

## Занятие 4. Магнитное поле токов.



- Закон **Био-Савара-Лапласа** в вакууме для малого элемента проводника с электрическим постоянным током
- **Магнитный поток вектора индукции магнитного поля в вакууме, его знак и величина**
- **Теорема о циркуляции вектора индукции в вакууме**
- **Намагниченность вещества, связь молекулярных токов в магнетике с намагниченностью, вектор напряженности и теорема о его циркуляции**
- **Нормальные, тангенциальные составляющие векторов напряжённости, индукции и токи на границе раздела магнетиков**
- **Ауд.: Иродов И.Е. Задачи по общей физике.**
- **М.: Бином, 1998÷2010. №№ 2.234, 2.242, 2.250, 2.293**

# Закон Био-Савара-Лапласа в вакууме для малого элемента проводника с электрическим постоянным током

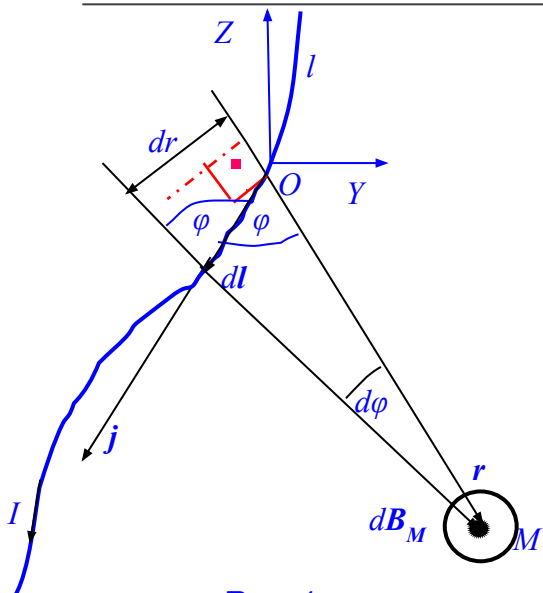
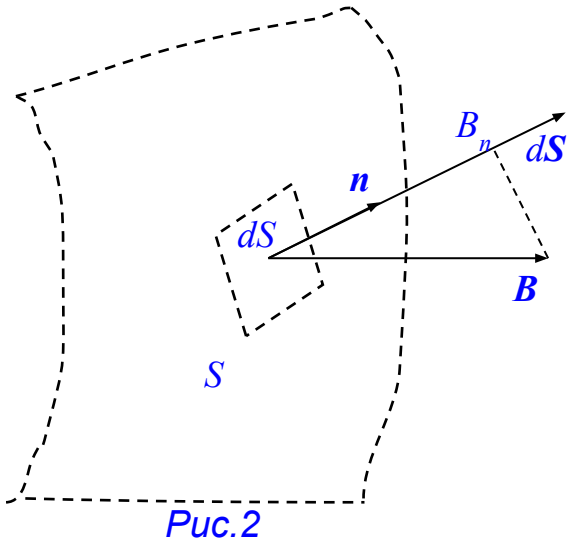


Рис.1

Элементарный вектор  $d\mathbf{B}_M$  магнитной индукции в данной  $M$  точке поля в вакууме малого элемента проводника  $dl$  длиной, по которому идёт постоянный электрический ток  $I$  силой, удовлетворяет закону **Био - Савара - Лапласа**: 
$$d\mathbf{B} = (\mu_0 I / 4\pi r^3) [d\mathbf{l}, \mathbf{r}], \quad (1)$$
 где  $d\mathbf{l} = \mathbf{j} dl/j$  - вектор малого элемента проводника  $dl$  длиной, коллинеарный вектору  $\mathbf{j}$  плотности

тока, имеющего  $j$  модуль, и направленный с ним в одну сторону;  $\mathbf{r}$  - радиус-вектор, проведённый из начала вектора  $d\mathbf{l}$  в  $M$  точку, в которой определяется магнитная индукция;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$  - магнитная постоянная.

# Магнитный поток вектора индукции магнитного поля в вакууме, его знак и величина



Поток вектора  $\mathbf{B}$  индукции магнитного поля сквозь элементарную воображаемую поверхность  $dS$  площадью или  $d\Phi_m$  магнитный поток с учётом единичного  $\mathbf{n}$  нормального вектора к этой элементарной поверхности  $dS$  площадью, поэтому  $d\mathbf{S} = \mathbf{n}dS$ , и проекции  $B_n$  вектора  $\mathbf{B}$  индукции

магнитного поля на направление  $\mathbf{n}$  нормали:

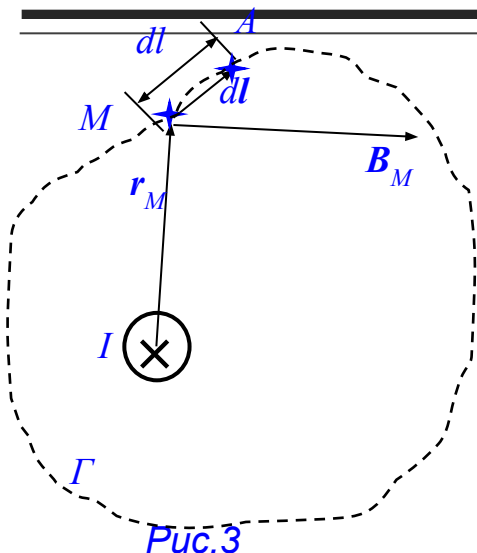
$$d\Phi_m = \mathbf{B}d\mathbf{S} = B_n dS = B dS \cos(\mathbf{B} \hat{\mathbf{n}}). \quad (2)$$

