

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«АЛТАЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Институт математики и информационных технологий
Кафедра дифференциальных уравнений

**МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛЕНОИДА С ПОСТОЯННЫМ
ТОКОМ**
КУРСОВОЙ ПРОЕКТ

Выполнил:
студент 2 курса 4.301-1 группы,
Битуганов Рахим Ертаргынович

Научный руководитель:
преподаватель кафедры
дифференциальных уравнений
Сибирякова Татьяна Андреевна

Барнаул 2025

Содержание

Введение	2
1 Постановка задачи	2
2 Решение задачи	3
3 Численные результаты	9
Заключение	12
Список литературы	13

Введение

Вопрос о структуре магнитного поля однослойного соленоида с постоянным током обсуждается практически во всех учебниках – от школьных до ставших в настоящее время классическими вузовских учебников по электричеству, магнетизму ([1] – [5])[1–5] и электродинамике ([6] – [10])[6–10]. Расчет поля на оси соленоида, допускающий решение в аналитическом виде, в случае бесконечно длинного соленоида и соленоида конечной длины предлагается в качестве задач во многих задачниках ([11] – [13])[11-13].

Соленоид, согласно устоявшейся точке зрения, рассматривается как источник магнитного поля. Один конец соленоида является северным полюсом, другой – южным, поле вне соленоида считается аксиально симметричным, а внутри катушки в приближении бесконечно длинного соленоида – однородным. Общий вид силовых линий данного магнитного поля показан (На Рис. 1), что подтверждается элементарными опытами со стрелкой компаса и магнитными опилками, располагаемыми на горизонтальной плоской поверхности с малым коэффициентом трения, проходящей через продольную ось соленоида.

1 Постановка задачи

Известный метод расчета напряженности магнитного поля однослойного соленоида состоит в представлении соленоида набором последовательно расположенных колец и суммировании в соответствии с принципом суперпозиции напряженностей магнитных полей, создаваемых каждым кольцом в выбранной точке пространства. При таком подходе неявно предполагается, что ток при плотной намотке вдоль продольной оси соленоида отсутствует или исчезающе мал по сравнению с током вдоль кольца. Это послужило причиной, по

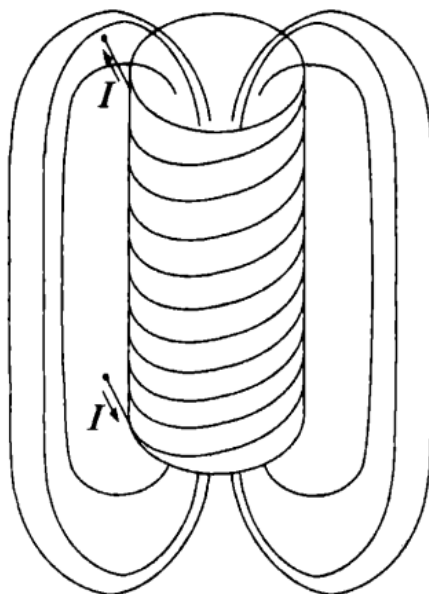


Рисунок 1. Карта эквипотенциалей функции $|A|$

которой магнитное поле, обусловленное составляющей тока вдоль оси соленоида, считалось малым по сравнению с магнитным полем, обусловленным движением электрических зарядов вдоль кольца. Данное допущение, однако, недостаточно корректно.

2 Решение задачи

Доказательство высказанного утверждения проведем в два этапа; на первом построим качественную картину протекания тока по соленоиду, на втором этапе проведем количественные расчеты. Причем, в отличие от традиционного подхода, описанного выше, рассмотрим изменение условий движения носителей заряда при последовательном усложнении геометрии токовой структуры (прямой ток – спираль – соленоид). Оставаясь в рамках электронной теории, будем считать, что ток в проводе есть последовательность движущихся с постоянной скоростью зарядов. Очевидно, что намотка провода не меняет скорость движения носителей заряда вдоль провода \vec{v}_0 , однако появ-

ляются составляющие скорости носителей заряда вдоль координатных осей (рис. 2). При этом движение носителей заряда вдоль оси oZ будет движением с постоянной скоростью \vec{v}_\perp , в плоскости XOY – с постоянной скоростью по окружности. Выразим данные скорости через радиус спирали a и шаг спирали h . Для этого рассмотрим развертку одного витка спирали в плоскости XoZ (рис. 3).

