонента поля рассеяния, направленная противоположно

Таблица 1. Характеристики некоторых редкоземельных интерметаллидов, используемых при изготовлении постоянных магнитов. В квадратных скобках указаны работы, из которых взяты значения характеристик (T_C — температура Кюри)

Соединение	H_K , кЭ	M_s , Гс	H_c , кЭ	$(BH)_{\max}$, МГс Э	K_1 , 10^6 эрг см $^{-3}$	T_C , К
SmCo ₅	200–400 [24]	850 [24]	15–20 [25]	18–20 [26]	170 [24]	1003 [24]
Nd ₂ Fe ₁₄ B	100 [24]	1280 [24]	10–20 [25]	25–50 [25]	50 [24]	585 [24]
Sm ₂ Co ₁₇	70 [24]	955 [24]	7,5–25 [26]	27–30 [26]	33 [24]	1190 [24]

ложно вектору \mathbf{M}_s , приводит к появлению доменов обратной намагниченности, если коэрцитивная сила H_c (или величина поля образования зародышей) вещества магнита меньше поля размагничивания: $H_c < H_d$.

В таблице 1 приведены основные характеристики некоторых материалов для постоянных магнитов. Как видно, магниты промышленного изготовления имеют коэрцитивную силу $H_c = 10–20$ кЭ. Следует отметить, что в лабораторных образцах SmCo₅ достигнуты значения $H_c \approx 83$ кЭ [17], а в конденсированных плёнках FePt — $H_c \approx 50$ кЭ [27]. Приведённые значения H_c ниже теоретического предела для необратимого вращения намагниченности, который, как известно, равняется полно одноосной анизотропии $H_K = H_c = 2K_1/M_s$. Поэтому для достижения высоких значений H_c материалы магнитов должны иметь большую магнитную анизотропию. Это относится к механизмам перемагничивания путём как необратимого вращения намагниченности, так и смещения доменных стенок. Компонента размагничивающего поля H_{\perp} , перпендикулярная \mathbf{M}_s , вызывает поворот намагниченности. Если константа анизотропии невелика, то вектор намагниченности отклонится от оси лёгкого намагничивания (ОЛН) на значительный угол, что приведёт к частичному размагничиванию магнита.

Итак, для реализации в магните однородного намагниченного состояния и достижения тем самым высоких значений магнитной энергии материалы магнитов должны иметь большую магнитную анизотропию.

Заметим, что соединения РЗМ с 3d-металлами имеют преимущественно гексагональную или ромбоэдрическую решётки. Из-за большой разницы атомных радиусов РЗМ и переходных металлов Fe, Co, Ni, Mn такие двойные системы образуют интерметаллические соединения, в которых ОЛН совпадает с осью симметрии кристалла.

Характерной особенностью всех представленных в табл. 1 материалов является большая одноосная магнитная анизотропия с константой $K_1 \sim 10^7–10^8$ эрг см $^{-3}$ и полем анизотропии $H_K = 2K_1/M_s \geq 10^5$ Э. В работах К.П. Белова и его учеников [18, 21] такая анизотропия названа *гигантской*. Авторы указанных работ при этом подчёркивают, что для многих РЗМ-материалов отношение энергии анизотропии к обменной энергии составляет $W_a/W_{\text{exch}} = 0,05–0,50$. Например, для SmCo₅ $W_a/W_{\text{exch}} \approx 0,25$, а для Dy $W_a/W_{\text{exch}} \approx 0,35$ [21]. В настоящей статье для характеристики материалов с большой магнитной анизотропией нами выбран другой параметр, $Q = K_1/2\pi M_s^2$, известный как "фактор качества" [28]. Использование фактора качества Q позволяет более корректно определять условия реализации сильных полей.

К материалам с гигантской магнитной анизотропией мы отнесли одноосные ферромагнетики, у которых $Q \geq 10$. Так, магниты из SmCo_5 с фактором качества $Q \sim 50$ относятся к материалам с гигантской анизотропией, а магниты из соединения NdFeB с $Q \sim 10$ следует рассматривать как относящиеся к переходной области.

Рассмотрим кратко представления о природе анизотропии. В настоящее время не существует единой точки зрения на происхождение анизотропии РЗМ-материалов. Существуют две теории, объясняющие природу большой анизотропии в РЗМ-соединениях. Одна из них, *одноионная теория* [29], связывает большую анизотропию со взаимодействием 4f-электронов с кристаллическим полем решётки. Орбитальный момент 4f-электронов вследствие экранирования 5s-электронами не "заморожен", поэтому электростатическое поле решётки задаёт наиболее выгодную ориентацию полного магнитного момента. Другая теория объясняет гигантскую анизотропию *анизотропией косвенного обмена* [30, 31]. Таким образом, мы видим, что механизмы возникновения анизотропии в РЗМ-соединениях и в 3d-металлах различны. Анизотропия в 3d-металлах связана со спин-орбитальным взаимодействием d-электронов [23, 32].

Важной характеристикой постоянных магнитов является максимальное энергетическое произведение $W = (HB)_{\max}$, теоретический предел которого $(HB)_{\max} = 4\pi^2 M_s^2$ [17]. Однако значения $(HB)_{\max}$ в реальных образцах, найденные из параметров петли гистерезиса, всегда меньше теоретического предела.

Наиболее высокие значения магнитных характеристик имеют магниты, которые находятся в *однородно намагниченном* состоянии. Заметим, что для реализации такого состояния вещество магнита должно иметь гигантскую магнитную анизотропию и большую коэрцитивную силу. Как показано в разделе 2, выполнение подобных требований к веществу магнитов необходимо и для достижения сильных полей.

2. Возможности существования сильных полей рассеяния как следствие решения некоторых магнитостатических задач

2.1. Задача Шлёмана

Если обратиться к истории вопроса о сильных полях рассеяния, то впервые на возможность их существования было указано в работе [33]. Авторы [33] не рассчитывали поля рассеяния над постоянными магнитами, поэтому их результаты имеют лишь косвенное отношение к теме сильных полей рассеяния. В [33] изучалось только поле рассеяния, которое возникает над ферромагнитным образцом из магнитно-мягкого материала в форме параллелепипеда при помещении его в большое внешнее магнитное поле, $H \sim 100$ кЭ. Было показано, что напряжённость поля рассеяния вблизи ребра параллелепипеда изменяется в зависимости от расстояния r по логарифмическому закону с особыми (сингулярными) точками у ребра. Полученные в [33] данные о полях рассеяния можно было бы отнести и к постоянным магнитам такой же формы, изготовленным из материалов с большой анизотропией. Действительно, одноосная магнитная анизотропия оказывает влияние на магнитное состояние ферромагнетика, подобное воздействию

внешнего поля. Авторы работы [33], выполненной в 1965 г., по-видимому, не знали о появившихся тогда новых материалах для постоянных магнитов на основе РЗМ. Результаты расчёта можно было бы обобщить для постоянных магнитов с большой одноосной анизотропией. Однако возможность возникновения сильных полей рассеяния над постоянными магнитами с большой анизотропией осталась вне поля зрения авторов [33]. Если бы исследователи полей рассеяния раньше обратили внимание на работу [33], то сильные поля могли бы быть открыты уже в 1970-е годы.

2.2. Задача Тиавилля

В работе [34] Тиавилля с соавторами, выполненной в 1998 г., на примере анализа полей рассеяния, возникающих у одиночного постоянного магнита в форме параллелепипеда, была обоснована принципиальная возможность существования больших полей рассеяния. В работе [34] были проведены расчёт и анализ полей рассеяния, возникающих у ребра однородно намагниченного магнита (рис. 1). Было показано, что компонента H_x вблизи угловой точки О характеризуется зависимостью

$$H_x = M_s m_y \ln \frac{(a-x)^2 + y^2}{x^2 + y^2}, \quad (1)$$

где a — размер магнита по оси x , \mathbf{m}_y — единичный вектор, параллельный оси y .

Из формулы (1) следует, что компонента поля рассеяния H_x на малом расстоянии $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ от рёбер параллелепипеда достигает значений, превышающих B_s . При приближении к точке О напряжённость поля в соответствии с (1) стремится к бесконечности по логарифмическому закону, а точки на ребре параллелепипеда являются сингулярными. Итак, авторами [34] показано, что *наличие сингулярности* является главной, ранее неизвестной особенностью полей рассеяния.

Поскольку сингулярность связана с однородной намагниченностью, авторы [34] определяли степень возможного отклонения намагниченности от ОЛН вблизи ребра магнита, полагая, что наличие большой касательной компоненты поля рассеяния должно привести к отклонению вектора намагниченности от первоначального направления \mathbf{m}_0 на $\delta m_x, \delta m_y$. Решение вариационной задачи показало, что $\delta m_x \approx 0$ и $\delta m_y \approx 0$. Это означает,

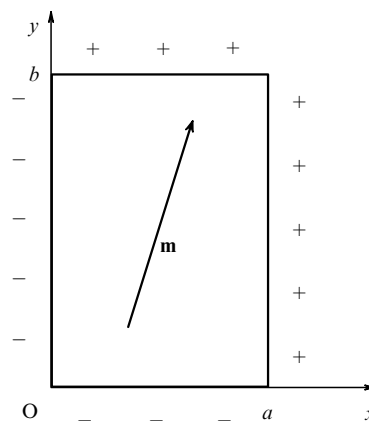


Рис. 1. К расчёту полей рассеяния, возникающих вблизи ребра однородно намагниченного параллелепипеда; \mathbf{m} — единичный вектор, указывающий направление намагниченности в магните.

что большое касательное поле рассеяния не приводит к отклонению намагниченности от исходного направления даже вблизи ребра параллелепипеда, где поле рассеяния стремится к бесконечности. Однородно намагниченное состояние сохранится и на краю магнита вблизи сингулярных точек.

Авторы [34] этот неожиданный результат объясняют тем, что на краю магнита стремится к бесконечности не только поле рассеяния, но и обменное поле. Направления этих полей взаимно противоположны, и они компенсируют друг друга. Отсюда следует, что распределение намагниченности даже на краю магнита должно оставаться однородным. Такое заключение требует более детального анализа. Дело в том, что обменное поле становится сравнимым по величине с полем рассеяния на расстояниях x , меньших расстояния между атомами. Кроме того, нет физических причин для возрастания обменного поля. Поэтому вызывает сомнение то, что большое размагничивающее поле вблизи ребра магнита не приводит к отклонению намагниченности от ОЛН. Реальное распределение намагниченности в материалах с большими, но конечными значениями поля одноосной анизотропии, по-видимому, не будет строго однородным. Появление неоднородности намагниченности приведёт к снижению напряжённости поля рассеяния вблизи ребра магнита. Однако сингулярность при этом сохранится. Поэтому принципиально важными являются данные о распределении намагниченности в окрестности особых точек магнита.

В работе Хуберта с соавторами [35], опубликованной в том же году, что и работа Тиавилля и др. [34], также обсуждаются сингулярность в угловой точке магнита, показанного на рис. 1. По мнению авторов [35], поле рассеяния расходится логарифмически в *математически* идеальном угле магнитного тела, согласно континуальной теории микромагнетизма. Заметим, что такая же логарифмическая зависимость имеет место и в случае точно решаемых модельных задач. Указанная особенность возникает также в случае континуальной теории микромагнетизма [36]. Это подтверждает качественную правильность результатов, полученных методом магнитостатики, который, однако, существенно выигрывает при рассмотрении сложных систем.

На основе численного решения микромагнитных задач были вычислены поля рассеяния вблизи угла магнита. Так, в работе [35] проведён численный расчёт полей рассеяния с увеличивающимся числом расчётных точек и показано, что эти поля перестают возрастать на расстояниях порядка $l = \sqrt{A/K_d}$ (где A — обменная постоянная, K_d — постоянная, характеризующая энергию поля рассеяния). Указанная характерная длина l для всех известных материалов значительно превышает атомные расстояния, поэтому эффекты, связанные с атомной решёткой, при микромагнитном рассмотрении можно не учитывать.

Таким образом, работы [34, 35] дополняют друг друга. В указанных работах впервые поставлена проблема сингулярности и указаны пути её решения, однако ответа на вопрос о величине поля рассеяния вблизи ребра магнита (см. рис. 1) не дано. Для решения этого вопроса, по-видимому, следует отойти от макроскопического подхода к вычислению поля, а кроме того, важно получить экспериментальные данные о величине поля в окрестности особой точки.

2.3. Задача Киттеля

Возможность существования сильных магнитных полей следует из решения и других задач магнитостатики, не связанных непосредственно с постоянными магнитами, например из расчёта моделей доменной структуры. Так, Киттель [37, 38] при определении равновесных параметров модели открытой доменной структуры (см. вставку на рис. 2) использовал так называемый метод магнитных зарядов. Размер пластины (и доменов) в направлении оси y считался неограниченным. В работах [37, 38] поля рассеяния не рассматривались, поэтому там отсутствуют формулы, непосредственно описывающие напряжённость полей рассеяния над доменами. Авторы [11, 12] для определения зависимости напряжённости поля рассеяния над доменами в структуре Киттеля воспользовались выражением для потенциала магнитного поля полосовой доменной структуры, приведённым в [39].

После вычисления градиента потенциала в [11] были найдены зависимости для компонент поля рассеяния $H_x(x, z)$, $H_z(x, z)$, $H_y(x, z)$. Вследствие симметрии компонента поля рассеяния $H_y(x, z) = 0$, а вертикальная компонента $H_z(x, z)$ относительно невелика, $H_z(x, z) < 2\pi M_s$. Компонента поля рассеяния $H_x(x, z)$ над доменами характеризуется зависимостью

$$H_x(x, z) = 8M_s \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \cos \frac{(2n+1)\pi x}{a} \times \exp \left(- \left| \frac{(2n+1)\pi z}{a} \right| \right). \quad (2)$$

Отметим, что поле $H_x(x, z)$ в (2) определяется только системой зарядов на верхней грани пластины. Нижняя грань пластины считалась удалённой на бесконечность. Из выражения (2) видно, что H_x в точках $x = na$ и $z = 0$ стремится к бесконечности, а в окрестности указанных точек в интервале шириной $\Delta x \approx a/10$ принимает значения, превышающие величину индукции материала ферромагнетика, т.е. $H_x > 4\pi M_s$. Особенности компоненты поля рассеяния $H_x(x, z)$ в окрестности точки O для области $-0,1 < \Delta x/a < 0,1$; $-0,1 < \Delta z/a < 0,1$ чётко проявляются на зависимости, приведённой на рис. 2, из

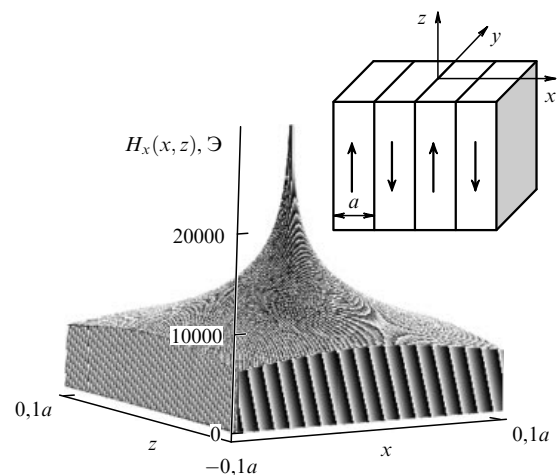


Рис. 2. Зависимость компоненты поля рассеяния $H_x(x, z)$ для модели открытой доменной структуры Киттеля, показанной на вставке. При расчётах принималось $M_s = 700$ Гс.

