

## МАГНІТНЕ ПОЛЕ В ШИРОКОМУ МІЖПОЛЮСНОМУ ПРОМІЖКУ

Овчарук О.М., Скрипка Г.Л.,

ВНЗ «Херсонський державний морський інститут»

*Стаття стосується магнітного поля в магнітоінертному середовищі. На основі теоретичних досліджень запропонований метод розрахунку магнітного поля в широкому міжполюсному проміжку. Стаття може бути корисною для інженерно-технічних робітників багатьох галузей промисловості.*

*Ключові слова: магнітне поле, контур, напруженість, струм.*

**Вступ.** Аналіз відомої літератури вказує на те, що теорія магнітних потоків в феромагнетиках розроблена досить широко і досконало. Якщо ці потоки пронизують вузькі проміжки між феромагнетиками, заповнені слабкими магнетиками, проблем не виникає, оскільки в цих проміжках магнітний потік розширюється слабо і магнітна індукція зменшується також слабо. Експериментальні дані доповнюють недостатність інформації.

**Аналіз стану проблеми. Постановка задачі.** Є багато практичних випадків, коли необхідно створити сильне магнітне поле в магнітоінертному середовищі (гази, рідина) в значних об'ємах, наприклад, в тілі людини. Тому треба навчитись попередньо розраховувати і створювати такі магнітні поля. Цій задачі і присвячена дана робота.

### Основний матеріал.

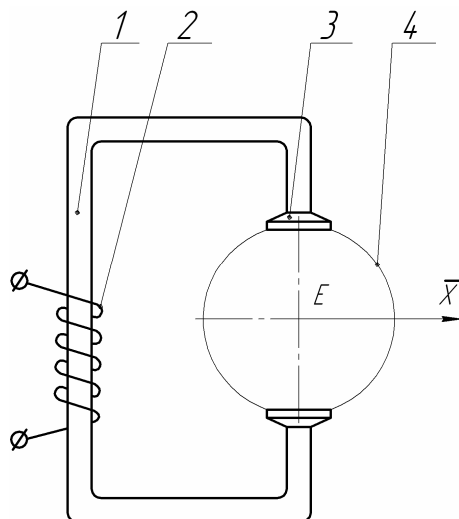


Рисунок 1 – Загальна схема магнітного контура: 1 – магнітопровід, 2 – котушка живлення, 3 – башмачок, 4 – зона зосередження

Зазвичай, сильне магнітне поле створюється в проміжку між двома полюсами магнітопроводу. Перевага такої схеми полягає в тому, що потрібне магнітне поле замикається накоротко магнітопроводом з феромагнетика, що має малий магнітний опір і не потребує суттєвих енергетичних витрат. Цей магнітопровід повинен закінчуватись розширеними башмачками-наконечниками, які зменшують напруженість магнітного поля на межі башмачка з немагнітним середовищем (наприклад, повітрям), зменшують

його магнітний опір і можливу шкоду від місцевого перевантаження (перенапруження). Башмачки повинні бути замінними, щоб можна було змінювати їх форму. Загальна схема магнітного контура показана на рис. 1, а можлива форма башмачка і його магнітне поле – на рис. 2. Рисунок показує, що потік напруженості  $\vec{H}$  магнітного поля башмачка, з огляду на його конструкцію, сильно розгалужується і частково замикається навколо точок  $B$  і  $C$ . Тому в напрямку осі  $Z$  до другого башмачка йде лише частина потоку, обумовлена існуванням тільки складової  $H_z$  напруженості  $\vec{H}$ . А ліворуч від лінії  $AB$  і праворуч від лінії  $CD$  проекція  $H_z$  має уже протилежний напрямок. Там потрібного основного потоку вже нема, є потік розсіювання, що визначається радіальною складовою  $H_x$ .