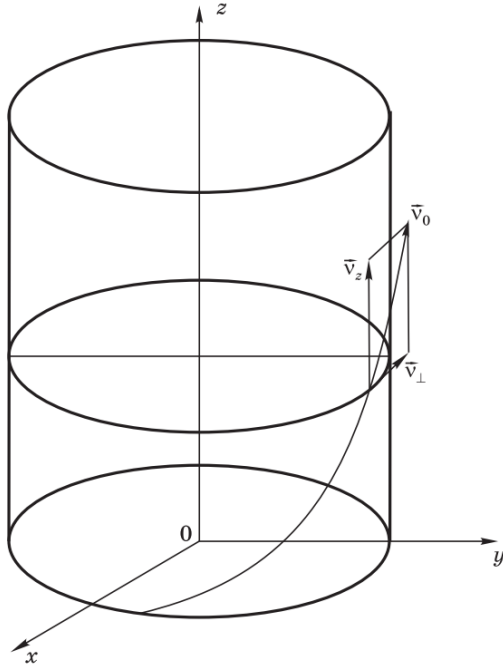


Рисунок 2. К вычислению скорости движения электрона спиральной намотке

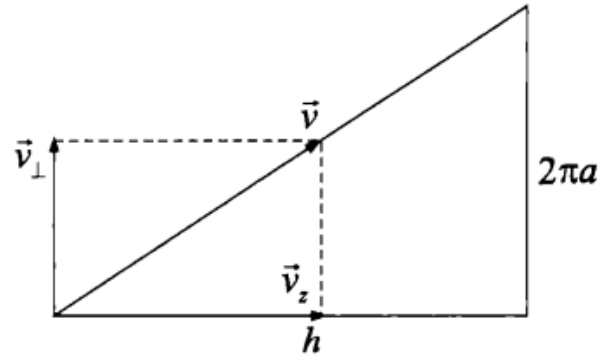


Рисунок 3. Развертка одного витка спиральной обмотки

Из (рис. 3) очевидно, что

$$v_z = v_0 \cos \alpha = v_0 \frac{h}{\sqrt{(2\pi a)^2 + h^2}}; \quad (2.1)$$

$$v_\perp = v_0 \sin \alpha = v_0 \frac{2\pi a}{\sqrt{(2\pi a)^2 + h^2}}. \quad (2.2)$$

Учитывая, что шаг спирали h выражается через длину соленоида L_s и число витков N как $h = L_s/N$, и переходя в (2.1), (2.2) к токам, получаем:

$$I_z = N_e e v_z = N_e e v_0 \frac{L_s}{\sqrt{(2\pi a N)^2 + L_s^2}}; \quad (2.3)$$

$$I_{\perp} = N_e e v_{\perp} = N_e e v_0 \frac{2\pi a N}{\sqrt{(2\pi a N)^2 + L_s^2}}, \quad (2.4)$$

где N_e — линейная плотность электронов в соленоиде (число электронов в проводе, намотанном на соленоид, отнесенное к длине соленоида); e — заряд электрона.

Кроме того, намотка провода приводит к увеличению длины провода с током L , которая выражается через число витков и шаг намотки:

$$L = N \sqrt{(2\pi a)^2 + h^2} = \sqrt{(2\pi a N)^2 + L_s^2} \quad (2.5)$$

Анализ выражений (2.3), (2.4) показывает, что поле соленоида с однослойной намоткой является суперпозицией полей двух токов, один которых является круговым, второй — продольным. Увеличение числа витков приводит, с одной стороны, к уменьшению шага спирали и, следовательно, к уменьшению величины продольного тока (см. выражения (2.3), (2.4)), с другой стороны, к увеличению длины провода, намотанного на соленоид, что приводит к возрастанию количества носителей заряда,двигающихся в соленоиде, т. е. возрастанию линейной плотности заряда. Из выражений (2.3) и (2.4) видно, что количество электричества, перемещающееся в направлении оси oZ в единицу времени остается неизменным при увеличении числа витков соленоида. Таким образом, при любом количестве витков (любом шаге намотки) количество электричества, перемещающегося в направлении продольной оси соленоида в единицу времени, оказывается равным количеству электричества в прямом проводе. Следовательно, соленоид с однослойной обмоткой должен обладать аксиально симметричным магнитным полем в плоскости, перпендикулярной продольной оси соленоида, подобным полю прямого тока. Учитывая аналогию с магнитным полем прямого тока, естественно в дальнейшем называть его поперечным полем — в отличие от магнитного поля, приведенного на рис. (2.3) При большом числе витков соленоид можно рассматривать как проводящий цилиндр конечных размеров, по которому течет продольный ток, следовательно, можно ожидать появления отличия поперечного магнитного поля соленоида и магнитного поля прямого тока, которое

должно проявляться при увеличении числа витков.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{[d\vec{l} \times \vec{R}]}{|\vec{R}|^3} \quad (2.6)$$

Для проверки рассуждений, приведенных выше, получим аналитическое выражение для напряженности магнитного поля соленоида на основе закона Био–Савара–Лапласа (2.6) и принципа суперпозиции, проинтегрировав (2.6) по всем элементам тока.