которого видно, что компонента поля рассеяния H_x достигает высоких значений.

2.4. Сильные поля рассеяния в плёнках с полосовыми доменами

Работа Киттеля была выполнена в 1948 г., когда не были известны плёночные материалы с большой магнитной анизотропией. Такие материалы появились в 1960-х годах, когда были открыты феррит-гранатовые плёнки с перпендикулярной анизотропией. Для многих из этих плёнок фактор качества $Q > 10$, что обеспечивает возникновение в них полосовой доменной структуры открытого типа. Расчёт полей рассеяния над стенками полосовых доменов открытой одномерной модели выполнен Шлёманом в работах [40, 41]. Полученная Шлёманом зависимость для касательной компоненты поля рассеяния H_t над доменом имеет вид $H_t(z) = H_x(z) = 2M \ln [(c+z)/(c-z)]$, где $2c$ — толщина плёнки. Из этой зависимости следует, что на поверхности плёнки ($z = c$) над серединой стенки домена поле неограниченно возрастает. Автор работ [40, 41] указывает, что поля рассеяния приводят к изменению энергии стенки, однако сингулярность в особой точке в этих работах детально не обсуждается.

Аналогичное выражение для поля рассеяния над стенкой Блоха полосовых доменов получено Слончевским [42]: $H_t(z) = H_y(z) = 4M \ln [z/(h-z)]$. Эта зависимость справедлива при толщине плёнки h , большей ширины доменной стенки δ_0 . Как видно, на поверхности плёнки ($z = h$) компонента поля H_t стремится к бесконечности. По мнению автора работы [42], это поле приводит к "скручиванию" намагниченности вблизи поверхности стенки, т.е. вектор намагниченности выходит из плоскости стенки и её уже нельзя считать блоховской. Необходимо заметить, что в соответствии с (2) большое размагничивающее поле возникнет также в полосовом домене вблизи его стенки. Это поле может привести к отклонению намагниченности от ОЛН в локальной области домена, если параметр Q мал. По нашему мнению, в случае $Q > 10$ скручиванием намагниченности в доменной структуре можно пренебречь. Следует отметить, что возникновение больших полей рассеяния над полосовыми доменами открытой структуры подтверждено результатами недавно выполненных расчётов [43, 44]. Кроме того, в ряде работ, в частности в работе [45], приведены подобные (2) логарифмические зависимости для поля H_t , относящиеся к материалам с $Q \leq 1$.

В 1970–1980-е годы появился ряд теоретических работ [46–49], в которых проведены расчёты в рамках открытых одномерных моделей полосовой доменной структуры в тонких плёнках с небольшой перпендикулярной анизотропией, $H_K \leq 4\pi M_s$ ($Q < 1$). Авторы указанных работ не рассчитывали полей рассеяния над полосовыми доменами. Между тем расчёт полей рассеяния указал бы на неустойчивость в таких полях одномерной полосовой доменной структуры в ферромагнетиках с малой анизотропией. Действительно, в материалах с $Q < 1$ появление большого размагничивающего поля приведёт к отклонению векторов \mathbf{M}_s в доменах от лёгкой оси в сторону направления поля. В результате распределение намагниченности в доменах станет неоднородным. Многолетние дискуссии по этому вопросу завершились в конце 1990-х годов появлением работ [50, 51], в которых на основе численных расчётов в рамках микромагнитных

моделей установлено неоднородное по толщине слоя распределение намагниченности в полосовых доменах. Ранее это было доказано экспериментально в работах [52–56].

2.5. Расчёт полей рассеяния в системе из двух магнитов

Наличие больших полей рассеяния непосредственно над полосовыми доменами в открытой структуре Киттеля трудно проверить с помощью обычных экспериментальных методов ввиду малой ширины доменов и, следовательно, узкой области локализации сильного поля. Авторы [11] предложили использовать для такой проверки систему из двух магнитов, намагниченных так же, как и соседние домены в открытой структуре Киттеля. В соответствии с (2) на поверхности вблизи границы раздела доменов должны возникать сильные поля рассеяния. Такая простая система магнитов, названная в [11] системой типа А (рис. 3а), состоит из двух постоянных магнитов, в которых векторы намагниченности имеют взаимно противоположные направления, и магнитопровода. Расчёт и анализ полей рассеяния для этой простой системы магнитов позволяют выяснить природу и особенности сильных полей.

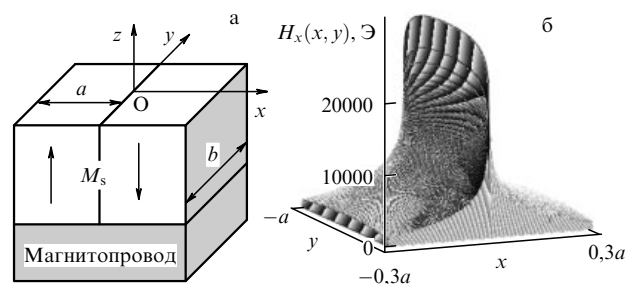


Рис. 3. (а) Схема системы из двух магнитов с магнитопроводом — система А. (б) Зависимость компоненты поля рассеяния $H_x(x, y)$ для точек, находящихся на плоскости xy ($z = 0$). При построении зависимости принимали $b = 2a$, $M_s = 1000$ Гс.

При проведении расчётов полей использовался метод "магнитных зарядов". Согласно, например, [57], поле рассеяния, создаваемое намагниченностью \mathbf{M} , имеет вид

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\text{grad } \varphi(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $\varphi(\mathbf{r})$ — магнитостатический потенциал,

$$\varphi(\mathbf{r}) = - \int_V \frac{\text{div}(\mathbf{M}(r'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' + \int_S \frac{\mathbf{M}_i(r') \cdot d\mathbf{S}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (4)$$

$d\mathbf{r}' \equiv dx' dy' dz'$, V — объём ферромагнетика, $\mathbf{M}_i(r')$ — i -я компонента вектора намагниченности, $d\mathbf{S}_i$ — i -я компонента вектора $d\mathbf{S}$. Магнитостатическое поле H удовлетворяет граничным условиям непрерывности тангенциальной компоненты поля и нормальной компоненты индукции:

$$\text{rot } \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \quad \text{div } \mathbf{B} = \text{div}(\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}) = 0. \quad (5)$$

Из второго уравнения в (5) следует, что в ферромагнетике, где $\text{div } \mathbf{M} \neq 0$, возникают поверхностные или объёмные магнитные заряды с плотностью $\sigma = -\text{div } \mathbf{M}$.

Первый интеграл в (4) учитывает вклад объёмных зарядов, а второй — поверхностных. Используя формулы (4) и (5), можно вычислить напряжённость поля рассеяния, если известны плотности поверхностных σ_s и объёмных σ_v зарядов.

Авторы [11, 12] при расчёте системы А приняли, что распределение намагниченности по объёму магнита однородно. Это условие является приемлемым, если максимальное значение горизонтальной компоненты поля рассеяния H_x значительно меньше поля одноосной анизотропии H_K материала магнита. В этом случае $\sigma_v = 0$, а поверхностные заряды с плотностью $\sigma_s = \pm M_s$ возникнут на верхних гранях, параллельных плоскости xu . Считалось, что на поверхностях магнитов, соприкасающихся с магнитопроводом, $\sigma_s = 0$. Для выполнения последнего условия нужны специальные магнитопроводы. Дело в том, что магнитопровод из магнитно-мягкого материала с очень большой проницаемостью не обеспечит полного замыкания магнитного потока. Вопросы, связанные с оптимизацией магнитопроводов для системы А и других систем магнитов, требуют отдельного рассмотрения.

Зависимость для вертикальной компоненты поля рассеяния H_z имеет следующий вид:

$$H_z(x, z) = 2M_s \left(\arctan \frac{a+x}{z} - \arctan \frac{a-x}{z} - 2 \arctan \frac{x}{z} \right). \quad (6)$$

Из (6) следует, что поле рассеяния $H_z(x, z)$ во всех точках над магнитами системы сравнительно невелико: $H_z(x, z) \leq 2\pi M_s$. Компонента поля $H_z(x, z)$ даёт малый вклад в полное поле $H = (H_x^2 + H_z^2)^{1/2}$.

Зависимость компоненты поля рассеяния $H_x(x, z)$ при $b \gg a$ (рис. 3а) выражается как

$$H_x(x, z) = M_s \left[\ln(a^2 + z^2 + 2ax + x^2) - 2 \ln(x^2 + z^2) + \ln(a^2 + z^2 - 2ax + x^2) \right]. \quad (7)$$

В случае малых $x < 0,01a$ и $z = 0$ зависимость (7) принимает простой вид: $H_x(x) \approx 4M_s \ln(a/x)$. Для точек на оси z зависимость является аналогичной, т.е. $H_x(z) \approx 4M_s \ln(a/z)$. Из формулы (7) также следует, что при приближении к точке О по любому направлению поле $H_x(x, z)$ одинаково монотонно возрастает, достигая больших значений, по логарифмическому закону $H_x(x) \approx 4M_s \ln(a/r)$. Если $b \sim a$, то выражение для касательной компоненты поля рассеяния $H_x(x, y)$ является громоздким и поэтому здесь не приводится. Эта компонента представлена в графическом виде на рис. 3б, из которого видно, что наиболее сильное поле возникает на поверхностях магнитов вблизи границы между ними. При этом поле остаётся сильным по всей длине границы.

Из результатов проведённых расчётов видно, что напряжённость поля рассеяния может существенно превышать значение индукции насыщения магнита, $H_x > B_s = 4\pi M_s$. Вследствие непрерывности тангенциальной компоненты поля рассеяния такое же поле будет и внутри магнита, т.е. размагничивающее поле H_d также будет большим. Воспользовавшись определением размагничивающего поля $\mathbf{H} = -\mathbf{NM}_s$ [58] и формулами (6), (7), можно найти для системы А все компоненты тензора N . Для точек вблизи плоскости xz магнитов ($z \approx 0$) компо-

нента тензора $N_{xz} = 4 \ln(x/a)$ и, как видно, она может принимать большие значения. Итак, сильные поля рассеяния возникают в телах неэллипсоидальной формы, и они обусловлены большими значениями недиагональных компонент тензора размагничивающего фактора.

Таким образом, возникновение сильных полей рассеяния в системе А связано с однородно намагниченным состоянием или близким к нему. Используя уравнения (5)–(7), можно определить условия устойчивости однородно намагниченного состояния. Из условия (5) непрерывности касательной компоненты размагничивающего поля следует, что размагничивающее поле внутри магнита (при $z \leq 0$) и малых $x < 0,01a$ характеризуется зависимостью $H_x(x) \approx 4M_s \ln(a/x)$. На малом расстоянии $r = (x^2 + z^2)^{1/2}$ от оси y напряжённость поля достигает значений $H > B_s$. Такое большое размагничивающее поле направлено перпендикулярно оси лёгкого намагничивания, и в материалах с пониженной величиной H_K оно может привести к значительному отклонению вектора намагниченности от ОЛН в точках магнита, близких к оси y . Поэтому необходимым условием существования больших полей является выполнение требования $H_x^{\max} < H_K$. Кроме того, из уравнения (6) следует, что вертикальная компонента размагничивающего поля H_z достигает максимума в центре магнита системы А и $H_z \leq 2\pi M_s$. В центре магнита компонента размагничивающего поля H_z направлена противоположно вектору намагниченности. Если коэрцитивная сила материала магнита $H_c \leq 2\pi M_s$, то возникнут домены с обратной намагниченностью, т.е. произойдёт частичное размагничивание. Если указанные выше условия $H_x^{\max} < H_K$ и $H_c > 2\pi M_s$ не выполняются, то нельзя использовать соотношения (6), (7) для вычисления напряжённости полей. Поэтому принципиально важно также определить минимальное значение отношения H_K/H_x^{\max} , при превышении которого "скручиванием" намагниченности вблизи сингулярных точек можно пренебречь. Выяснение этих предельных значений имеет научную и практическую ценность.

Расчёты с целью оценки отношения H_K/H_x^{\max} были выполнены для изолированного магнита в форме параллелепипеда. При проведении расчётов полагалось, что магнит представляет собой кристалл в форме параллелепипеда с примитивной кубической решёткой, период которой равен a . В каждом узле решётки находится атом с магнитным моментом μ , равным магнетону Бора, $\mu = \mu_B = 10^{-20}$ эрг Гс⁻¹. Размер магнита по оси y предполагался неограниченным. В этом случае намагниченность лежит в плоскости xz и её ориентация в каждом узле задаётся одним углом, $\theta_{i,k}(x, z)$. Равновесное направление магнитных моментов μ в каждом узле кубической решётки находится из условия минимума свободной энергии, включающей в себя энергии анизотропии, обмена и магнитного поля. Рассчитываемым параметром являлся угол θ_{\max} в точках на ребре магнита.

Результаты вычислений θ_{\max} при различных значениях поля одноосной анизотропии H_K и поля H_x приведены в табл. 2. Принятые значения напряжённости поля приблизительно соответствуют величинам предельного размагничивающего поля, создаваемого одиночным магнитом, системой из двух магнитов и некоторой сложной системой (типа цилиндра Хальбаха).

Как видно из табл. 2, при больших значениях константы одноосной анизотропии ($K > 10^8$ эрг см⁻³,

Таблица 2. Результаты расчётов максимального угла скручивания намагниченности θ_{\max} для постоянных магнитов при различных значениях поля анизотропии H_K и размагничивающего поля H_x

H_K , кЭ	20	100	140	160	180	200	240	280	320	360	400
θ_{\max} , град ($H_x = 80$ кЭ)	> 45	22,0	16,0	14,00	12,00	11,50	9,50	8,2	7,20	6,40	5,80
θ_{\max} , град ($H_x = 50$ кЭ)	> 45	13,7	10,1	8,90	7,90	7,18	6,01	5,1	4,50	4,00	3,60
θ_{\max} , град ($H_x = 35$ кЭ)	> 45	9,6	7,1	6,26	5,57	5,00	4,20	3,6	3,17	2,82	2,54

$H_K > 200$ кЭ) максимальный угол отклонения вектора μ от ОЛН θ_{\max} не превышает 10° . При угле $\theta_{\max} = 10^\circ$ плотность зарядов вблизи сингулярной точки составляет $\sigma \approx 0,985M_s$, что менее чем на 2% ниже предельного значения плотности зарядов при строго однородной намагниченности ($\sigma = M_s$). Следует заметить, что реальная величина θ_{\max} будет несколько ниже, поскольку принятые значения поля $H_x = 35, 50$ и 80 кЭ для указанных систем являются завышенными, а значение константы обмена $A_d = 10^{-14}$ эрг на один атом является заниженным.