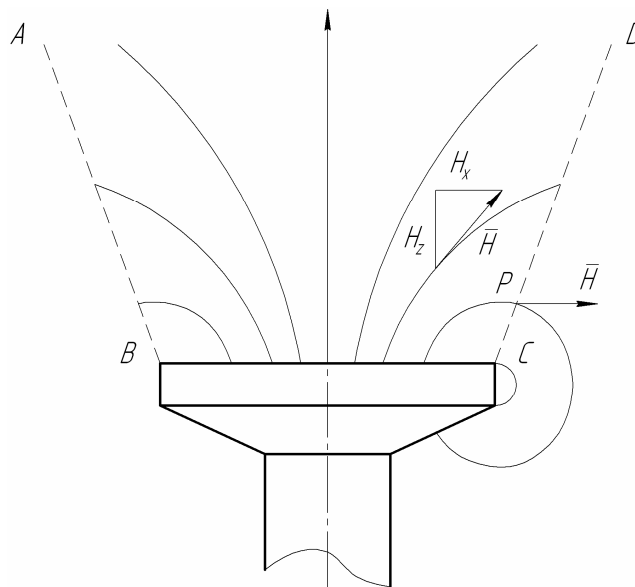


Рисунок 2 – Магнітне поле біля башмачка

Магнітне поле другого башмачка на протилежному полюсі магнітопроводу, аналогічне показаному, буде посилювати складову  $H_z$  (всмоктувати магнітні силові лінії) і частково або повністю (посередині між полюсами) гасити складову  $H_x$ . Таким чином, в проміжку між полюсами основне сильне магнітне поле генерується: на схемі 1 (рис. 1) приблизно в межах кулі 4, а на схемі 2 (рис. 2) – в межах конуса  $ABCD$ . Наступні розрахунки, як побачимо, підтверджують цю тезу.

Магнітопровід, з метою зменшення непродуктивних витрат енергії, повинен діяти (функціонувати) в межах вузької петлі гістерезису, де функція  $B(H)$  майже лінійна. Це означає, що для звичайних вуглецевих сталей верхня межа індукції  $B$  не повинна перевищувати 1 Тл. Бажано також (для спрощення), щоб котушка живлення магнітного контура могла працювати при напрузі 220 В і навіть нижче.

**Розрахунок магнітопроводу.** Для конкретного розрахунку і створення лабораторної установки візьмемо магнітопровід із феромагнітної сталі перетином  $S_l = 16 \text{ см}^2$  ( $4 \times 4 \text{ см}$ ) довжиною  $l = 0,9 \text{ м}$ . Відстань між башмачками в повітрі  $2a = 0,2 \text{ м}$  ( $a = 0,1 \text{ м}$ ). Магнітна проникливість сталі  $\mu = 2000$ .

Магнітна індукція в магнітопроводі (практично однакова по всій довжині його) за умовою  $B_l = 1$  Тл. Потрібна напруженість магнітного поля в сталі:

$$H_1 = \frac{B_1}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{1,26 \times 10^{-6} \times 2000} = 400 \text{ A/m}. \quad (1)$$

В башмачку потік магнітної напруженості розширюється і послаблюється у стільки разів, у скільки площа башмачка більша за перетин магнітопроводу, наприклад, у 4 рази. Тоді одержимо на робочій поверхні башмачка, на стику з повітрям, напруженість

$$H_{1n} = \frac{H_1}{4} = 100 \text{ A/m}. \quad (2)$$

Створити таку напруженість міг би кільцевий струм  $I_k$  на зовнішнім діаметрі  $D$  башмачка за формулою [1].

$$H_{1n} = \frac{I_k}{D}, \quad (3)$$

звідки

$$I_k = H_{1n} \times D = 100 \times 0,08 = 8 \text{ A}. \quad (4)$$

Цей струм важливо знати, щоб за його допомогою розрахувати поле в повітрянім проміжку між полюсами магнітопроводу (тому що іншого досяжного інженерного методу такого розрахунку немає).

Розрахуємо котушку живлення магнітопроводу. Відомо, що

$$H_1 = \frac{I_1 W}{l_1}, \quad (5)$$

де  $W$  – кількість витків провідника в котушці;  $I_1$  – сила струму в провіднику.