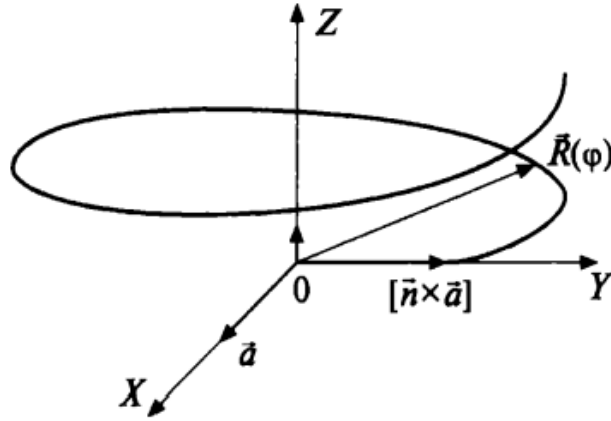


Рисунок 4. К вычислению напряженности магнитного поля спиральной обмотки

Как известно [14], положение любой точки спирали полностью определяется заданием единичного вектора \vec{n} , направленного вдоль оси спирали (ось oZ), и вектора \vec{a} , отмечающего положение точки спирали в плоскости, перпендикулярной к вектору \vec{n} (рис. 4). Тогда положение любой точки спирали определяется радиусом–вектором \vec{R} , зависящим от одного параметра – угла поворота φ :

$$\vec{R}(\varphi) = \vec{n}h\frac{\varphi}{2\pi} + \vec{a}\cos\varphi + [\vec{n} \times \vec{a}]\sin\varphi. \quad (2.7)$$

Элемент тока $I d\vec{l}$ выражается через вектор $\vec{t}(\varphi)$, касательный к спирали, как

$$I d\vec{l} = I \vec{t}(\varphi) d\varphi, \quad (2.8)$$

где

$$\vec{t}(\varphi) = \frac{h}{2\pi}\vec{n} - \vec{a}\sin\varphi + [\vec{n} \times \vec{a}]\cos\varphi. \quad (2.9)$$

Обозначим вектор, направленный из начала координат в точку наблюдения, через R_0 , тогда вектор $r(\varphi) = \vec{R}_0 - \vec{R}(\varphi)$. Таким образом, напряженность магнитного поля в точке наблюдения записывается в виде

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi N} \frac{[\vec{t}(\varphi) \times (\vec{R}_0 - \vec{R}(\varphi))]}{|\vec{R}_0 - \vec{R}(\varphi)|^3} d\varphi. \quad (2.10)$$

Для вычисления интеграла (2.10) перейдем к координатной записи. Заметив, что в выбранной системе координат векторы \vec{n} , \vec{a} , $[\vec{n} \times \vec{a}]$, входящие в (2.7)–(2.10), имеют координаты $\vec{n} = (0,0,1)$, $\vec{a} = (1,0,0)$, $[\vec{n} \times \vec{a}]$, получим выражения для вычисления координат векторов $\vec{R}(\varphi)$, $\vec{t}(\varphi)$, $\vec{R}_0 - \vec{R}(\varphi)$:

$$\vec{R}(\varphi) = \begin{pmatrix} a \cos \varphi \\ a \sin \varphi \\ \frac{h}{2\pi} \varphi \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

$$\vec{t}(\varphi) = \begin{pmatrix} -a \sin \varphi \\ a \cos \varphi \\ \frac{h}{2\pi} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

$$\vec{R}_0 - \vec{R}(\varphi) = \begin{pmatrix} x_0 - a \cos \varphi \\ y_0 - a \sin \varphi \\ z_0 - \frac{h}{2\pi} \varphi \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Подставляя (2.11)–(2.13) в (2.10), получаем для составляющих напряженности магнитного поля соленоида вдоль соответствующих координатных осей:

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi N} \frac{(z_0 - \frac{h}{2\pi} \varphi) a \cos \varphi - \frac{h}{2\pi} (y_0 - a \sin \varphi)}{(R_0^2 + a^2 + (\frac{h}{2\pi} \varphi)^2 - 2(x_0 a \cos \varphi + a y_0 \sin \varphi + \frac{h}{2\pi} z_0 \varphi))^{3/2}} d\varphi; \quad (2.14)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi N} \frac{(x_0 - a \cos \varphi) \frac{h}{2\pi} + a \sin \varphi (z_0 - \frac{h}{2\pi} \varphi)}{(R_0^2 + a^2 + (\frac{h}{2\pi} \varphi)^2 - 2(x_0 a \cos \varphi + a y_0 \sin \varphi + \frac{h}{2\pi} z_0 \varphi))^{3/2}} d\varphi; \quad (2.15)$$

$$B_z = -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi N} \frac{(y_0 - a \sin \varphi) a \sin \varphi + a \cos \varphi (x_0 - a \cos \varphi)}{(R_0^2 + a^2 + (\frac{h}{2\pi} \varphi)^2 - 2(x_0 a \cos \varphi + a y_0 \sin \varphi + \frac{h}{2\pi} z_0 \varphi))^{3/2}} d\varphi. \quad (2.16)$$

