

**Ю.Я. Реутов**

**КЛАССИЧЕСКИЕ  
МАГНИТНЫЕ ЭКРАНЫ**

**ЕКАТЕРИНБУРГ, 2006**

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ

Ю.Я. Реутов

# КЛАССИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ЭКРАНЫ

ЕКАТЕРИНБУРГ, 2006

УДК 621.31.002.5–758.38

Реутов Ю.Я. **Классические магнитные экраны.** Екатеринбург: УрО РАН, 2006. ISBN 5–7691–1676–5.

В книге рассмотрены вопросы защиты (экранирования) некоторой заданной области пространства от внешнего постоянного однородного магнитного поля посредством ферромагнитных оболочек – экранов. Выведены формулы расчета коэффициентов экранирования однослойных и многослойных экранов различных геометрических форм, описаны влияние экранируемого ферромагнитного предмета на коэффициент экранирования, различные физические трактовки процесса экранирования, влияние нелинейных и гистерезисных явлений в стенках экранов на результаты экранирования. Рассматриваются свойства материалов, пригодных для изготовления экранов. Приведены примеры практических конструкций экранов и даны рекомендации по их разработке, изготовлению и испытанию. Книга рассчитана на научных работников, инженеров и студентов вузов.

Отв. ред. канд. физ.-мат. наук **М.Б. Ригмант**

Рецензент докт. техн. наук **Ю.Ф. Пономарев**

ISBN 5–7691–1676–5

Р  $\frac{108(05)-206}{8П6(03)1998}$  ПВ-2006

© ИФМ УрО РАН, 2006 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Знаком ли уважаемый Читатель с принципом действия атомной бомбы? Разумеется, знаком! Мы со школьной скамьи знаем, что атомная бомба состоит из двух кусков обогащенного урана. Каждый из них в отдельности не превышает критической массы. Если их быстро сблизить, то критическая масса будет превышена и произойдет атомный взрыв. Означает ли это, что каждый из нас сможет создать атомную бомбу при наличии соответствующих материалов? Конечно же, нет! Огромные научные и инженерные коллективы двух крупнейших мировых держав бились над созданием первых образцов атомной бомбы, хотя в общих чертах принцип их действия был уже известен.

Точно так же задача магнитостатического экранирования решается студентами на занятиях по теории поля. Тем не менее разработка и создание магнитных экранов, удовлетворяющих запросам современной техники, требуют значительных интеллектуальных и производственных затрат.

Для ознакомления читателя с тонкостями устройства и действия магнитного экрана и написана эта книга. Как и любые другие научные знания, сведения, почерпнутые в этой книге, не окажутся излишними для читателя, даже если он никогда не будет заниматься разработкой магнитных экранов.

## ВВЕДЕНИЕ

Под магнитным экраном условимся понимать устройство, предназначенное для защиты определенной области пространства от магнитного поля без расходования электроэнергии. На возможность создания такого устройства еще в XVI в. указывал Джованни Баттиста делла Порта [1]. В своем сочинении он писал «о проникновении магнитного действия через все тела, кроме железа». В 1820 г. Barlow наблюдал экранирование полым железным шаром [7].

Впервые практическая потребность в экранировании появилась в XIX в. в связи с созданием так называемого “панцирного” гальванометра [2]. На начальном этапе становления электротехники немаловажной была проблема измерения электрического тока. Одним из первых измерителей постоянного тока был гальванометр, представлявший собой катушку с проводом, внутри которой размещалась магнитная стрелка, ориентированная вдоль горизонтальной компоненты геомагнитного поля. Магнитное поле, возникавшее в катушке при пропускании по ней электрического тока, стремилось ориентировать магнитную стрелку вдоль продольной оси катушки – поперек горизонтальной компоненты геомагнитного поля. Очевидно, что степень отклонения стрелки от магнитного меридиана была прямо пропорциональна силе тока, протекавшего по катушке и обратно, пропорциональна напряженности горизонтальной компоненты геомагнитного поля. Следовательно, для повышения чувствительности гальванометра было бы выгодно по возможности уменьшить напряженность геомагнитного поля, действовавшего на стрелку гальванометра. По этой причине гальванометр помещался в железный панцирь – экран, существенно уменьшавший напряженность геомагнитного поля во внутренней полости. Отсюда и название гальванометра – панцирный. Таким образом, прогресс в расчете и конструировании магнитных экранов оказывал непосредственное влияние на повышение точности измерения электрического тока и в конечном счете на развитие электротехники в целом.

Учитывая сказанное, под классическим магнитным экраном условимся понимать экран, предназначенный для защиты внут-

ренного пространства (полости) от внешнего постоянного однородного магнитного поля\*. Именно в XIX – начале XX в. и были проведены исследования, заложившие теоретические и практические основы магнитного экранирования. Начало им было положено трудами Пуассона (Poisson S-D.) и Стефана (Stefan J.), рассчитавших коэффициенты экранирования сферического и бесконечно длинного цилиндрического (поперек продольной оси) экранов [3–5]. Выполненные ими расчеты оказались настолько безупречными, что в них на протяжении вот уже почти двух веков не обнаружено каких-либо погрешностей. Публикации, появившиеся затем в конце XIX – начале XX в. (A.V. Rucker, Du Bois, A.P. Wills, Esmarch), касались преимущественно многослойных экранов [6–13], а также особенностей применения новых магнитных материалов [14] и экранирования от переменных и импульсных магнитных полей. Основная часть публикаций по научным основам магнитного экранирования разбросана по малодоступным научным журналам (зарубежным и отечественным). Вышедшая в 1957 г. на русском языке книга Г. Кадена [15] стала библиографической редкостью, а две книги С.М. Аполлонского [16, 17], вышедшие в 1982 и 1988 гг., требуют для своего понимания математической подготовки на уровне физика-теоретика.

Цель предлагаемой работы – систематизация имеющегося материала и изложение его в доступной форме с добавлением некоторых оригинальных результатов исследований и разработок.

---

\* В пределах реальных размеров магнитного экрана геомагнитное поле с высокой точностью можно считать однородным.

## ТЕОРИЯ МАГНИТНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ

## 1.1. ОДНОСЛОЙНЫЙ МАГНИТНЫЙ ЭКРАН

**Полый круговой бесконечно длинный цилиндр  
в однородном магнитном поле**

Пусть мы имеем полый круговой бесконечно длинный ферромагнитный цилиндр с постоянной проницаемостью стенки (материала)  $\mu$ , радиусом внутренней поверхности  $r_i$  и радиусом наружной поверхности  $r_e$ , находящийся в однородном постоянном магнитном поле напряженностью  $H_0$ , направленном перпендикулярно продольной оси цилиндра [18,19]. Рассмотрим сечение цилиндра плоскостью  $XOY$  (рис. 1.1). Ввиду бесконечного простираения цилиндра в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, задачу можно рассматривать как двумерную с текущими полярными координатами  $r$  и  $\varphi$ .

Скалярный магнитный потенциал однородного внешнего поля (когда нет экрана) запишется в виде

$$U_0 = -H_0 \cdot x = -H_0 r \cos \varphi. \quad (1.1)$$

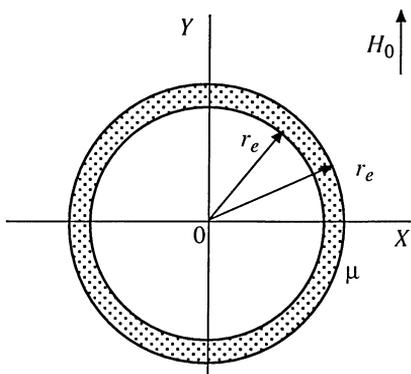


Рис. 1.1

При наличии экрана такую же величину должен иметь потенциал результирующего поля в бесконечности, так как по мере увеличения расстояния возмущающее действие экрана должно убывать. Следовательно, в выражение потенциала для результирующего поля во внешней области должен входить член, убывающий при увеличении текущей координаты  $r$ . Кроме того, выражение для

потенциала должно удовлетворять уравнению Лапласа в полярной системе координат:

$$\nabla^2 U = (1/r) \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U_0}{\partial r} \right) + (1/r^2) \frac{\partial^2 U_0}{\partial^2 \varphi} = 0. \quad (1.2)$$

Этим условиям удовлетворяет следующее выражение для результирующего потенциала во внешней области (относительно экрана):

$$U_0 = -H_0 \cdot r \cos \varphi - (A/r) \cos \varphi = -(H_0 \cdot r + A/r) \cos \varphi. \quad (1.3)$$

Выражение для потенциала ферромагнитного слоя самого экрана запишется аналогично:

$$U_s = -(B \cdot r + C/r) \cos \varphi. \quad (1.4)$$

Величины  $A$ ,  $B$  и  $C$  представляют собой некоторые коэффициенты. Зависимость от  $\varphi$  должна быть именно такой, чтобы удовлетворить граничным условиям на поверхности цилиндра. Таким образом, решение уравнения Лапласа может быть выражено функциями  $r \cos \varphi$  и  $(1/r) \cos \varphi$  или их линейной комбинацией. Для внутренней полости цилиндра применима только функция  $r \cos \varphi$ , так как функция  $(1/r) \cos \varphi$  превращается в бесконечность при  $r = 0$ .

Тогда для потенциала поля во внутренней полости цилиндрического экрана имеем

$$U_i = -D \cdot r \cos \varphi. \quad (1.5)$$

Такой вид имеет выражение для потенциала однородного поля, следовательно, коэффициент  $D$  есть не что иное как напряженность однородного поля  $H_i$  внутри полости экрана, и выражение (1.5) можно заменить на следующее:

$$U_i = -H_i \cdot r \cos \varphi. \quad (1.6)$$

Для определения коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $H_i$  воспользуемся условием непрерывности нормальных составляющих вектора индукции и непрерывности перехода потенциала на границах воздух – ферромагнетик и ферромагнетик – воздух (в общем случае не воздух, а вакуум).

На внешней стенке цилиндрического экрана ( $r = r_e$ ) имеем

$$U_e = U_s, \quad (1.7)$$

т. е. если

$$H_0 + A/r_e^2 = B + C/r_e^2, \quad (1.8)$$

а также

$$(U_e/\partial r = \mu(\partial U_s/\partial r), \quad (1.9)$$

значит,

$$H_0 - A/r_e^2 = \mu(B - C/r_e^2). \quad (1.10)$$

На внутренней стенке экрана ( $r = r_i$ )

$$U_i = U_s, \quad (1.11)$$

или по-другому

$$B + C/r_i^2 = H_i, \quad (1.12)$$

а также

$$\partial U_i/\partial r = \mu(\partial U_s/\partial r), \quad (1.13)$$

т. е.

$$\mu(B - C/r_i^2) = H_i. \quad (1.14)$$

Таким образом, имеем четыре уравнения (1.8), (1.10), (1.12) и (1.14) для четырех неизвестных. Из них в данном случае нас интересует лишь  $H_i$ . Решив относительно  $H_i$  указанную систему уравнений, получаем

$$H_i = \frac{4 \cdot \mu \cdot H_0}{(\mu + 1)^2 + (\mu - 1)(1 - \mu)r_i^2/r_e^2}, \quad (1.15)$$

или

$$H_i = \frac{H_0}{1 + 0,25(\mu - 2 + 1/\mu)(1 - r_i^2/r_e^2)}. \quad (1.16)$$

Можем записать

$$H_0/H_i = 1 + 0,25(\mu + 1/\mu - 2)(1 - r_i^2/r_e^2). \quad (1.17)$$

Отношение напряженности внешнего поля к напряженности поля в полости, защищенной экраном, будем называть **коэффициентом экранирования** экрана и обозначим  $K$ :

$$K = H_0/H_i, \quad (1.18)$$

а выражение (1.17) запишем в виде

$$K = 1 + 0,25(\sqrt{\mu} - \sqrt{1/\mu})^2 (1 - r_i^2/r_e^2). \quad (1.19)$$

Поскольку в большинстве случаев  $\mu \gg 1$ , это выражение чаще записывается так:

$$K = 1 + 0,25 \cdot \mu (1 - r_i^2/r_e^2). \quad (1.20)$$

Если толщина стенки экрана  $t$  мала по сравнению со средним радиусом ее кривизны  $r$ , то выражение для  $K$  имеет вид

$$K = 1 + 0,5 \cdot \mu (t/r). \quad (1.21)$$

Если внешний радиус цилиндрического экрана  $r_e$  много больше его внутреннего радиуса  $r_i$ , то

$$K \approx 1 + 0,25(\mu + 1/\mu - 2). \quad (1.22)$$

Очевидно, это максимально возможный коэффициент экранирования цилиндрического экрана, изготовленного из материала с данной магнитной проницаемостью  $\mu$ .

Если теперь перейти к рассмотрению поведения кругового бесконечно длинного полого ферромагнитного цилиндра в однородном постоянном магнитном поле, ориентированном вдоль его продольной оси, то нетрудно убедиться, что поле во внутренней полости такого цилиндра в точности равно полю вне его. Линии напряженности магнитного поля и его индукции нигде не пересекают поверхностей цилиндра, а следовательно, и не претерпевают от его присутствия никаких изменений. В случае произвольной ориентации вектора напряженности внешнего однородного поля относительно продольной оси бесконечно длинного цилиндрического экрана, вследствие линейности происходящих в его стенке процессов, будет справедлив принцип суперпозиции относительно компонент

поля, направленных вдоль и поперек его продольной оси. Поскольку продольная компонента поля будет проникать во внутреннюю полость экрана беспрепятственно, а поперечная, в той или иной степени, будет ослабляться, направление вектора результирующего поля во внутренней полости экрана будет более близко к направлению продольной оси экрана, чем направление вектора внешнего поля. Происходит “преломление” магнитного поля при проникновении в экран и выходе из него.