Итак, из проведённых оценочных расчётов следует, что в одиночном магните и системе из двух магнитов с большой анизотропией скручиванием намагниченности вблизи сингулярных точек можно пренебречь, если максимальное значение размагничивающего поля не превышает величины $H_{\max} < 0,3H_K$. При одинаковых значениях M_s величина предельного поля в системе магнитов из SmCo_5 должна быть выше, чем в системе магнитов из Nd-Fe-B . Поля анизотропии в указанных системах составляют 400 и 80 кЭ соответственно. Из таблицы 2 также видно, что в магнитах с $H_K < 80$ кЭ и намагниченностью $M_s \sim 1000$ Гс угол θ_{\max} не может превышать 10° . В этом случае распределение намагниченности нельзя считать однородным и для нахождения предельного поля следует провести более точный расчёт напряжённости полей рассеяния.

Из зависимости $H_x(x) \approx 4M_s \ln(a/x)$ следует, что при $x \rightarrow 0$ касательная компонента поля рассеяния $H_x \rightarrow \infty$. Поскольку поле рассеяния в силу различных физических причин не может быть сколь угодно большим, возникает вопрос об истинной величине поля в сингулярной точке и малой её окрестности. По-видимому, в рамках макроскопического подхода ответить на данный вопрос невозможно. Разрешить это противоречие может теория, учитывающая атомарное строение ферромагнетиков. Необходимость создания такой теории очевидна, поскольку нельзя распространить без противоречий законы непрерывной среды на дискретную. Эта теория также должна определить границу применимости макроскопического подхода.

3. Экспериментальные доказательства существования сильных полей

3.1. Измерение полей рассеяния в системе из двух магнитов

Итак, возможность существования сильных полей обоснована теоретически. Дальнейшие исследования ставят своей целью экспериментальную проверку существования сильных полей рассеяния и наличия логарифмической зависимости величины H_x . В работе [11] для такой проверки использовалась система из двух магнитов на основе SmCo_5 (рис. 3а). Размер каждого из магнитов

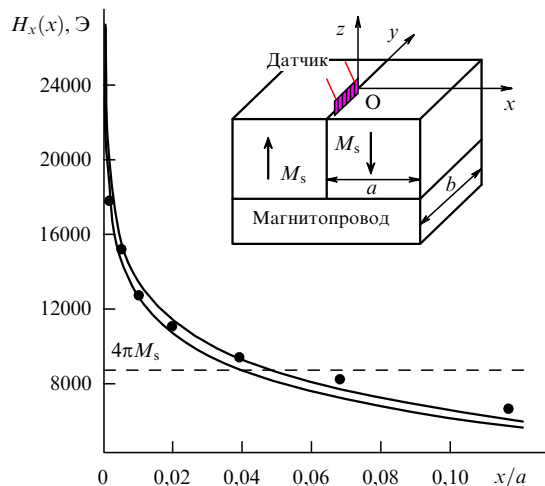


Рис. 4. Сравнение экспериментальных значений поля рассеяния над системой из двух магнитов с рассчитанными зависимостями $H_x(x) = 3000 \ln(a/x)$ и $H_x(x) = 2700 \ln(a/x)$. Схема измерений полей рассеяния над системой из двух магнитов приведена на вставке.

составлял $40 \times 40 \times 20$ мм. Схема измерений с помощью плёночных датчиков приведена на вставке рис. 4. Величина полей H измерялась магниторезистивными датчиками, изготовленными на основе гранулированных плёнок Ag-Co . Эти датчики, имеющие форму узких прямоугольных полосок длиной 3 мм, шириной 0,1 мм и толщиной 0,1 мкм, обладали гигантским магниторезистивным эффектом с $\Delta R/R = 20-25\%$ и насыщались в магнитном поле $H \sim 25$ кЭ [59].

При измерениях плоскость датчика была параллельна плоскости yz (см. вставку на рис. 4). Расстояние датчика от оси y изменяли с помощью пластин различной толщины. Датчик располагался вблизи начала координат системы A . На рисунке 4 кружками обозначены измеренные значения поля рассеяния. Как видно, наблюдается хорошее соответствие экспериментальных значений поля с рассчитанной логарифмической зависимостью $H_x(x) \approx 4M_s \ln(a/x)$.

Дополнительным доказательством наличия сильных полей рассеяния над магнитами системы A являются данные исследований на спектрометре электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [60, 61]. Источником постоянного поля в установке ЭПР являлась также система из двух SmCo_5 -магнитов (рис. 3а). Контрольный образец из аморфного сплава $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$, изготовленный в форме узкой полоски из тонкой ленты размером 15×15 мкм, располагался на кварцевой пластинке. Образец находился вблизи максимума статического магнитного поля и в максимуме магнитной компоненты резонансного электромагнитного поля. Было зарегистрировано резонансное поглощение на частоте 44 ГГц. Показано, что для частоты $\nu_{\text{res}} = 44$ ГГц статическое магнитное поле вблизи щели с учётом

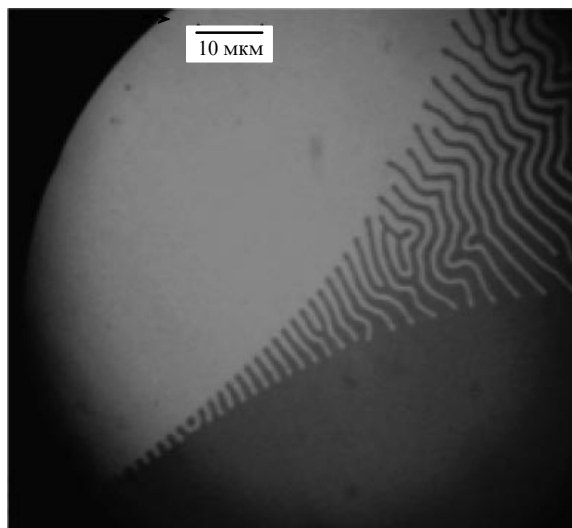


Рис. 5. Доменная структура в феррит-гранатовой плёнке у края границы между магнитами системы А при $t = 280$ мкм.

влияния размагничивающего поля достигало величины $H_{\text{res}} \approx 19$ кЭ. Эти эксперименты также убедительно подтверждают существование сильных полей рассеяния.

Магнитооптические исследования сильных полей рассеяния с помощью феррит-гранатовых плёнок позволили получить сведения не только о напряжённости поля, но и о его конфигурации, т.е. метод даёт возможность визуализировать поле над магнитами. В работе [62] в качестве индикаторной среды использовались феррит-гранатовые плёнки с большим полем перпендикулярной магнитной анизотропии, $H_K \approx 8$ кЭ. Установлено, что картина областей с полосовыми доменами, которая возникает в индикаторе при различных его расстояниях от магнитов, соответствует рассчитанным линиям равной напряжённости для этой системы. На рисунке 5 показана доменная структура вблизи края границы между магнитами. Напряжённость сильного поля вычисляли из значений предельного расстояния от плоскости магнита z_{cr} , при котором исчезала лабиринтная доменная структура.

Таким образом, наличие сильных полей рассеяния в системе А экспериментально доказано тремя различными методами.

4. Предельные значения сильных полей

4.1. Классификация сильных полей

Итак, возможность существования сильных магнитных полей рассеяния теоретически обоснована и экспериментально доказана на примере простой системы из двух магнитов. При этом наблюдалось хорошее соответствие рассчитанных и измеренных значений полей, созданных системой магнитов из SmCo_5 . Это указывает на то, что при расчёте полей рассеяния в магнитах с большими значениями поля H_K оправдано использование метода магнитных зарядов. Применение этого метода позволяет получить аналитические выражения напряжённости поля, а затем выявить особенности сильных полей.

Предельным для данной системы магнитов в [63] названо наибольшее поле рассеяния, которое может быть в ней достигнуто при допустимых размерах магнитов и их

магнитных параметров. Для характеристики сильных полей рассеяния в [63] введены следующие параметры: H_{max} — максимальное значение поля рассеяния, Δr — размер области локализации сильного поля рассеяния, $|\nabla H_{\text{max}}|$ — предельное значение градиента поля, $\langle H \rangle$ — среднее значение поля рассеяния в некотором объёме вблизи системы магнитов. Введение указанных параметров позволяет сравнивать различные системы, которые генерируют сильные поля, а также проводить их классификацию.

Задача по вычислению предельных значений сильных полей в целом сводится к нахождению такой геометрии магнитов и распределения намагниченности в них, при реализации которой может быть достигнуто наиболее сильное поле рассеяния вблизи *особых точек* системы магнитов. В общей постановке указанная вариационная задача пока не решена. Найдено решение частной задачи для однородно намагниченных магнитов, у которых заряды находятся на их поверхности. Следует заметить, что по типу магнитного состояния все возможные виды магнитов можно разделить на две группы — с *однородной* и *неоднородной* намагниченностью. На практике преимущественно используются системы, состоящие из магнитов с однородной намагниченностью. В таких системах сильные поля обусловлены магнитными зарядами, возникающими на их поверхностях.

Заряженная поверхность может быть как плоской, так и искривлённой. В результате решения вариационной задачи показано [64], что в однородно намагниченных магнитах наибольшее поле рассеяния возникает у прямолинейного края плоскости, т.е. *сильное поле является краевым эффектом*. Поэтому в дальнейшем при вычислении предельных полей будут рассматриваться преимущественно магниты в форме параллелепипедов и прямых призм.

Априори можно предположить, что существует много систем из постоянных магнитов, которые генерируют сильные магнитные поля рассеяния. В зависимости от вида области локализации сильных полей в [63] их разделили на три типа: *линейные*, *точечные* и *однородные*. Характерным признаком *линейных полей* является то, что сингулярные точки находятся на некоторой линии. Обычно этой направляющей линией является край магнита. Область локализации сильного линейного поля представляет собой цилиндр радиусом Δr , осью которого служит указанная направляющая линия. Примером линейного поля может являться поле рассеяния, которое возникает по периметру граней параллелепипеда или вблизи направляющей прямого цилиндра, однородно намагниченного вдоль своей оси. В последнем случае область локализации является тор. Так, поле внутри цилиндра Хальбаха [2] представляет собой комбинацию линейных полей, и его также можно отнести к линейным.

Сильные магнитные поля рассеяния, которые возникают, например, вблизи вершины однородно намагниченного конуса, пирамиды или на линии пересечения заряженных плоскостей магнитов и локализуются в некоторой замкнутой окрестности особой точки, были названы в [63] *точечными*. Линейные и точечные поля могут возникать также и в магнитах с *неоднородной* намагниченностью (см. раздел 6).

Характерным для сильных *однородных полей* рассеяния является то, что они не связаны с краевыми эффектами. Эти поля имеют большую область локализации.

Возможны также системы магнитов, сильное поле которых представляет собой комбинацию полей указанных трёх типов.

4.2. Предельные значения линейных полей.

Открытые системы

Цель исследований, выполненных в [63], состояла в том, чтобы найти такую геометрию систем магнитов и направления намагниченности в ней, которая обеспечивает достижение наибольших величин полей вблизи особых точек. Это важно как для физики магнитных явлений, так и для практических применений. Решить такую задачу, используя только численные методы расчёта полей, сложно. Поэтому важно найти аналитические зависимости для напряжённости поля. Поскольку решение вариационной задачи для вычисления предельного поля в общем случае произвольных намагниченностей отсутствует, в [63, 64] при нахождении предельных зависимостей для указанных трёх типов сильных полей предполагалось, что магниты однородно намагничены. Это решение вариационной задачи сужает круг поиска систем — рассматриваются только тела, имеющие грани в виде *плоских поверхностей*.

Системы, индуцирующие сильные поля, могут состоять из одного или нескольких магнитов. Изменяя конфигурацию системы, размеры и форму магнитов, их число в системе, а также ориентацию намагниченности, можно влиять на предельные величины генерируемых сильных полей. В работе [63] определялся экстремум выражения для напряжённости поля $H(\varphi_i, \alpha_i)$ как функции углов при вершине призмы α_i и направления намагниченности φ_i .

Установлено, что наиболее сильное поле генерируется одиночным магнитом, имеющим форму *прямого параллелепипеда*. Это поле возникает у середины ребра магнита, и его величина не зависит от направления вектора намагниченности. Напряжённость поля вычисляется из зависимости $H \approx 2M_s \ln(a/r)$, где r — расстояние от ребра, $r = (x^2 + z^2)^{1/2}$. Следует отметить, что приведённая зависимость даёт несколько завышенные значения поля, так как истинная зависимость при $b \gg a$ имеет вид $H = M_s \ln[1 + (a/r)^2 - 2ax/r^2]$. Однако при $r \ll a$ завышение напряжённости невелико, поэтому предельное поле можно вычислять, используя выражение $H \approx 2M_s \ln(a/r)$. Опущенные члены в выражении для напряжённости H влияют преимущественно на область локализации сильного поля Δr . Такой подход позволяет сравнивать различные системы магнитов, создающие сильные поля, так как напряжённость поля будет характеризоваться только предлогарифмическим коэффициентом $A(n)$.

Необходимо отметить, что у одиночного магнита, представленного на рис. 1, сильное размагничивающее поле у одних вершин параллелепипеда является сонаправленным с вектором \mathbf{M}_s , а у двух других — направлено противоположно ему. Как видно, размагничивающие поля могут как стабилизировать магнитное состояние в одних областях магнита, так и дестабилизировать его в других. Всё это следует учитывать при конструировании систем магнитов, генерирующих сильные поля.

В системе из двух магнитов наиболее сильное поле возникает вблизи рёбер магнитов в форме прямых параллелепипедов (ось y на рис. 3). При этом векторы намагниченности в соседних магнитах должны быть ориен-

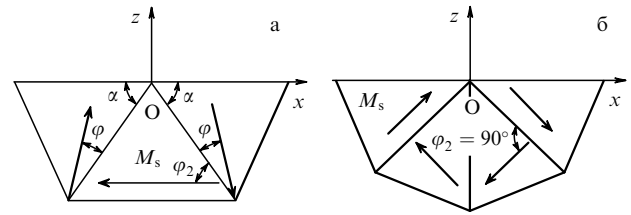


Рис. 6. Открытые системы из трёх (а) и четырёх (б) магнитов в форме прямых призм.

тированы во взаимно противоположных направлениях и лежать в плоскости xz . Напряжённость предельного поля вычисляется из зависимости $H_x \approx 4M_s \ln(a/r)$, если размер магнитов по оси y $b \gg a$.

В системе, изображённой на рис. 6, сильное поле рассеяния сосредоточено над наружной поверхностью магнитов xu (полупространство $z > 0$). Подобные системы называются *открытыми*. В открытой системе из трёх или четырёх магнитов сильное поле будет наибольшим в точках, расположенных вблизи оси y , т.е. в области, где совмещаются рёбра трёхгранных призм. Установлено, что предельные поля для систем из трёх и четырёх магнитов характеризуются зависимостями $H_{\max} \approx 3\sqrt{3}M_s \ln(a/r)$ и $H_{\max} \approx 4\sqrt{2}M_s \ln(a/r)$ соответственно. Указанная зависимость для оптимизированной системы из трёх магнитов реализуется при значениях углов $\varphi = 0$, $\varphi_2 = 60^\circ$, $\alpha = 60^\circ$. Для системы из четырёх магнитов поле будет наибольшим при углах $\varphi = 0$, $\varphi_2 = 90^\circ$, $\alpha = 45^\circ$.