В связи с тем, что соленоид имеет цилиндрическую форму, представляется целесообразным записать компоненты поля в цилиндрической системе координат. Для этого положение точки наблюдения будем характеризовать в плоскости, перпендикулярной продольной оси соленоида, радиусом-вектором \vec{r}_0 и углом поворота φ_0 , положение относительно продольной соленоида – координатой z_0 . Тогда выражения для напряженности составляющих поля в цилиндрической системе координат находятся соответствующей заменой переменных в (2.14)–(2.16): $x_0 \rightarrow r_0 \cos \varphi_0$, $y_0 \rightarrow r_0 \sin \varphi_0$, $R_0^2 \rightarrow r_0^2 + z_0^2$ и переходом из декартовой в цилиндрическую систему координат, определяемым матрицей поворота относительно оси oZ [10]:

$$\begin{pmatrix} B_r \\ B_\varphi \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_0 & \sin \varphi_0 & 0 \\ -\sin \varphi_0 & \cos \varphi_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Предложенная выше замена переменных и выражение (2.17) позволяют легко получить окончательные выражения для составляющих напряженности магнитного поля в цилиндрической системе координат. В связи с тем, что процедура нахождения составляющих напряженности магнитного поля в цилиндрической системе координат теперь является тривиальной, а окончательные выражения весьма громоздки, автор их не приводит.

Для построения непрерывных силовых линий магнитного поля, как было показано выше, следует вычислить в узлах координатной сетки значения векторного потенциала $\vec{A}(x, y, z)$:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{l}(\varphi)}{|\vec{R}_0 - \vec{R}(\varphi)|}, \quad (2.18)$$

где $d\vec{l}(\varphi)$, $\vec{R}(\varphi)$ – векторы, определенные согласно (2.8)–(2.9); \vec{R}_0 – радиус-вектор точки наблюдения, и построить карту эквипотенциальных поверхностей функции $|\vec{A}(x, y, z)|$.

Подставляя (2.8)–(2.9) в (2.18), получаем выражения для составляющих векторного потенциала магнитного поля соленоида вдоль соответствующих координатных осей:

$$A_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi N} \frac{-a \sin \varphi}{\sqrt{(x_0 - a \cos \varphi)^2 + (y_0 - a \sin \varphi)^2 + (z_0 - \frac{h}{2\pi} \varphi)^2}} d\varphi; \quad (2.19)$$

$$A_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi N} \frac{a \cos \varphi}{\sqrt{(x_0 - a \cos \varphi)^2 + (y_0 - a \sin \varphi)^2 + (z_0 - \frac{h}{2\pi} \varphi)^2}} d\varphi; \quad (2.20)$$

$$A_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi N} \frac{\frac{h}{2\pi}}{\sqrt{(x_0 - a \cos \varphi)^2 + (y_0 - a \sin \varphi)^2 + (z_0 - \frac{h}{2\pi} \varphi)^2}} d\varphi. \quad (2.21)$$

3 Численные результаты

Для упрощения процедуры расчета и визуализации магнитного поля соленоида с постоянным током автором создан соответствующий GUI(<https://github.com/rahim-banan/kursovaya>), представленный на (рис 5).