При однородном магнитном поле и плоской воображаемой поверхности

$$S \text{ площадью: } \Phi_m = B_n S = B S \cos(\mathbf{B} \hat{\mathbf{n}}), \quad (3)$$

где  $\Phi_m > 0$ , если угол  $0 < (\mathbf{B} \hat{\mathbf{n}}) < \pi/2$ , и  $\Phi_m < 0$ , если угол  $\pi/2 < (\mathbf{B} \hat{\mathbf{n}}) < \pi$ .

# Теорема о циркуляции вектора индукции в вакууме



Циркуляция вектора  $\mathbf{B}$  индукции магнитного поля в вакууме по  $\Gamma$  контуру:

$$\oint_{(\Gamma)} \mathbf{B} d\mathbf{l} = \pm \mu_0 I, \quad (3)$$

где  $I$  - ток силой, охватываемый  $\Gamma$  контуром, со знаками "+", "-" - в случае направления тока  $I$  силой соответственно *от* и *к* "наблюдателю".

Интегральный вид теоремы о циркуляции:

$$\oint_{(\Gamma)} \mathbf{B}_0 d\mathbf{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i, \quad (4)$$

согласно которой циркуляция результирующего вектора  $\mathbf{B}_0$  индукции магнитного поля по  $\Gamma$  контуру в вакууме пропорционален алгебраической сумме охватываемых этим контуром токов  $I_1, I_2, \dots, I_n$  силой.



Согласно теореме в интегральном виде о циркуляции результирующего вектора  $\mathbf{B}_0$  магнитной индукции в вакууме по  $\Gamma$  контуру, охватывающего поверхность  $S$  площадью, которую пересекают токи с векторами  $\mathbf{j}$  плотности:

$$\oint_{(\Gamma)} \mathbf{B}_0 d\mathbf{l} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S}. \quad (5)$$

Согласно теореме *Стокса* интеграл по  $\Gamma$  контуру заменяется интегралом по поверхности  $S$  площадью, которую охватывает этот  $\Gamma$  контур, вследствие чего получается теорема о циркуляции результирующего вектора  $\mathbf{B}_0$  индукции магнитного поля в вакууме в дифференциальном виде:

$$\oint_{(\Gamma)} \mathbf{B}_0 d\mathbf{l} = \int_S \int_S [\nabla \mathbf{B}_0] d\mathbf{S} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} \leftrightarrow [\nabla \mathbf{B}_0] = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (6)$$

# Намагниченность вещества, связь молекулярных токов в магнетике с намагниченностью, вектор напряженности и теорема о его циркуляции

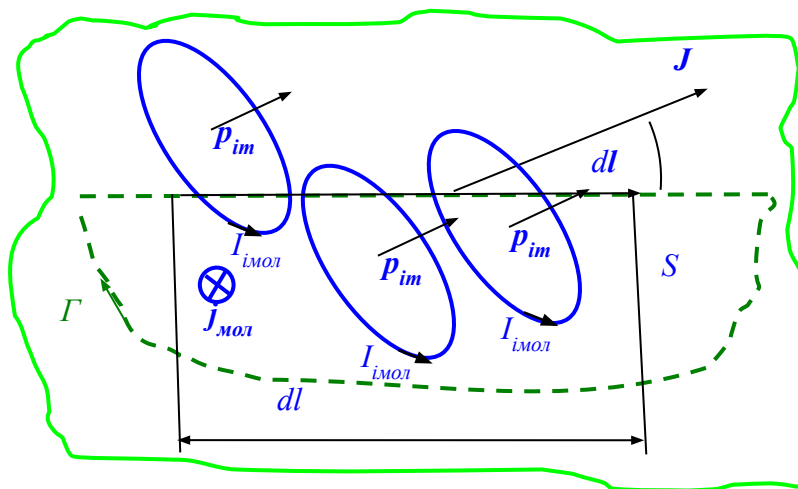


Вектор  $\mathbf{J}$  намагниченности равен сумме векторов  $\mathbf{p}_{im}$  магнитных моментов отдельных молекул с токами  $I_{имол}$  силой, находящихся в единице объёма магнетика:

$$\mathbf{J} = \sum \mathbf{p}_{im} / \Delta V, \quad (7)$$

$\Delta V$

где  $\Delta V$  - малый объём магнетика.