4.3. Сильные поля рассеяния

в закрытых системах магнитов. Цилиндр Хальбаха

Если симметрично плоскости xu , оптимальной для системы из двух магнитов (рис. 3а), присоединить такую же систему так, чтобы векторы \mathbf{M}_s в соседних магнитах были ориентированы во взаимно противоположных направлениях, то поле рассеяния для точек в окрестности оси y удвоится, достигнув величины $H_{\max} \approx 8M_s \ln(a/r)$. Поскольку сильное поле локализуется в узкой полости вблизи оси y системы, окружённой четырьмя магнитами, такая система была названа *закрытой* (рис. 7). В полости закрытой системы поле будет меньше, чем следующее из зависимости $H_{\max} \approx 8M_s \ln(a/r)$. Подобная система из четырёх магнитов с внутренней полостью эквивалентна двум системам А со щелью, заряженные плоскости которой повернуты относительно друг друга на угол 90° . Систему со щелью, представленную на вставке на рис. 8, назвали системой В. Сильные поля сохраняются и при наличии зазора шириной 2δ между плоскими поверхностями магнита (см. рис. 8). Напряжённость горизонтальной компоненты магнитного поля описывается выражением

$$H_x(x, z) = M_s \left\{ \ln[(a + \delta + x)^2 + z^2] + \ln[(a + \delta - x)^2 + z^2] - \ln[(\delta + x)^2 + z^2] - \ln[(\delta - x)^2 + z^2] \right\}. \quad (8)$$

Как видно из рис. 8, на зависимости $H_x(x, z)$ имеются находящиеся на краях зазора сингулярные точки с координатами $z = 0$ и $x = \pm\delta$, в которых поле стремится к бесконечности.

Система, представленная на вставке рис. 7, по существу, является простейшим цилиндром Хальбаха. Так,

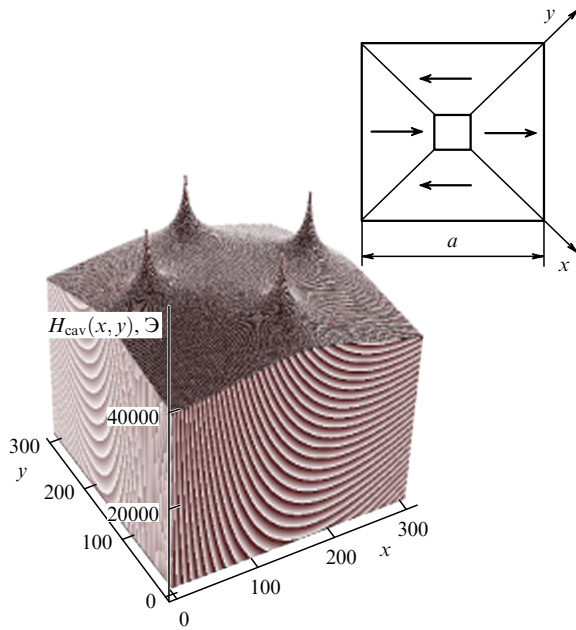


Рис. 7. Зависимость компоненты поля рассеяния $H_{cav}(x, y) = (H_x^2 + H_y^2)^{1/2}$, построенная для области $-0,015a < x < 0,015a$; $-0,015a < y < 0,015a$ для закрытой системы из четырёх магнитов в цилиндре Хальбаха (см. вставку), размер квадратной полости по диагонали равен $2\delta = 0,02a$.

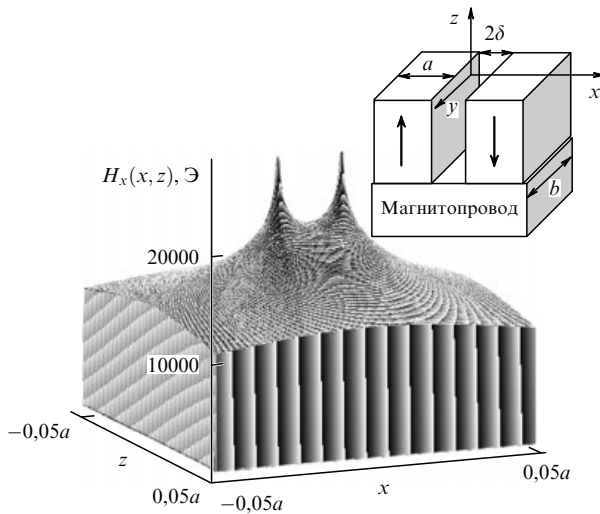


Рис. 8. Зависимость компоненты поля рассеяния $H_x(x, z)$ в системе из двух магнитов со щелью, показанной на вставке. При построении зависимости принимали $b = 2a$, $M_s = 1000$ Гс, $2\delta = 0,01a$.

поле в полости цилиндра будет равняться геометрической сумме полей, которые созданы двумя системами типа В, и поля, создаваемого зарядами, находящимися на гранях полости. Для точек вблизи центра полости поле характеризуется зависимостью $H_{cav}(x, y) = (H_x^2 + H_y^2)^{1/2}$. На рисунке 7 показана зависимость поля $H_{cav}(x, y)$ внутри полости. При построении этой зависимости вклад от зарядов на поверхности полости, а также на наружной поверхности системы не учитывался.

Как видно из рис. 7, магнитное поле внутри цилиндра имеет высокие значения и является неоднородным. Острые пики на рисунке указывают на наличие четырёх сингулярных точек. Эти точки принадлежат краям за-

ряженных граней. Поэтому поле в такой полости неоднородно. Отметим, что поле также будет сильно неоднородным в полости цилиндра Хальбаха и других подобных систем. Можно считать, что предельное поле в закрытой системе из шести и восьми магнитов будет в два раза выше, чем в открытых системах из трёх и четырёх магнитов (см. рис. 6). Поэтому при вычислении предельного поля в полостях систем из шести и восьми магнитов можно использовать зависимости $H_{max}(r) \approx 6\sqrt{3}M_s \ln(a/r)$ и $H_{max}(r) \approx 8\sqrt{2}M_s \ln(a/r)$ соответственно. С увеличением числа пар магнитов напряжённость поля в полости возрастает. Обстоятельный ответ на вопрос о том, какой вид будет иметь предельная зависимость $H_{max}(r)$ в полости закрытой системы при произвольно большом числе магнитов, дан в работе [63]. Изложим кратко общие принципы, которые использовались при построении такой системы.

Показано, что сложная система магнитов представляет собой комбинацию элементарных систем. При конструировании оптимальной системы использовались простейшие элементы. В [63] в качестве простейшего элемента была выбрана система магнитов, подобная системе А (квадруполь), т.е. пара разноимённо заряженных граней, лежащих в одной плоскости и имеющих общую прямолинейную границу. Такую систему можно реализовать, используя магниты в форме трёхгранных призм (секторов). Вершины призм должны располагаться на минимальном расстоянии от некоторой оси.

Напряжённость поля в узком зазоре между парами граней $H_t \approx H_x \approx 4(\pm\sigma) \ln(a/r)$, где $\pm\sigma$ — плотности зарядов на соседних гранях. Поле, генерируемое одной парой, можно усилить, если присоединить к ней другие подобные пары. Тогда полное поле вблизи границы будет равняться геометрической сумме полей, создаваемых каждым простейшим элементом. Было рассчитано поле в цилиндре, состоящем из $4n$ секторов ($n = 1, 2, \dots$) в виде треугольных призм. Напряжённость поля рассеяния для компоненты H_x после проведения алгебраических преобразований под знаком суммы выражается в виде

$$H_x(n) = 8M_s \ln \frac{R}{r} n \sin \frac{\pi}{2n}. \tag{9}$$

Используя формулу (9), можно вычислить поле внутри цилиндра Хальбаха с очень малым внутренним диаметром при любом числе секторов, а также оценить величину предельно достижимого поля H_x , когда число магнитов в системе стремится к бесконечности. Так, из (9) следует, что значение предельной зависимости поля

$$\lim_{n \rightarrow \infty} H_x(n) = H_{max} = 4\pi M_s \ln \frac{R}{r}. \tag{10}$$

Выражение (10) показывает, что при увеличении числа магнитов до бесконечности предельное значение коэффициента $A(n) = 4\pi$. Значения коэффициента $A(n)$, характеризующего напряжённость поля в цилиндре Хальбаха $H_x(n) = A(n)M_s \ln(R/r)$, приведены в табл. 3.

Таблица 3. Значения предлогарифмического коэффициента $A(n)$ для закрытых систем с числом магнитов n

n	4	6	8	10	14	16	20
$A(n)$	8,00	10,30	11,20	11,70	12,15	12,24	12,36

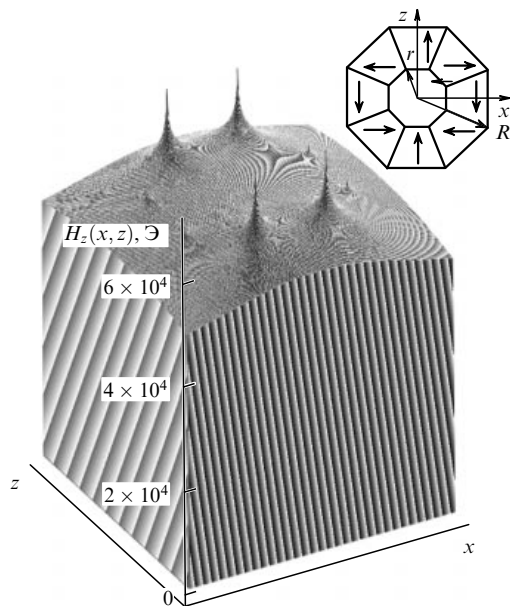


Рис. 9. Зависимость компоненты поля рассеяния $H_z(x, z)$ цилиндра Хальбаха (см. вставку), построенная для области $-0,015a < x < 0,015a$; $-0,015a < z < 0,015a$. На вставке — цилиндр Хальбаха из восьми магнитов в сечении плоскостью xz .

Таким образом, в системах магнитов с однородной намагниченностью предельное значение линейного поля не может превышать величину, определяемую зависимостью $H = 4\pi M_s \ln(R/r)$. В реальных системах с конечным числом магнитов n напряжённость поля всегда будет несколько ниже из-за дисперсии лёгких осей в магните и скручивания векторов намагниченности вблизи сингулярных точек. Поэтому предельное поле следует определять из выражения $H_{\max} = B_r \ln(R/r)$, где B_r — остаточная индукция.

В 1985 г. Хальбах [2] предложил систему магнитов, состоящую из секторов в форме прямых призм. Эту систему, схематически изображённую на вставке рис. 9, называют цилиндром Хальбаха. Каждый из секторов намагничён однородно. Вектор намагниченности в каждом секторе лежит в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра. Направление намагниченности в секторах указано на рисунке стрелками. Сильное поле возникает в полости цилиндра.

Хальбах [2] провел расчёт полей рассеяния, возникающих в полости такого цилиндра. Считалось, что высота цилиндра $L \gg r$. Вычислялась только компонента поля рассеяния H_z (см. рис. 9). Две другие компоненты в центре длинного цилиндра ($L \gg r$) полагались значительно меньшими, чем H_z .

Из приведённой в [2] зависимости $H_z \approx B_r \ln(R/r)$ следует, что напряжённость компоненты поля H_z в полости цилиндра постоянна. Это подчёркивает сам автор [2], а также авторы работ [3, 4]. Однако утверждение об однородности поля рассеяния в полости цилиндра вблизи краёв четырёх пар "заряженных" граней между секторами, т.е. их четырёх систем В.

Автор работы [65] с помощью численного решения вариационной задачи искал такое распределение намаг-

ненности в магните, при котором поле рассеяния будет наибольшим. Показано, что поле рассеяния может превышать индукцию насыщения (т.е. являться сильным) при распределении намагниченности, подобном распределению M_s в цилиндре Хальбаха.

5. Точечные источники сильных магнитных полей рассеяния

Итак, предельное значение *линейного* поля лимитируется зависимостью $H = 4\pi M_s \ln(R/r)$. Для нахождения аналогичных предельных зависимостей *точечного* поля в работах [63, 66] проведён анализ трёх типов точечных полей с целью выяснить возможность получения в других системах магнитов зависимостей с предлогарифмическим коэффициентом $A(n) > 4\pi$.

5.1. Линии пересечения заряженных плоскостей как источники точечного поля

Если в системе магнитов имеется две или несколько пересекающихся заряженных поверхностей, то поле будет достигать наибольшей величины в точках, в которых края этих поверхностей пересекаются. На вставке рис. 10 показана такая система, состоящая из четырёх одинаковых магнитов в виде секторов, которые являются частью цилиндра с радиусом R . Поверхностные магнитные заряды возникают на плоской границе сопряжения секторов, где $\text{div } M_s \neq 0$. Эти заряды создают сильное поле H_z .

Вопросы, связанные с предельным полем таких систем, изучались в [63, 66]. Показано, что сильное поле H_z будет наибольшим, когда вектор намагниченности в каждом магните направлен по биссектрисе угла сектора. В этом случае плотность зарядов на обеих плоскостях $\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = \sqrt{2}M_s$. Сильное поле H_z в этой системе представляет собой сумму двух линейных полей и достигает наибольших значений в особой точке О. Если не учитывать влияния на поле H_z зарядов, возникающих на внешней поверхности цилиндра, то напряжённость сильного поля в окрестности точки О характеризуется

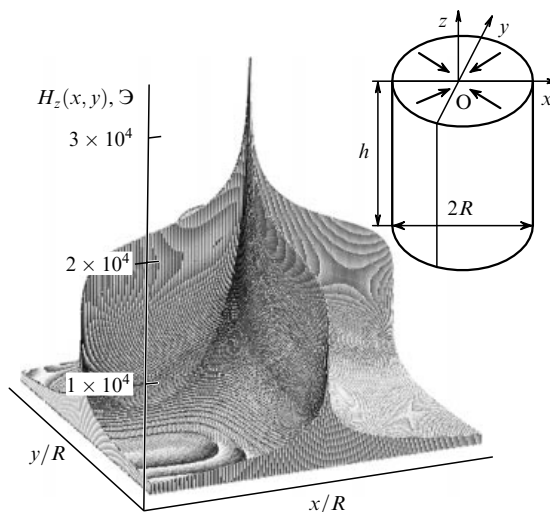


Рис. 10. Зависимость компоненты поля рассеяния $H_z(x, y)$ на поверхности ($z = 0$) источника точечного поля, построенная для области $-R < x < R$, $-R < y < R$. При вычислениях принято $M_s = 1000$ Гс. Источник точечного поля из четырёх магнитов показан на вставке.

зависимостью

$$H_z \approx 4\sqrt{2}M_s \ln \frac{h}{r}, \quad (11)$$

где $r \approx (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ — расстояние от точки О до точки измерения поля, h — высота. Зависимость $H_z(x, y)$ при $z = 0$ приведена на рис. 10.

Для системы, состоящей из n секторов, поле имеет вид

$$H_z \approx 2nM_s \sin \frac{\pi}{n} \ln \frac{h}{r}. \quad (12)$$

Когда число секторов $n \rightarrow \infty$, предельное поле вблизи точки О определяется выражением

$$H_z = H_{\max} \approx 2\pi M_s \ln \frac{h}{r}. \quad (13)$$

Очевидно, что все значения полей, вычисленные по формулам (11)–(13), можно увеличить вдвое, если над цилиндром (см. рис. 10) расположить такой же второй цилиндр. При этом вектор намагниченности в каждом секторе второго цилиндра должен быть направлен по его биссектрисе от центра. Наибольшее поле в этом случае характеризуется зависимостью

$$H_z = H_{\max} \approx 4\pi M_s \ln \frac{h}{r}. \quad (14)$$

Анализ зависимости $H_z(x, y) = H_{\max}$ при $z = 0, 01R$ показал, что область сильного поля занимает почти половину площади зазора, т.е. $\Delta r \approx R$.