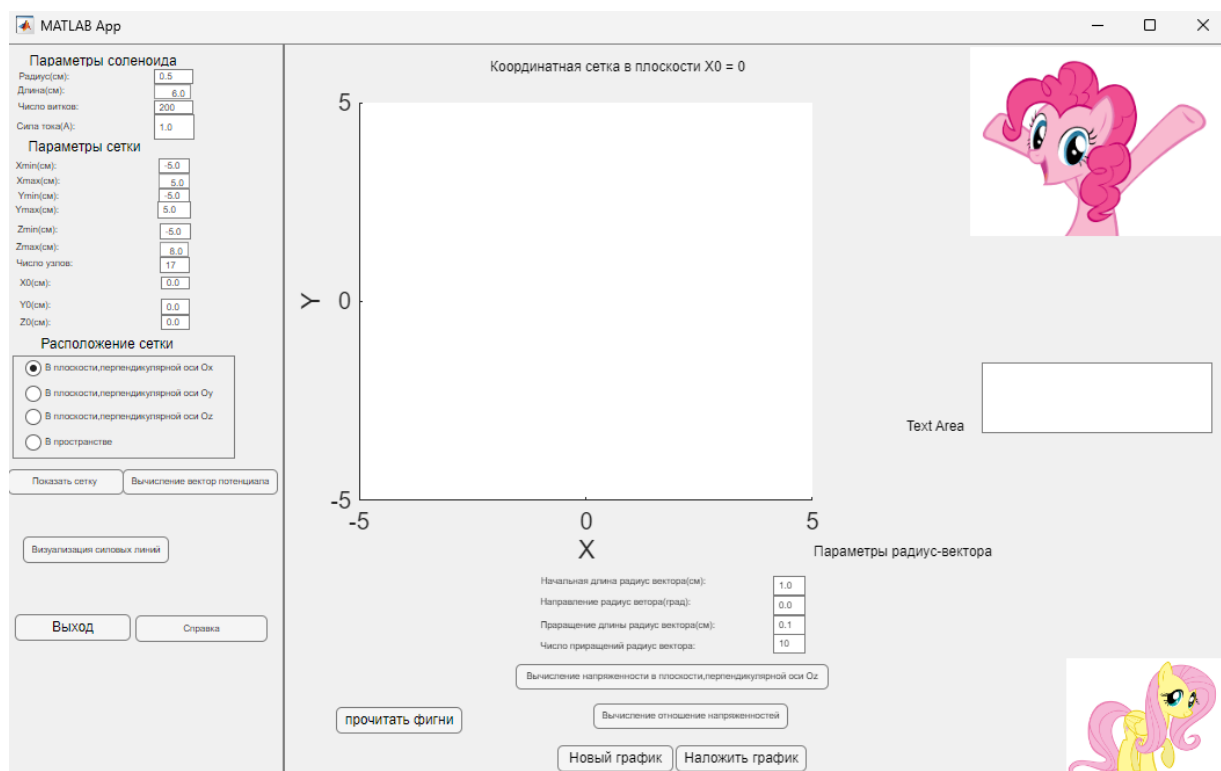


Рисунок 5. Магнитное поле соленоида с постоянным током

После заданий расчетных параметров и нажатия на одну из кнопок интерфейса будет исполняться файл `testappdesigner.mlapp`, листинг которого приведен в Приложении 1.

Далее на графиках представлена визуализация проекций напряженности магнитного поля катушки с постоянным током, зависимость проекции напряженности, от расстояния до оси OZ .

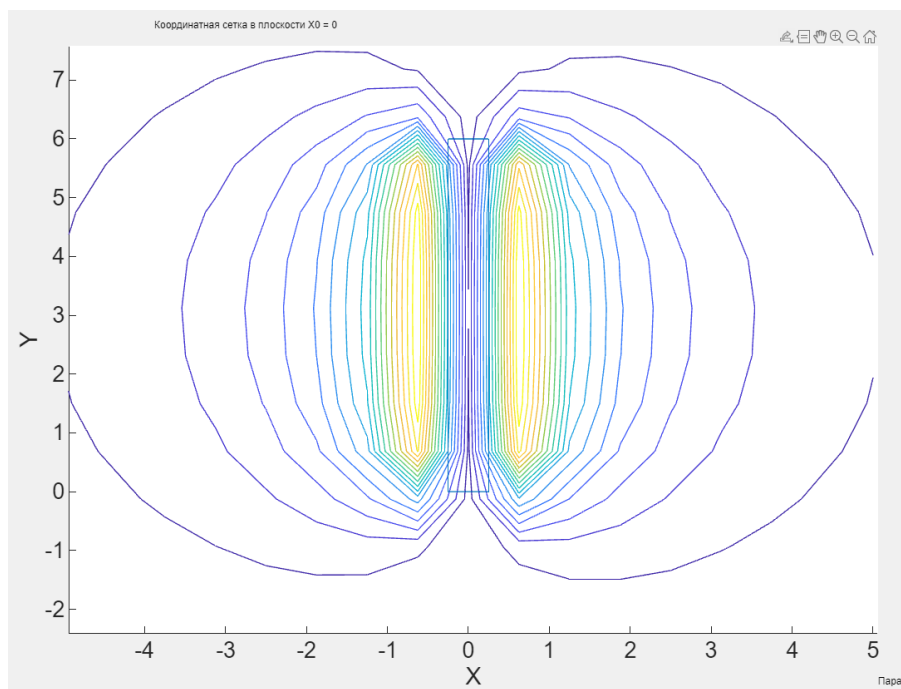


Рисунок 6. Визуализация силовых линий магнитного поля соленоида с постоянным током в плоскости $X = 0$