**Полый эллиптический бесконечно длинный цилиндр в однородном магнитном поле**

Если цилиндрический бесконечно длинный экран является эллиптическим, а не круговым, то задача несколько усложняется. Принцип ее решения остается тем же самым, но применяется уже эллиптическая система координат. Расчет, выполненный в [20] для экрана, стенки которого образованы софокусными эллипсами (рис. 1.2), дает следующее выражение для коэффициента экранирования от поля, направленного вдоль большей полуоси образующего эллипса:

$$K_{\parallel} = \frac{(\mu^2 \operatorname{ch} \xi_1 + \operatorname{sh} \xi_1) \operatorname{sh}(\xi_2 - \xi_1) + \mu (\operatorname{ch} \xi_1 + \operatorname{sh} \xi_1) \operatorname{ch}(\xi_2 - \xi_1)}{\mu (\operatorname{ch} \xi_2 + \operatorname{sh} \xi_2)} \quad (1.23)$$

и

$$K_{\perp} = \frac{(\mu^2 \operatorname{sh} \xi_1 + \operatorname{ch} \xi_1) \operatorname{sh}(\xi_2 - \xi_1) + \mu (\operatorname{sh} \xi_1 + \operatorname{ch} \xi_1) \operatorname{ch}(\xi_2 - \xi_1)}{\mu (\operatorname{ch} \xi_2 + \operatorname{sh} \xi_2)} \quad (1.24)$$

для поля, направленного вдоль меньшей полуоси. Здесь  $\xi_1$  и  $\xi_2$  –

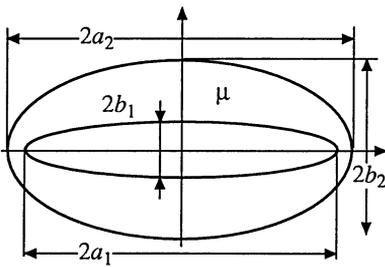


Рис. 1.2

внутренний и внешний размеры образующих софокусных эллипсов в эллиптических координатах.

Если обозначить  $a_1, b_1$  и  $a_2, b_2$  соответствующие полуоси эллипсов, связанные с эллиптическими координатами соотношениями

$$a = c \operatorname{ch} \xi, \quad b = c \operatorname{sh} \xi,$$

причем, с учетом софокусности

$$a_2 > a_1, b_2 > b_1, a_2 > b_2, a_1 > b_1, a_1^2 - b_1^2 = a_2^2 - b_2^2,$$

то выражения для коэффициентов экранирования переписутся:

$$K_{=} = 1 + \frac{a_1(a_1b_2 - a_2b_1)}{(a_2 + b_2)(a_1^2 - b_1^2)}(\mu - 1) - \frac{b_1(a_1b_2 - a_2b_1)}{(a_2 + b_2)(a_1^2 - b_1^2)} \frac{\mu - 1}{\mu}, \quad (1.25)$$

$$K_{11} = \frac{(a_1 + b_1)(a_1a_2 - b_1b_2)}{(a_2 + b_2)(a_1^2 - b_1^2)} + \frac{b_1(a_1b_2 - a_2b_1)}{(a_2 + b_2)(a_1^2 - b_1^2)}\mu +$$

$$+ \frac{a_1(a_1b_2 - a_2b_1)}{(a_2 + b_2)(a_1^2 - b_1^2)}\mu. \quad (1.26)$$

Если учесть, что  $\mu \gg 1$ , то

$$K_{=} \approx 1 + \frac{a_1(a_1b_2 - a_2b_1)}{(a_1^2 - b_1^2)(a_2 + b_2)}\mu, \quad (1.27)$$

$$K_{11} \approx 1 - \frac{b_1(a_1b_2 - a_2b_1)}{(a_1^2 - b_1^2)(a_2 + b_2)}\mu. \quad (1.28)$$

Эти формулы более удобны для практических расчетов. Как видим, коэффициент экранирования эллиптического цилиндрического экрана от поля, направленного вдоль большей полуоси эллипса, больше, чем от поля, направленного вдоль меньшей полуоси.

Если считать, что толщина  $t$  стенки экрана вдоль большей полуоси много меньше его внешних полуосей  $a$  и  $b$ , то

$$K_{=} \approx 1 + a \cdot t \cdot \mu / [b(a + b)] \quad (1.29)$$

вдоль большей полуоси и

$$K_{11} \approx 1 + \mu \cdot t / (a + b) \quad (1.30)$$

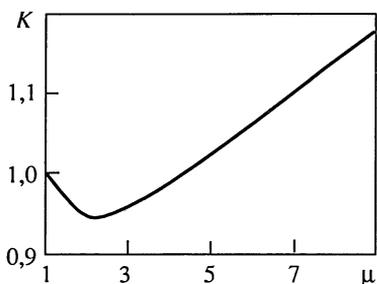


Рис. 1.3

цилиндра С.И. Куренёв и М.Г. Волков подметили [20], а А.Б. Сапожников и М.Н. Боброва [21] объяснили эффект “обратного” экранирования таким цилиндром поля, направленного вдоль меньшей полуоси, заключающийся в усилении поля внутри экранируемой полости по сравнению с внешним полем. Этот эффект имеет место в интервале проницаемостей материала экрана  $1 < \mu < a_1/b_1$ .

Если зафиксировать  $a_1/b_1$  и изменять величину  $\mu$ , то коэффициент экранирования дважды обращается в единицу – при  $\mu = 1$  и при  $\mu = a_1/b_1$ . В промежутке между этими значениями  $K < 1$  (рис. 1.3). Коэффициент экранирования минимален при  $\mu = (a_1/b_1)^{0.5}$ . При  $\mu > a_1/b_1$  имеет место “нормальное” экранирование, т. е. поле внутри экранирующей полости всегда меньше внешнего (первичного).

Эффект “обратного” экранирования [21] обусловлен тем, что при сжатии полости в ферромагнитном теле (в направлении внешнего поля) поле в этой полости приближается к величине индукции в массе этого тела, а поскольку индукция в ферромагнитном теле всегда больше индукции внешнего поля, то при определенных соотношениях между  $\mu$  и  $a_1/b_1$  индукция в сплюсненной полости экрана может превысить индукцию внешнего поля. Интересно отметить, что интервал значений  $\mu$ , при которых наблюдается “обратное” экранирование, определяется только соотношением размеров внутренней полости экрана и не зависит от соотношения его внешних размеров. При реальных значениях проницаемостей используемых материалов эффект “обратного” экранирования имеет место лишь для экранов, очень сжатых в направлении намагничивающего поля, да и величина его незначительна.

вдоль меньшей полуоси. Толщина стенки  $\delta$  в последнем случае

$$\delta = a-t/b.$$

При  $a = b = r$ , т. е. в случае кругового цилиндрического экрана, выражения (1.28) и (1.29) превращаются в (1.21).

При детальном анализе выражений для коэффициента экранирования эллиптического ци-

### Сферический однослойный магнитный экран

Расчет сферического экрана [15,22] совершенно аналогичен расчету кругового цилиндрического экрана, только ведется в сферической системе координат. Поле внутри сферического экрана также однородно. Коэффициент экранирования сферического экрана определяется выражением:

$$K = 1 + (2/9)(\sqrt{\mu} - \sqrt{1/\mu})^2 (1 - r_i^3/r_e^3), \quad (1.31)$$

или, если  $\mu \gg 1$ ,

$$K = 1 + (2/9)\mu(1 - r_i^3/r_e^3). \quad (1.32)$$

Если толщина  $t$  стенки экрана мала по сравнению с его средним радиусом  $R$ , то

$$K = 1 + 2t\mu/(3R). \quad (1.33)$$

Если внешний радиус экрана много больше внутреннего, то

$$K = 1 + 2\mu/9. \quad (1.34)$$

Это выражение для максимального коэффициента экранирования экрана, изготовленного из материала с данной проницаемостью.

Если обозначить  $k = 1 - r_i^3/r_e^3$ , то выражение (1.32) можно записать иначе:

$$K = 1 + (2/9)\mu \cdot k. \quad (1.35)$$

На рис. 1.4 приведен график зависимости множителя  $k$  от отношения  $r_e/r_i$ .

Видно, что уже при внешнем радиусе экрана  $r_e$ , в 1,25 раза превышающем внутренний, множитель  $k$  достигает половины своей максимально возможной величины (единицы), а при  $r_e$ , равном  $1,7r_i$ , этот множитель составляет 80 % от нее. Если учесть, что масса экрана растет приблизительно третьей степени его внешнего радиуса, то оче-

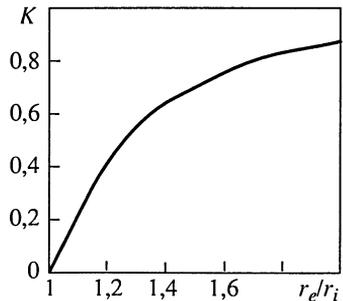


Рис. 1.4

видно, что выбирать внешний радиус экрана, более чем в 1,7 раза превышающим внутренний, нецелесообразно.

Вернемся к выражению (1.31). Коэффициент экранирования будет больше единицы, если правое слагаемое в этом выражении больше нуля. Для выполнения этого условия достаточно, чтобы

$$\mu \neq 1/\mu, \text{ т. е. } \mu \neq 1. \quad (1.36)$$

Иными словами, в той или иной степени экранирующими свойствами будет обладать экран из любого материала (ферромагнитного, парамагнитного или диамагнитного), лишь бы его проницаемость отличалась от проницаемости вакуума. На это обстоятельство (насколько нам известно) впервые обратил внимание профессор И.И. Боргман в [2, с. 155]. Очевидно, что для земных условий проницаемость материала экрана должна отличаться от проницаемости воздуха.

### Экран в виде эллипсоида вращения

В работе [23] рассмотрено экранирование экраном, поверхности которого образованы двумя софокусными вытянутыми эллипсоидами вращения, от поля, направленного вдоль оси вращения (рис. 1.5). Для простоты рассмотрения проницаемость стенок экрана принята очень большой, что позволяет считать линии индукции магнитного поля при переходе из воздуха в ферромагнетик и из ферромагнетика в воздух (вне полости экрана) нормальными к поверхности экрана.

Коэффициент экранирования такого экрана определяется выражением

$$K = 2 \frac{t \cdot \mu}{r} \frac{(a/r) \operatorname{arch}(a/r) - \sqrt{a^2/r^2 - 1}}{(a^2/r^2 - 1)^{1,5}}. \quad (1.37)$$

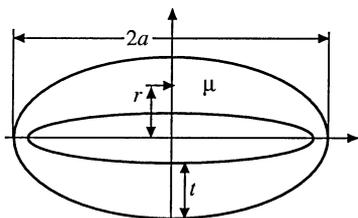


Рис. 1.5

Здесь  $r$  – средний радиус экрана в экваториальной плоскости;  $t$  – толщина стенки экрана в этой же плоскости;  $a$  – половина длины экрана в направлении оси вращения.

Запишем это выражение иначе:

$$K = \frac{t \cdot \mu}{r} F, \quad (1.38)$$

где

$$F = 2 \frac{(a/r) \operatorname{arch}(a/r) - \sqrt{a^2/r^2 - 1}}{(a^2/r^2 - 1)^{1.5}}. \quad (1.39)$$

На рис. 1.6 показана зависимость множителя  $F$  от отношения  $a/r$ .

К сожалению, выражение (1.39) не позволяет вычислить значения  $F$  при  $a/r \leq 1$ , однако при  $a/r = 1$  оно известно из выражения для коэффициента экранирования сферического экрана [22] и равно 0,666, а для предельно сплюснутого в направлении однородного внешнего поля эллипсоида вращения коэффициент  $F$  должен быть равен нулю, поскольку бесконечно простирающаяся поперек внешнего поля ферромагнитная пластина не вносит никаких искажений в это поле [24]. На рис. 1.6 это обстоятельство отражено штриховой линией. Таким образом, если взять ферромагнитный экран в виде пустотелого эллипсоида вращения с осью симметрии, параллельной внешнему однородному полю, то, по мере увеличения его длины (в направлении этой оси) от нуля до бесконечности, коэффициент экранирования такого экрана сначала будет возрастать от единицы до некоторого максимума (при длине, несколько меньшей диаметра), а затем снова спадет до единицы.

Поле внутри такого экрана однородно, так как он образован поверхностями второго порядка. Указанный экран имеет переменную толщину стенок: наибольшая толщина стенок – на экваторе и наименьшая – на полюсах (если он вытянут в направлении полюсов). Если взять экран, стенки которого везде имеют одинаковую толщину, равную толщине на экваторе, то коэффициент экранирования такого экрана выше, чем у экрана, образованного софокусными эллипсоидами вращения, но поле внутри такого экрана будет уже неоднородным – будет уменьшаться к его полюсам. Компьютерное моделирование, выполненное автором, показывает, что эффект “обратного” экраниро-

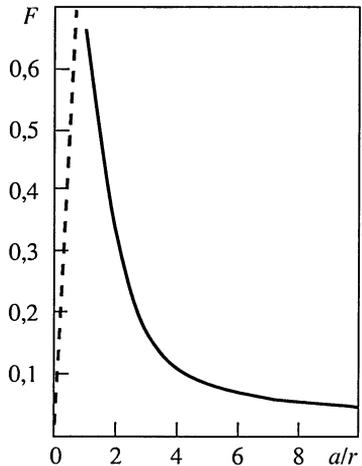


Рис. 1.6

вания, рассмотренный в п. 1.1, имеет место и для экрана, образованного софокусными эллипсоидами вращения.