Из (14) следует, что предельные поля в цилиндре Хальбаха и рассмотренном точечном источнике описываются одинаковой зависимостью. Преимущество точечного источника состоит в том, что во всех точках системы сильное поле H_z внутри магнита (размагничивающее поле) перпендикулярно вектору намагниченности, т.е. лёгкой оси магнитов. Такое расположение ОЛН и H_z уменьшает возможность размагничивания магнитов собственным сильным полем. Поэтому подобные системы могут использоваться для получения рекордно высоких полей рассеяния, генерируемых постоянными магнитами.

5.2. Конические источники точечных полей

Другим видом источников сильных полей точечного типа могут быть магниты в форме конуса, пирамиды или пространственных фигур, образованных поверхностью вращения. Поскольку предельные значения их полей существенно не различаются, авторы [63] ограничились анализом систем из конических магнитов. Легко увидеть, что сильное поле, создаваемое прямым конусом с симметричным сечением (при предположении, что конус однородно намагничён вдоль своей оси), будет сосредоточено вблизи вершины конуса, а x -компонента поля (рис. 11) будет параллельна оси симметрии. Это сильное поле достигает максимального значения тогда, когда образующей конуса является прямая линия. Это следует из решения вариационной задачи, в случае, когда поверхность конуса образована вращением некоторой кривой $y(x)$ вокруг оси. Если вектор намагниченности \mathbf{M}_s параллелен оси конуса (оси x), то плотность зарядов на конической поверхности выражается как $\sigma = M_s(y')/(1+y'^2)^{1/2}$, где y' — производная от $y(x)$. Величина осевой компоненты поля (H_x) зависит от вида кривой $y(x)$, соединяющей вершину конуса О с произ-

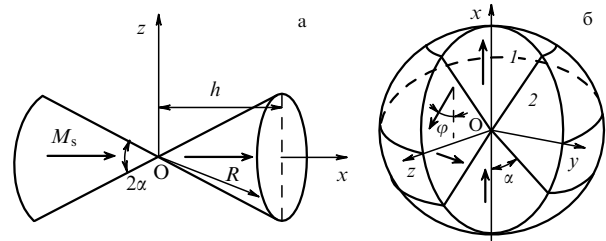


Рис. 11. (а) Система из пары конических магнитов. (б) Система из двух пар конических магнитов, разделённых радиальными плоскостями.

вольной точкой на его боковой поверхности, и вблизи вершины конуса О определяется зависимостью

$$H_x(x, y, y') = 2\pi M_s \int_0^x \frac{xyy'}{[(x+\delta)^2 + y^2]^{3/2}} dx, \quad (15)$$

где δ — расстояние до точки наблюдения, лежащей в плоскости $x = -\delta$. Так как поле достигает предельного значения в окрестности точки О, величина δ должна быть очень мала и в первом приближении ею можно пренебречь, т.е. рассматривать точечное поле, лежащее в плоскости $x = 0$. Экстремум функционала (15) определяется решением уравнения Эйлера, которое имеет вид

$$y = \pm\sqrt{2}x. \quad (16)$$

Итак, в конических магнитах поле достигает наибольшей величины у вершины конуса тогда, когда образующей конуса является прямая $y = \pm\sqrt{2}x$. Угол при вершине конуса $2\alpha \approx 110^\circ$. Величина напряжённости осевой компоненты поля рассеяния для такого конуса характеризуется зависимостью $H_{\max} \approx 2,4M_s \ln(h/r)$. В системе из двух конических магнитов, расположенных на одной оси (рис. 11а), поле будет в два раза выше, $H_{\max} \approx 4,8M_s \ln(R/r)$.

В работе [63] показано, что наиболее высокие поля создаются в более сложных системах, состоящих из нескольких пар конусов (рис. 11б). Два магнита типа 1 имеют форму конуса, а магниты типа 2 — форму полушферы с вырезом в виде конуса. Обе пары магнитов образуют сферу. Сфера разделена радиальными плоскостями на четыре сектора. Вектор намагниченности в каждом секторе является параллельным плоскости биссектрисы двугранного угла и образует угол φ с осью конуса (рис. 11б). Вся система помещена в специальную обойму, которая удерживает магниты от разбегания. Кроме того, предполагалось, что обойма исключает образование зарядов на наружной поверхности сферы. В подобной комбинированной системе магнитов вклад в поле рассеяния создают заряды, возникающие как на конических поверхностях, так и на плоской границе между секторами.

С использованием условия экстремума функции нескольких переменных были найдены оптимальные значения этих углов и затем вычислены предельные поля рассеяния для систем, состоящих из различного числа пар конических магнитов. Каждая пара конусов (кроме центральной (см. вставку на рис. 12)) была разделена на восемь равных секторов. Так, для системы из двух пар конических магнитов численный расчёт показывает, что

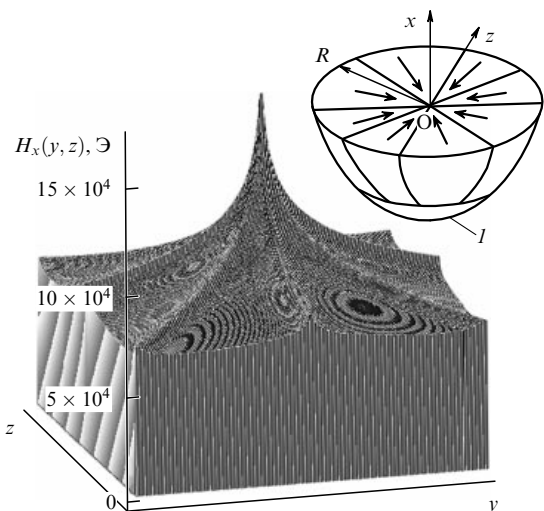


Рис. 12. Зависимость компоненты поля $H_x(y, z)$ в системе, показанной на вставке, для области $-0,1R < z < 0,1R$, $-0,1R < y < 0,1R$. При вычислениях принято $M_s = 1000$ Гс. На вставке изображена половина системы из двух пар конических магнитов. Магниты системы, лежащие между коническими магнитами 1, разделены радиальными плоскостями на восемь секторов.

поле H_x будет наибольшим при углах $\varphi = 108^\circ$ и $\alpha = 36^\circ$. Предельная зависимость для этих значений углов имеет вид $H_x \approx 14M_s \ln(R/r)$. Таким образом, $A(n) = 14 > 4\pi$, следовательно, рассматриваемая коническая система магнитов создаёт более сильное поле по сравнению с линейным.

Вычисленное значение $A(n)$ (и поля H_x) для системы из двух пар конических магнитов можно увеличить, образовав подобную систему из трёх пар конусов, таким образом, что пара внутренних конусов 1 остаётся однородно намагниченной параллельно оси конуса, а два наружных конуса (типа конуса 2 на рис. 11б) разделяются на восемь секторов каждый. Расчёт такой системы показал, что коэффициент $A(n)$ увеличится до $A(n) = 16$ при оптимальных значениях углов $\alpha_1 = 24^\circ$, $\alpha_2 = 62^\circ$, $\alpha_3 = \pi/2 - \alpha_1 - \alpha_2$, $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 70^\circ$, $\varphi_3 = 139^\circ$. Заметим, что $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — углы при вершине конусов, $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ — углы между вектором M_s и осью конусов. В системе из пяти пар конусов предельное поле вблизи вершины характеризуется зависимостью $H_x \approx 17M_s \ln(R/r)$. Если система состоит из семи пар конусов, то предельная зависимость поля имеет вид $H_x \approx 18M_s \ln(R/r)$.

На рисунке 12 приведена зависимость поля $H_x(y, z)$, построенная для системы из двух пар конических магнитов, показанных на вставке рисунка. При этом каждая пара разделена на восемь секторов. Рисунок 12 отражает особенности поля рассеяния в зазоре между полусферами, изображёнными на вставке. Как видно, поле рассеяния вблизи точки О может принимать очень высокие значения: $H_x(y, z) \approx 10^5$ Э при $R/r = 1000$. Точечное поле на рис. 12 представляет собой сумму полей двух видов — поля, создаваемого коническими источниками, и поля, возникающего на линии пересечения заряженных плоскостей.

Одним из достоинств конической системы магнитов является то, что осевая компонента размагничивающего поля вблизи вершины конуса направлена параллельно вектору M_s и тем самым она стабилизирует однородно намагниченное состояние. Это позволяет считать, что

конические системы магнитов являются наиболее подходящими для достижения рекордно высоких значений полей рассеяния. Оценочные расчёты указывают на возможность достижения в зазоре шириной $0,001R$ величины поля $H_x \approx 70 - 100$ кЭ. Такие значения поля рассеяния, по-видимому, являются предельными для всех возможных систем.

6. Сильные поля рассеяния в системах магнитов с неоднородной намагниченностью

В работах [68, 69] теоретически обоснована возможность существования сильных полей рассеяния в магнитах с неоднородной намагниченностью. В таких магнитах, кроме поверхностных магнитных зарядов с плотностью σ_s , возникают объёмные заряды с плотностью σ_v .

6.1. Цилиндрический магнит

На вставке рис. 13 показан магнит в форме цилиндра, в котором вектор намагниченности M_s одинаков по модулю и направлен в каждой точке по радиусу. Предполагалось, что радиальное распределение намагниченности в магните обусловлено его радиальной текстурой, в которой ОЛН направлена по радиусу цилиндра, а поле одноосной анизотропии H_K вещества магнитов настолько велико, что возникающие поля рассеяния практически не изменяют радиального распределения намагниченности в магните.

При радиальном направлении намагниченности в цилиндрическом магните (рис. 13) возникают, кроме поверхностных магнитных зарядов с плотностью $\sigma_s = \pm M_s$, объёмные заряды с плотностью $\sigma_v = \pm M_s/r$. Как видно, отличительной особенностью такого магнита является наличие высокой плотности объёмных зарядов вблизи оси цилиндра. Заметим, что, хотя плотность объёмных зарядов возрастает при приближении к оси цилиндра, заряд в объёме единичной высоты $dv = 2\pi r dr$ остаётся конечным, а намагниченность на оси не определена. Рассматривались магниты с имеющей малый радиус r_0 цилиндрической полостью, в которой $\sigma_v = 0$, а $\sigma_s = \pm M_s$. Как и в предыдущих случаях, вклад зарядов на наружной поверхности не учитывался. Влияние зарядов можно минимизировать с помощью специальных магнитопроводов на основе постоянных магнитов.

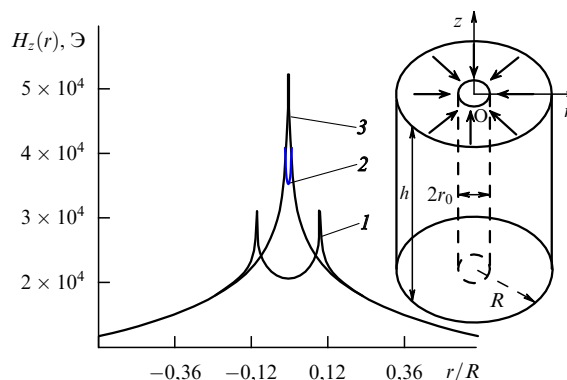


Рис. 13. Зависимость поля рассеяния $H_z(r)$ для точек на торцевой поверхности ($z = 0$) цилиндрического магнита при различных размерах его полости: $r_0 = 0,1R$ — кривая 1, $r_0 = 0,01R$ — кривая 2, $r_0 = 0,001R$ — кривая 3. Схема магнита с радиальным распределением намагниченности приведена на вставке.

Зависимость компоненты поля $H_z(r, z)$ имеет сложный вид, и лишь для точек на оси z её можно представить в приемлемом для анализа виде. Если учитывать только вклад объёмных зарядов, то компонента поля H_z на оси цилиндра бесконечной длины при $r_0 \rightarrow 0$ будет выражаться как

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} H_z = 2\pi M_s \ln \frac{2R}{z}. \quad (17)$$

Если над магнитом, показанным на рис. 13, расположить соосно второй такой же магнит, но с другим направлением намагниченности, то предельное поле увеличится в два раза, т.е. $H_z \approx 4\pi M_s \ln(2R/z)$. Таким образом, предельная зависимость для точечного поля цилиндрического магнита с радиальной намагниченностью имеет такой же вид, как и для линейного поля.

Заметим, что в работе [70] также рассчитывались поля рассеяния над магнитом в форме полого цилиндра в двух магнитных состояниях: 1) с радиальной намагниченностью; 2) с однородной намагниченностью, параллельной оси цилиндра. Приведённые аналитические выражения для напряжённости поля рассеяния имеют сложный вид, и из них в явном виде (в отличие от (17)) не следует наличия сильных полей.

Зависимость $H_z(r)$ по сравнению с $H_z(z)$ имеет более сложный вид, поэтому о её особенностях можно судить только по данным, приведённым на рис. 13, на котором показаны рассчитанные зависимости компоненты поля $H_z(r) = H_{zv}(r) + H_{zs}(r)$ при $z = 0$ и различных значениях радиуса цилиндрической полости: $r_0 = 0,1R$, $r_0 = 0,01R$, $r_0 = 0,001R$. Для упрощения выражений при вычислениях высоту цилиндра полагали бесконечной. Отличительной особенностью поля рассеяния магнита с радиальной намагниченностью, как видно из рис. 13, является наличие большой области локализации сильного поля, сравнимой с размерами магнита: $\Delta r \approx R/2$. В узком зазоре системы из двух таких магнитов, расположенных соосно, радиус локализации сильного поля сравним с диаметром цилиндра, т.е. поле рассеяния будет выше значения индукции вещества магнита почти во всех точках области между магнитами.

Для количественной характеристики неоднородного поля в зазоре между магнитами объёмом V авторами [69] введена интегральная характеристика — *среднее поле* $\langle H \rangle$. Величину среднего поля в зазоре между магнитами вычисляли как

$$\langle H \rangle = \frac{\int_V |H(x, y, z)| dV}{V}. \quad (18)$$

Заметим, что по величине $\langle H \rangle$ можно проводить сравнение различных систем магнитов друг с другом. Средние значения компоненты поля $\langle H_z \rangle$ при различных значениях ширины зазора δ между двумя цилиндрическими магнитами приведены в табл. 4, из которой видно, что среднее значение поля даже в широком зазоре между двумя магнитами ($\delta \approx 0,1R$) почти в 1,8 раза больше

величины $4\pi M_s$. Значение $\langle H_z \rangle \approx 23M_s$ соответствует предельно достижимому (при $\delta = 0$) среднему значению поля в зазоре данной системы. Так, при $M_s = 1000$ Гс поле $\langle H_z \rangle = 23000$ Э. При $\delta = 0,1R$ значение $\langle H_z \rangle$ становится меньше, но остаётся достаточно большим. Если при вычислении среднего поля учесть также вклад радиальной компоненты $H_r(r)$, то среднее значение полного поля $\langle H \rangle = (H_z^2 + H_r^2)^{1/2}$ будет незначительно превышать приведённые в табл. 4 величины.

