

12

## Концептуальная модель квазибессилового магнита малого объема с инерционным удержанием его торцевой части

© Г.А. Шнеерсон, А.А. Парфентьев, В.В. Титков, С.И. Кривошеев, А.Д. Лагуткина, А.С. Немов, А.П. Ненашев, С.А. Шиманский

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: gashneerson@mail.ru

Поступило в Редакцию 1 декабря 2020 г.  
В окончательной редакции 12 марта 2021 г.  
Принято к публикации 12 марта 2021 г.

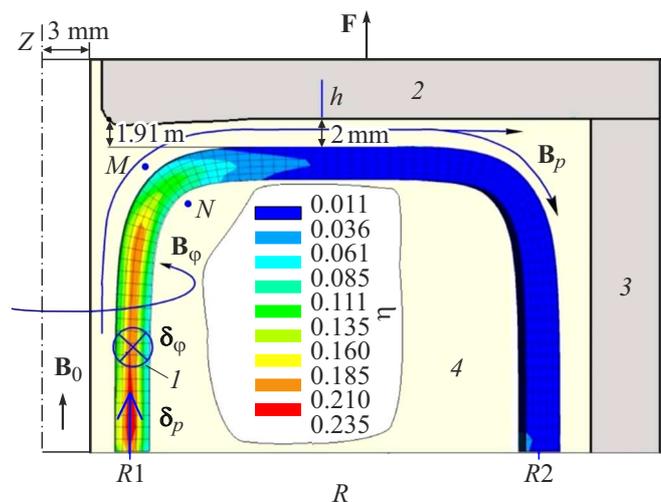
Показана эффективность применения диамагнитного экрана с инерционным удержанием в неразрушаемом квазибессиловом магните малого объема (масштаба  $10 \text{ cm}^3$ ) для получения сверхсильного магнитного поля с длительностью импульса порядка  $10 \mu\text{s}$ . Построена конфигурация магнита, рассчитаны механические напряжения в обмотке, торцевая часть которой уравновешена благодаря тому, что экран практически не смещается за время разряда. Численные расчеты показали, что механическая прочность обмотки может быть обеспечена в поле с индукцией до 100 Т. Выполнены расчеты нагрева обмотки и указаны возможности его снижения до приемлемого уровня.

**Ключевые слова:** квазибессильная обмотка, неразрушаемый магнит, сильные импульсные магнитные поля, нагрев проводника.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.11.51007.18639

Особенностью современных неразрушаемых магнитов, предназначенных для получения полей с индукцией, достигающей меггауссного уровня, является использование равнонагруженных многослойных обмоток [1,2]. Внешний радиус такого магнита должен быть много больше внутреннего, а энергия системы — много больше энергии в его рабочей области. Например, в магните с внутренним диаметром 15.5 mm, описанном в работе [2], для получения поля с индукцией около 90 Т используется мотор-генератор для создания поля с индукцией 36 Т в первой и конденсаторная батарея с энергией 2.5 MJ во второй стадии разряда. Альтернативой таким системам может быть магнит с квазибессильной обмоткой, в которой остаточные механические напряжения могут быть снижены до значений, существенно меньших, чем магнитное давление генерируемого поля, при гораздо меньших размерах и энергии магнитной системы [3,4]. В таких магнитах наряду с обмоткой, разгруженной от электромагнитных сил, имеет место внешняя граница, на которую воздействует магнитное давление  $P_M = P_0/A^2$ , где  $P_0 = B_0^2/(2\mu_0)$  — магнитное давление с индукцией  $B_0$  на оси магнита,  $A = R_2/R_1$  — аспектное отношение ( $R_1$  — внутренний, а  $R_2$  — внешний радиус магнитной системы). Давление на бандаж, удерживающий внешнюю границу, может быть резко снижено при большом значении аспектного отношения. В работах по теории квазибессильных магнитных систем показано, что для достижения высоких значений этого параметра при сохранении равновесия торцевой части может быть использован торцевой диамагнитный экран [5]. Его создание существенно облегчается, если магнит предназначен для получения кратковременных

импульсов магнитного поля в малых объемах. В этих условиях может быть использована инерция экрана для его удержания на время разряда, что позволяет избежать разрушения обмотки в очень сильном поле. Целью настоящей работы является обоснование этого метода получения сверхсильного поля в неразрушаемом магните. Исходная модель магнитной системы с обмоткой малой толщины и диамагнитным экраном представлена на рис. 1. Обмотка может быть построена так, что магнитные давления полоидального поля в точках  $M$  и



**Рис. 1.** Модель магнита с квазибессильной обмоткой, торцевым и коаксиальным диамагнитными экранами и рассчитанное распределение нормированных напряжений. 1 — обмотка, 2 — торцевой экран, 3 — коаксиальный экран, 4 — диэлектрическая среда.