Подводя итоги рассмотрению расчетов коэффициентов экранирования однослойных экранов, ограниченных поверхностями второго порядка, можно констатировать, что коэффициент экранирования пропорционален проницаемости стенки экрана и относительному объему, занимаемому материалом экрана, по сравнению с объемом, занимаемым экраном в целом.

### Учет влияния экранируемого ферромагнитного объекта на коэффициент экранирования

Если объект, который необходимо экранировать, ферромагнитен, то необходимо учитывать его влияние на результирующий коэффициент экранирования [15]. Рассмотрим круговой бесконечно длинный ферромагнитный цилиндр, помещенный в однородное постоянное магнитное поле, направленное перпендикулярно оси цилиндра (рис. 1.7).

По аналогии с п. 1.1 запишем выражение для потенциала поля вне цилиндра:

$$U_e = -(H_0 \cdot r + A/r) \cos \varphi. \quad (1.40)$$

Потенциал поля  $H_a$  внутри цилиндра запишется в виде

$$U_a = -H_a \cdot r \cos \varphi. \quad (1.41)$$

На границе цилиндра должны выполняться условия:  $U_e = U_a$  и  $\partial U_e / \partial r = \mu_a \partial U_a / \partial r$ , где  $\mu_a$  – проницаемость материала цилиндра.

Значит,

$$H_0 + A/r_a^2 = H_{ia}, \quad (1.42)$$

$$H_0 - A/r_a^2 = \mu \cdot H_{ia}. \quad (1.43)$$

Отсюда

$$A = -\frac{\mu_a - 1}{\mu_a + 1} r_a^2 \cdot H_0, \quad (1.44)$$

$$H_{ia} = \frac{2}{\mu_a + 1} H_0. \quad (1.45)$$

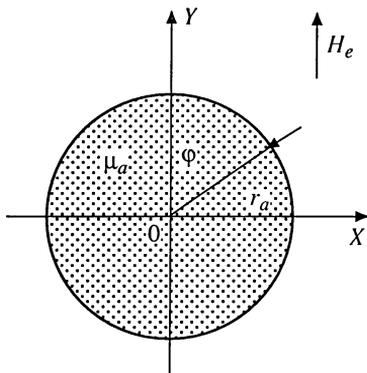


Рис. 1.7

Здесь  $H_{ia}$  – не что иное как поле внутри ферромагнитного цилиндра.

Для компоненты поля вне ферромагнитного цилиндра  $H_{ea}$ , направленной вдоль первичного поля  $H_0$ , запишем:

$$H_{ea} = H_0(1 + A/r^2) = H_0 \left( 1 - \frac{\mu_a - 1}{\mu_a + 1} \frac{r_a^2}{r^2} \right) \quad (x - \text{компонента}). \quad (1.46)$$

Отсюда видно, что поле вблизи ферромагнитного цилиндра ослаблено и неоднородно, а поле внутри цилиндра однородно и ослаблено еще больше. Интересно, что вне цилиндра на цилиндрических поверхностях радиусом  $r$  компоненты поля, направленные вдоль  $H_0$ , одинаковы.

Возьмем теперь круговой бесконечно длинный цилиндрический экран с внешним и внутренним радиусами  $r_e$  и  $r_i$  соответственно и проницаемостью стенки  $\mu$  (см.

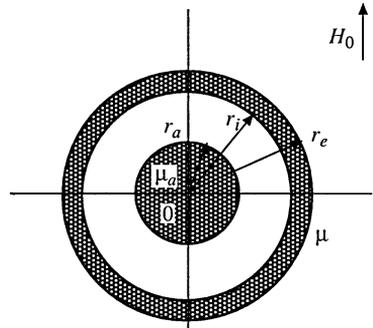


Рис. 1.8

рис. 1.1). Поле внутри такого экрана однородно и ослаблено в  $K$  раз по сравнению с внешним полем  $H_i = H_0/K$ . Если теперь внести в этот экран наш ферромагнитный цилиндр (рис. 1.8), то однородность поля внутри экрана нарушится. При этом на внутренней стенке экрана должно будет выполняться условие  $H_{ea} = H_0/K$  и поле внутри ферромагнитного цилиндра

$$H_{ia} = \frac{2}{\mu_a + 1} \frac{H_0}{K \left( 1 - \frac{\mu_a - 1}{\mu_a + 1} \frac{r_a^2}{r_i^2} \right)}, \quad (1.47)$$

т. е., по сравнению с полем без экрана оно будет ослаблено в

$$K \left( 1 - \frac{\mu_a - 1}{\mu_a + 1} \frac{r_a^2}{r_i^2} \right) \text{ раз.}$$

Отсюда следует, что если внутри цилиндрического экрана находится коаксиальный ему ферромагнитный цилиндр, то ко-

эффицент экранирования экрана уменьшается, по сравнению с экраном без цилиндра, в  $1/\left(1 - \frac{\mu_a - 1}{\mu_a + 1} \frac{r_a^2}{r_i^2}\right)$  раз.

Тогда коэффициент экранирования кругового цилиндрического бесконечно длинного экрана, внутри которого коаксиально расположен экранируемый бесконечно длинный ферромагнитный цилиндр, имеет вид

$$K = 1 + \frac{1}{4} \mu \left(1 - \frac{r_i^2}{r_e^2}\right) \left(1 - \frac{\mu_a - 1}{\mu_a + 1} \frac{r_a^2}{r_i^2}\right). \quad (1.48)$$

Для сферического экрана, в центре которого расположен экранируемый ферромагнитный шар радиусом  $r_a$  с проницаемостью  $\mu_a$ , соответственно [15, с. 87]:

$$K = 1 + \frac{2}{9} \mu \left(1 - \frac{r_i^3}{r_e^3}\right) \left(1 - \frac{\mu_a - 1}{\mu_a + 2} \frac{r_a^3}{r_i^3}\right). \quad (1.49)$$

Если учесть, что  $\mu_a \gg 1$ , то для цилиндрического экрана

$$K = 1 + 0,25\mu(1 - r_i^2/r_e^2)(1 - r_a^2/r_i^2), \quad (1.50)$$

для сферического

$$K = 1 + (2/9)\mu(1 - r_i^3/r_e^3)(1 - r_a^3/r_i^3). \quad (1.51)$$

Эти формулы отличаются от соответствующих формул для экранов без ферромагнитных предметов внутри на множители, которые представляют собой не что иное как относительный объем неферромагнитной полости экрана от всего внутреннего объема экрана (включая и экранируемый ферромагнитный объект).

Таким образом, чем больший объем экранируемой полости занимает экранируемое ферромагнитное тело, тем меньше коэффициент экранирования. Проницаемость экранируемого объекта, если она много больше единицы, мало влияет на результирующий коэффициент экранирования.

## 1.2. ДВОЙНОЙ И МНОГОСЛОЙНЫЕ СФЕРИЧЕСКИЕ ЭКРАНЫ

Экранирование объекта может быть улучшено, если его поместить в экран, состоящий из нескольких ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными промежутками [6, 9–12, 16, 17, 25–27]. Первая такая рекомендация с соответствующим теоретическим обоснованием была опубликована в 1894 г. [6] (подробная ссылка в [25]). Задача вычисления коэффициента экранирования такого устройства катастрофически усложняется по мере увеличения числа слоев, поскольку добавляются новые граничные условия. Если экран имеет  $n$  слоев, то приходится решать систему из  $4n$  уравнений с  $4n$  неизвестными.

Приведем результаты вычислений для двух- и трехслойных сферических экранов, представляющих собой концентрически вложенные друг в друга одиночные экраны. В соответствии с [48], используем вспомогательное обозначение:

$$v_{ij} = 1 - (R_i/R_j)^3, \quad (1.52)$$

где  $R_i$  и  $R_j$  – очередные радиусы оболочек начиная с самого внутреннего – нулевого.

В таком случае для однослойного экрана коэффициент экранирования [48]

$$K_1 = 1 + \frac{2}{9\mu} (\mu - 1)^2 v_{01}, \quad (1.53)$$

для двухслойного

$$K_2 = 1 + \frac{2}{9\mu} (\mu - 1)^2 (v_{01} + v_{23} - v_{01}v_{23} + v_{01}v_{12}v_{23}) + \left[ \frac{2}{9\mu} (\mu - 1)^2 \right]^2 v_{01}v_{12}v_{23}, \quad (1.54)$$

для трехслойного

$$K_3 = 1 + \frac{2}{9\mu} (\mu - 1)^2 (v_{01} + v_{23} + v_{45} - v_{01}v_{23} - v_{23}v_{45} - v_{45}v_{01} +$$

$$\begin{aligned}
& + v_{01}v_{12}v_{23} + v_{23}v_{34}v_{45} + v_{01}v_{14}v_{45} + \left[ \frac{2}{9\mu}(\mu - 1)^2 \right]^2 \times \\
& \times (v_{01}v_{12}v_{23} + v_{23}v_{34}v_{45} + v_{01}v_{14}v_{45} - v_{01}v_{23}v_{45} + v_{01}v_{12}v_{23}v_{34}v_{45}) + \\
& + \left[ \frac{2}{9\mu}(\mu - 1)^2 \right]^3 v_{01}v_{12}v_{23}v_{34}v_{45}. \quad (1.55)
\end{aligned}$$

Изучение структуры выражений (1.54) и (1.55) показывает, что в первом приближении:

а) результирующий коэффициент экранирования “составного” экрана больше суммы и меньше произведения коэффициентов экранирования составляющих его экранов каждого в отдельности;

б) если немагнитный зазор между стенками экранов много меньше толщины стенок, то результирующий коэффициент экранирования близок к сумме коэффициентов экранирования отдельных экранов, а если этот зазор велик по сравнению с толщинами стенок, то результирующий коэффициент экранирования близок к произведению коэффициентов экранирования составляющих экранов;

в) по отношению к внешнему экрану внутренний экран (независимо от своего внутреннего строения) выступает как сплошное ферромагнитное тело, уменьшающее его коэффициент экранирования в соответствии с выражениями (1.49) и (1.51), т. е. в соответствии с долей занимаемого им объема внутренней полости внешнего экрана.

Данное высказывание не может претендовать на непогрешимость, поскольку сделано на основании рассмотрения лишь трех формул. В то же время очевидно, что если даже и удастся вывести и записать точные выражения для коэффициентов экранирования четырех-, пятислойных (и более) экранов (это возможно [48]), то вряд ли можно будет их достаточно адекватно проанализировать. По этой причине наиболее целесообразным представляется использование приближенной формулы коэффициента экранирования экрана с любым числом слоев, выведенной в [48].

К сожалению, в [48] эта формула приведена с очевидной ошибкой, поэтому представляем ее здесь в исправленном виде [49]:

$$K \cong \frac{1}{3}(2\mu \cdot t)^n \delta^{n-1}, \quad (1.56)$$

где  $n$  – число слоев экрана;  $t$  – толщина стенки экрана и  $\delta$  – толщина немагнитного промежутка между стенками (все в единицах его среднего радиуса  $R$ ).

Формула выведена в предположении, что проницаемость  $\mu$  всех стенок экранов одинакова и много больше единицы, что отношение внешнего радиуса самого внешнего экрана к внутреннему радиусу самого внутреннего немагнитного больше единицы и, в соответствии с этим,  $t \ll R$  и  $\delta \ll R$ . Очевидно, что указанные условия в существенной степени ограничивают область применимости формулы (1.56), однако альтернативы ей пока нет.

Для полноты картины приведем формулу расчета коэффициента экранирования двухслойного бесконечно длинного цилиндрического кругового экрана, перпендикулярного намагничивающему полю [9–12, 25–27]:

$$K = 1 + \frac{1}{4}\mu \left( 1 - \frac{R_1^2 \cdot R_3^2}{R_2^2 \cdot R_4^2} \right) + \left( \frac{1}{4}\mu \right)^2 \left( 1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \left( 1 - \frac{R_2}{R_3} \right) \left( 1 - \frac{R_3}{R_4} \right). \quad (1.57)$$

Здесь  $R_1$ – $R_4$  – радиусы цилиндрических поверхностей экрана начиная с самой внутренней.

Для приближенных расчетов можно принять коэффициент экранирования многослойного экрана равным произведению коэффициентов экранирования каждого слоя в отдельности с учетом того, что все остальные слои, находящиеся внутри данного слоя, ведут себя по отношению к этому слою как одно ферромагнитное тело с внешним радиусом, равным внешнему радиусу наибольшего из слоев, находящихся внутри данного.

#### Выбор числа слоев сферического экрана

Когда А.В. Рукер в 1894 г. впервые предложил использовать двухслойный экран взамен однослойного, он сразу же привел критерий целесообразности такого перехода. Он указал [6], что применение однослойного экрана в виде полой сферы для получения максимального коэффициента экранирования становится нерентабельным, если толщина  $t$  его стенки

$$t \geq \frac{3R}{2\mu}, \quad (1.58)$$

где  $\mu$  – относительная проницаемость материала стенки; а  $R$  – ее радиус.