Теорема о циркуляции вектора напряженности магнитного поля в интегральном виде: результирующий молекулярный ток  $I_{мол}$  силой с вектором  $\mathbf{j}_{мол}$  его плотности в магнетике через

Рис.4



поверхность  $S$  площадью, которую охватывает  
воображаемый  $\Gamma$  контур со всеми  $dl$  малыми элементами:

$$I_{\text{мол}} = \iint_S \mathbf{j}_{\text{мол}} d\mathbf{S} = \int_{\Gamma} \mathbf{J} dl, \quad (8) \quad \circ$$

Переход от интеграла по  $\Gamma$  контуру к поверхностному интегралу по  
поверхности  $S$  площадью, "*натянутой*" на этот  $\Gamma$  контур, т.е. с  
использованием теоремы *Стокса*:

$$\iint_S \mathbf{j}_{\text{мол}} d\mathbf{S} = \int_{\Gamma} \mathbf{J} dl = \iint_S [\nabla \times \mathbf{J}] d\mathbf{S} \leftrightarrow \mathbf{j}_{\text{мол}} = [\nabla \times \mathbf{J}] \quad (9) \quad \nabla$$

приводит к теореме о циркуляции вектора напряженности  
магнитного поля в дифференциальном виде: вектор  $\mathbf{j}_{\text{мол}}$   
плотности молекулярных токов определяется  
значением ротора  $[\nabla \times \mathbf{J}]$  вектора  $\mathbf{J}$  намагниченности  
в магнетике. Вектор  $\mathbf{H}$  напряжённости магнитного поля в



произвольной точке пространства магнетика, в которой

векторы индукции магнитного поля и намагниченности равны

соответственно  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{J}$ :  $(\mathbf{B}/\mu_0) - \mathbf{J} = \mathbf{H}$ , (10) где  $\mathbf{H} =$

$\mathbf{B}/\mu_0\mu$  - напряжённость магнитного поля в среде с  $\mu$  магнитной

проницаемостью. Теоремы о циркуляции вектора  $\mathbf{H}$  напряжённости магнитного поля по  $\Gamma$  контуру, занятого магнетиком, соответственно в дифференциальном и интегральном видах:

- ротор вектора  $\mathbf{H}$  напряжённости магнитного поля равен вектору  $\mathbf{j}$  плотности тока проводимости в произвольной точке пространства магнетика:

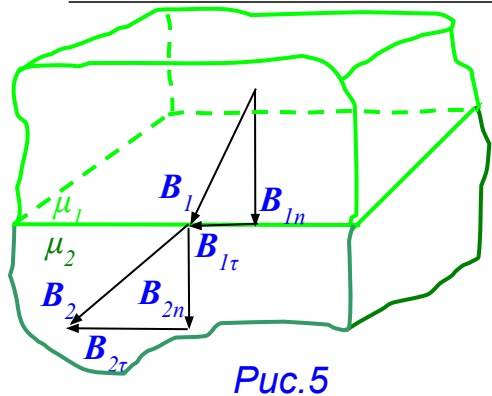
$$[\mathbf{H}] = \text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}; \quad (11)$$

- циркуляция вектора  $\mathbf{H}$  напряжённости магнитного поля равна результирующему току  $I_{\text{рез}}$  через поверхность  $S$  площадью, которую охватывает этот воображаемый

$\Gamma$  контур:  $\oint_{\Gamma} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \iint_S \mathbf{j} d\mathbf{S} = I_{\text{рез}}$ . (12)

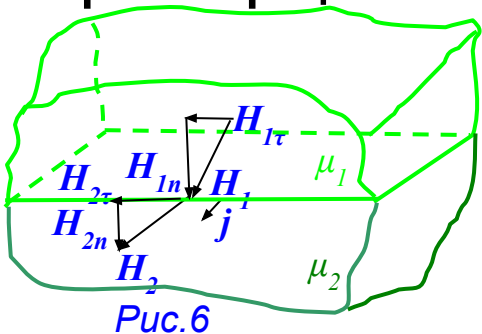


# Нормальные, тангенциальные составляющие векторов напряжённости, индукции и токи на границе раздела магнетиков



Векторы нормальных составляющих  $B_{1n}$  и  $B_{2n}$  индукции магнитного поля на границе магнетиков с  $\mu_1$  и  $\mu_2$  магнитными проницаемостями сохраняют своё направление и модуль, а векторы нормальных

составляющих  $H_{1n}$  и  $H_{2n}$  напряжённости  $H$  магнитного поля сохраняют своё направление, но изменяют величину своего модуля пропорционально  $\mu_2/\mu_1$ . Векторы  $H_{1\tau}$  и  $H_{2\tau}$  тангенциальных



составляющих напряжённости  $H$  магнитного поля при наличии вектора  $j$  плотности токов проводимости на границе раздела

магнетиков сохраняют своё направление, но изменяют величину своего модуля на величину  $j$  модуля тока.



При отсутствии вектора  $\mathbf{j}$  плотности токов проводимости на границе раздела магнетиков векторы  $\mathbf{H}_{1T}$  и  $\mathbf{H}_{2T}$  сохраняют своё направление и модуль, а векторы  $\mathbf{B}_{1T}$  и  $\mathbf{B}_{2T}$  тангенциальных составляющих индукции магнитного поля сохраняют направление, но изменяют величину своего модуля пропорционально  $\mu_1/\mu_2$ . Ток  $I_{\text{мол.пов.}}$  силой, который течёт по поверхности раздела цилиндрического проводника с током  $I$  силой,  $\chi_{\text{пр}}$ ,  $\chi_{\text{м}}$  - магнитными

восприимчивостями проводника и непроводящего магнетика на границе

раздела:  $I_{\text{мол.пов.}} = I(\chi_{\text{м}} - \chi_{\text{пр}}), \quad (13)$

Плотность  $\mathbf{j}_{\text{мол.пов.}}$  поверхностного тока:  $\mathbf{j}_{\text{мол.пов.}} = \mathbf{J}_{\text{м}} - \mathbf{J}_{\text{пр}}, \quad (14)$

где  $\mathbf{J}_{\text{пр}}$ ,  $\mathbf{J}_{\text{м}}$  - намагниченности проводника и непроводящего магнетика на границе раздела.