азимутального в точках  $N$  равны. При этом на границе обмотки отсутствует нормальная компонента индукции полоидального поля. В такой обмотке имеет место локальное равновесие проводников, и ожидаемые значения механических напряжений могут быть существенно ниже магнитного давления  $P_0$  [3,4]. В основной части обмотки 1 витки размещены под углом к оси, близким к  $45^\circ$ . При размещении вблизи торцевой части обмотки 2 идеально проводящего диска (экрана) 3 может быть обеспечено равновесие не только основной (цилиндрической), но и торцевой части обмотки. В приближении идеальной проводимости локальное равновесие тонкостенной обмотки может иметь место как на плоской части торца, так и на переходном участке определенной конфигурации, если внутренний радиус обмотки  $R_1$  и зазор  $h$  между обмоткой и диском связаны условием  $h = 0.5R_1$  [5]. Экран подвержен воздействию аксиальной силы. При постоянной толщине зазора индукция полоидального поля в зазоре  $B_p$  совпадает с радиальной компонентой индукции  $B_r$ :  $B_p = B_r = B_0R_1/r$ . В этом случае аксиальная сила определяется как

$$F_z \approx \int_{R_1}^{R_2} \frac{B_r^2 \pi r dr}{\mu_0} = \frac{B_0^2 \pi R_1^2}{\mu_0} \ln A. \quad (1)$$

При кратковременном воздействии поля импульс этой силы  $P = \int_0^\infty F_z dt$  может быть достаточно мал, что позволяет обеспечить инерционное удержание диска и разгрузку торцевой части. Указанное можно подтвердить оценкой, выполненной в модели магнита с обмоткой нулевой толщины, когда сила  $F_z$ , рассчитанная без учета краевых эффектов, может быть представлена формулой (1). В том случае, когда индукция  $B_0$  имеет вид униполярного импульса в форме полуволны синусоиды с амплитудой  $B_m$  и полупериодом  $\tau$ , смещение диска с массой  $m$  к концу импульса может быть рассчитано по формуле

$$\Delta z = \frac{B_m^2 \pi R_1^2 \ln A}{\mu_0 m} \int_0^\tau dt \int_0^t \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) dt = \frac{B_m^2 \pi R_1^2 \tau^2 \ln A}{4\mu_0 m}. \quad (2)$$

Даже при амплитуде индукции 100 Т для магнита малого объема с радиусами  $R_1 = 5$  мм,  $R_2 = 40$  мм при  $\tau = 50$  мкс получаем, что тело с массой 3 кг к моменту максимума импульса смещается лишь на расстояние 0.27 мм. Это дает основание считать при оценках неизменной конфигурацию магнитной системы в течение разряда.

Важным моментом при построении обмотки является учет реальной конфигурации линий тока. Отношение длины обмотки к внутреннему радиусу и внешний радиус торцевой части должны быть выбраны так, чтобы азимутальные координаты начала и конца каждой секции совпадали. Это обеспечивает возможность их последо-

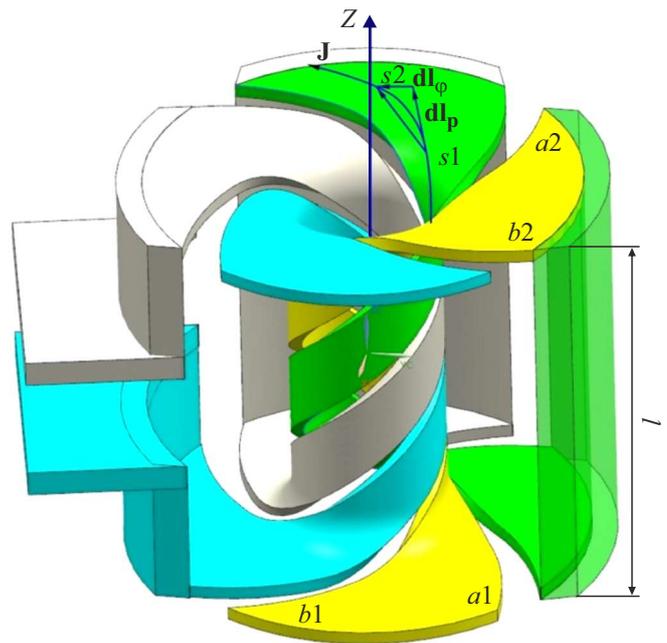


Рис. 2. Конфигурация обмотки с последовательным соединением ее четырех частей.