Звідки

$$I_1 W = H_1 l_1 = 400 \times 0,90 = 360 \text{ A}. \quad (6)$$

Попередньо візьмемо:  $I_1 = 1 \text{ A}$ ,  $W = 360$ .

Індуктивність котушки:

$$L = \mu_0 \mu \frac{W^2 S_1}{l_1}. \quad (7)$$

Індуктивний опір:

$$R_L = 2\pi f L, \quad (8)$$

де  $f = 50$  Гц – частота струму.

Потрібна напруга (наближено):

$$U = I_1 R_L. \quad (9)$$

Чисельно:

$$L = 1,26 \times 10^{-6} \times 2 \times 10^3 \frac{360^2 \times 16 \times 10^{-4}}{0,9} = 0,581 \text{ Гн};$$

$$R_L = 2 \times 3,14 \times 50 \times 0,581 = 182,4 \text{ Ом};$$

$$U = 1 \times 182,4 = 182,4 \text{ В}.$$

Перевіримо, наскільки є суттєвим активний опір  $R_a$  провідника, якщо взяти за нормами безпеки густину струму не більше  $2 \text{ А/мм}^2$ . Тоді переріз провідника становитиме:

$$S_{np} \geq \frac{I_1}{2} \geq 0,5 \text{ мм}^2; \quad (10)$$

$$d_{np} = 0,8 \text{ мм}.$$

Довжина провідника:

$$l_{np} = W \pi d_{kc}, \quad (11)$$

$d_{kc}$  – середній діаметр намотки в котушці.

$$l_{np} = 360 \times 3,14 \times 0,05 = 56,52 \text{ м}.$$

Питомий опір мідного дроту становить  $\rho = 0,0175 \text{ Ом} \times \text{мм}^2/\text{м}$ , тоді:

$$R_a = \frac{\rho l_{np}}{S_{np}} = \frac{0,0175 \times 56,52}{0,5} = 1,978 \text{ Ом}. \quad (12)$$

Такою величиною активного опору порівняно з індуктивним можна знехтувати і вважати індуктивний опір загальним.

Маємо навіть запас напруги (до  $220 \text{ В}$ ) і можемо збільшити кількість витків до  $W = 390$ .

Тоді одержимо:

$$L = 0,581 \frac{390^2}{360^2} = 0,682 \text{ Гн};$$

$$R_L = 214 \text{ Ом};$$

$$U = 214 \text{ В}.$$

Такий запас магніторушійної сили компенсує невідворотні втрати енергії в контурі. Потужність котушки при струмові в  $1 \text{ А}$  також буде порядку  $220 \text{ Вт}$ .

**Розрахунок магнітного поля між полюсами.** Отже маємо умовний кільцевий струм  $I_k$  на ободі башмачка, і тепер треба визначити, яке магнітне поле він створюватиме навколо себе. Такі задачі зазвичай вирішуються за допомогою формули Біо-Савара-Лапласа для елемента струму  $Idl$  з наступним інтегруванням:

$$d\vec{H} = Idl \frac{\vec{j} \times \vec{e}_r}{4\pi r^2}, \quad (13)$$

де  $d\vec{H}$  – елементарна напруженість від елемента струму  $Idl$ ;  $\vec{j}$  – орт напрямку струму  $I$ ;  $\vec{e}_r$  – орт напрямку  $r$ .

В нашому випадку безпосереднє використання формули (13) є досить складним. Тому підемо іншим шляхом. Замість кільцевого струму на діаметрі  $D$  скористаємось струмом полігональним: восьмикутним (рис. 3, рис. 4), або навіть найпростішим – чотирикутним.