В магните в форме полусферы с радиальным направлением векторов \mathbf{M}_s плотность объёмных зарядов в полусфере $\sigma_v = \pm 2M_s/r$ в два раза больше, чем в рассмотренном выше цилиндре. Предельные значения полей рассеяния в магнитах с радиальной намагниченностью, однако, не превосходят величину сильных полей в цилиндрическом магните с радиальной намагниченностью.

6.2. Квазигомогенные системы магнитов

Система магнитов, которая состоит из магнитов в форме секторов, однородно намагниченных по биссектрисе двугранного угла в цилиндре с радиальной намагниченностью (см. вставку на рис. 10), а также подобные ей были названы в [68] *квазигомогенными*. Сходство этих систем и магнита в форме цилиндра с радиальной намагниченностью не только внешнее — оно проявляется в одинаковой зависимости их объёмной плотности зарядов $\sigma_v \sim M_s/r$ от расстояния до центра цилиндра r , а также в близости величин их параметров сильного поля. В системе, показанной на вставке рис. 10, объёмных зарядов нет. На соседних гранях между секторами возникают поверхностные заряды с плотностью $\sigma_s = 2M_s \sin(\pi/4)$ (или $\sigma_s = 2M_s \sin(\pi/8)$), которые образуют некоторое поле зарядов. Заряды распределены по объёму неоднородно. Вблизи оси цилиндра заряженные грани сходятся, вследствие чего возрастает плотность зарядов в единице объёма. Поэтому качественно характеризовать такое поле зарядов (кроме поверхностной плотности σ_s) можно также значением усреднённой по объёму плотности $\langle \sigma \rangle$. Так, для системы из четырёх магнитов среднее значение $\langle \sigma \rangle \approx 0,94M_s/r$, а из восьми — $\langle \sigma \rangle \approx 0,97M_s/r$, и оно мало отличается от σ_v магнита с радиальной намагниченностью. Если число магнитов в системе велико, то $\sigma_v = \langle \sigma \rangle \approx M_s/r$. Как видно, средняя по объёму плотность зарядов в системе магнитов такая же, как и в магните с радиальной намагниченностью.

Как отмечалось выше, сходство этих систем и магнита в виде цилиндра с радиальной намагниченностью проявляется, кроме того, в наличии близких значений параметров сильного поля. Так, для точек вблизи оси цилиндра величины предельного поля компоненты H_z квазигомогенной системы с большим числом магнитов и магнита с радиальной намагниченностью характеризуются одинаковой зависимостью $H_z(r) \approx 2\pi M_s \ln(h/r)$. Квазигомогенные системы, как и системы с радиальной намагниченностью, имеют большую область локализации сильного поля [68].

Таблица 4. Вычисленные средние значения $\langle H_z \rangle$

Радиус круговой области усреднения поля H_z	R	R	R	R	$0,5R$	$0,5R$	$0,5R$
Относительное расстояние δ между магнитами	0	$0,01R$	$0,1R$	$0,2R$	0	$0,01R$	$0,1R$
Значения $\langle H_z \rangle$	$22,5M_s$	$22,4M_s$	$21M_s$	$20M_s$	$32M_s$	$31M_s$	$30M_s$

6.3. Системы магнитов, генерирующие сильные однородные поля

Во всех системах, описанных в разделах 4.2, 4.3, 5.1, 5.2, 6.1, 6.2, сильные поля рассеяния связаны с эффектами, возникающими у края заряженных плоскостей. Эти системы магнитов отличаются большой степенью неоднородности сильного поля. Как показано в [68], системы магнитов, подобные рассмотренным выше, не являются единственно возможными для получения сильных полей. В [68] изучена система магнитов другого типа, которая создаёт в зазоре между плоскими поверхностями магнитов поле с напряжённостью $H > 4\pi M_s$ практически по всей ширине зазора. Это поле близко к однородному в пределах всего зазора.

В отличие от линейных и точечных полей, однородное сильное поле характеризуется отсутствием на зависимости $H_z(x)$ сингулярных точек. Отличительной особенностью однородного сильного поля является то, что оно обусловлено компонентой поля рассеяния H_z , нормальной к заряженной поверхности, а не тангенциальной, как в системах, описанных выше. В узком зазоре системы из четырёх магнитов [68] с магнитопроводом напряжённость нормальной компоненты поля на 22 % превосходит индукцию насыщения, т.е. $H_z \approx 1,22B_s$. С увеличением числа магнитов в системе поле в её зазоре будет возрастать. Для системы, состоящей из большого числа магнитов, предельное поле рассеяния достигает величины $\sim 1,5B_s$.

Завершая обсуждение систем магнитов, создающих сильные поля рассеяния, необходимо отметить, что такие поля возникают также в ферромагнетиках, помещённых в намагничивающее поле высокой напряжённости. Это показано не только в [70], но и в работе [71], где увеличение сильного магнитного поля H_h , созданного электромагнитом, было достигнуто за счёт применения конических концентраторов из материалов с высокой индукцией. В настоящее время при получении больших полей в сверхпроводящих магнитах используют конические наконечники из Nb , Gd и Du [72, 73]. Следует отметить, что при рассмотрении таких систем при наличии внешнего источника, создающего поле напряжённостью H_h , целесообразно расширить введённое в разделе 1.1 определение сильного поля. Сильным полем следует считать такое поле, напряжённость которого $H > 4\pi M_s + H_h$, а не $H > 4\pi M_s$, как для постоянных магнитов. Этот тип сильных полей в настоящей статье не рассматривается.

7. Градиент сильных полей

Отличительная особенность большей части рассмотренных выше систем магнитов заключается также в том, что поля рассеяния в них являются не только большими по величине, но и сильно неоднородными, т.е. имеют большой градиент ∇H . Градиент поля, наряду с его напряжённостью, представляет собой важную физическую характеристику магнитного поля, поскольку он оказывает силовое влияние на различные физические объекты. Например, величиной градиента определяется действие магнитного поля на биологические системы. В качестве меры воздействия магнитного поля на такие структуры используют произведение $H\nabla H$ [74]. Как и напряжённость сильного поля, градиент должен иметь предельные значения вследствие ограниченности значе-

ний других физических параметров. В работе [75] определены предельные значения градиента и сделаны оценки связанных с ним механических напряжений.

7.1. Градиент сильных полей рассеяния в системе А

Авторами работы [75] при анализе градиента сильного поля рассеяния рассматривалась система из двух магнитов (система А) (см. рис. 3), напряжённость поля рассеяния которой характеризуется двумя зависимостями, (6) и (7), для компонент $H_x(x, z)$ и $H_z(x, z)$. Поскольку при $b \rightarrow \infty$ поле рассеяния является двумерным, тензор градиента поля характеризуется четырьмя величинами. Компоненты тензора градиента поля определяются из условия $d\mathbf{H} = T_H d\mathbf{r}$, где

$$T_H = \begin{vmatrix} \frac{\partial H_x}{\partial x} & \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} & \frac{\partial H_z}{\partial z} \end{vmatrix}. \quad (19)$$

Вследствие того что магнитное поле H является потенциальным [76], тензор градиента поля T_H симметричен и для его компонент выполняются условия

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = -\frac{\partial H_x}{\partial x}, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial z}. \quad (20)$$

С использованием формул (6) и (7) для системы из двух магнитов были найдены выражения для компонент тензора градиента:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_x(x, z)}{\partial x} &= 4M_s \frac{x}{x^2 + z^2} - 2M_s \frac{a + x}{(a + x)^2 + z^2} - \\ &\quad - 2M_s \frac{x - a}{(a - x)^2 + z^2}, \\ \frac{\partial H_x(x, z)}{\partial z} &= 4M_s \frac{z}{x^2 + z^2} - 2M_s \frac{z}{(a + x)^2 + z^2} - \\ &\quad - 2M_s \frac{z}{(x - a)^2 + z^2}, \\ \frac{\partial H_z(x, z)}{\partial z} &= -4M_s \frac{x}{x^2 + z^2} + 2M_s \frac{a + x}{(a + x)^2 + z^2} + \\ &\quad + 2M_s \frac{x - a}{(x - a)^2 + z^2}, \\ \frac{\partial H_z(x, z)}{\partial x} &= 4M_s \frac{z}{x^2 + z^2} - 2M_s \frac{z}{(a + x)^2 + z^2} - \\ &\quad - 2M_s \frac{z}{(x - a)^2 + z^2}, \end{aligned} \quad (21)$$

где a — характерный размер магнитов.

Из зависимостей (21) следует, что в точках на поверхности магнитов ($z = 0$) с координатами $x = \pm a$, $x = 0$ все компоненты тензора градиента поля стремятся к бесконечности. Указанные точки также являются сингулярными как для компоненты поля рассеяния H_x системы магнитов А, так и для компонент тензора градиента, т.е. градиент поля достигает наиболее высоких значений в тех же точках, что и поле H_x .

Если компоненты тензора градиента поля известны, то можно вычислить $\nabla_{\mathbf{n}} H$ — производную от вектора поля по направлению \mathbf{n} . Так, для произвольного направ-

ления $\mathbf{n} = \mathbf{i} \cos \varphi + \mathbf{k} \sin \varphi$ вектор $\nabla_{\mathbf{n}} H = T_H \mathbf{n}$. Если в последнюю формулу подставить значения компонент тензора из (21), то при малых расстояниях от оси y , $r = (x^2 + z^2)^{1/2} \ll a$, получим, что величина $|\nabla_{\mathbf{n}} H|$ не зависит от направления вектора \mathbf{n} , проведённого из начала координат (точки O):

$$|\nabla_{\mathbf{n}} H| \approx 4M_s \frac{\sqrt{2}}{(x^2 + z^2)^{1/2}} \approx 4M_s \frac{\sqrt{2}}{r}. \quad (22)$$

Из формулы (22) следует, что величина градиента не зависит от характерного размера магнита a . Это верно, когда $r \ll a$. В случае $r > 0,01a$ при вычислении градиента следует использовать зависимости (21).

Аналогичные зависимости для градиента поля в других изученных системах можно найти из предельных зависимостей сильного поля для этих систем. Например, градиент поля над одним магнитом в форме параллелепипеда будет в два раза ниже, чем это следует из зависимости (22), и равняется $\nabla H \approx 2M_s(1/r)$. Для открытых систем из трёх и четырёх магнитов подобные вычисления дадут $\nabla H \approx 3\sqrt{3}M_s(1/r)$ и $\nabla H \approx 4\sqrt{2}M_s(1/r)$ соответственно. В рассмотренных выше системах, состоящих из большого числа магнитов, напряжённость сильных полей рассеяния при $r \ll a$ описывается зависимостью $H \approx A(n)M_s \ln(a/r)$. По-видимому, для оценки верхних значений градиента в таких системах можно использовать приближённую формулу $\nabla H \approx A(n)M_s(1/r)$.

Воспользовавшись формулой (22), можно оценить предельно достижимые значения градиента поля для системы А. Из (22) видно, что градиент поля рассеяния в небольшой области в окрестности сингулярной точки может достигать высоких значений, $\nabla H = 10^6 - 10^8 \text{ Э см}^{-1}$, при $r \approx 0,5 - 100 \text{ мкм}$ и достаточно большом характерном размере магнита a ($r < 0,01a$). Заметим, что приведённые зависимости применимы только для оценки предельных значений градиента. В реальных системах магнитов градиент будет ниже.

Следует отметить, что большие значения градиента могут быть получены не только с помощью магнитов с гигантской магнитной анизотропией. Например, высокоградиентное поле возникнет у края изготовленного из материала с большими значениями M_s параллелепипеда, помещённого в сильное магнитное поле напряжённостью несколько сотен килоэрстед [33]. Ещё более высокие значения градиента могут быть достигнуты в узком зазоре между коническими наконечниками, которые находятся в сильном магнитном поле, созданном сверхпроводящим магнитом [72, 74]. В сильном поле наконечники будут однородно намагниченными, следовательно, для такой системы величину градиента можно оценить по формуле $\nabla H \approx 4,8M_s(1/r)$. Поскольку намагниченность материала конических наконечников может в два раза превышать M_s вещества магнитов, градиент поля в такой системе будет наиболее высоким. Однако в оптимизированной квазиоднородной системе из восьми магнитов градиент поля может быть таким же и даже выше. Это видно из предельной зависимости для градиента поля $\nabla H \approx 8\sqrt{2}M_s(1/r)$. Магнитные поля с ещё более высоким градиентом могут быть достигнуты в системах магнитов, которые генерируют точечные поля рассеяния. Для этого следует использовать постоянные магниты с большой индукцией насыщения и гигантской магнитной анизотропией, например, такой, как у SmCo_5

($H_K \approx 450 \text{ кЭ}$) [77]. При этом величина градиента на малых расстояниях от края магнита может достигать значения $\nabla H \approx 10^7 \text{ Э см}^{-1}$.

7.2. Механические напряжения в системах магнитов, генерирующих сильные поля рассеяния

Как видно, отличительной особенностью сильных полей рассеяния магнитов с гигантской магнитной анизотропией является наличие сингулярности как в значениях напряжённости поля, так и его градиента. Поскольку градиент поля вблизи сингулярных точек принимает очень большие значения, представляет интерес определить возможную величину механических напряжений. Известно [78], что в ферромагнетике, находящемся во внешнем однородном магнитном поле H , из-за действия пондеромоторных сил возникают внутренние напряжения. Величина механических напряжений пропорциональна значению $H^2/8\pi$ и при напряжённости внешнего поля $H \sim 10^4 \text{ Э}$ составляет $\sigma \sim 0,05 \text{ кГ мм}^{-2}$. Если магнитное поле является неоднородным, то дополнительные напряжения могут быть связаны с градиентом поля. Авторами [75] сделана такая оценка для системы А.

В постоянном магните сила, действующая на элементарный участок магнита объёмом ΔV , намагниченный до насыщения, выражается как

$$\Delta \mathbf{F}(x, z) = T_H \mathbf{M} = T_H M_s \Delta V. \quad (23)$$

Следовательно, выражение для удельной силы имеет вид $\mathbf{f}(x, z) = \Delta \mathbf{F}(x, z)/\Delta V = T_H M_s$ или $\mathbf{f} = \nabla(M_s H) = (M_s \nabla) H$, где $\nabla = (\partial/\partial x)\mathbf{i} + (\partial/\partial z)\mathbf{k}$, \mathbf{i} и \mathbf{k} — единичные векторы.

В системе из двух магнитов А вектор намагниченности во всех точках магнита направлен параллельно оси z , следовательно, $M_z = M_s \mathbf{k}$. С учётом этого выражение (23) для удельной силы примет вид

$$\mathbf{f}(x, z) = M_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \mathbf{i} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \mathbf{k} = M_z \frac{\partial H_x}{\partial z} \mathbf{i} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \mathbf{k}. \quad (24)$$

Из (24) следует, что сила \mathbf{f} имеет две компоненты, f_x и f_z . Одна из них вызывает сжатие магнита, а другая — его растяжение. Если в формулу (24) подставить выражения для компонент тензора градиента поля (21), то получим модуль удельной силы (плотности силы)

$$|\mathbf{f}(x, z)| \approx M_z \left[\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \approx 4M_s^2 \frac{1}{(x^2 + z^2)^{1/2}} \approx \frac{4M_s^2}{r}. \quad (25)$$

Выражение (25) характеризует плотность объёмных сил при малых значениях r ($r \ll a$). В случае $r > 0,1a$ для вычисления $\mathbf{f}(x, z)$ следует использовать точные выражения для компонент тензора градиента (21).