Гораздо позже, в 1957 г., Г. Каденом [15, с. 110] было высказано мнение о целесообразности перехода к двухслойному экрану, если требуется коэффициент экранирования величиной

$$K = \sqrt{2\mu}. \quad (1.59)$$

Выражения (1.58) и (1.59) коренным образом различаются как по структуре, так и по численным значениям получаемых из них параметров. Критериев целесообразности перехода от двухслойного экрана к экрану с еще большим числом слоев в известной автору классической литературе вообще не встречается. Поэтому очевидна целесообразность и необходимость поиска обоснованных критериев выбора числа слоев сферического магнитостатического экрана [49]. Будем рассматривать линейный случай, т. е. случай постоянства магнитной проницаемости материала и ее независимости от приложенного поля, для чего воспользуемся приближенной формулой коэффициента экранирования экрана с произвольным числом слоев (1.56).

Поскольку в (1.56) параметры  $t$  и  $\delta$  входят практически в равной степени (особенно при  $n \gg 1$ ), очевидно, что наибольший коэффициент экранирования (при прочих равных условиях) должен иметь место при

$$t = \delta, \quad (1.60)$$

на что указывается в [6–12, 48–52].

**Критерий целесообразности отказа от однослойного экрана.** Пусть сферический экран, состоящий из  $n$  слоев, удовлетворяет условию (1.60). В таком случае

$$K_n \cong \frac{1}{3}(2\mu)^n t^{2n-1}. \quad (1.61)$$

Будем сравнивать его коэффициент экранирования с коэффициентом экранирования  $K_1$  однослойного экрана, имеющего толщину стенки  $d$  в единицах радиуса, причем  $d \ll R$ . Согласно (1.56), имеем

$$K_1 \cong 2\mu \cdot d/3. \quad (1.62)$$

Если многослойный (в частности двухслойный) экран содержит то же количество ферромагнетика, что и однослойный, то, очевидно,

$$t = d/n. \tag{1.63}$$

Обозначим  $\alpha = K_n/K_1$ , тогда

$$\alpha = \frac{(2\mu)^{n-1} d^{2n-2}}{n^{2n-1}}, \tag{1.64}$$

или иначе

$$\alpha = \frac{1}{n^{2n-1}} (2\mu \cdot d^2)^{n-1}. \tag{1.65}$$

Введем обозначение

$$\beta = 2\mu \cdot d^2. \tag{1.66}$$

В таком случае

$$\alpha = \beta^{n-1}/n^{2n-1}. \tag{1.67}$$

Очевидно, что применение однослойного экрана целесообразно, пока  $\alpha \leq 1$ . Иными словами, критерием целесообразности перехода от однослойного экрана к многослойному является неравенство

$$\beta^{n-1}/n^{2n-1} > 1. \tag{1.68}$$

Получается, что для достижения максимального коэффициента экранирования при одинаковом расходе ферромагнитного материала целесообразно использовать двухслойный сферический экран взамен однослойного, когда  $\beta > 8$ , или

$$\mu d^2 > 4. \tag{1.69}$$

Выражение (1.68) можно переписать в виде

$$\beta > n^{2n-1}/n-1. \tag{1.70}$$

Нетрудно видеть, что при  $n \rightarrow \infty$   $n^{2n-1}/n-1 \rightarrow n^2$ , т. е. правая часть неравенства (1.70) монотонно увеличивается. Это должно означать, что по мере возрастания параметра  $\beta$  последовательно ста-

новится выгодным переход от экрана с меньшим числом слоев к более многослойному экрану.

Из выражения (1.69) следует, что при использовании материала с  $\mu = 100$  целесообразно делать экран однослойным, пока  $d < 0,2$  (или, иначе, пока  $K < 13$ ), а применяя материал с  $\mu = 10\,000$ , следует переходить к двухслойной конструкции уже при  $d > 0,02$  (т. е. при  $K = 133$ ).

Если вернуться к выражению (1.59), цитированному из [15], и воспользоваться формулой коэффициента экранирования однослойного экрана (1.62), то получим выражение

$$2\mu \cdot d/3 > \sqrt{\mu}, \quad (1.71)$$

которое нетрудно преобразовать:

$$2\sqrt{\mu} \cdot d/3 > 1, \quad (1.72)$$

а затем в такое

$$\mu \cdot d^2 > 9/4. \quad (1.73)$$

Сравнивая выражения (1.73) и (1.69), можно констатировать, что они схожи по структуре, хотя и отличаются численно (почти в 2 раза).

**Критерии выбора числа слоев многослойного экрана.** При переходе от использования  $n$  слоев к использованию  $n + 1$  слоев в сферическом экране, изготовляемом из материала с относительной проницаемостью  $\mu$  при суммарной толщине стенок  $d$  (в единицах радиуса), выигрыш в коэффициенте экранирования получается равным

$$\frac{K_{n+1}}{K_n} = \beta \frac{n^{2n-1}}{(n+1)^{2n+1}}, \quad (1.74)$$

в этом легко убедиться, подставив в (1.61) соответствующие величины.

Превышение дробью (1.74) единицы является критерием целесообразности перехода от использования экрана из  $n$  слоев к экрану из  $n + 1$  слоев. Этот критерий можно записать в другом виде:

$$(n+1)^{2n+1} = \beta n^{2n-1}. \quad (1.75)$$

Отсюда

$$\beta = \frac{(n+1)^{2n+1}}{n^{2n-1}}. \quad (1.76)$$

На рис. 1.9 представлена расчетная зависимость критических значений параметра  $\beta$ , при которых целесообразен переход от экрана с  $n$  слоев к экрану с  $n+1$  слоев, от числа  $n$ . Пользуясь приведенной зависимостью, нетрудно выбрать количество слоев экрана, оптимальное для решения конкретных задач.

Убедиться в том, насколько важен правильный выбор числа слоев экрана, помогает рис. 1.10, на котором представлены зависимости выигрыша в коэффициенте экранирования от применения экрана с числом слоев  $n$ , по сравнению с применением однослойного экрана, при заданном расходе ферромагнитного материала с заданной проницаемостью. Кривые рассчитаны по формуле (1.67) и нормированы к своим максимальным значениям при заданных  $\beta$ . Очевидно, что отступление от оптимального количества слоев может привести к существенным потерям в коэффициенте экранирования.

Численная проверка, выполненная в [49], показала, что использование экрана с суммарной толщиной стенок, составляющей до 0,1 от его радиуса, не приводит к существенной погрешности в расчетах коэффициента экранирования по приближенной

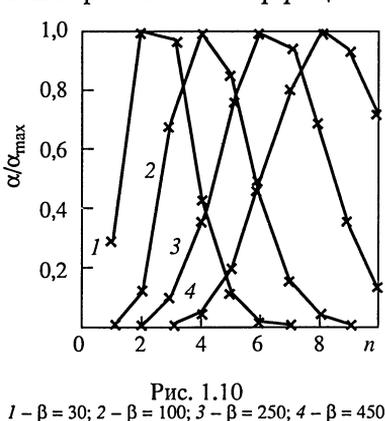


Рис. 1.10

1 -  $\beta = 30$ ; 2 -  $\beta = 100$ ; 3 -  $\beta = 250$ ; 4 -  $\beta = 450$

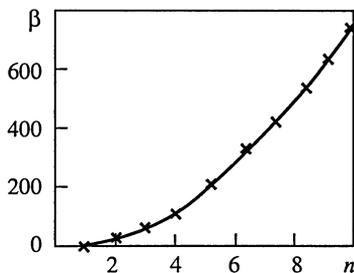


Рис. 1.9

формуле (1.61), а относительная магнитная проницаемость современных магнитномягких материалов может достигать  $10^6$ . В таком случае максимальное значение параметра  $\beta$ , при котором справедливо выражение (1.61), может составлять, по крайней мере, не менее  $10^4$ . Расчет по формуле (1.76) показывает, что при указанном значении  $\beta$  может оказаться целесообразным использование экрана, состоящего из 40–50 слоев.

## ФИЗИЧЕСКАЯ СУЩНОСТЬ МАГНИТНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ

В предыдущей главе приведен строгий вывод формул для коэффициента экранирования магнитного экрана. При всей своей строгости эта методика расчета обладает тем недостатком, что вывод осуществляется формально и сущность экранирования при этом не выясняется. Попробуем разобраться в физической сущности экранирования [36].

### 2.1. МАГНИТНЫЙ ЭКРАН КАК ШУНТ ДЛЯ ПОТОКА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Пусть имеется магнитный экран в виде пустотелой кубической коробки с длиной стороны  $L$  и толщиной стенки  $t$ , причем  $L \gg t$  и проницаемость стенки коробки  $\mu$  (рис. 2.1а), а внешнее однородное поле  $H_e$  направлено вдоль одной из сторон коробки. Оценим величины потоков индукции через стенки экрана и через его внутреннюю полость.

Магнитное сопротивление [28] стенок экрана потоку индукции через них (см. рис. 2.1а; от точки  $A$  до точки  $D$ ) может быть приближенно выражено так:

$$R_{\text{экp}} = 2L/(4L \cdot t \cdot \mu) = 1/(2t \cdot \mu). \quad (2.1)$$

Здесь длина участка линии потока принята равной  $2L$ , а сечение потока  $4L \cdot t$ .

Магнитное же сопротивление полости внутри экрана

$$R_{\text{пол}} = L/L^2 = 1/L. \quad (2.2)$$

В этом выражении длина участка силовой линии принята равной  $L$ , а сечение  $L^2$ .

Эти два магнитных сопротивления соединены параллельно, поэтому магнитный поток индукции внешнего однородного поля, который должен пройти через объем, ограниченный экра-

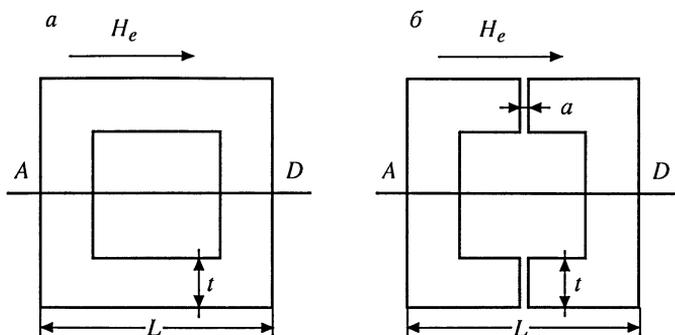


Рис. 2.1

ном, распределится между стенками экрана и его полостью обратно пропорционально их магнитным сопротивлениям:

$$\Phi_{\text{экp}}/\Phi_{\text{пол}} = R_{\text{пол}}/R_{\text{экp}} = 2t \cdot \mu/L. \quad (2.3)$$

Отсюда нетрудно видеть, что поле в полости экрана будет ослаблено [29] по сравнению с внешним полем в  $1 + 2t \cdot \mu/L$  раз, т. е. коэффициент экранирования экрана кубической формы

$$K = 1 + 2t \cdot \mu/L. \quad (2.4)$$

Эта оценочная формула близка к формуле коэффициента экранирования сферического экрана (1.33), выведенной совершенно строго, причем соблюдена пропорциональность коэффициента экранирования магнитной проницаемости и толщине стенки и обратная пропорциональность – поперечнику экрана.

Попробуем выяснить, какую пользу можно извлечь из такой интерпретации магнитного экранирования. Реальные экраны, хотя и считаются замкнутыми оболочками, состоят обычно из нескольких частей, собранных с некоторыми зазорами (например экранированные комнаты [30, 31]). А такие зазоры, если они препятствуют прохождению магнитного потока, могут существенно ослабить эффект магнитостатического экранирования.

Классическим способом вычисления коэффициента экранирования это ослабление не может быть оценено, а исходя из приведенной интерпретации такая оценка может быть выполнена достаточно просто. Численно учесть влияние зазора в стыке

можно, сравнивая магнитные сопротивления стенок экрана потоку при наличии зазора и без него по законам Кирхгофа для магнитной цепи. Если, например, взять рассмотренный нами экран и сделать в его стенках (см. рис. 2.1б) неферромагнитный зазор толщиной  $a$ , то магнитное сопротивление стенки

$$R_3 = \frac{1}{2\mu \cdot t} + \frac{a}{4L \cdot t}. \quad (2.5)$$

Отсюда коэффициент экранирования при наличии зазора

$$K = 1 + \frac{1}{L \left( \frac{1}{2t \cdot \mu} + \frac{a}{4L \cdot t} \right)} = 1 + \frac{4t \cdot \mu}{2L + \mu \cdot a}. \quad (2.6)$$

Когда  $a = 0$ , это выражение совпадает с (2.4).

При  $a/L = 2/\mu$  коэффициент экранирования у экрана с зазором вдвое меньше, чем у экрана без зазора. Таким образом, при  $\mu = 10^4$  наличие зазора, составляющего лишь 0,02 % от поперечника экрана, вдвое уменьшает коэффициент экранирования.

Приведенный пример показывает, что, рассматривая магнитостатический экран как шунт магнитного потока, можно не только правильно выбрать направление стыков в его конструкции, но и численно оценить их влияние и свести его к минимуму, правильно выбрав соответствующие накладки, магнитные замки и т. п.

Вместе с тем приведенная интерпретация не является исчерпывающей. В классические формулы (1.19) и (1.31) магнитная проницаемость стенки экрана  $\mu$  входит совершенно равноправно как в первой, так и в минус первой степени, а это означает, что ослабление напряженности магнитного поля будет иметь место как при прохождении его из немагнитной среды в немагнитную через магнитную оболочку, так и при прохождении из магнитной среды в магнитную через немагнитную оболочку [2]. Интерпретация экрана как шунта в таком случае совершенно не годится.