Основними параметрами такої фігури є довжина грані  $b$  і її відстань  $h$  до центра багатокутника. Перерахувати кільце діаметром  $D$  на багатокутник можна за критерієм, щоб у них було однакове співвідношення  $C/4S$ , тобто частка циркуляції струму по контуру до чотирьох площ цього контуру (в такому разі вони створюють однакову напруженість, див. (3)). Для кільцевого струму:

$$\frac{C}{4S} = \frac{I \times 2\pi R}{4 \times \pi R^2} = \frac{I}{2R}. \quad (14)$$

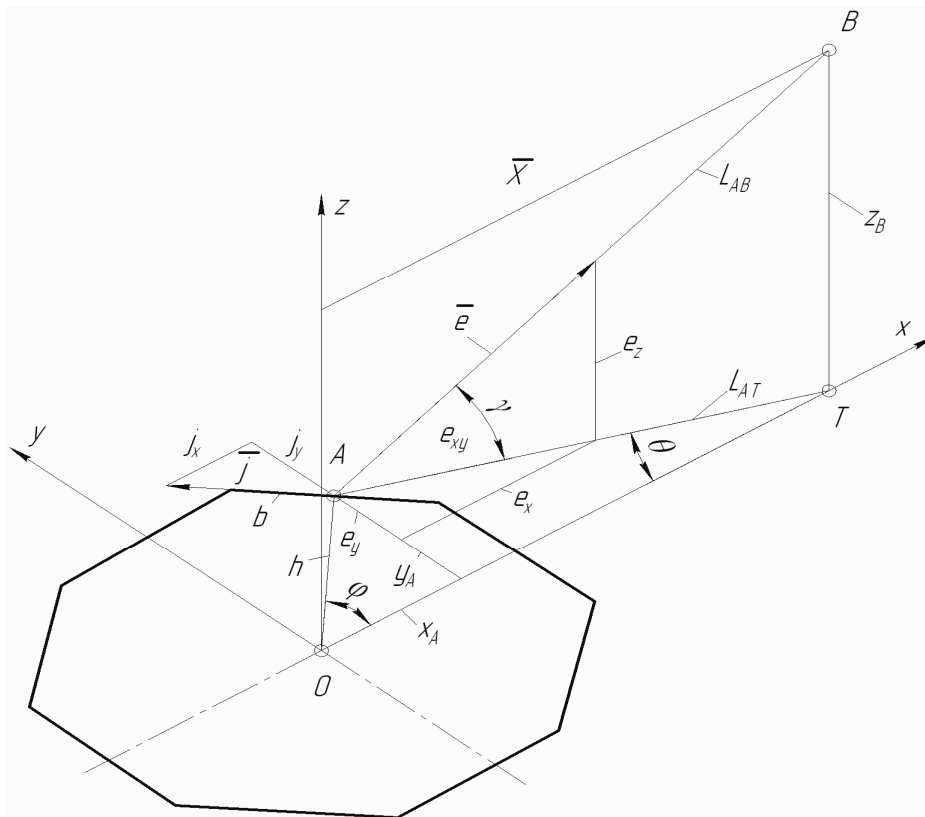


Рисунок 3– Контур зі струмом  $I_k$  в ізометрії

Для полігонального струму, наприклад квадратного з довжиною ребра  $b$ :

$$\frac{C}{4S} = \frac{I \times 4b}{4 \times b^2} = \frac{I}{b} = \frac{I}{2h}. \quad (15)$$