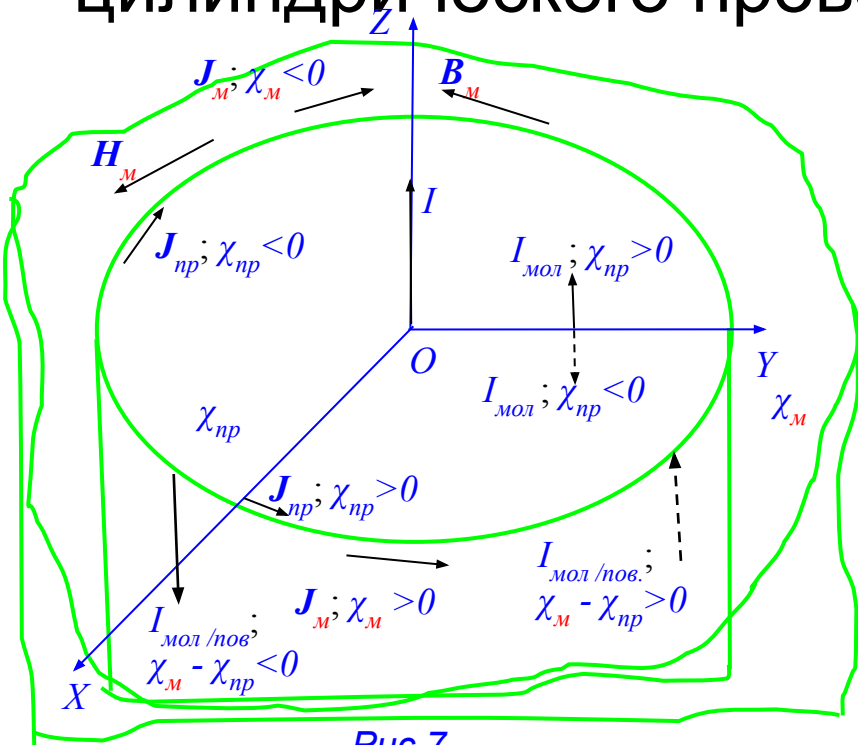
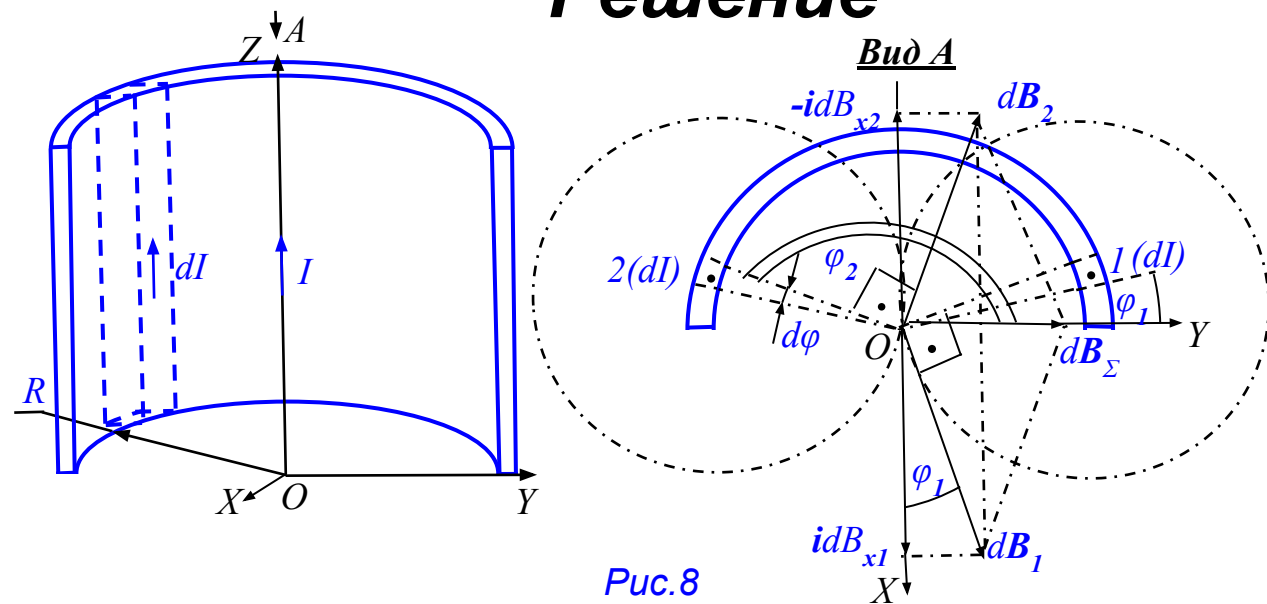


Рис.7

## Задача №2.234

Ток  $I = 11,0 \text{ A}$  течёт по длинному прямому проводнику, сечение которого имеет форму тонкого полукольца радиуса  $R = 5,0 \text{ см}$ . Найти магнитную индукцию на  $OZ$  оси. Ответ:  $B = \mu_0 I / \pi^2 R = 28 \text{ мкТл}$ .