вательного соединения, как это показано на рис. 2.<sup>1</sup> Расположение выводов определяется конфигурацией линий тока. В модели обмотки малой толщины компоненты смещения  $dl_p$  и  $dl_\phi$  соотносятся так же, как компоненты плотности тока:

$$\frac{dl_\phi}{dl_p} = \frac{H_p}{H_\phi} = \text{tg } \alpha. \quad (3)$$

При изменении радиальной координаты точки  $s$  на этой линии от значения  $R_1$  до значения  $R_2$  азимутальная координата получает приращение

$$\Delta\phi = \int_{R_1}^{R_2} \frac{H_p dl_p}{H_\phi r}. \quad (4)$$

Линии тока, построенные по этому закону при условии  $H_p = H_\phi$ , являются границами изоляционных зазоров между витками обмотки, показанной на рис. 2. В центральной части магнита  $dl_p = dz$  эти линии являются спиралями:  $\Delta\phi = \Delta z$ . На плоской части торца  $dl_p = dr$ , и линии тока описываются уравнением логарифмической спирали

$$\Delta\phi = \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \ln \frac{R_2}{R_1}. \quad (5)$$

В представленной на рис. 2 модели магнита, состоящего из четырех последовательно включенных секций,

<sup>1</sup> На рис. 2 не показан один из проводников, соединяющих части обмотки, а также торцевой и коаксиальный экраны.

отношение радиусов  $R_2/R_1$  и отношение длины к радиусу  $l/R_1$  выбраны так, что точки  $a1$  и  $b1$  смещаются на угол  $3/2\pi$  при переходе в положения  $a2$  и  $b2$ . Это обеспечивает возможность последовательного соединения витков. Толщина обмотки должна быть выбрана с учетом джоулева нагрева проводника в процессе диффузии импульсного магнитного поля. Дополнительным фактором, влияющим на выбор толщины, является требование, чтобы к моменту максимума тока распределение полоидального и азимутального токов в обмотке было близко к однородному. Лишь в этом случае происходит характерная для квазибессилового обмотки частичная компенсация встречно направленных объемных лоренцевых сил, обусловленных этими токами. Таким образом, обмотка должна работать в условиях слабо выраженного скин-эффекта. Характерной особенностью квазибессилового обмотки является слабая зависимость остаточных напряжений от ее толщины. Это позволяет выбрать толщину исходя из конструктивных и технологических соображений. Дальнейший анализ проведен для магнита с обмоткой из нержавеющей стали с внутренним радиусом  $R_1 = 5$  mm и толщиной стенки  $d = 3$  mm. В первом приближении расчет проводится без учета влияния скин-эффекта на распределение плотности полоидального и азимутального токов в момент максимума индукции, когда механические напряжения максимальны. После окончательного выбора длительности импульса с учетом нагрева обмотки проводится контрольный расчет, учитывающий диффузию поля в ходе разряда.

Конфигурация магнита с обмоткой малой толщины использована как основа для построения его расчетной 2D-модели с указанными размерами. Использовано допущение об идеальной проводимости экрана. При выбранной длительности импульса это приближение приемлемо, если экран имеет покрытие из меди. В ходе расчетов с использованием программ Comsol-Multiphysics и Ansys произведена коррекция формы обмотки и изоляционного зазора между экраном и обмоткой с целью достижения минимального значения прочностного параметра — нормированного эквивалентного напряжения  $\eta = 2\mu_0\sigma_M/B_0^2$ , равного отношению этого напряжения, рассчитанного по формуле фон Мизеса, к магнитному давлению генерируемого поля. Значение  $\eta_{\max}$  может быть снижено путем заполнения области, прилегающей к обмотке, диэлектрической средой с достаточно высоким модулем упругости. На рис. 1 показаны оптимизированные конфигурации экрана и обмотки, а также распределение интенсивности нормированных механических напряжений по Мизесу в теле обмотки. При использовании диэлектрической среды с модулем упругости 80 МПа максимальное значение нормированного напряжения составляет  $\eta_{\max} = 0.235$ . Это соответствует максимально-му механическому напряжению в обмотке 0.94 GPa при значении индукции на оси магнита 100 Т.