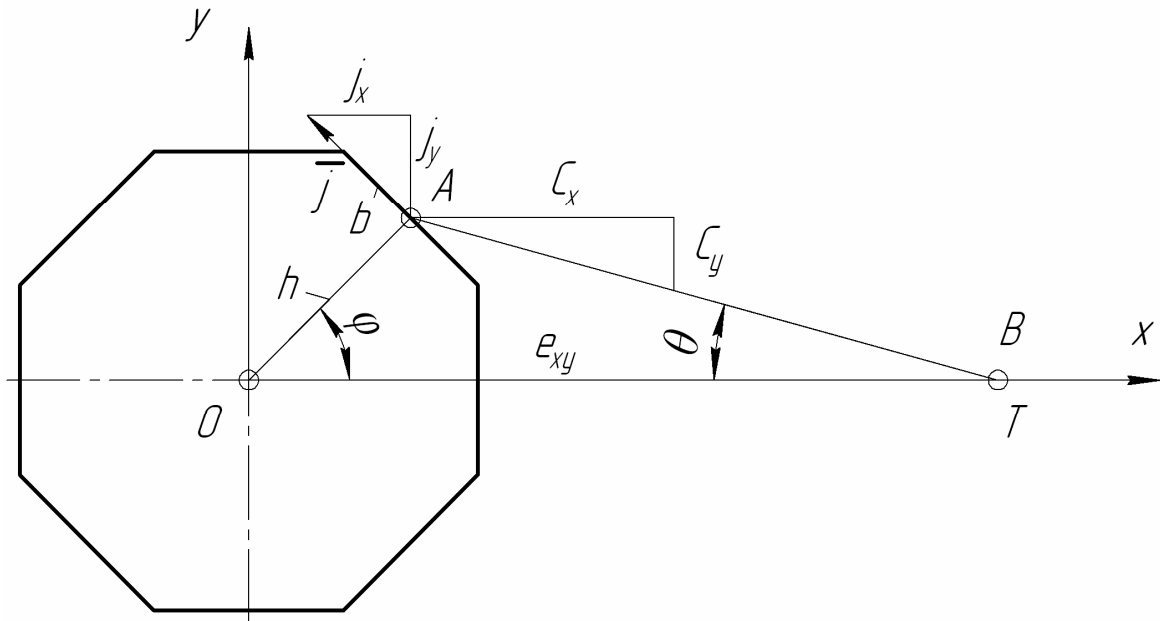


Рисунок 4 – Контур зі струмом  $I_k$  в плані

Те ж саме одержимо і для шестикутного струму:

$$\frac{C}{4S} = \frac{I \times 6b}{4 \times b \times 0,5(0,5b \times \text{tg}60^\circ)} = \frac{I}{2b \text{tg}60^\circ} = \frac{I}{2h}. \quad (16)$$

Для восьмикутного струму буде те ж саме.

Таким чином, для чотирикутного струму можемо написати  $b = 2h = 2R = D$ . В нашому випадку  $b = 0,08$  м,  $h = 0,04$  м. Сила кільцевого струму 8А.

На першому етапі роботи визначимо напруженість магнітного поля на осі  $\bar{X}$  між полюсами (див. рис. 1), бо це напруженість відносно великого об'єму і тут вона добре обчислюється, маючи лише складову в напрямку осі  $Z$ . Складові  $H_z$  від кожного з двох полюсів взаємно складаються, посилюючи поле, а поперечні складові  $H_x$  від двох полюсів взаємно погашаються.

Основними розрахунковими формулами для одного полюса будуть:

$$H_z = \sum_{i=1}^n \Delta H_{zi}, \quad (17)$$

де  $n$  – кількість ребер в багатокутнику;  $i$  – порядковий номер ребра;  $\Delta H_{zi}$  – приріст напруженості від струму в  $i$ -тому ребрі.

Відповідно до (13):

$$\Delta H_z = I_c b \frac{P_z}{4\pi L_{AB}^2}, \quad (18)$$

де  $L_{AB}$  – відстань від середини  $A$  ребра до точки  $B$  на осі  $\bar{X}$ , де визначається напруженість;  $P_z$  – проекція на вісь  $Z$  добутку  $\vec{j} \times \vec{e}_r$ ;  $\vec{j}$  – орт напрямку струму в ребрі  $b$ ;  $\vec{e}_r$  – орт лінії  $AB$ .

**Алгоритм розрахунку.**

Задано:  $I_{\kappa}$ ,  $n$ ,  $b$ ,  $h$ ,  $Z_B$ ,  $\bar{X}$ ,  $\varphi$ ,

$i$  – лічильник граней багатокутника ( $i = 1, 2, 3, \dots, n$ );

$n$  – кількість граней;

$m$  – лічильник точок по осі  $\bar{X}$ .