### Решение



Дано:  $I, R/B_{OZ} = ?$

Ток  $I$  силой распределён равномерно по полуокружности с  $\pi$  углом, поэтому  $\tau$  угловая плотность тока:

$$\tau = I/\pi \quad (15)$$

Ток  $dI$  силой, протекающий



по длинному прямому проводнику и имеющий  
элементарный  $d\varphi$  угол:  $dl = r d\varphi = l d\varphi / \pi$  (16)

Модуль  $dB_1$  вектора  $d\mathbf{B}_1$  магнитной индукции поля в вакууме в произвольной точке на  $OZ$  оси, расположенной под  $\varphi_1$  углом относительно  $OY$  оси на  $R$  расстоянии от длинного прямого проводника с током  $dl$  силой:  $dB_1 = \mu_0 dl / 2\pi R = \mu_0 l d\varphi / 2\pi^2 R$ . (17)

Вектор  $d\mathbf{B}_1$  магнитной индукции поля в вакууме в произвольной точке на  $OZ$  оси имеет  $\varphi_1$  угол относительно  $OX$  оси, а симметричный ему вектор  $d\mathbf{B}_2$  с равными  $dB_2 = dB_1 = dB$  модулями имеет  $\varphi_2 = 180^\circ - \varphi_1$  угол относительно  $OX$  оси. Векторы  $d\mathbf{B}_1, d\mathbf{B}_2$  имеют равные по модулю, но противоположные по направлению составляющие векторы  $idB_{x1}, -idB_{x2}$  по  $OX$  оси, поэтому результирующий вектор  $d\mathbf{B}_\Sigma$  магнитной индукции поля в вакууме в произвольной точке на  $OZ$



оси от двух длинных прямых проводников, расположенных симметрично относительно  $OX$  оси токов  $dI$  силой,

направлен по  $OY$  оси с модулем: 
$$dB_{\Sigma} = 2dB \sin\varphi = \mu_0 I \sin\varphi d\varphi / \pi^2 R. \quad (18)$$

Согласно принципу суперпозиции результирующий  $B_{\Sigma}$  модуль вектора  $B_{\Sigma}$  магнитной индукции в произвольной точке на  $OZ$  оси от всех токов  $dI$  силой, расположенных от угла  $\varphi = 0$  до угла  $\varphi = \pi/2$ :

$$B_{\Sigma} = \int_0^{\pi/2} dB_{\Sigma} = (\mu_0 I / \pi^2 R) \int_0^{\pi/2} \sin\varphi d\varphi = \mu_0 I / \pi^2 R =$$
$$= 1,257 \cdot 10^{-6} \cdot 11/3,14^2 \cdot 0,05 [\text{Гн} \cdot \text{А}/\text{м}^2] \approx 28 \text{ мкТл}, \quad (19)$$

где независимая интегрирования  $dB_{\Sigma}$  является модулем от двух, расположенных симметрично относительно  $OX$  оси токов  $dI$  силой, поэтому пределы интегрирования от угла  $\varphi = 0$  до угла  $\varphi = \pi/2$  в два раза меньше  $\pi$  угла полуокружности.

## Задача №2.242



Однородный ток плотности  $j$  течёт внутри неограниченной пластины толщины  $2d$  параллельно её поверхности. Пренебрегая влиянием вещества пластины, найти индукцию магнитного поля этого тока как функцию расстояния  $x$  от средней плоскости пластины. Ответ:  $B(x \leq d) = \mu_0 j x$ ,  $B(x \geq d) = \mu_0 j d$ .

Дано:  $j$ ,  $2d/B_1 = ?$   $B_2 = ?$

Согласно теореме в интегральном виде о циркуляции результирующего вектора  $B_1$  магнитной индукции в вакууме по  $\Gamma_1$  контуру, охватывающего поверхность  $S_1$  площадью, которую пересекают токи с векторами  $j$  плотности:

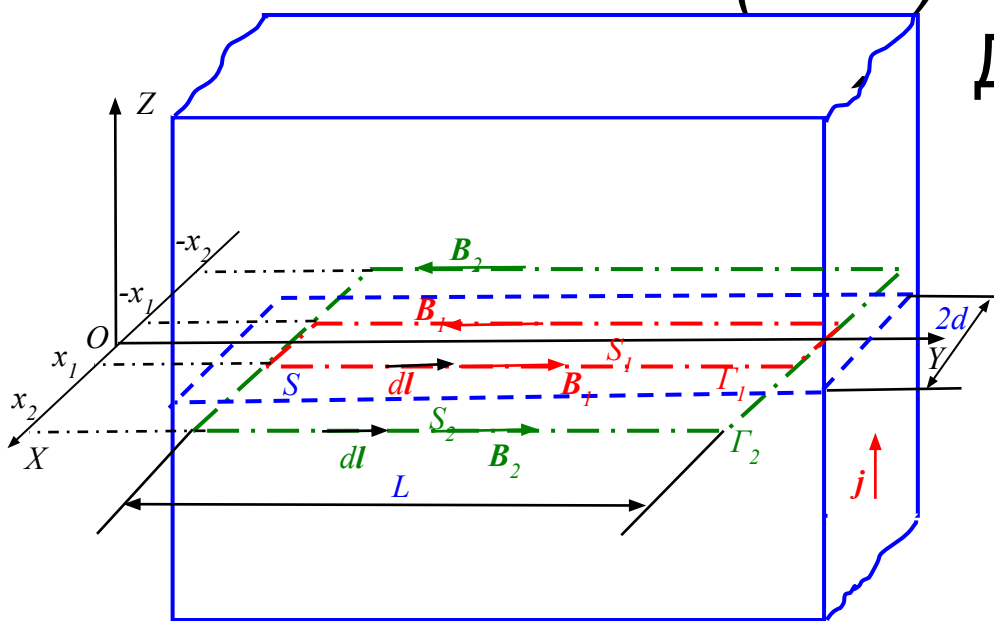


Рис.9

$$\oint_{(\Gamma_1)} \mathbf{B}_1 d\mathbf{l} = \mu_0 \iint_{S_1} \mathbf{j} d\mathbf{S} \leftrightarrow B_1 j 2L = \mu_0 j L 2x_1 \leftrightarrow B = \mu_0 j x \text{ при } x \leq d, \quad (20)$$



где  $L \gg 2x_1$ , поэтому составляющая циркуляции результирующего вектора  $\mathbf{B}_1$  магнитной индукции в вакууме по  $2x_1$  ширине  $\Gamma_1$  контура не учитывается. Согласно теореме в интегральном виде о циркуляции результирующего вектора  $\mathbf{B}_2$  магнитной индукции в вакууме по  $\Gamma_2$  контуру, охватывающего поверхность  $S_2$  площадью, которую в границах поперечного сечения пластины  $S$  площадью пересекают токи с векторами  $\mathbf{j}$  плотности:

$$\oint_{(\Gamma_2)} \mathbf{B}_2 d\mathbf{l} = \mu_0 \iint_{S_2} \mathbf{j} d\mathbf{S} \leftrightarrow B_2 j 2L = \mu_0 j L 2d \leftrightarrow B = \mu_0 j d \text{ при } x \geq d, \quad (21)$$

где  $L \gg 2x_2$ , поэтому составляющая циркуляции результирующего вектора  $\mathbf{B}_2$  магнитной индукции в вакууме по  $2x_2$  ширине  $\Gamma_2$  контура не учитывается.

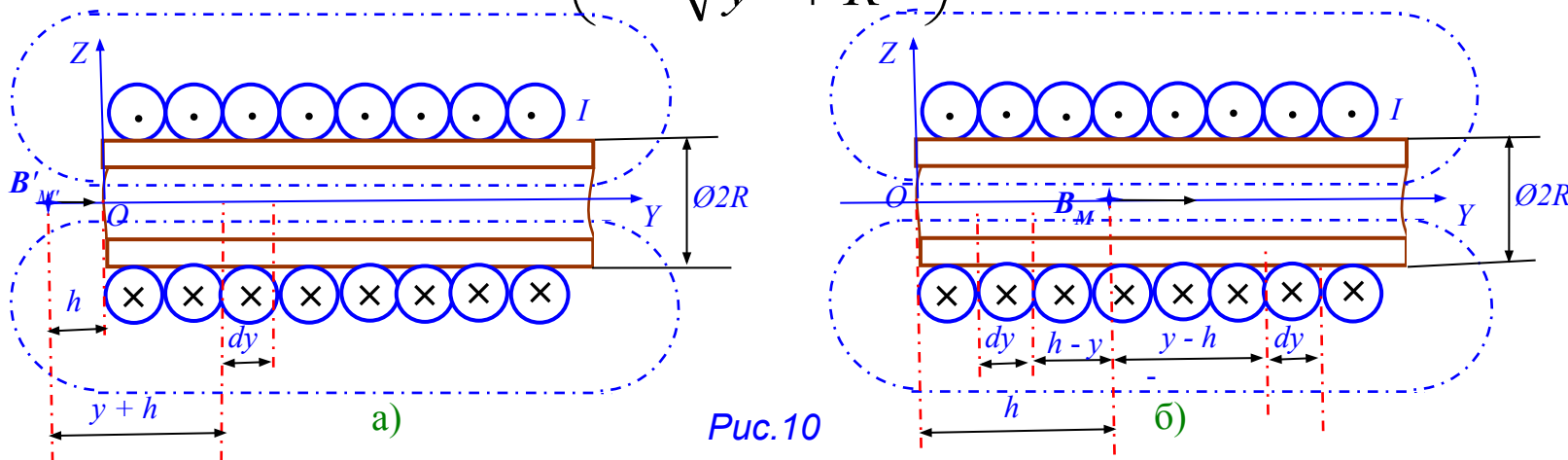
# Задача №2.250



Длинный соленоид имеет радиус сечения  $R$  и  $n$  витков на единицу длины. По нему течёт постоянный ток  $I$ . Найти индукцию магнитного поля на оси как функцию координаты  $y$ , отсчитываемой вдоль оси соленоида от его торца. Изобразить примерный график зависимости индукции  $B$  от отношения  $y/R$ .