Существует и другой аспект. Рассмотрим для примера полый ферромагнитный цилиндр, открытый с обоих концов и находящийся во внешнем однородном поле, направленном вдоль его оси. При бесконечной длине такого цилиндра маг-

нитный поток намагничивающего поля нигде не пересекает его стенок и, следовательно, при классическом рассмотрении экранирование таким цилиндром не должно наблюдаться. Не должен экранировать такой цилиндр и по версии шунтирования магнитного потока, поскольку потоки вне стенок цилиндра и в его стенках совершенно независимы. Но если теперь уменьшить длину цилиндра, сделав ее сравнимой с его поперечными размерами, то строгое классическое рассмотрение происходящих при этом процессов станет невозможным, а по версии шунтирования магнитного потока, физическая картина при конечной длине цилиндра принципиально не отличается от картины при его бесконечной длине, т. е. экранирование должно отсутствовать. Между тем из эксперимента известно [32–35], что при конечной длине такой цилиндр обладает неплохими экранирующими свойствами. Объяснение этому факту дает другой вариант интерпретации экранирования, к рассмотрению которого мы и перейдем.

## 2.2. МАГНИТНЫЙ ЭКРАН КАК КОМПЕНСАТОР МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Еще на заре становления учения о магнетизме, по аналогии с понятием о реально существующих электрических зарядах, было предложено понятие фиктивных магнитных зарядов, возникающих на концах (полюсах) намагничиваемого предмета под действием внешнего намагничивающего поля (например [24]). Поле этих зарядов внутри предмета направлено навстречу намагничивающему полю и в той или иной степени компенсирует его. Рассмотрим эллипсоид вращения, для определенности вытянутый вдоль направления внешнего однородного поля  $H_e$ , изготовленный из материала с относительной проницаемостью  $\mu$  (рис. 2.2). Под действием поля  $H_e$  на концах эллипсоида образуются противоположные по знаку фиктивные магнитные заряды, которые, в соответствии с законом Кулона, создадут внутри эллипсоида размагничивающее магнитное поле  $H_k$ , в той или иной степени компенсирующее там внешнее поле  $H_e$ . Очевидно, что результирующее поле внутри эллипсоида  $H_i$  будет равно разности этих полей [37]:

$$H_i = H_e - H_k. \quad (2.7)$$

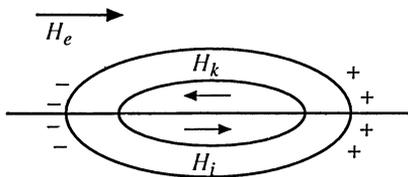


Рис. 2.2

Компенсирующее поле пропорционально размагничивающему фактору  $N$  эллипсоида и намагниченности  $M$  его материала [37]:

$$H_k = N \cdot M. \quad (2.8)$$

Если учесть, что  $N = 1/m_{\text{ф}}$ , где  $m_{\text{ф}}$  – проницаемость формы эллипсоида, а  $M = (\mu - 1)H_i$ , то можно записать

$$H_i = H_e - [(\mu - 1)/m]H_i. \quad (2.9)$$

До сих пор мы не обращали внимания на наличие полости внутри нашего эллипсоида. Наличие полости объемом  $V_{\text{п}}$  в эллипсоиде внешним объемом  $V$  сказывается в том, что относительная проницаемость материала эллипсоида с полостью как бы уменьшается, по сравнению с проницаемостью сплошного эллипсоида, и приближенно может быть принята равной

$$\mu_{\text{п}} \approx \mu(\Delta V/V), \quad (2.10)$$

где  $\Delta V = V - V_{\text{п}}$  – объем ферромагнитной стенки полого эллипсоида. Тогда для полого эллипсоида выражение (2.9) запишется

$$H_i = H_e - \frac{\Delta V}{V} \frac{\mu - 1}{m} H_i. \quad (2.11)$$

В таком случае коэффициент экранирования рассматриваемого эллипсоида [16–19]

$$K = \frac{H_e}{H_i} = 1 + \frac{\mu - 1}{m} \frac{\Delta V}{V}. \quad (2.12)$$

Приведенные выкладки несколько упрощенные. Если принимать их результат за истину, то коэффициент экранирования полого эллипсоида вращения, вытянутого вдоль оси симметрии, от поля, направленного вдоль этой оси, должен возрастать по мере убывания вытянутости, поскольку при этом будет монотонно уменьшаться проницаемость формы эллипсоида. Однако такого быть не должно, так как при неограниченном уменьшении вытянутости эллипсоид вырождается в две параллельные тонкие ферромагнитные стенки, намагничиваемые попереч-

ным полем, а такие стенки не проявляют ферромагнитных свойств и, следовательно, не могут оказывать экранирующего действия. В подавляющем большинстве литературы по экранам на это обстоятельство не обращалось внимания. Автору известны лишь две публикации, в которых выполнено строгое аналитическое рассмотрение связи коэффициента экранирования экрана с коэффициентами размагничивания геометрических фигур, ограничивающих его стенки [38, 39]. Работа [38] опубликована на 14 лет раньше, однако изложена в столь сокращенном виде, что анализировать ее затруднительно. По этой причине воспользуемся данными работы [39]. Выполненное в ней строгое аналитическое решение позволило установить следующую связь коэффициента экранирования с коэффициентом размагничивания и другими параметрами экрана:

$$K = 1 + (\mu + 1/\mu - 2)N[(1 - N)(\Delta V/V) + (N - N_1)] + (N - N_1)(1 - 1/\mu). \quad (2.13)$$

Здесь  $N$  – коэффициент размагничивания геометрического тела, ограничивающего экран снаружи;  $N_1$  – одноименный коэффициент тела, ограничивающего внутреннюю полость. Если принять, что  $N$  и  $N_1$  обычно близки друг другу, а  $\mu \gg 1$ , то выражение (2.13) можно с небольшой погрешностью записать в виде

$$K = 1 + \mu \cdot N(1 - N)(\Delta V/V), \quad (2.14)$$

или, переходя от  $N$  к  $m$ ,

$$K = 1 + \mu(m - 1)(\Delta V/V)/m^2. \quad (2.15)$$

Рассмотрим экран, стенка которого ограничена подобными и коаксиальными друг другу эллипсоидами вращения, намагничиваемыми вдоль оси вращения (симметрии). Обозначим  $k = (m - 1)/m^2$ . Тогда очевидно:

$$K = 1 + \mu \cdot k \frac{\Delta V}{V}. \quad (2.16)$$

На рис. 2.3 представлена расчетная зависимость  $k$  от  $m$ . Видно, что при возрастании проницаемости формы эллипсоида вращения, образующего внешнюю поверхность экрана, от ее минимального значения, равного единице, множитель  $k$  сначала кру-

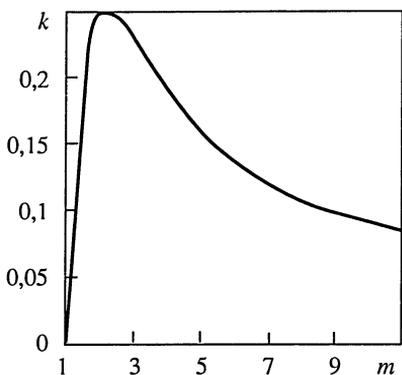


Рис. 2.3

то возрастает от нуля, при  $m = 2$  достигает максимального значения, равного 0,25, а затем плавно спадает до нуля.

Таким образом, из замкнутых полых тел, ограниченных поверхностями второго порядка, максимальным коэффициентом экранирования обладает слегка сплюснутый в направлении действия внешнего поля сфероид с проницаемостью формы, равной двум.\* Правда, выигрыш в коэффициенте экранирования, по сравнению со

сферой, не превышает 13 %. Более важно то обстоятельство, что коэффициент экранирования полого эллипсоида увеличивается с ростом его размагничивающего фактора отнюдь не монотонно, как можно было понять из [17, с. 48] и [33, с. 69]. При  $N \ll 1$  (или, что то же самое, при  $m \gg 1$ ) выражение (2.12) совпадает с (2.15), вызывая иллюзию правильности вывода (2.12). Следует отметить, что в работу [40] вкралась, если можно так выразиться, противоположная ошибка. Там утверждается, что по мере возрастания удлинения сфероида в направлении действия внешнего поля коэффициент экранирования увеличивается (см. рис. 2, с. 31). Ошибка усугубляется тем, что для случая полого шара формулы, выведенные в [40], совпадают с классическими, опять же создавая иллюзию правильности проделанных выкладок [41]. Таким образом, зависимость, приведенная на рис. 2.3, далеко не столь тривиальна, как это могло показаться. В целом же, если отвлечься от допущенных при исследованиях ошибок и недоразумений, интерпретации магнитостатического экрана как устройства, автоматической и без специальной затрат энергии компенсирующего посредством магнитных зарядов внешнее поле [42], в значительной мере адекватна и заслу-

\* Как уже отмечалось в п. 1.1, в работе [23] в 1969 г. была выведена приближенная формула, дающая кривую зависимости коэффициента экранирования полого эллипсоида вращения от его относительного удлинения, совершенно аналогичную приведенной на рис. 2.3. Однако в указанной работе не акцентировалось внимание на наличии на кривой максимума, да и сама кривая не приводилась.

живает изучения и применения. Вытекающая из такой интерпретации связь коэффициента экранирования с коэффициентом размагничивания (или проницаемостью формы) тела, ограничивающего экран снаружи, позволяет рассчитывать или, по крайней мере, оценивать коэффициенты экранирования экранов сложной формы, рассчитать которые классическим методом затруднительно или даже невозможно.

Кроме того, такая интерпретация позволяет понять, почему круговой бесконечно длинный цилиндрический экран препятствует проникновению в его полость однородного поперечного внешнего поля и в то же время не препятствует распространению наружу поля тока, протекающего по проводнику, проложенному по его продольной оси.

### **2.3. МАГНИТНЫЙ ЭКРАН КАК СОЛЕНОИД, КОМПЕНСИРУЮЩИЙ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ**

Магнитный экран в виде полого кругового, открытого с обоих концов цилиндра, можно представить как равновеликий ему соленоид, поле которого компенсирует внешнее во внутренней полости. Попробуем обосновать такую концепцию, рассмотрев явление, называемое в первоисточниках [32, 33] выражением, которое можно перевести как “эффект отверстия”, или “эффект открытости”. Состоит оно в том, что в полости экрана с отверстием в стенке, под действием внешнего однородного поля  $H_e$ , к внутреннему полю  $H_i$ , рассчитываемому по формулам (1.20), (1.32) или (2.15), добавляется поле  $H_{il}$ , убывающее по мере углубления в полость экрана по экспоненциальному закону. В результате коэффициент экранирования в заданной точке полости экрана с отверстием

$$K = H_e / (H_i + H_{il}), \quad (2.17)$$

т. е. уменьшится по сравнению с таковым для экрана без отверстия.

Наибольший практический интерес представляет случай цилиндрического экрана (в частности кругового), открытого с обоих концов. Такой экран прост в изготовлении, в него легко помещать и извлекать из него объекты, подлежащие экранированию.

Если радиус отверстия в экране  $r_i$ , а расстояние вдоль оси отверстия в глубину экрана  $\rho$ , то в случае внешнего поля, направленного

ного вдоль плоскости отверстия, поле  $H_{i1}$ , обусловленное эффектом отверстия, [33]

$$H_{i1} = H_e \exp(-3,52\rho/r_i). \quad (2.18)$$

Для случая внешнего поля, направленного поперек плоскости отверстия:

$$H_{i1} = H_e \exp(-2,26\rho/r_i). \quad (2.19)$$

В приведенных выражениях учитывается поле только от одного отверстия, при наличии двух отверстий (экран, открытый с обоих концов) необходимо суммировать обусловленные ими поля.

В случае поперечного намагничивания кругового цилиндра, имеющего длину, равную его внутреннему диаметру, поле в центре его внутренней полости, обусловленное наличием открытых торцов, составит (согласно (2.18)) лишь 6 % от внешнего поля. Удвоив-утроив длину цилиндра, уменьшим обусловленное открытостью внутреннее поле (в центре полости) до пренебрежимо малой величины.

Совсем иначе обстоит дело в случае внешнего поля, направленного вдоль оси цилиндра, открытого с обоих концов. При длине такого цилиндра, во много раз превышающей его внутренний радиус, влияние проникновения поля с торцов пренебрежимо мало, однако и коэффициент экранирования такого цилиндра, вычисляемый в соответствии с (2.15), близок к единице. При длине цилиндра, близкой к его внутреннему диаметру, его коэффициент экранирования, вычисляемый по (2.15), должен быть максимален (если внешний диаметр не слишком отличается от внутреннего), однако из-за проникновения внешнего поля через открытые торцы этот коэффициент (согласно (2.19)) не может превысить 5,8. Очевидно, что максимум в зависимости коэффициента экранирования продольного поля цилиндром, открытым с обоих концов, от его относительной длины может быть существенно смещен по отношению к таковому в случае наличия у цилиндра высокопроницаемых крышек. Да и сама величина этого максимума может оказаться существенно меньше.

Однако физическая интерпретация выражений (2.18) и (2.19) наталкивается на серьезные противоречия. В самом деле, представим себе, что мы имеем бесконечно длинный круговой цилиндрический экран из материала с  $\mu \gg 1$  и с толщиной стенки, сравнимой с его внутренним радиусом. В таком случае (согласно

выражению (1.20)) его коэффициент экранирования от поля, направленного поперек его продольной оси, будет много больше единицы. Это означает, что внешнее намагничивающее поле будет скомпенсировано почти равным ему по величине полем магнитных зарядов на диаметрально противоположных сторонах образующей его цилиндрической поверхности, т. е.  $H_k \approx H_e$ . А теперь мысленно отбросим одну половину экрана, т. е. сделаем его полубесконечно длинным. В силу симметрии первоначальной картины, на торце полученного экрана в точке, лежащей на его оси ( $p = 0$ ),  $H_k \approx 0,5H_e$ . Согласно же выражению (2.18),  $H_k \approx H_e$ .