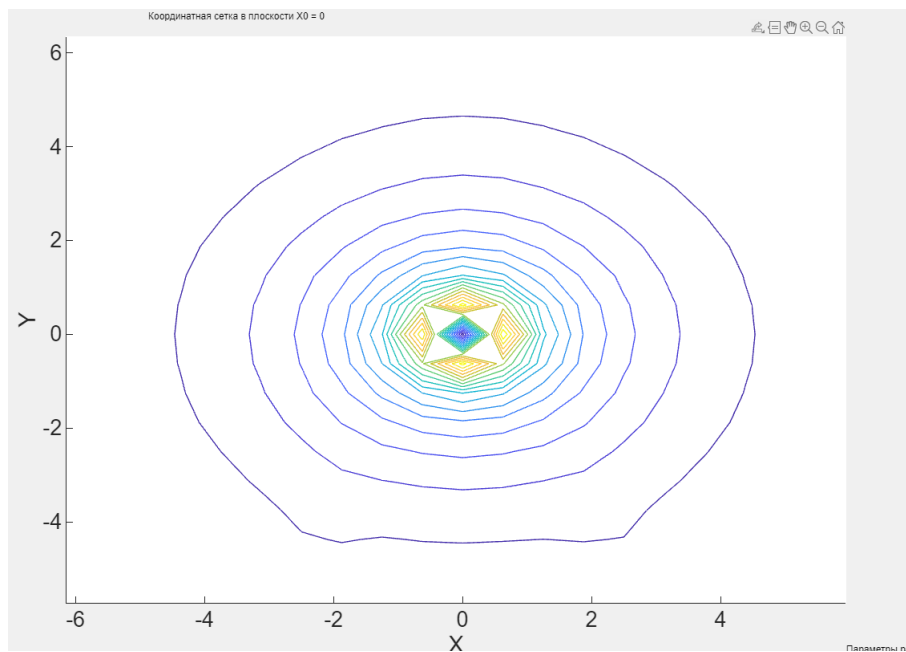


Рисунок 7. Визуализация силовых линий магнитного поля соленоида с постоянным током в плоскости $X = 3$

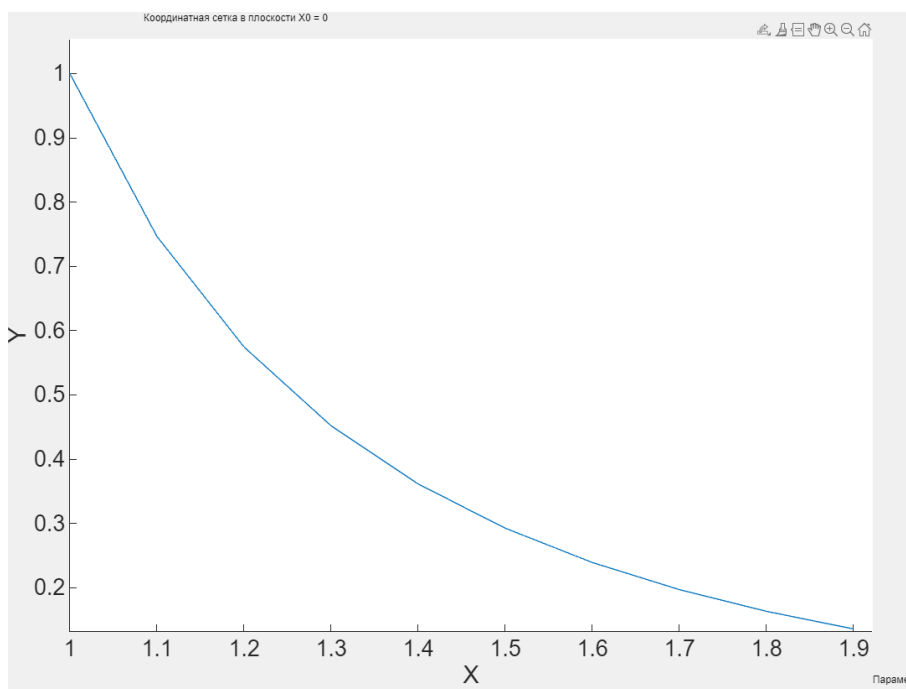


Рисунок 8. Зависимость отношения проекций напряженностей на плоскость $Z = 3$ и ось OZ от расстояния до оси OZ

Заключение

В ходе выполнения курсового проекта была разработана программа для расчета и визуализации напряженности магнитного поля соленоида с постоянным током. В отличие от традиционных подходов, где соленоид рассматривается как набор круговых токов (что приводит к нулевой составляющей магнитного поля в плоскости, перпендикулярной оси oZ), в данной программе реализована более точная модель, основанная на представлении соленоида в виде спирали с учетом продольной составляющей тока.

Основные возможности программы:

1. Расчет проекций напряженности магнитного поля на координатные оси с построением нормированных векторных полей, наглядно демонстрирующих геометрию силовых линий
2. Визуализация распределения модуля проекции напряженности в плоскостях, перпендикулярных оси соленоида (oZ)
3. Анализ углового распределения поля через отношение поперечной и продольной компонент напряженности, характеризующее степень непараллельности силовых линий

Программа обеспечивает более точное моделирование магнитного поля соленоида по сравнению с классическими подходами, что особенно важно для инженерных расчетов и научных исследований.