Из зависимости (25) следует, что плотность объёмных сил стремится к бесконечности при $r \rightarrow 0$. Однако $f(x, z)$ будет иметь конечное значение, поскольку минимальное расстояние от края магнита не может быть меньше $10^{-7} - 10^{-8} \text{ см}$, т.е. $r \geq 10^{-7} - 10^{-8} \text{ см}$. Заметим, что даже на макроскопическом расстоянии $r = 1 \text{ мкм}$ плотность объёмных сил остаётся очень высокой: $f(x, z) \approx 5 \times 10^{10} \text{ дин см}^{-3}$. Приведённое значение плотности, например, в $\sim 10^7$ раз превосходит плотность гравитационных сил $f = g\rho$, где g — ускорение свободного падения, ρ — плотность вещества магнита.

Как видно, отличительной особенностью систем магнитов, которые генерируют сильные поля рассеяния, является высокая плотность объёмных сил, локализованных вблизи сингулярных точек сильного магнитного поля. Эти силы приводят к возникновению механических напряжений в магните. Поскольку расчёт напряжённого состояния в магните, обусловленного полем рассеяния, является сложной задачей теории упругости, в [75] оценивали величину напряжений в тонком приповерхностном слое, упруго не связанном с магнитом, т.е. в тонкой плёнке на магните. Так, в тонком слое толщиной Δx и площадью ΔS , прилегающем к краю магнита (с координатами $z \approx 0$, $r = x \approx \Delta x \approx 10^{-7}$ см), напряжения

$$\sigma_{\text{edge}} = f \frac{\Delta V}{\Delta S} = f \Delta x \approx A(n) M_s^2 \frac{\Delta x}{x}. \quad (26)$$

Поскольку у края магнита расстояние $r = x \approx \Delta x$, то $\sigma_{\text{edge}} \approx A(n) M_s^2 \Delta x / \Delta x = A(n) M_s^2$. Если принять $M_s = 1000$ Гс и $A(n) = 10$, то $\sigma_{\text{edge}} \approx 10^7$ дин см $^{-2} \approx 0,1$ кГ мм $^{-2}$. Как видно из приведённых вычислений, напряжения вблизи сингулярной точки ($x = 0$, $z \approx 0$) невелики и они не могут влиять на значения магнитных параметров материала магнита.

Для возникновения в магните больших механических напряжений, по-видимому, недостаточно наличия высокой плотности объёмных сил в особых точках магнита. Дело в том, что эти силы быстро уменьшаются при удалении от особых точек (по гиперболическому закону), кроме того, они локализованы в очень малом объёме магнита. По мере удаления от точки О для системы А (увеличение r или x) плотность силы f будет уменьшаться, но напряжения $\sigma(x)$ будут возрастать.

Была оценена предельная величина напряжений σ , возникающих в магните. При оценке предельных значений σ ограничились вычислением напряжений в тонком приповерхностном слое системы А, который упруго не связан с магнитом. Такую систему, например, можно реализовать, если систему А покрыть тонкой ферромагнитной плёнкой. Эта плёнка будет деформироваться под действием объёмных сил практически независимо от магнитов, а напряжения в ней будут существенно выше, чем в магните. При оценочных расчётах напряжений ограничились только одной компонентой, f_x , приняв её равной $f_x = A(n) M_s^2 / x$. Указанное допущение приведёт к завышенным значениям напряжений по сравнению с их истинными величинами. Напряжения $\sigma(x)$ в таком слое, возникающие на элементарном участке площадью $\Delta S = \Delta z \Delta y$, расположенном в приповерхностном слое магнита на расстоянии x от оси y в точке $M(x, 0)$, могут быть вычислены следующим образом: $\sigma(x) = F_x(x) / \Delta S$, где $F_x(x)$ — горизонтальная компонента силы, приложенная к элементарному участку ΔS ,

$$F_x(x) = \int_V f(x) dV = \int_{x_{\min}}^x 4M_s^2 \Delta S \frac{dx}{x}, \quad (27)$$

где x_{\min} — минимальное расстояние от края магнита, которое принимается равным межатомному расстоянию, т.е. $10^{-7} - 10^{-8}$ см,

$$\sigma(x) \approx \int_{x_{\min}}^x \frac{4M_s^2}{x} dx = 4M_s^2 \ln \frac{x}{x_{\min}}. \quad (28)$$

Из (28) следует, что величина напряжений не превышает $\sigma \sim 1 - 3$ кГ мм $^{-2}$.

8. Перспективы применения сильных полей

До настоящего времени были известны только примеры практических применений сильных полей рассеяния, которые возникают в цилиндре Хальбаха [2]. По-видимому, это связано с тем, что не было сведений о сильных полях для широкого класса систем магнитов. На приведённых ниже примерах показаны возможности применения сильных полей в технике магнитной записи, при разработке ЭПР-микроскопов, холодильных устройств, сепараторов для разделения слабомагнитных веществ, а также в качестве инструмента воздействия на биологические объекты. Эти примеры являются оригинальными, неизвестными ранее, что дополнительно подчёркивает новизну открытого явления — *сильных полей рассеяния*. Вместе с тем возможные области практического использования сильных полей могут быть значительно шире, чем в описанных в разделах 8.1–8.4 примерах.

8.1. Применения сильных полей в технике магнитной записи. Физические основы метода

Главными проблемами в технике магнитной записи с момента её возникновения являются увеличение плотности записанной на носителе информации и повышение надёжности её хранения. За последние 10 лет плотность записи на жёстких дисках возросла в 1000 раз, а размер отпечатка на носителе уменьшился до $d \approx 15$ нм. Дальнейшее увеличение плотности записи ограничивается так называемым суперпарамагнитным пределом [79]. Один из путей решения этой проблемы авторам работ [80, 81] и патента [82] видится в возможности использования высококоэрцитивных носителей на основе материалов с гигантской магнитной анизотропией. Понизить суперпарамагнитный предел до $d \approx 2$ нм можно, если использовать носители с константой магнитной анизотропии $K \approx 5 \times 10^7 - 10^8$ эрг см $^{-3}$. Это относится как к планарной, так и к перпендикулярной записям, а также к записи с использованием вихревых структур [83, 84]. Информация, записанная на высококоэрцитивных носителях, будет слабо чувствительной к воздействию случайных магнитных полей, т.е. повысится надёжность её сохранения. Это особенно важно для архивации различных документов.

В данное время использование в технике магнитной записи высококоэрцитивных носителей затруднено из-за отсутствия записывающих головок, способных локально намагничивать такие высококоэрцитивные среды с $H_c > 5$ кЭ. На рисунке 14а показана принципиальная схема головки для горизонтальной записи. Головка состоит из двух магнитов, имеющих взаимно противоположное направление намагниченности, и системы для создания подмагничивающего поля. Пара плёночных магнитов аналогична системе А. Подмагничивающая система состоит из магнитно-мягких слоёв и обмотки.

Запись осуществляется следующим способом. Головка устанавливается над носителем на таком расстоянии t , чтобы горизонтальная компонента поля рассеяния, созданного магнитами, была несколько ниже коэрцитивной силы носителя H_c . Затем включается подмагничивающая система, которая создаёт дополнительное импульсное поле ΔH такой величины, при которой результирующее поле $\Delta H + H_x$ становится больше H_c носителя. То, что поле H_x может быть большим, видно из рис. 14б.

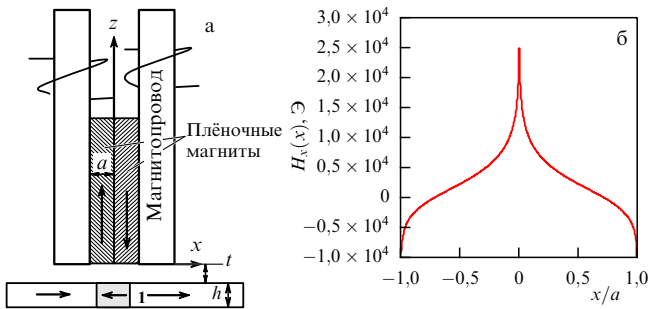


Рис. 14. (а) Схема головки для горизонтальной записи. (б) Зависимость горизонтальной компоненты поля рассеяния $H_x(x)$, построенная для точек, принадлежащих интервалу $-a < x < a$ на плоскости xz ($z = 0,01a$, $y = 0$). При вычислениях принимали размер магнитов в направлении оси y $b = 2a$ и значение $M_s = 1000$ Гс.

Размер отпечатка зависит от размера магнитов a , коэрцитивной силы H_c , подмагничивающего поля ΔH , расстояния t от носителя до головки и намагниченности насыщения материала магнитов головки. Варьируя указанные параметры, можно оптимизировать процесс записи. Так, для получения отпечатка малых размеров ($\Delta x < 0,1$ мкм) следует использовать носители с большой коэрцитивной силой, $H_c \approx 5000$ Э.

Поскольку магниты головки для плотной записи должны быть плёночными, то одним из ключевых моментов при реализации записи на высококоэрцитивных носителях является изготовление таких плёночных слоёв. Подобные плёнки нужны как для головок, так и для носителей. Исследования, выполненные в последнее время, показывают возможность изготовления высококоэрцитивных плёночных слоёв. Так, в работах [27, 85] описана технология получения плёнок из сплавов Co-Pt , Fe-Pt с коэрцитивной силой $H_c \sim 50$ кЭ.

Принципиальная схема одного из возможных вариантов головки для вертикальной записи мало отличается от схемы головки для горизонтальной записи. Различие состоит в том, что высокие значения должна иметь не касательная, а нормальная к носителю компонента поля рассеяния. Это реализуется за счёт того, что намагничённость имеет взаимно противоположные направления в магнитах. Такая система магнитов будет стабильной и не размагнитится, если коэрцитивная сила магнитов $H_c > 4\pi M_s$. Требования к полю анизотропии материала магнитов те же, что и для горизонтальной головки.

8.2. Использование сильных магнитных полей для намагничивающей системы ЭПР-микроскопа

В настоящее время широко используются ЭПР-спектрометры, в которых постоянное поле является однородным и намагничивает весь исследуемый объект. Возникает необходимость определения физических и физико-химических свойств образца не по всему его объёму, а в его локальных областях. Предпринимавшиеся попытки локализовать воздействие сверхвысокочастотного (СВЧ) поля с помощью диафрагмы в металлическом экране вряд ли можно признать перспективными, тем более что в существующих ЭПР-спектрометрах масса намагничивающей системы составляет от нескольких сотен до тысячи килограммов. Это закрывает пути дальнейшей миниатюризации прибора в целом.

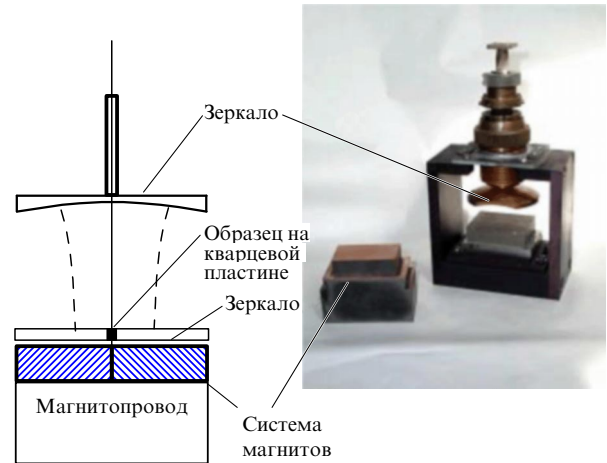


Рис. 15. ЭПР-спектрометр с намагничивающей системой из двух постоянных магнитов.

В работах [60, 61, 86] описан действующий макет нового ЭПР-микроскопа с небольшими размерами (около $7 \times 10 \times 20$ см), работающий в миллиметровом диапазоне длин волн. Рабочая схема этого микроскопа приведена на рис. 15. Данный микроскоп обладает преимуществами благодаря применению нового источника магнитного поля, который создаёт статическое магнитное поле необходимой напряжённости в локальной области системой магнитов А.

При разработке системы магнитов для ЭПР-микроскопа важной характеристикой, кроме напряжённости поля, является также минимальный размер области исследуемого вещества, в котором происходит резонансное поглощение. Можно считать, что объём этой области пропорционален площади поверхности равной напряжённости, потому что резонансное поглощение происходит в одном-двух атомарных слоях исследуемого вещества [61]. Поэтому при анализе систем магнитов для ЭПР-микроскопа, кроме напряжённости поля, следует определить также возможную площадь поверхности равной напряжённости.

Поскольку на площадь 1 мкм^2 приходится около $10^6 - 10^7$ атомов, то при площади поверхности равной напряжённости $S = 10^3 \text{ мкм}^2$ сигнал ЭПР-спектрометра будет соответствовать сигналу от $\sim 10^{10}$ атомов. Исходя из того что граница чувствительности ЭПР-спектрометра равняется 10^7 атомов, можно полагать, что возможность регистрации малых областей будет достаточно высокой. На основании сделанных оценок можно считать, что с помощью ЭПР-микроскопа можно обнаружить частицы размером в несколько микрометров.

Поскольку чувствительность ЭПР-спектрометра возрастает с увеличением частоты, для повышения чувствительности прибора необходимы источники с более сильными полями рассеяния по сравнению с таковыми в рассмотренной выше системе А. Это реализуется в системах, которые состоят из большого числа магнитов, например в квазиоднородных. Первые эксперименты с новым ЭПР-микроскопом, проведённые в миллиметровом диапазоне длин волн, доказывают перспективность этого прибора и возможность его применения для исследований микро- и наноструктурированных материалов и объектов. Малые размеры намагничивающей системы из постоянных магнитов и самого ЭПР-микро-

скопа открывают возможности его использования в полевых и производственных условиях.

8.3. Перспективы использования сильных полей рассеяния в холодильных устройствах

В работе [87] обоснована возможность использования систем магнитов, которые генерируют сильные поля рассеяния, в холодильных устройствах на основе материалов с гигантским магнетокалорическим эффектом. Показано, что для этих целей наиболее подходящими являются системы из цилиндрических магнитов с радиальной намагниченностью или квазиоднородные системы, создающие поля рассеяния с большой областью локализации сильного поля. Для количественной оценки различных систем введён параметр — удельное поле H_{SF} :

$$H_{SF} = \frac{1}{V_w + V_m} \int_{V_w + V_m} H(x, y, z) dV, \quad (29)$$

где V_m — объём магнитов, V_w — объём рабочего пространства.

Показано, что при использовании квазиоднородных систем и цилиндрических магнитов с радиальной намагниченностью удельное поле может достигать значений $H_{SF} \approx 5M_s$. Это значение удельного поля выше, чем в системе магнитов "цилиндр Хальбаха", которая использовалась в [79] для холодильного устройства.