Аналогичным образом полубесконечно длинный цилиндрический экран, намагничиваемый продольным полем, имеет вдоль образующей окружности вблизи торца магнитные заряды, поле которых должно ослаблять намагничивающее поле, а значит, результирующее поле на торце в точке, лежащей на оси экрана, должно быть только меньше намагничивающего поля  $H_e$ , но никак не равно ему.

Таким образом, для соответствия реальной картине явления, в выражении (2.18) и (2.19) должны быть, по крайней мере, введены дополнительные множители меньше единицы.

С учетом только что изложенного, цилиндрический экран конечной длины, открытый с обоих концов и намагничиваемый продольным полем, можно мысленно заменить равновеликим ему соленоидом, по обмотке которого протекает постоянный ток, обуславливающий постоянное магнитное поле, в той или иной степени ослабляющее во внутренней полости действие вызвавшего этот ток внешнего поля. Такая физическая интерпретация хорошо согласуется с гипотезой Ампера о молекулярных токах [2] и наглядно объясняет ослабление экранирующего действия такого экрана от центра к его торцам, поскольку поле соленоида к торцам уменьшается. В реальности она соответствует принципу действия сверхпроводящего цилиндрического экрана [43].

Таким образом, рассмотрение различных вариантов физической интерпретации сущности магнитостатического экранирования показало, что ни один из них по отдельности не объясняет в полной мере процессов, наблюдаемых при экранировании. Только совместное использование этих вариантов позволяет понять все их многообразие.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СТЕНКАХ МАГНИТНЫХ ЭКРАНОВ

До сих пор относительную магнитную проницаемость стенки экрана мы принимали заданной и неизменной. Между тем общеизвестно, что проницаемость ферромагнетика, в зависимости от напряженности действующего поля, может изменяться по крайней мере в десятки раз (например, [37]), и, кроме того, процесс перемагничивания сопровождается гистерезисом. К рассмотрению влияния этих обстоятельств на функционирование магнито-статического экрана мы и переходим.

### 3.1. ИНДУКЦИЯ И НАПРЯЖЕННОСТЬ ПОЛЯ В СТЕНКЕ ЭКРАНА

Как известно [24], проницаемость формы  $m$  сплошного шара равна трем. В таком случае, индукция в шаре, изготовленном из ферромагнетика с относительной проницаемостью  $\mu \gg 1$  и находящемся в первоначально однородном магнитном поле напряженностью  $H_e$ , однородна и равна

$$B_0 = 3\mu_0 H_e, \quad (3.1)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Поскольку индукция в шаре однородна, то поток индукции через шар радиусом  $r_e$

$$\Phi = B_0 \cdot \pi \cdot r_e^2, \quad (3.2)$$

или

$$\Phi = 3\pi \cdot \mu_0 \cdot r_e^2 \cdot H_e. \quad (3.3)$$

При появлении в центре шара сферической полости радиусом  $r_i$  искажающее действие шара на намагничивающее, первоначально однородное поле практически не изменится [24, 44, 45]

даже при  $r_i$ , сравнимом с  $r_e$ . Это означает, что поток индукции через шар с полостью практически равен потоку индукции через сплошной шар с тем же радиусом. В таком случае индукция  $B_s$  в стенке полого шара в экваториальной плоскости [17, 33]:

$$B_s = \Phi / (\pi(r_e^2 - r_i^2)) = \frac{3\mu_0 \cdot H_e}{1 - r_i^2/r_e^2}. \quad (3.4)$$

Таким образом, при уменьшении толщины стенки экрана индукция в ней, при прочих равных условиях, возрастает.

Напряженность внутреннего поля  $H_s$  в стенке экрана в экваториальной плоскости:

$$H_s = \frac{B_s}{\mu \cdot \mu_0} = \frac{3H_e}{\mu(1 - r_i^2/r_e^2)}. \quad (3.5)$$

Представляет интерес сравнить это поле с полем  $H_i$  во внутренней полости экрана. Пренебрегая первым слагаемым в выражении (1.32), имеем:

$$\frac{H_s}{H_i} = \frac{2}{3} \frac{1 - r_i^3/r_e^3}{1 - r_i^2/r_e^2}. \quad (3.6)$$

Нетрудно видеть, что при тонкой стенке экрана, когда  $r_i$  и  $r_e$  практически равны, усредненное по толщине стенки значение напряженности поля в материале  $H_s$  почти достигает напряженности поля во внутренней полости экрана  $H_i$ . При толстой же стенке, когда  $r_i$  мало по сравнению с  $r_e$ ,  $H_s$  составляет лишь 2/3 от  $H_i$ . Учитывая, что в силу непрерывности тангенциальной составляющей напряженности поля на внутренней поверхности стенки экрана в точности равна напряженности поля в его внутренней полости  $H_i$ , а поле во внутренней полости сферического экрана однородно, можно заключить, что в экваториальной плоскости поле в стенке экрана всегда не более поля в его внутренней полости. В общем случае среднее значение напряженности поля в стенке экрана в экваториальной плоскости приближенно может быть принято равным напряженности поля в его внутренней полости [18, 19, 33].

Остается выяснить, как изменяется индукция в стенке экрана от полюсов к экватору. Как мы уже убедились, поток ин-

дукции внешнего поля через экран равен  $3\pi \cdot \mu_0 \cdot r_e^2 \cdot H_e$ . Через экваториальное сечение стенки экрана, когда угол  $\varphi$  сферической системы координат равен  $90^\circ$ , он проходит практически целиком, а вот в окрестности полюса, когда угол  $\varphi$  близок к нулю, этот поток, по очевидным причинам, также близок к нулю. Поскольку площадь сечения круглого полюса, через который внешний поток проникает в стенку экрана, пропорциональна  $\sin^2\varphi$ , а площадь сечения стенки, по которой этот поток устремляется к экватору экрана, пропорциональна  $\sin\varphi$ , постольку индукция магнитного поля в стенке экрана, равная отношению потока к сечению, приближенно пропорциональна  $\sin\varphi$ . Следовательно, магнитная индукция в стенке экрана варьирует от нулевого значения на полюсах до значения, определяемого выражением (3.4), на экваторе.

### 3.2. КОЭФФИЦИЕНТ ЭКРАНИРОВАНИЯ И КРИВАЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Исходя из того, что обычно коэффициент экранирования значительно больше единицы, а также принимая во внимание, что в системе единиц СИ проницаемость  $\mu$  и восприимчивость  $\chi$  материала различаются только на единицу и  $\mu$ , как и  $\chi$ , обычно гораздо больше единицы, можем приближенно записать

$$K = \frac{H_e}{H_i} \approx \frac{\chi}{G}, \quad (3.7)$$

где  $G$  – коэффициент, характеризующий форму и геометрические пропорции экрана (приближенно он равен восприимчивости формы экранирующей оболочки с учетом внутренней полости).

В таком случае

$$H_e \approx \frac{\chi}{G} H_i. \quad (3.8)$$

Если учесть, что  $H_i \approx H_s$ , то получается, что поле в стенке экрана меньше внешнего намагничивающего поля приблизительно во столько же раз, во сколько проницаемость формы экранирующей оболочки меньше проницаемости материала экрана.

На рис. 3.1 изображена основная (коммутационная) кривая намагничивания стенки экрана OAF.

По горизонтали отложена напряженность магнитного поля  $H$ , а по вертикали – намагниченность  $M$ . Тангенс угла АЕВ равен восприимчивости формы экрана  $G$ , а тангенс угла АОВ равен восприимчивости материала  $\chi$  при намагниченности АВ. Нетрудно понять, что отрезки ОЕ и ОВ равны внешнему  $H_e$  и внутреннему (в стенке экрана)  $H_s$  полям соответственно. Перемещая прямую АЕ параллельно самой себе и опуская на ось абсцисс перпендикуляры из точек ее пересечения с кривой намагничивания, можно последовательно установить соответствие значений намагничивающего поля и поля в стенке экрана (приблизительно равного полю во внутренней полости), а поделив эти значения друг на друга, – вычислить коэффициенты экранирования в любой точке кривой намагничивания материала.

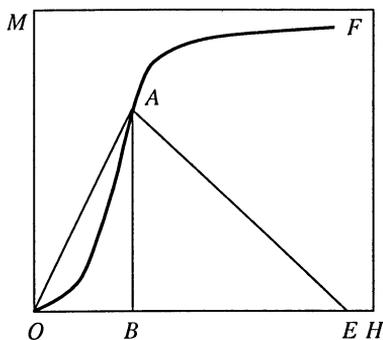


Рис. 3.1

Естественно, что максимальный коэффициент экранирования будет наблюдаться в точке кривой, где достигается максимальная восприимчивость материала (или, что в нашем случае то же, проницаемость). Согласно [46], это имеет место при  $H_s \approx 1,35 \cdot H_c$ .

Следует отметить, что справочные значения начальной и максимальной проницаемостей материалов получаются путем обработки коммутационных кривых намагничивания, когда каждая точка кривой намагничивания достигается многократным переключением направления намагничивающего поля заданной напряженности. В реальных условиях эксплуатации магнитного экрана изменение намагниченности его стенок происходит, в общем случае, хаотичным образом. По этой причине реальные значения начальной и максимальной проницаемостей материала экрана могут оказаться заметно ниже справочных данных.

Не следует также забывать, что намагниченность в стенке экрана изменяется от нулевого значения на полюсах до максимального на экваторе. Вследствие этого материал стенки экрана в разных ее местах работает на совершенно разных участках кривой намагничивания и указать какое-либо усредненное значение рабочей намагниченности (или напряженности поля) стенки экрана как оптимальное довольно затруднительно.

### 3.3. МАКСИМАЛЬНОЕ ПОЛЕ, ЭКРАНИРУЕМОЕ ЭКРАНОМ

Начальная магнитная проницаемость  $\mu_a$  материала определяется на коммутационной кривой намагничивания как тангенс угла ее наклона в самом начале (при намагничивающем поле, во много раз меньшем коэрцитивной силы). Если продолжить прямую  $OA$  до пересечения с кривой намагничивания (в точке  $D$ ) и опустить из точки пересечения перпендикуляр на ось абсцисс  $DE$ , то мы узнаем значение напряженности намагничивающего поля (обозначим его  $H_d$ ), при котором проницаемость материала после прохождения максимального значения снова сравнялась с начальной (рис. 3.2).

Значение индукции в точке  $D$  мало отличается от индукции насыщения и поэтому приближенно можно записать

$$H_d = \frac{B_s}{\mu_a \cdot \mu_0}. \quad (3.9)$$

Очевидно, что в диапазоне напряженностей полей от нулевой до  $H_d$  проницаемость материала не опускается ниже начального значения и в этом диапазоне полей в стенке экрана его коэффициент экранирования не ниже значения, получаемого в нулевых полях. Это означает, что экран сохраняет высокие экранирующие характеристики до полей в материале стенки, по крайней мере, на порядок превышающих коэрцитивную силу материала.

Коэффициент экранирования экрана, толщина стенок которого выбрана обеспечивающей 80 % его максимально возможного значения (см. 1.1), равен

$$K \approx 0,18\mu. \quad (3.10)$$

Учитывая, что поле в экранируемой полости приближенно равно полю в стенке экрана, получаем

$$H_{ed} = 0,18 \frac{B_s}{\mu_0}. \quad (3.11)$$

Это и есть напряженность внешнего поля, до которой экран с

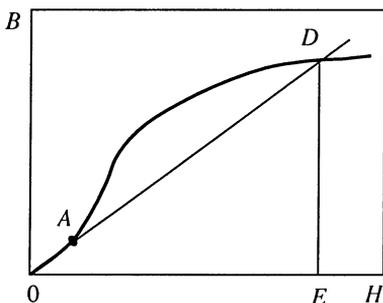


Рис. 3.2

разумно выбранной толщиной стенки работает без снижения экранирующих характеристик относительно их значения при нулевых внешних полях.

При дальнейшем увеличении напряженности внешнего намагничивающего (а следовательно, и внутреннего) поля относительная магнитная проницаемость материала экрана (а вместе с ней и коэффициент экранирования) будет снижаться. В соответствии с выражением (3.10), реальное экранирование (в несколько раз) прекратится, когда проницаемость материала снизится примерно до десяти единиц. Для оценки напряженности поля в стенке экрана, при которой это произойдет, требуется знание коммутационной кривой намагничивания данного конкретного материала.

Таким образом, выражение (3.11) позволяет оценить диапазон напряженностей полей, в котором экран эффективно работает. Чем больше индукция насыщения материала экрана, тем в большем диапазоне полей он обеспечивает эффективное экранирование [19, 33, 54]. Сферический экран, предназначенный для работы в максимально больших полях, должен иметь внешний радиус, в 1,7–1,8 раз превышающий внутренний.

Если не требуется детально анализировать изменение экранирующих характеристик с изменением намагничивающего поля, то коэффициент экранирования экрана можно вычислять по формулам, выведенным в главе 1 для линейного случая, подставляя в них начальную проницаемость материала экрана.

#### 3.4. ГИСТЕРЕЗИС И ЭКРАНИРОВАНИЕ

Описанный в п. 3.2 графический метод анализа работы магнитного экрана с учетом нелинейности кривой намагничивания предложен А.А. Преображенским [18, 19, 47]. Попробуем использовать его для рассмотрения работы экрана на спинке петли гистерезиса  $FAC$  (рис. 3.3).