Ответ:  $B = \frac{\mu_0 n I}{2} \left( 1 \pm \frac{y}{\sqrt{y^2 + R^2}} \right)$  где  $y > 0$  вне и  $y < 0$  внутри соленоида.

**Решение.** Дано:  $R, n, I$   
 $B(y) = ?$  Начало  $O$  координат совмещено с левым торцом соленоида, а  $M', M$



точки находятся на  $h$  расстоянии от торца





соленоида соответственно вне и внутри его. Линейная

$j_{лин}$  плотность тока в длинном соленоиде:  $j_{лин} = nI$ . (22) Ток  $dI$  силой в витках соленоида, которые расположены на элементарной  $dy$  длине:

$$dI = nI dy. \quad (23)$$

Проекция  $dB'_{M'Y} = dB'_{M'}$  на  $OY$  ось в  $M'$  точке вне соленоида, равная его  $dB'_{M'}$  модулю, вследствие направления вектора  $dB'_{M'}$  магнитной индукции по  $OY$  оси:

$$dB'_{M'} = \mu_0 dI R^2 / 2 [R^2 + (y + h)^2]^{3/2} = \mu_0 n I R^2 dy / 2 [R^2 + (y + h)^2]^{3/2}, \quad (24)$$

где  $(y + h)$  - расстояние витков соленоида от  $M'$  точки вне соленоида.

Модуль  $B'_{M'}$  вектора  $B'_{M'}$  магнитной индукции в  $M'$  точке вне соленоида, находящейся на оси этого соленоида с  $h$  расстоянием от его торца, от всех витков соленоида, которые расположены на от  $0$  до  $\infty$  координат по  $OY$  оси:

$$B'_{M'} = \int_0^{\infty} dB'_{M'} = \frac{\mu_0 n I R^2}{2} \int_0^{\infty} \frac{dy}{[R^2 + (y+h)^2]^{3/2}} = \frac{\mu_0 n I}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}}\right) = \frac{B_0}{2} \left(1 - \frac{h/R}{\sqrt{1 + h^2/R^2}}\right), \quad (25)$$



где  $B_0 = \mu_0 n I$  - модуль вектора  $B_0$  индукции магнитного поля внутри длинного соленоида, находящегося в вакууме, а при  $h = 0$ , т.е. при нахождении  $M'$  точки на торце этого соленоида,  $B_0$  модуль вектора  $B_0$  индукции магнитного поля равен  $B_0/2$ . Проекция  $dB^*_{MY} = dB^*_M$  на  $OY$  ось в  $M$  точке внутри соленоида, равная его  $dB^*_M$  модулю, вследствие направления вектора  $dB^*_M$  магнитной индукции по  $OY$  оси:  $dB^*_M = \mu_0 dI R^2 / 2 [R^2 + (h - y)^2]^{3/2} = \mu_0 n I R^2 dy / 2 [R^2 + (h - y)^2]^{3/2}$ , (26) где  $(h - y)$  - расстояние витков слева от  $M$  точки внутри соленоида. Модуль  $B^*_M$  вектора  $B^*_M$  магнитной индукции в  $M$  точке внутри соленоида, с  $h$  расстоянием от его торца, от всех витков соленоида, которые расположены слева от  $M$  точки на длине от  $0$  до  $h$  координат по  $OY$  оси:

$$B^*_M = \int_0^h dB^*_M = \frac{\mu_0 n I R^2}{2} \int_0^h \frac{dy}{[R^2 + (h - y)^2]^{3/2}} = \frac{\mu_0 n I}{2} \frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}}. \quad (27)$$

Проекция  $dB^{**}_{MY} = dB^{**}_M$  на  $OY$  ось в  $M$  точке внутри соленоида, равная его  $dB^{**}_M$  модулю, вследствие направления вектора  $dB^{**}_M$  магнитной индукции по  $OY$  оси:

$$dB^{**}_M = \mu_0 dI R^2 / 2 [R^2 + (y - h)^2]^{3/2} = \mu_0 n I R^2 dy / 2 [R^2 + (y - h)^2]^{3/2}, \quad (28)$$

где  $(y - h)$  - расстояние витков справа от  $M$  точки внутри соленоида. Модуль  $B^{**}_M$  вектора  $B^{**}_M$  магнитной индукции в  $M$  точке внутри соленоида с  $h$  расстоянием от его торца от всех витков соленоида, которые расположены справа от  $M$  точки на длине от  $h$  до  $\infty$  координат  $OY$  оси:

$$B^{**}_M = \int_h^\infty dB^{**}_M = \frac{\mu_0 n I R^2}{2} \int_h^\infty \frac{dy}{[R^2 + (y - h)^2]^{3/2}} = \frac{\mu_0 n I}{2}. \quad (29)$$

Результирующий  $B_M$  модуль вектора  $B_M$  магнитной индукции от всех витков соленоида, которые

расположены слева и справа от  $M$  точки внутри соленоида на длине от  $0$  до  $\infty$  координат по  $OY$  оси:

$$B_M = B^*_M + B^{**}_M = \frac{\mu_0 n I}{2} \left(1 + \frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}}\right) = \frac{B_0}{2} \left(1 + \frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}}\right) = \frac{B_0}{2} \left(1 + \frac{h/R}{\sqrt{1 + h^2/R^2}}\right), \quad (30)$$

где  $B_0 = \mu_0 n I$  - модуль вектора  $B_0$  индукции магнитного поля внутри длинного соленоида, находящегося в вакууме, а при  $h = 0$ , т.е. при нахождении  $M$  точки на торце этого соленоида,  $B_0$  модуль вектора  $B_0$  индукции магнитного поля равен  $B_0/2$ .