Список литературы

1. Калашников С.Г. Электрические и магнитные поля. М.: Наука, 1970.
2. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. М.: Физматгиз, 1961. Т. II.
3. Фейман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Феймановские лекции по физике. Вып. 5,6. М.: Наука, 1977.
4. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклевский курс физики. М.: Наука, 1975.
5. Говорков В.А. Электрические и магнитные поля. Л.: Гостехиздат, 1960.
6. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1966.
7. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: Иностранная литература, 1954.
8. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М.: Иностранная литература, 1948.
9. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Иностранная литература, 1965.
10. Зоммерфельд А. Электродинамика. М.: ИЛ, 1958.
11. Сборник задач по общему курсу физики. Электричество и магнетизм. Сб. задач / под ред. И.А. Яковлева. М.: Наука, 1977.
12. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М.: Наука, 1970.
13. Векштейн Е.Г. Сборник задач по электродинамике. М.: Наука, 1966.
14. Смирнов В.И. Курс высшей математики. М.: Физматгиз, 1958. Т. 3.

15. Бочаров, И.А. Кинематика точки. Общие рекомендации по решению задач: Методические указания к практическим занятиям по дисциплине «Теоретическая механика» / И.А. Бочаров, Ю.Л. Власов. – Оренбург: ГОУ ОГУ, 2008. – 32 с.
16. Шишмарев К.А. Введение в среду MatLab алгоритмы и практические задачи: учебное пособие / Шишмарев К.А., Найденова К.Е., Сибирякова Т.А., Ахмерова И.Г. – Барнаул: Изд-во Алт. ун-та, 2023. – 70 с.
17. Поршнев С. В. Компьютерное моделирование физических процессов в пакете MATLAB: Учебное пособие. 2е изд., испр. — СПб.: Издательство «Лань», 2011. — 736 с.

Приложение 1

Название программы

```
function solenoid_field_analysis()

    % Параметры соленоида
    Radius = 1.0;          % Радиус соленоида (м)
    Solenoid_Length = 2.0; % Длина соленоида (м)
    N_Coil = 100;          % Количество витков
    I = 1.0;               % Ток (А)

    % Параметры области расчёта
    Xmin = -2.0; Xmax = 2.0; % Диапазон по X (м)
    Ymin = -2.0; Ymax = 2.0; % Диапазон по Y (м)
    Zmin = -1.0; Zmax = 1.0; % Диапазон по Z (м)
    N_Knot = 20;           % Количество узлов для расчёта

    % Точка для анализа поля
    X0 = 0.5; Y0 = 0.5; Z0 = 0.0; % Координаты точки (м)

    % Параметры для анализа вдоль линии
    Mod_R = 0.5; % Начальное расстояние от оси (м)
    Phi = pi/4; % Угол направления (рад)
    dR = 0.1; % Шаг по расстоянию (м)
    N_Step = 10; % Количество шагов

    % Выбор режима визуализации
    % 1 - Плоскость YoZ (X = X0)
    % 2 - Плоскость XoZ (Y = Y0)
    % 3 - Плоскость XoY (Z = Z0)
    % 4 - 3D пространство
    visualization_mode = 1;

    % Расчёт и визуализация
    switch visualization_mode
        case 1
            visualize_YoZ_plane(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, X0, Ymin, Ymax, Zmin, Zmax,
        case 2
```



```

        visualize_XoZ_plane(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, Y0, Xmin, Xmax, Zmin, Zmax,
case 3
        visualize_XoY_plane(Radius, N_Coil, I, Z0, Xmin, Xmax, Ymin, Ymax, N_Knot);
case 4
        visualize_3D_space(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, Xmin, Xmax, Ymin, Ymax, Zmin,
end

% Дополнительный анализ вдоль линии
analyze_along_line(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, Mod_R, Phi, dR, N_Step, Z0);
end

% Функции для расчёта компонент магнитного поля
function z = Bx(x0, y0, z0, a, h, N, I)
    f = inline('I*((z0-psi*h/(2*pi))*a.*cos(psi)-h/(2*pi)*(y0-a*sin(psi)))./(x0^2+y0^2+z0^2+a^2+');
    phi = 0:pi/50:2*pi*N;
    F = f(phi, x0, y0, z0, a, h, I);
    z = trapz(phi, F);
end

function z = By(x0, y0, z0, a, h, N, I)
    f = inline('I*((x0-a*cos(psi))*h/(2*pi)+a*sin(psi).*(z0-psi*h/(2*pi)))./(x0^2+y0^2+z0^2+a^2+');
    phi = 0:pi/50:2*pi*N;
    F = f(phi, x0, y0, z0, a, h, I);
    z = trapz(phi, F);
end

function z = Bz(x0, y0, z0, a, h, N, I)
    f = inline('I*((y0-a*sin(psi))*a.*sin(psi)+a*cos(psi).*(x0-a*cos(psi)))./(x0^2+y0^2+z0^2+a^2+');
    phi = 0:pi/50:2*pi*N;
    F = f(phi, x0, y0, z0, a, h, I);
    z = trapz(phi, F);
end

% Функции для визуализации в разных плоскостях
function visualize_YoZ_plane(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, X0, Ymin, Ymax, Zmin, Zmax, N_Knot)
    h = Solenoid_Length / N_Coil;