Перемещая прямую  $AE$  параллельно самой себе влево (уменьшая внешнее поле), добьемся того, что она пересечет спинку петли гистерезиса, когда намагниченность материала экрана станет равной остаточной  $M_r$ . Это произойдет при напряженности внешнего поля

$$H_e = M_r/G. \quad (3.12)$$

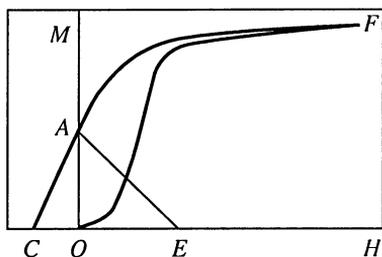


Рис. 3.3

В этот момент поле в стенке экрана, а значит, и в его внутренней полости, равно нулю. При дальнейшем убывании внешнего поля поле в стенке экрана (и в его внутренней полости) принимает отрицательное значение и нарастает по модулю. Когда внешнее поле примет нулевое значение, поле в стенке экрана и в его внутренней полости по абсолютному значению будет меньше коэрцитивной силы материала на данном гистерезисном цикле (рис. 3.4).

При нарастании внешнего поля от нулевого уровня в сторону отрицательных значений произойдет дальнейшее увеличение модуля поля в стенке экрана (и в его полости) аналогично нарастанию при намагничивании по кривой  $OAF$ , ввиду идентичности процессов в первом и третьем квадрантах координатной плоскости (см. рис. 3.1). Только в этом случае к его значению, определяемому отрезком  $OD$ , нужно добавлять величину, равную коэрцитивной силе материала на рассматриваемом цикле.

Из изложенного следует, что даже после намагничивания экрана до насыщения поле в экранируемой полости в отсутствие внешнего поля не превышает коэрцитивной силы материала стенки экрана. Очевидно также, что при прочих равных условиях материал с низкой коэрцитивной силой предпочтительнее для изготовления экрана [34].

Из анализа видно, что формально коэффициент экранирования (как модуль отношения напряженности внешнего поля к его напряженности в полости экрана) в течение гистерезисного цикла дважды становится равным бесконечности (когда индукция в стенке равна остаточной), дважды обращается в единицу (при намагничивании до насыщения) и дважды становится равным нулю (при исчезновении внешнего поля). Для объективного представления о работе экрана полагалось бы, по аналогии с понятием дифференциальной магнитной проницаемости, ввести понятие дифферен-

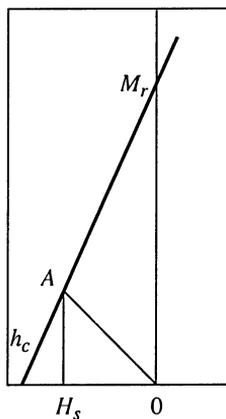


Рис. 3.4

циального коэффициента экранирования:

$$K_{\text{dif}} = \frac{\partial H_e}{\partial H_i}. \quad (3.13)$$

Этот коэффициент показывает, во сколько раз приращение поля в экранируемой полости слабее приращение вызвавшего его внешнего поля. Имея в своем распоряжении петлю гистерезиса конкретного мате-

риала при заданном максимальном значении внешнего поля, мы можем графически (см. рис. 3.1) определить значения поля в стенке экрана, соответствующие текущим значениям напряженности внешнего поля, а затем по этим значениям построить кривую изменения дифференциального коэффициента экранирования от приложенного поля, как показано на рис. 3.5. Видно, что дифференциальный коэффициент экранирования зависит от приложенного внешнего поля точно так же, как дифференциальная магнитная проницаемость ферромагнетика. При внешних полях порядка коэрцитивной силы материала он имеет максимальное значение, в то время как “обычный” коэффициент экранирования формально обращается при этих полях в нуль. При больших внешних полях, приводящих материал экрана в состояние насыщения, дифференциальный коэффициент экранирования равен единице.

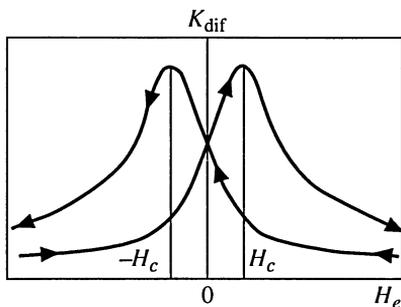


Рис. 3.5

## **КОНСТРУИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ЭКРАНОВ И ПРИМЕРЫ РЕАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ**

### **4.1. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ЭКРАНОВ**

В современной технике и в научных исследованиях бывает необходимо не только экранировать какой-либо объем пространства от постоянного магнитного поля, но и выяснить, в какой степени та или иная ферромагнитная оболочка, по своему прямому назначению не являющаяся магнитостатическим экраном, ослабляет внешнее, например геомагнитное, поле в своей внутренней полости. По этой причине полезно составить общее представление о магнитных свойствах ферромагнитных материалов.

В связи с тем, что основной показатель эффективности применяемого экрана – его коэффициент экранирования, пропорционален магнитной проницаемости материала, из которого экран изготовлен, преваляющей характеристикой материала экрана должна быть его высокая магнитная проницаемость. По этому при конструировании магнитостатического экрана нас прежде всего интересуют магнитно-мягкие материалы с высокой магнитной проницаемостью. Такие материалы, наряду с высокой проницаемостью, обладают малой коэрцитивной силой, что позволяет гарантированно получать малые поля в экранированной полости при отсутствии внешнего поля.

Вместе с тем может потребоваться не конструировать магнитный экран, а определять (вычислять) экранирующие свойства реальных ферромагнитных оболочек, не предназначенных специально для экранирования (резервуары, бронированные комнаты, трубы магистральных трубопроводов). Материалом для таких конструкций служат углеродистые или легированные стали, не обладающие высокой магнитной проницаемостью. Рассмотрим более широкий круг ферромагнитных материалов, а не только магнитно-мягкие. В таблице, составленной с использованием [46, 55–62], приведены магнитные характеристики не-

Материал	Начальная проницаемость	Максимальная проницаемость	Коэрцитивная сила, А/м	Индукция насыщения, Т
Сталь конструкционная	50	500	1500	2,1
Мягкое железо	200	2000	140	2,1
Железо “армко”	10 000	200 000	4	2,15
Трансформаторная сталь	250–1000	5000–40 000	9–50	1,4–1,8
Пермаллой	10 000–100 000	50 000–1 000 000	0,16–4	0,6–0,85
Феррит	400–25 000	1500–35 000	2–48	0,25–0,35
Альсифер-сплав	35 000	117 000	1,8	1,1
Альсифер-диэлектрик	20–60	20–60	–	–
Пермендюр	800	5000	160	2,45
Аморфный и нанокристаллический материал	Прямоуг. петля	70 000–700 000	0,5–8	0,7–0,9

которых материалов, широко применяемых в технике, а также магнитно-мягких материалов, пригодных для изготовления магнитостатических экранов.

Видно, что материалы, из которых обычно изготавливаются сосуды (бочки, цистерны, резервуары), трубы для перекачки воды и нефтепродуктов, кузова транспортных средств обладают начальной проницаемостью не более 100–200, а их максимальная проницаемость не достигает 1000.

Учитывая соотношения между толщинами стенок таких изделий и их габаритными размерами и пользуясь формулами расчетов коэффициентов экранирования полых сфер и цилиндров, нетрудно выяснить, что перечисленные изделия ослабляют внешнее магнитостатическое поле не более чем в 2–3 раза. Поскольку коэрцитивная сила материалов таких изделий обычно превышает 300–500 А/м и они в процессе изготовления часто приобретают остаточную намагниченность (например в результате сварочных работ), легко догадаться, что магнитное поле во внутренней полости такого изделия не будет существенно отличаться в меньшую сторону от естественного геомагнитного поля – 25–50 А/м, а часто может и заметно превышать его. Следовательно, перечисленные изделия не обладают приемлемыми экранирующими свойствами. Особенно это справедливо в отношении геомагнитного поля и его вариаций.

Отдельного рассмотрения заслуживают **ферриты**. Радиотехническая промышленность выпускает обширный ассортимент изделий из этих материалов, и некоторые из них (преимущественно кольца) могут использоваться как готовые составные части для сборки экранов (например цилиндрических) с приемлемыми экранирующими свойствами, не требуя какой-либо обработки (механической или термической). С их помощью можно ослабить действие геомагнитного поля в десятки и сотни раз, чего во многих случаях бывает вполне достаточно. Недостатками ферритов являются не слишком высокая проницаемость и ограниченные размеры выпускаемых из них изделий, вследствие чего размеры экранируемой полости не могут превысить сотни миллиметров.

Примеров использования **трансформаторной стали** для изготовления магнитных экранов в литературе немного [31]. Между тем трансформаторная сталь обладает довольно высокой проницаемостью и малой коэрцитивной силой в состоянии поставки. Кроме того, эти ее характеристики практически не ухудшаются в результате резки, изгиба и др. В сочетании со сравнительно невысокой стоимостью это позволяет надеяться получить экраны с большими размерами экранируемой полости (от полуметра до нескольких метров) и коэффициентами экранирования в сотни и тысячи раз. Они могут быть или цилиндрическими, навитыми из ленты в несколько слоев (максимальная толщина ленты не превышает 0,35–0,5 мм), или составлены из плоских листов, сложенных внахлест.

**Пермаллой** – сплав железа с никелем – считается наиболее предпочтительным материалом для экранов как благодаря рекордно высокой проницаемости, так и чрезвычайно малой коэрцитивной силе. Подавляющее большинство экранов, описанных в литературе, изготовлены именно из него. Вместе с тем нужно реально представлять себе трудности изготовления экрана из пермаллоя. В состоянии поставки пермаллой сильно наклепан и обладает упругостью стальной пружины, малой проницаемостью и коэрцитивной силой в несколько сотен ампер на метр. Именно после отжига из такого состояния он и приобретает свои высокие характеристики как магнитно-мягкий материал.

Механическая обработка пермаллоя в состоянии поставки осложнена как высокой твердостью, так и хрупкостью. Гнуть и вытягивать его в таком состоянии практически невозможно. Приходится прибегать к промежуточному отжигу (а часто и к нескольким) для реализации механической обработки. Только после полной механической обработки проводится оконча-

тельный отжиг изделия, доводящий магнитные свойства пермаллоя до оптимальных.

Этот отжиг при температуре более 1000 °С длится не менее 1 ч и проводится в высоком вакууме или в атмосфере водорода. Охлаждение изделия осуществляется в течение нескольких часов вместе с печью. Перед отжигом поверхность изделия должна быть тщательно очищена и обезжирена, иначе поверхностные загрязнения и примеси, испаряясь при нагреве, не позволят достичь требуемого вакуума в зоне отжига. После такого отжига любые механические нагрузки и деформации чреватые ухудшением магнитных свойств пермаллового изделия. Невыполнение перечисленных условий приводит к снижению проницаемости материала и повышению его коэрцитивной силы в разы и даже на порядок, по сравнению с паспортными данными.

Важно помнить, что далеко не всякий материал, называемый пермаллоем, годится для изготовления магнитостатических экранов. Для этой цели подходят лишь сплавы с содержанием 76–81 % никеля. Существуют пермаллои с 45–65 % никеля, совершенно непригодные для экранов [59, 61].

Использование пермаллоя для изготовления как экранов, так и других электромеханических устройств целесообразно и экономически оправдано лишь на высокотехнологичных специализированных предприятиях.

**Альсифер** – сплав железа, алюминия и кремния – пригоден для изготовления только литых магнитных экранов, поскольку из-за чрезвычайной хрупкости не поддается механической обработке.

Высокие магнитные характеристики альсифера реализуются в очень узком диапазоне процентного соотношения компонент сплава. Даже незначительное количество примесей резко снижает его свойства по сравнению с экстремальными. Очевидно, что и сплав альсифер разумно использовать в качестве материала экранов лишь при наличии соответствующих технологических возможностей.

Радиотехническая промышленность выпускает для своих нужд стержневые и кольцевые сердечники из **магнитодиэлектрика, основой которого является альсифер**. Размолотый на мелкие частицы альсиферовый порошок смешивается со связующим диэлектрическим веществом и в результате получается материал с проницаемостью 20–60 ед., не зависящей от напряженности приложенного магнитного поля и стабильной в широком

интервале температур. Алюминиевые кольцевые сердечники применяются в катушках, индуктивность которых стабильна во времени, в широком интервале температур и в полях до 30 кА/м. Такие кольцевые сердечники могут использоваться и для конструирования магнитостатических экранов, защищающих от полей в десятки килоампер на метр. Однако случаи применения таких экранов редки [36].

При необходимости работы в сильных магнитных полях обычно рекомендуется **пермендюр** – сплав железа с кобальтом (с добавлением ванадия), имеющий рекордную среди ферромагнетиков индукцию насыщения – около 2,45 Т. Ввиду высокой цены и малой коррозионной стойкости использовать этот материал следует лишь в случаях, обоснованных расчетами и экспериментами.

Новейшими, и пока мало изученными, магнитномягкими материалами являются **аморфные и нанокристаллические сплавы** переходных металлов с металлоидами [60–62]. Эти материалы, обладая магнитной проницаемостью и коэрцитивной силой, сравнимыми с характерными для лучших сортов пермаллоя, допускают значительные механические напряжения и пластические деформации в готовом виде без ухудшения этих характеристик. Такие материалы можно в состоянии поставки резать, штамповать, изгибать и вытягивать, не рискуя ухудшить их магнитные качества, приданные им поставщиком, т. е. изделия из этих материалов не требуют отжига по окончании механической обработки. К тому же эти материалы обладают высокой коррозионной стойкостью.