Послідовність:

$$\varphi_i = i \frac{360}{n}; \quad (19)$$

$$x_A = h \cos \varphi; \quad (20)$$

$$y_A = h \sin \varphi; \quad (21)$$

$$L_{AT} = \sqrt{(x_B - y_B)^2 + y_A^2}; \quad (22)$$

$$\sin \theta = \frac{y_A}{L_{AT}}; \quad (23)$$

$$\cos \theta = \frac{x_B - x_A}{L_{AT}}; \quad (24)$$

$$L_{AB} = \sqrt{L_{AT}^2 + z_B^2}; \quad (25)$$

$$\sin \gamma = \frac{z_B}{L_{AB}}; \quad (26)$$

$$\cos \gamma = \frac{L_{AT}}{L_{AB}}; \quad (27)$$

$$j_x = -\sin \varphi; \quad (28)$$

$$j_y = \cos \varphi; \quad (29)$$

$$e_{xy} = \cos \gamma; \quad (30)$$

$$e_x = e_{xy} \cos \theta; \quad (31)$$

$$e_y = e_{xy} \sin \theta; \quad (32)$$

$$e_z = \sin \gamma; \quad (33)$$

$$P_z = j_x \times e_y - j_y \times e_x; \quad (34)$$

$$\Delta H_{zi} = I_k b \frac{P_z}{4\pi L_{AB}^2}; \quad (35)$$

$$H_{zm} = \sum_{i=1}^n \Delta H_{zi}. \quad (36)$$

Розрахунок проводиться для п'яти точок  $B$  по осі  $\bar{X}$  ( $m = 0, 1, 2, 3, 4$ ).

Приклад розрахунку для точки 3 ( $m = 3, Z_B = 0,1 \text{ м}, \bar{X} = X_B = 0,08 \text{ м}$ ) наведений в табл. 1.

Дані розрахунку показані точками на рис. 5.

Розраховану криву можна апроксимувати виразом:

$$H_z = C \frac{\cos^\lambda(k\varphi - \delta)}{a^2 + \bar{X}^2}, \quad (36)$$

де  $C$  – константа,  $H_{in}$  – напруженість поля на поверхні башмачка;  $\varphi$  – кут між віссю  $Z$  і лінією, що з'єднує центр поверхні башмачка з точкою на осі  $\bar{X}$ , де визначається напруженість;  $\delta, \kappa, \lambda$  – параметри, що прив'язують формулу (36) до конкретної кривої на рис. 4.

Таблиця 1 – Результати розрахунку параметрів для точки 3

№ формули	Параметр	$i = l$			
		1	2	3	4
(19)	$\varphi$	0	90	180	270
(20)	$x_A$	0,04	0	-0,04	0
(21)	$y_A$	0	0,04	0	-0,04
(22)	$L_{AT}$		0,0894	0,12	0,0894
(23)	$\sin\theta$	0	0,4474	0	-0,4474
(24)	$\cos\theta$	1	0,895	1	0,895
(25)	$L_{AB}$	0,1077	0,1341	0,1562	0,1341
(26)	$\sin\gamma$	0,928	0,7457	0,64	0,7457
(27)	$\cos\gamma$	0,3714	0,6667	0,7682	0,6667
(28)	$j_x$	0	-1	0	1
(29)	$j_y$	1	0	-1	0
(30)	$e_{xy}$	0,3714	0,6667	0,7682	0,6667
(31)	$e_x$	0,3714	0,5967	0,7682	0,5967
(32)	$e_y$	0	-0,2983	0	0,2983
(33)	$e_z$	0,928	0,7457	0,640	0,7457
(34)	$P_z$	-0,3714	0,2983	0,7682	0,2983
(35)	$\Delta H_i$	-1,63	0,8443	1,603	0,8443
(36)	$H_{zm} = \sum_{i=1}^n \Delta H_{zi} = 1,66 \text{ А/м}$				

Кут  $\delta$  виберемо (для зручності) таким, щоб в точці 1 ( $\bar{X} = 0,02 \text{ м}$ ) одержати рівність:



$$\kappa\varphi_k - \delta = 0. \quad (37)$$

В точці, де крива перетинає вісь  $\bar{X}$  повинно бути:

$$\kappa\varphi_k - \delta = 90 \quad (H_{zk} = 0). \quad (38)$$

За розрахунками кінцевий кут  $\varphi_k = 55^\circ$ .