```

```

y = linspace(Ymin, Ymax, N_Knot);
z = linspace(Zmin, Zmax, N_Knot);
[Y, Z] = meshgrid(y, z);
B = zeros(size(Y));

for i = 1:numel(Y)
    B(i) = sqrt(Bx(X0, Y(i), Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                By(X0, Y(i), Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                Bz(X0, Y(i), Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2);
end

figure;
contourf(Y, Z, reshape(B, size(Y)), 20);
colorbar;
title('Магнитное поле в плоскости YoZ');
xlabel('Y (м)');
ylabel('Z (м)');
end

function visualize_XoZ_plane(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, Y0, Xmin, Xmax, Zmin, Zmax, N_Knot)
    h = Solenoid_Length / N_Coil;
    x = linspace(Xmin, Xmax, N_Knot);
    z = linspace(Zmin, Zmax, N_Knot);
    [X, Z] = meshgrid(x, z);
    B = zeros(size(X));

    for i = 1:numel(X)
        B(i) = sqrt(Bx(X(i), Y0, Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                    By(X(i), Y0, Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                    Bz(X(i), Y0, Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2);
    end

    figure;
    contourf(X, Z, reshape(B, size(X)), 20);
    colorbar;
    title('Магнитное поле в плоскости XoZ');
end

```

```

    xlabel('X (м)');
    ylabel('Z (м)');
end

function visualize_XoY_plane(Radius, N_Coil, I, Z0, Xmin, Xmax, Ymin, Ymax, N_Knot)
    h = 0; % Для плоского случая (2D)
    x = linspace(Xmin, Xmax, N_Knot);
    y = linspace(Ymin, Ymax, N_Knot);
    [X, Y] = meshgrid(x, y);
    B = zeros(size(X));

    for i = 1:numel(X)
        B(i) = sqrt(Bx(X(i), Y(i), Z0, Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                    By(X(i), Y(i), Z0, Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                    Bz(X(i), Y(i), Z0, Radius, h, N_Coil, I)^2);
    end

    figure;
    contourf(X, Y, reshape(B, size(X)), 20);
    colorbar;
    title('Магнитное поле в плоскости XoY');
    xlabel('X (м)');
    ylabel('Y (м)');
end

```

```

function visualize_3D_space(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, Xmin, Xmax, Ymin, Ymax, Zmin, Zmax, N_Knot)
    h = Solenoid_Length / N_Coil;
    x = linspace(Xmin, Xmax, N_Knot);
    y = linspace(Ymin, Ymax, N_Knot);
    z = linspace(Zmin, Zmax, N_Knot);
    [X, Y, Z] = meshgrid(x, y, z);
    B = zeros(size(X));

    for i = 1:numel(X)
        B(i) = sqrt(Bx(X(i), Y(i), Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                    By(X(i), Y(i), Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2 + ...
                    Bz(X(i), Y(i), Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2);
    end

```

```

        Bz(X(i), Y(i), Z(i), Radius, h, N_Coil, I)^2);

end

figure;
slice(X, Y, Z, B, [Xmax, Ymax, Zmin]);
shading interp;
colorbar;
title('Магнитное поле в 3D пространстве');
xlabel('X (м)');
ylabel('Y (м)');
zlabel('Z (м)');

end

function analyze_along_line(Radius, Solenoid_Length, N_Coil, I, Mod_R, Phi, dR, N_Step, Z0)
    h = Solenoid_Length / N_Coil;
    R = zeros(1, N_Step);
    Mh = zeros(1, N_Step);

    for i = 1:N_Step
        x = Mod_R * cos(Phi) + dR * (i-1) * cos(Phi);
        y = Mod_R * sin(Phi) + dR * (i-1) * sin(Phi);
        R(i) = sqrt(x^2 + y^2);
        Hx = Bx(x, y, Z0, Radius, h, N_Coil, I);
        Hy = By(x, y, Z0, Radius, h, N_Coil, I);
        Hz = Bz(x, y, Z0, Radius, h, N_Coil, I);
        Mh(i) = sqrt(Hx^2 + Hy^2) / abs(Hz);
    end

    figure;
    plot(R, Mh, '-o');
    title('Зависимость магнитного поля вдоль линии');
    xlabel('Расстояние от оси (м)');
    ylabel('|B| / |Bz|');
    grid on;

end

```