Наряду с прочностью материала нагрев обмотки является фактором, лимитирующим достижимый уровень индукции. Приращение температуры за время разряда мо-

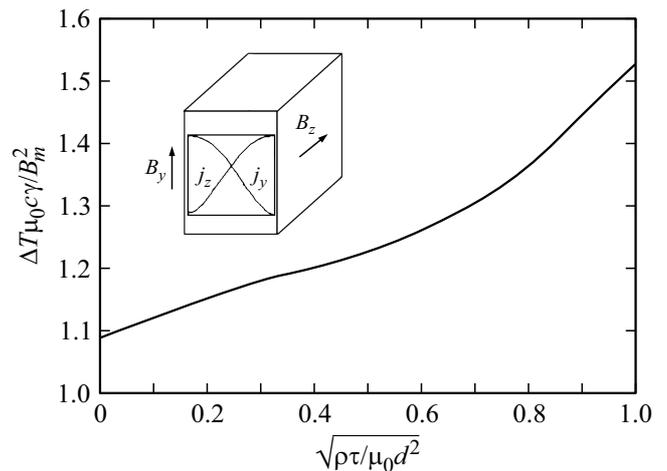


Рис. 3. Характерное распределение ортогональных магнитных полей и токов и нагрев поверхностей плоского слоя.

жет быть рассчитано по формуле  $\Delta T = f(k)B_m^2/(\mu_0\gamma c)$ , где  $\gamma$  — плотность материала,  $c$  — удельная теплоемкость,  $B_m$  — амплитуда индукции импульсного поля, имеющего форму полупериода синусоиды,  $f(k)$  — безразмерная функция параметра  $k = (\rho\tau/\mu_0)^{1/2}/d$  (представлена на рис. 3),  $\rho$  и  $d$  — удельное электрическое сопротивление и толщина проводника соответственно. Анализ данных рис. 3 при амплитуде индукции 100 Т показывает неприемлемо высокий нагрев проводника. Известным техническим решением снижения нагрева проводников в импульсном магнитном поле является применение проводящей среды с переменной по толщине электропроводностью [4]. При этом должны быть соблюдены условия более низкой проводимости поверхностных слоев проводника по сравнению с проводимостью в его глубине. Наибольший эффект достигается применением среды с плавно изменяющейся проводимостью: от низкой на поверхности к высокой в глубине [6]. Применительно к рассматриваемой здесь обмотке был исследован нагрев плоского проводника с параболическим распределением удельного электрического сопротивления по его толщине  $\rho(x) = (\rho_{\max} - \rho_{\min})(2x/d - 1)^2 + \rho_{\min}$ . При этом для толщины проводника  $d = 3$  mm и  $\rho_{\max} = 0.224 \mu\Omega \cdot m$ ,  $\rho_{\min} = 0.05 \mu\Omega \cdot m$  полное приращение температуры (за время  $t = 2\tau = 100 \mu s$ ) в поле с амплитудой индукции 100 Т снижается до 1300°C, что приемлемо для проводящих материалов, получаемых с помощью технологии селективного лазерного сплавления металлических порошков (SLM).

Таким образом, показано, что при получении коротких импульсов магнитного поля в магните малого объема можно избежать его разрушения благодаря применению диамагнитного экрана с инерционным удержанием. Подобная система может быть основой для создания неразрушаемых магнитов со сверхсильным полем. Для изготовления обмотки могут быть использованы совре-

менные методы аддитивной технологии. При использовании диэлектрической среды с высоким модулем упругости механическая прочность обмотки может быть обеспечена в поле с индукцией до 100 Т. Нагрев обмотки, не превышающий допустимого предела, может иметь место в поле с индукцией до 70 Т, если проводимость постоянна по толщине витка. В поле с индукцией 100 Т допустимый нагрев возможен, если проводимость определенным образом изменяется по толщине проводника.

### Благодарности

Результаты работы получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого ([www.scc.spbstu.ru](http://www.scc.spbstu.ru)).

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-19-00230).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] F. Herlach, Rep. Prog. Phys., **62** (6), 859 (1999). DOI: 10.1088/0034-4885/62/6/201
- [2] C.A. Swenson, W.S. Marshall, A.V. Gavrilin, K. Han, J. Schillig, J.R. Sims, H.J. Schneider-Muntau, Physica B, **346-347**, 561 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2004.01.082>
- [3] Г.А. Шнеерсон, И.А. Вечеров, Д.А. Дегтев, О.С. Колтунов, С.И. Кривошеев, С.Л. Шишигин, ЖТФ, **78** (10), 29 (2008). [Пер. версия: 10.1134/S1063784208100046].
- [4] G.A. Shneerson, M.I. Dolotenko, S.I. Krivosheev, *Strong and superstrong pulsed magnetic fields generation* (De Gruyter, Berlin, 2014). <https://doi.org/10.1515/9783110252576>
- [5] G.A. Shneerson, O.S. Koltunov, H.J. Schneider-Muntau, V.V. Titkov, A.A. Parfentjev, Physica B, **346-347**, 566 (2004). DOI: 10.1016/j.physb.2004.01.083
- [6] И.М. Карпова, В.В. Титков, Электричество, № 12, 55 (1999).