$$\varphi_1 = \arctg \frac{\bar{X}_1}{a} = \arctg \frac{0,02}{0,1} \approx 10^\circ. \quad (39)$$

Тоді

$$\kappa\varphi_k - \kappa\varphi_1 = 90,$$

$$\kappa = \frac{90^\circ}{\varphi_k - \varphi_1} = \frac{90^\circ}{55^\circ - 10^\circ} = 2,$$

$$\delta = \kappa\varphi_k - 90^\circ = 2 \times 55^\circ - 90^\circ = 20^\circ.$$

За даними точки 1 знайдеться константа  $C$ :

$$C = H_{z1} (a^2 + \bar{X}_1^2) = 6,01 \times (0,1^2 + 0,02^2) = 0,0625. \quad (40)$$

Показник степеня  $\lambda$  знайдеться за даними в точці 3 ( $\bar{X} = 0,08\text{ м}$ ) -  $\lambda = 1,348$ .

Для перевірки визначимо значення  $H_z$  в точці при  $\bar{X} = 0,06\text{ м}$ :

$$H_{z1} = 0,0625 \frac{\cos^{1,348} (2\arctg \frac{0,06}{0,1} - 20)}{0,1^2 + 0,06^2} = 3,085\text{ А/ м}. \quad (41)$$

При  $\bar{X} = 0,1\text{ м}$ :

$$H_{z1} = 0,0625 \frac{\cos^{1,348} (2\arctg \frac{0,1}{0,1} - 20)}{0,1^2 + 0,1^2} = 0,736\text{ А/ м}. \quad (42)$$

При  $\bar{X} = 0,14\text{ м}$ :

$$H_{z1} = 0,0625 \frac{\cos^{1,348} (2\arctg \frac{0,14}{0,1} - 20)}{0,1^2 + 0,14^2} = 0,01\text{ А/ м}. \quad (43)$$

Від дії другого башмачка напруженість поля посилюється вдвічі. Тоді на осі  $E\bar{X}$  матимемо такі значення  $H_z$  (табл. 2).

### Аналіз одержаних результатів

1. Запропонований метод розрахунку показує досить ймовірні результати.

2. В циліндричному об'ємі навколо осі  $Z$  діаметром  $D$  і довжиною  $2a$  напруженість поля найбільша.

3. На відстані  $x = a$  від осі  $Z$  залишається лише 12% від найбільшої напруженості.

4. На відстані  $x = 1,5a$  від осі  $Z$  є лише слабе поле розсіювання.

5. Таким чином, основне магнітне поле в міжполюсній просторі є досить сконцентрованим, і практично все розміщується в кульовім об'ємі радіуса  $a$ .

6. Задавшись потрібним полем, можна визначити за методом кільцевого струму необхідний контур живлення.

7. Концентрацію поля в значній мірі визначає конструкція розширювальних башмачків на кінцях магнітопровода.

Таблиця 2 – Значення напруженості  $H_z$  на осі  $E\bar{X}$

$\bar{X}, м$	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1	0,12
$H_z, А/м$	12,02	9,27	6,17	3,32	1,47	0,49

Відповідний графік зображено на рис. 5.