8.4. Использование сильных полей рассеяния при сепарации слабомагнитных веществ

Наличие в системах из постоянных магнитов с большой анизотропией высокоградиентных магнитных полей вблизи сингулярных точек позволяет использовать такие системы в магнитных сепараторах для разделения веществ с малой магнитной восприимчивостью χ . Это могут быть также парамагнетики с $\chi > 10^{-4}$.

В данное время при обогащении магнетитовых руд в магнитных сепараторах используют ферритовые магниты. Поля рассеяния, которые создаются такими магнитами, являются достаточными для отделения магнетита (Fe_3O_4) от породы. Однако для разделения гематитовых руд этих полей недостаточно. Дело в том, что гематит (Fe_2O_3) с ромбической кристаллической решёткой, который относится к слабым ферромагнетикам, имеет небольшую намагниченность: $M_s \sim 0,5$ Гс [16]. Для удержания частиц гематита на цилиндрической поверхности сепаратора барабанного типа необходимо достаточно большое магнитное поле с высоким градиентом. Величину этой силы можно оценить как $F \approx M_s \text{ grad } H$. Расчёт показывает, что сила притяжения F превысит вес гематитовой частицы, если градиент поля $\text{grad } H \geq 5000$ Эс $^{-1}$, а намагниченность $M \sim 1$ Гс. Как видно, поле в сепараторе для обогащения гематитовых руд должно быть не только высокоградиентным, но и достаточным для намагничивания частиц Fe_2O_3 до насыщения. Такое поле может быть создано простейшей системой из двух магнитов А.

9. Заключение

Основные результаты можно сформулировать следующим образом.

1. На примерах решения магнитостатических задач обосновано существование сильных магнитных полей

рассеяния в различных системах магнитов и определены условия их возникновения. Показано, что необходимым условием для их возникновения является большое поле одноосной анизотропии H_K вещества магнита, существенно превышающее его индукцию насыщения: $H_K \gg 4\pi M_s$.

2. Прямыми измерениями с помощью магниторезистивных датчиков и ЭПР-спектрометра экспериментально доказано наличие сильных магнитных полей рассеяния. Показано, что измеренные значения поля хорошо согласуются с рассчитанной логарифмической зависимостью $H \approx 4M_s \ln(r/a)$.

3. Проведена классификация сильных магнитных полей, которые могут быть созданы различными системами из постоянных магнитов. В зависимости от формы области локализации поля определены три вида сильных полей: *линейные, точечные и однородные сильные поля*. Для полей каждого вида вычислены предельные значения поля рассеяния. Показано, что предельное значение линейного поля не может быть выше, чем это следует из зависимости $H \approx 4\pi M_s \ln(r/a)$. Полученные авторами настоящей статьи результаты указывают на возможность достижения в материалах с гигантской магнитной анизотропией полей рассеяния с индукцией $B \approx 10$ Тл.

4. Установлено, что в системах магнитов с гигантской магнитной анизотропией модуль градиента поля может достигать значения $|VH| \approx 10^6 - 10^8$ Эс $^{-1}$. Это значение градиента сравнимо с величиной для высокоградиентного поля рассеяния в сверхпроводящих магнитах с коническими наконечниками из материалов с высокой индукцией.

5. Сильные высокоградиентные поля являются новым, малоисследованным фактором воздействия на различные физические объекты и биологические системы. Приведены примеры использования сильных полей в оригинальных устройствах.

Авторы глубоко признательны В.Г. Барьяхтару и Ю.И. Горобцу за обсуждение результатов, приведённых в статье, и ценные замечания.

Список литературы

1. Halbach K *Nucl. Instrum. Meth.* **169** 1 (1980)
2. Halbach K *J. Appl. Phys.* **57** 3605 (1985)
3. Leupold H A, Potenziani E *J. Appl. Phys.* **63** 3987 (1988)
4. Leupold H A, Potenziani E *J. Appl. Phys.* **70** 6621 (1991)
5. Leupold H A, Tilak A S, Potenziani E *J. Appl. Phys.* **76** 6859 (1994)
6. Leupold H A, McLane G F *J. Appl. Phys.* **76** 6253 (1994)
7. Bloch F et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **5** 85 (1999)
8. Zhu Z Q et al. *IEEE Trans. Magn.* **36** 3349 (2000)
9. Naoyuki I, in *China Magnet Symp., May 17–21, 2004, Xi'an, China* (Xi'an: Shanghamag Inform. Consulting Co., 2004) p. 103
10. Самофалов В Н и др., в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сб. трудов XVIII Международ. школы-семинара, 24–28 июня 2002 г., Москва* (М.: Изд-во МГУ, 2002) с. 366
11. Samofalov V N et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **281** 326 (2004)
12. Самофалов В Н и др. *ФММ* **97** (3) 15 (2004) [Samofalov V N et al. *Phys. Met. Metallogr.* **97** 235 (2004)]
13. Vozorth R M *Ferromagnetism* (New York: Van Nostrand, 1951) [Бозорт Р *Ферромагнетизм* (М.: ИЛ, 1956)]
14. Вонсовский С В, Шур Я С *Ферромагнетизм* (М.–Л.: Гостехиздат, 1948)
15. Тикадзуми С *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения* (М.: Мир, 1987)
16. Тикадзуми С *Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества* (М.: Мир, 1983)
17. Nesbitt E A, Wernick J H *Rare Earth Permanent Magnets* (New York: Academic Press, 1973) [Несбит Е, Верник Дж *Постоянные магниты на основе редкоземельных элементов* (М.: Мир, 1977)]

18. Белов К П *Редкоземельные магнетики и их применение* (М.: Наука, 1980)
19. Jiles D C *Acta Mater.* **51** 5907 (2003)
20. Мишин Д Д *Магнитные материалы* (М.: Высшая школа, 1991)
21. Никитин С А *Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов* (М.: Изд-во Московского университета, 1989)
22. Coey J M D *J. Alloys Comp.* **326** 2 (2001)
23. Skomski R, Sellmyer D J *J. Rare Earths* **27** 675 (2009)
24. Skomski R, Sellmyer D J, in *Handbook of Advanced Magnetic Materials* (Eds Y Liu, D J Sellmyer, D Shindo) Vol. 1 (New York: Springer, 2006) p. 1
25. Buschow K H J, in *Handbook of Magnetic Materials* Vol. 10 (Ed. K H J Buschow) (Amsterdam: Elsevier, 1997) p. 463
26. *2000 China Magnet Symp.* (Xi'an: Shanghamag Inform. Consulting Co., 2000) p. 207
27. Shafer R et al., in *China Magnet Symp., May 17–21, 2004, Xi'an, China* (Xi'an: Shanghaimag Inform. Consulting Co., 2004) p. 363
28. Malozemoff A P, Slonczewski J C *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press, 1979) [Малоземов А, Слонзуски Дж *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (М.: Мир, 1982)]
29. Elliott R J *Phys. Rev.* **124** 346 (1961)
30. Ирхин Ю П *ЖЭТФ* **50** 379 (1966) [Irkhin Yu P *Sov. Phys. JETP* **23** 253 (1966)]
31. Ирхин Ю П *Письма в ЖЭТФ* **12** 38 (1970) [Irkhin Yu P *JETP Lett.* **12** 28 (1970)]
32. Мушников Н В *УФН* **182** 450 (2012) [Mushnikov N V *Phys. Usp.* **55** 421 (2012)]
33. Joseph R I, Schlömann E J. *Appl. Phys.* **36** 1579 (1965)
34. Thiaville A, Tomáš D, Miltat J *Phys. Status Solidi A* **170** 125 (1998)
35. Rave W, Ramstöck K, Hubert A J. *Magn. Magn. Mater.* **183** 329 (1998)
36. Shtrikman S, Treves D J. *Appl. Phys.* **31** S72 (1960)
37. Киттель Ч, в сб. *Физика ферромагнитных областей* (Под ред. С В Вонсовского) (М.: ИЛ, 1951) с. 19
38. Kittel C *Rev. Mod. Phys.* **21** 541 (1949)
39. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматгиз, 1959) [Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1960)]
40. Schlömann E J. *Appl. Phys.* **44** 1837 (1973)
41. Schlöman E J. *Appl. Phys.* **44** 1850 (1973)
42. Slonczewski J C *J. Appl. Phys.* **44** 1759 (1973)
43. Мальгинова С Д и др., в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сб. трудов XIX Междунар. школы-семинара, 28 июня–2 июля 2004 г., г. Москва* (М.: Изд-во Физического факультета МГУ, 2004) с. 804
44. Мальгинова С Д и др. *ФММ* **103** 364 (2007) [Mal'ginova S D et al. *Phys. Met. Metallogr.* **103** 348 (2007)]
45. Биленский В П *ЖТФ* **43** 840 (1973) [Bilenskii V P *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18** 527 (1973)]
46. Мицек А И, Семянников С С *ФММ* **35** 1163 (1973)
47. Филиппов Б Н, Лебедев Ю Г, Оноприенко Л Г *ФММ* **38** 702 (1974)
48. Kaczér J, Murtinová L *Phys. Status Solidi A* **23** 79 (1974)
49. Jakubovics J P *Philos. Mag.* **14** 881 (1966)
50. Антонов Л И и др., в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сб. трудов XVIII Междунар. школы-семинара, 24–28 июня 2002 г., Москва* (М.: Изд-во МГУ, 2002) с. 402
51. Антонов Л И, Мухина Е А, Лукашева Е В *ФММ* **78** (4) 5 (1994) [Antonov L I, Mukhina E A, Lukasheva E V *Phys. Met. Metallogr.* **78** 357 (1994)]
52. Ивойлов Н Г и др. *ФММ* **64** 1196 (1987)
53. Палатник Л С, Равлик А Г, Самофалов В Н *ФТТ* **20** 428 (1978)
54. Палатник Л С, Равлик А Г, Самофалов В Н *ФТТ* **19** 830 (1977)
55. Палатник Л С и др. *ФММ* **47** 954 (1979)
56. Палатник Л С и др. *ФТТ* **23** 3706 (1982)
57. Ахиезер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967) [Akhiezer A I, Bar'yakhtar V G, Peletminskii S V *Spin Waves* (Amsterdam: North-Holland, 1968)]
58. Лисовский Ф В, Антонов Л И (Ред.) *Магнетизм и магнитные материалы. Терминологический справочник* (М.: Вагриус, 1997)
59. Авраменко Б А и др., в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сб. трудов XVIII Междунар. школы-семинара, 24–28 июня 2002 г., Москва* (М.: Изд-во МГУ, 2002) с. 282
60. Tarapov S I et al. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **24** 1081 (2003)
61. Belozorov D et al. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **27** 105 (2006)
62. Ильяшенко Е И, Лубяный Л, Самофалов В Н *ПТЭ* (4) 89 (2005) [Il'yashenko E I, Lubyanyi L Z, Samofalov V N *Instrum. Exp. Tech.* **48** 503 (2005)]
63. Самофалов В Н, Белозоров Д П, Равлик А Г *ФММ* **102** 527 (2006) [Samofalov V N, Belozorov D P, Ravlik A G *Phys. Met. Metallogr.* **102** 494 (2006)]
64. Самофалов В Н, Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (Харьков: ХНУ им. В.Н. Каразина, 2009)
65. Жаков С В *ФММ* **96** (6) 18 (2003) [Zhakov S V *Phys. Met. Metallogr.* **96** 562 (2003)]
66. Belozorov D, Ravlik A, Samofalov V J. *Iron Steel Res. Int.* **13** (Suppl. 1) 483 (2006)
67. Эльсгольд Л Э *Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление* (М.: Наука, 1965) [Elsgolts L *Differential Equations and the Calculus of Variations* (Moscow: Mir Publ., 1970)]
68. Samofalov V N, Belozorov D P, Ravlik A G *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1490 (2008)
69. Самофалов В Н, Белозоров Д П, Равлик А Г *ФММ* **107** 144 (2009) [Samofalov V N, Belozorov D P, Ravlik A G *Phys. Met. Metallogr.* **107** 133 (2009)]
70. Zhang B, Hatch G P *IEEE Trans. Magn.* **45** 4395 (2009)
71. Montgomery D B, in *Proc. of the Intern. Conf. on High Magnetic Fields, 1961* (Cambridge: MIT Press, 1962) p. 180
72. Никитин С А и др. *ПТЭ* (2) 201 (1977)
73. Булатов А С *Вопросы атомной науки и техники* (4) 20 (2006)
74. Maret G, Dransfeld K, in *Strong and Ultrastrong Magnetic Fields and Their Applications* (Topics in Applied Physics, Vol. 57, Ed. F Herlach) (Berlin: Springer-Verlag, 1985) p. 80 [Маре Г, Дрансфельд К, в сб. *Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применения* (Под ред. Ф Херлаха) (М.: Мир, 1988) с. 180]
75. Samofalov V N, Belozorov D P, Ravlik A G *Funct. Mater.* **15** 407 (2008)
76. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971) [Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: J. Wiley, 1974)]
77. Ермоленко А С, Королев А В *Письма в ЖЭТФ* **21** 34 (1975) [Ermolenko A S, Korolev A V *JETP Lett.* **21** 15 (1975)]
78. Тамм И Е *Основы теории электричества* (М.: Наука, 1966) [Tamm I E *Fundamentals of the Theory of Electricity* (Moscow: Mir Publ., 1979)]
79. Brown W F (Jr.) *Phys. Rev.* **130** 1677 (1963)
80. Samofalov V N et al. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **6** 911 (2004)
81. Samofalov V N et al., in *Proc. of the 4th Intern. Workshop on Materials for Electrical Engineering, Bucharest, Romania, May 26–28, 2004*, p. 43
82. Samofalov V N et al., US Patent 7,492,550, Filed November 18, 2003 (2009)
83. Кравчук В П, Шека Д Д *ФТТ* **49** 1834 (2007) [Kravchuk V P, Sheka D D *Phys. Solid State* **49** 1923 (2007)]
84. Stanciu C D et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 047601 (2007)
85. Rozman K Z et al. *IEEE Trans. Magn.* **45** 4413 (2009)
86. Белозоров Д П и др., в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сб. трудов XX Междунар. школы-семинара, Москва* (М.: Изд-во МГУ, 2006) с. 671
87. Belozorov D P et al. *Металлофиз. и новейшие технол.* **32** 1591 (2010)

Strong stray fields in systems of giant magnetic anisotropy magnets

V.N. Samofalov, A.G. Ravlik. National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", ul. Frunze 21, 61002 Kharkov, Ukraine
E-mail: samofalov@kpi.kharkov.ua

D.P. Belozorov. National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", ul. Akademicheskaya 1, 61108 Kharkov, Ukraine

This paper reviews research into a little-studied phenomenon in which strong stray fields arise in ferromagnets with giant magnetic anisotropy. Conditions for this to occur and for the fields to be stable are discussed. A classification of strong fields is presented. For different field types, limiting field strength values on approaching singular points are determined. Applications of the stray fields in various technical devices are considered.

PACS numbers: 07.55.Db, 41.20.Gz, 75.30.Gw, **75.50.**–y, 75.60.Ch, 81.40.Rs

Bibliography — 87 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (3) 287–306 (2013)

DOI: 10.3367/UFN.0183.201303e.0287

Received 9 July 2011, revised 24 July 2012

Physics – Uspekhi **56** (3) (2013)