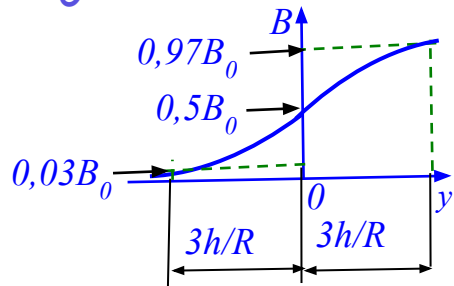


Рис. 11

При нахождении  $M'$  точки по  $OY$  оси на  $h \geq 3R$  расстоянии от торца вне соленоида  $B'_{M'}$  модуль вектора  $B'_{M'}$  магнитной индукции не превышает величины  $0,03B_0$ . При нахождении  $M$  точки

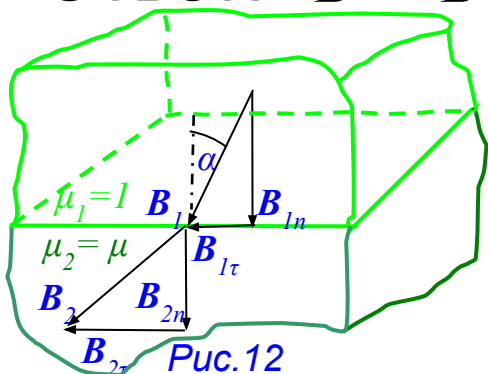
по  $OY$  оси на  $h \geq 3R$  расстоянии от торца внутри соленоида  $B_M$  модуль вектора  $B_M$  магнитной индукции больше величины  $0,97B_0$ .

## Задача №2.293



Индукция магнитного поля в вакууме вблизи плоской поверхности однородного изотропного магнетика равна  $B$ , причём вектор  $B$  составляет угол  $\alpha$  с нормалью к поверхности. Магнитная проницаемость магнетика  $\mu$ . Найти индукцию  $B'$  магнитного поля в магнетике вблизи поверхности.

Ответ:  $B' = B\sqrt{\cos^2 \alpha + \mu \sin^2 \alpha}$ . **Решение.** Дано:  $B, \alpha, \mu / B' = ?$



Модули  $B_{1n}$ ,  $B_{1t}$  нормальной  $B_{1n}$  и  $B_{1t}$  тангенциальной составляющих  $B_1$  вектора индукции магнитного поля на границе магнетика со стороны вакуума:

$$B_{1n} = B_1 \cos \alpha; \quad B_{1t} = B_1 \sin \alpha. \quad (31)$$

Модуль  $H_{1t}$  вектора  $H_{1t}$  тангенциальной составляющей  $H_1$  вектора напряжённости магнитного поля со стороны вакуума, где  $\mu_1 = 1$ :

$$H_{1t} = B_1 \sin \alpha / \mu_0, \quad (32)$$

Модули  $B_{2n}$ ,  $H_{2\tau}$  векторов  $\mathbf{B}_{2n}$  нормальной,  $\mathbf{H}_{2\tau}$  тангенциальной составляющих  $\mathbf{B}_2$ ,  $\mathbf{H}_2$  векторов соответственно индукции и напряжённости магнитного поля на границе магнетика, где  $\mu_2 = \mu$ , с учётом отсутствия вектора  $\mathbf{j}$  плотности токов проводимости на этой границе:  $B_{1n} = B_{2n} \leftrightarrow B_{2n} = B_1 \cos \alpha$ ;  $H_{1\tau} = H_{2\tau} \leftrightarrow H_{2\tau} = B_1 \sin \alpha / \mu_0$ . (33)

Модуль  $B_{2\tau}$  вектора  $\mathbf{B}_{2\tau}$  тангенциальной составляющей  $\mathbf{B}_2$  вектора индукции магнитного поля на границе магнетика, где  $\mu_2 = \mu$ :  
 $B_{2\tau} = \mu \mu_0 H_{2\tau} \leftrightarrow B_{2\tau} = \mu B_1 \sin \alpha$ . Модуль  $B_2$  вектора  $\mathbf{B}_2$  индукции магнитного поля на границе магнетика, где  $\mu_2 = \mu$ : (34)

индукции магнитного поля на границе магнетика, где  $\mu_2 = \mu$ :  

$$B_2 = \sqrt{B_{2n}^2 + B_{2\tau}^2} = B_1 \sqrt{\cos^2 \alpha + \mu^2 \sin^2 \alpha}. \quad (35)$$

**Дома: Иродов И.Е. Задачи по общей физике.- М.: Бином, 1998÷2010. №№ 2.239, 2.258**

**Спасибо за внимание!**