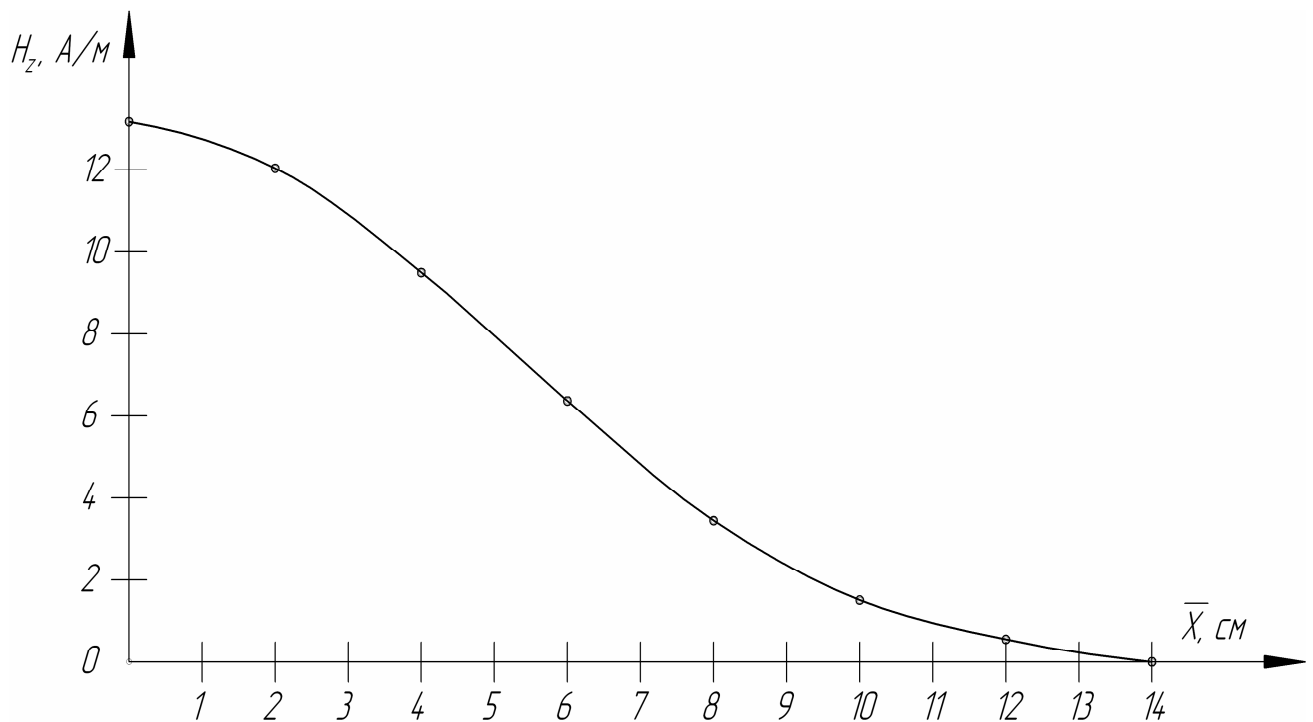


Рисунок 5 – Напруженість поля по осі  $E\bar{X}$

**Висновок.** Запропонований метод розрахунку магнітного поля в широкому міжполюсній проміжку може бути ефективно застосований в багатьох практичних випадках.

**СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ**

1. Кучерук І. М. Загальний курс фізики / І. М. Кучерук, І. І. Горбачук, П. П. Луцик : Том 2. – К. : «Техніка», 2001. – 452 с.
2. Зачек І. Р. та ін. Загальний курс фізики. – Львів. : «Бескид Біт», 2002. – 376 с.
3. Борисов Ю. М. Общая электротехника / Ю. М. Борисов, Д. Н. Липатов, Ю. Н. Зорин. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 552 с.

**Овчарук А.М., Скрипка Г.Л. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ШИРОКОМ МЕЖПОЛЮСНОМ ПРОМЕЖУТКЕ**

*Статья касается магнитного поля в магнитоинертной среде. На основе теоретических исследований предложен метод расчета магнитного поля в широком межполюсном промежутке. Статья может быть полезна для инженерно-технических работников многих отраслей промышленности.*

*Ключевые слова: магнитное поле, контур, напряженность, ток.*

**Ovcharuk O.M., Skripka G.L. MAGNETIC FIELD IN A WIDE INTERVAL BETWEEN THE POLES**

*The article deals with the magnetic field in the magnetic inert environment. On the basis of theoretical studies, a method for calculating the magnetic field in a wide interval between poles is proposed. The article can be useful for engineers and technicians in many branches of industry.*

*Key words: magnetic field, outline, tension, current.*