Перспективы использования аморфных и нанокристаллических материалов для магнитных экранов, взамен пермаллоя, достаточно заманчивы. Однако следует учитывать, что пока такие материалы выпускаются только в виде лент толщиной 0,05–0,2 мм и сохраняют свои уникальные магнитные свойства в узком температурном диапазоне. При нагревании до 120...150 °С они могут необратимо деградировать. По указанным причинам использовать эти материалы для экранов рекомендуется с большой осторожностью.

## 4.2. ЭКРАНЫ, ИЗГОТОВЛЯЕМЫЕ ПО ВЫСОКИМ ТЕХНОЛОГИЯМ

Если магнитный экран изготавливается на предприятии, располагающем высокими технологическими возможностями, а затраты на изготовление имеют второстепенное значение, то

превалирующими будут требования получения наилучших экранирующих характеристик. В таком случае более выгодна сферическая форма экрана, обеспечивающая высокие экранирующие свойства при любой ориентации экрана относительно вектора внешнего магнитного поля. В идеале такой экран должен быть неразборным, т. е. не содержать стыков, ухудшающих прохождение магнитного потока по стенкам экрана.

Если учесть, что экранированию подлежат обычно электронные узлы, то экран неизбежно должен содержать отверстия для прохода проводов или кабелей. С использованием этих отверстий может быть сформирована внутренняя полость экрана (например при отливке), и через эти же отверстия устройство, подлежащее экранированию, может быть помещено в полость экрана. Предполагается, что экранируемое устройство, помещенное в экран или там сформированное, будет в нем находиться все время эксплуатации. Теоретически можно представить такой экран сваренным в атмосфере инертного газа из штампованных пермалловых деталей. Можно представить его и многослойным с межслойными прокладками из керамики, обладающей идентичным температурным коэффициентом линейного расширения. Такой экран все же сложен в изготовлении и ограничен в применении, поскольку замена и ремонт экранируемого устройства практически невозможны. Гораздо легче представить такой экран изготовленным из аморфного или нанокристаллического материала. Однако пока такой экран – изделие недалекого будущего.

Наибольшее практическое распространение получили сборные пермалловые экраны. Каждый слой такого экрана представляет собой круговой цилиндр, снабженный штампованными или выдавленными крышками (рис. 4.1). Размеры крышек подобраны так, что они надеваются на цилиндр с небольшим усилием. В одной из крышек (рис. 4.2) на краю окружности предусматривается вырез, через который из экрана выводятся соответствующие провода.

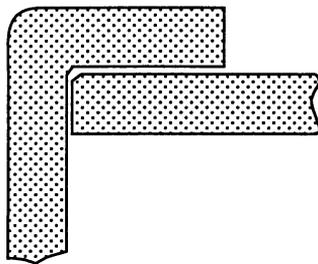


Рис. 4.1

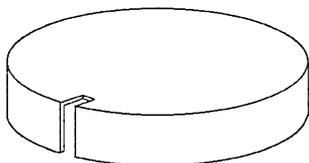


Рис. 4.2

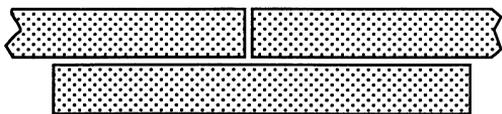


Рис. 4.3

Длина цилиндрической части экрана обычно в 2–3 раза превышает ее диаметр. Стыки экрана для сведения к минимуму магнитного сопро-

тивления снабжаются накладками из того же материала (рис. 4.3).

Накладки привариваются контактной сваркой или дуговой в атмосфере инертного газа. Слои экрана разделяются прослойками из пенопласта или другого аналогичного материала. Экранируемое устройство закрепляется в экране посредством, например, того же пенопласта так, чтобы механические нагрузки от устройства передавались на возможно большую поверхность внутренней стенки экрана.

Для сведения к минимуму деформации деталей экрана при его разборке и сборке (для помещения в его полость экранируемого устройства или его замены) необходимо предусмотреть соответствующие технологические выступы, отверстия и др. Во избежание локального намагничивания деталей экрана необходимо использовать только неферромагнитные вспомогательные приспособления (зацепы, крючья, рычаги, упоры и др.).

В литературе [14, 26, 27, 34, 63–76] описаны экраны указанной конструкции, изготовленные из пермаллоя толщиной от 0,5 до 2 мм, с внутренним диаметром от 10 мм до 400–500 мм. Количество слоев экрана обычно не превышает трех. Коэффициенты экранирования таких экранов варьируют от сотен до десятков тысяч раз. Ограничения на минимально достижимое поле в полости такого экрана накладываются несовершенством размагничивания стенки внутреннего слоя экрана, т. е. наличием остаточного поля. В хорошем экране это поле составляет от единиц до сотен нанотесла.

Если магнитный экран использовать в стационарных условиях, например в цехе или лаборатории, то его конструкция может быть значительно упрощена за счет торцевых крышек. В таком случае можно использовать один или несколько вложенных друг в друга коаксиальных круговых пермалловых цилиндров [10, 11, 25–27, 34, 35, 72, 74], ориентированных продольными осями поперек вектора геомагнитного поля (если требуется защита именно от него). Длина такого цилиндра в 3–7 раз превышает его диаметр. В таком случае манипуляции с экранируемым объектом предельно упрощаются.

В [77] описан магнитный экран, один слой которого представляет собой отрезок прямоугольного цилиндра, пропорциями напоминающий внешнюю часть спичечного коробка. Такой экран неплохо экранирует от поля, направленного вдоль плоскостей открытых торцов. Два таких пермалловых цилиндра, вложенных один в другой так, чтобы плоскости открытых торцов были взаимно перпендикулярны (рис. 4.4), образуют разборную конструкцию, достаточно простую в изготовлении и эксплуатации.

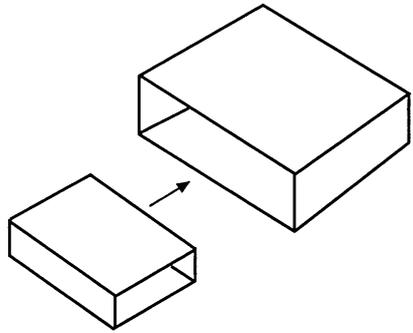


Рис. 4.4

#### 4.3. ЭКРАНИРОВАННЫЕ КОМНАТЫ

В середине XX в. стало актуально изучение и измерение магнитных полей, генерируемых органами человека [78–81] (сердце, мозг, мышцы). Поскольку такие поля очень слабы в сравнении с геомагнитным полем и полями промышленных помех [82], потребовалось помещать человека в экранированное пространство (комнату), где геомагнитное поле ослаблено до возможно меньших величин. Размеры такого экранированного помещения должны обеспечивать достаточно комфортное пребывание человека в течение продолжительного времени.

Если принять минимально допустимым внутренний размер экранированной комнаты около 2 м (в любом направлении), а максимальную толщину пермалловой стенки 2 мм (большей толщины пермалловый лист не прокатывают), то при проницаемости материала 10 тыс. сферический экран таких размеров ослабит внешнее поле в 14 раз. Сразу возникает вопрос: почему проницаемость пермаллоя принята равной лишь 10 тыс., а не 50–100 тыс., как указано в таблице. Ответ заключается в том, что если даже удастся после отжига получить [83] такую большую начальную проницаемость пермаллоя в листах размерами  $0,5 \times 0,5 - 1 \times 1 \text{ м}^2$ , то механические напряжения в местах крепления листов к несущей конструкции и зазоры в местах соединения листов друг с другом снизят ее эффективное значение до вели-

чины порядка 10 тыс. Расчет на то, что материал экрана вследствие намагничивания в геомагнитном поле будет работать при поле в стенке, близком к значению коэрцитивной силы, когда проницаемость достигает максимального значения (до миллиона), оправдан лишь для внешнего слоя экрана. Внутренние слои экрана работают в области начальной проницаемости. По указанным причинам для достижения нужной степени ослабления геомагнитного поля экранированные комнаты выполняют обычно в виде двух- или трехслойного экрана. Для сведения к минимуму механических нагрузок на пермаллоевые детали экранированное помещение состоит из деревянной или алюминиевой несущей конструкции, к которой прикреплены пермаллоевые листы и пермаллоевые же накладки. Для того чтобы пермаллоевые листы и накладки плотнее прижимались друг к другу, в экранированном помещении создается небольшое разрежение воздуха. Вследствие того, что по конструктивным соображениям экранирующая оболочка несферическая, поле в экранированной полости неоднородно, и для его выравнивания приходится применять компенсирующие катушки. В результате всех ухищрений удастся снизить индукцию постоянного поля в середине экранированной комнаты до десятков нанотесла. Все сооружения получаются довольно сложным и дорогим [30, 31, 84–88]. В США экранированных комнат насчитывается более десятка и все они являются национальным достоянием.

Следует заметить, что в настоящее время, благодаря успехам в разработке сверхпроводниковых градиентометров, отпала потребность в экранированных помещениях для изучения полей биообъектов. Градиентометры, снабженные компьютерными управляющими системами, оказались столь совершенными, что измеряют эти поля в условиях индустриальных помех [89–95].

#### **4.4. ЭКРАН ДЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ ПОМЕХ БЕСКОНТАКТНОМУ ИЗМЕРИТЕЛЮ ПОСТОЯННОГО ТОКА, ТЕКУЩЕГО В ЖИДКОСТИ**

Для бесконтактного измерения постоянных токов, текущих в проводящей жидкости (например в морской воде), используются кольцевые феррозонды (кольцевые магнитные модуляторы), представляющие собой ферромагнитные кольца с нанесенными вдоль образующих обмотками [96, 97]. При прохождении постоянного тока через отверстие такого кольца (рис. 4.5)

вдоль его окружности возникает циркулярное (кольцевое) постоянное магнитное поле, пропорциональное силе протекающего тока, которое и измеряется феррозондом.

Вследствие неидеальности реального преобразователя на него, наряду с циркулярным магнитным полем, оказывает влияние и однородное магнитное поле (например геомагнитное), препятствующее снижению порога чувствительности измерительного прибора.

Для уменьшения помех от такого поля кольцевой магнитный модулятор можно поместить в полость тороидального магнитостатического экрана, не препятствующего прохождению измеряемого тока через внутреннее отверстие преобразователя, а также совершенно не препятствующего проникновению циркулярного магнитного поля этого тока вдоль окружности сердечника модулятора [36]. Последнее утверждение непосредственно вытекает из интерпретации экрана как компенсатора магнитного поля. Вдоль окружности экрана не возникает полюсов и магнитных зарядов, поле которых компенсировало бы поле измеряемого тока. В то же время однородное поле помех (в частности геомагнитное) вызывает появление на поверхности тороидального экрана зарядов, ослабляющих действие этого поля на преобразователь. Поскольку тороидальная оболочка не является поверхностью второго порядка, поле внутри нее не будет однородным, а значит, и само понятие коэффициента экранирования к такому экрану применимо лишь приближенно. Практически нас должно интересовать, во сколько раз кольцевой магнитный модулятор меньше подвержен действию внешнего однородного поля, будучи помещенным в экран, по сравнению со случаем без экрана.

Случай расчета защиты от поля, направленного поперек плоскости кольцевого магнитного модулятора, не представляет затруднений, поскольку приближенно может быть сведен к расчету экранирования бесконечно длинным полым круговым цилиндром от поля, направленного поперек продольной оси [98]. Кроме того, кольцевой магнитный модулятор в наименьшей степени подвержен помехам от поля такого направления. Наиболее

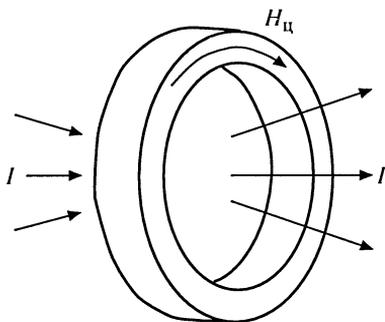


Рис. 4.5

интересен и труден случай расчета экранирования от поля, направленного вдоль плоскости модулятора.

В [99] приведена полуэмпирическая формула для расчета проницаемости формы тороидального ферромагнитного сердечника, намагничиваемого вдоль диаметра:

$$m = 2,6 \left( D / \sqrt{S} \right)^{1,5}, \quad (4.1)$$

где  $D$  – средний диаметр сердечника;  $S$  – площадь его поперечного сечения.

Воспользовавшись выражением (2.15) и подставив в него значение  $m$ , можно оценить эффективность экранирования тороидальным экраном. Зададимся диаметром образующей окружности тора  $D_1 = 40$  мм и диаметром окружности, по которой она вращается,  $D_2 = 160$  мм, толщиной стенки  $t = 1$  мм и относительной проницаемостью материала  $\mu = 1000$  (отожженное армко-железо). В таком случае в формулу (4.1) подставляем  $S = 1256$  мм<sup>2</sup>,  $D = D_2 = 160$  мм и получаем  $m = 25$ . Далее, вычислив  $\Delta V/V = 0,1$ , подставим все данные в (2.15) и получим  $K = 4,84$ . Если применить вместо армко-железа пермаллой с проницаемостью, на порядок большей, то и ожидаемый коэффициент экранирования возрастает на порядок и составляет уже около 50. Были изготовлены и испытаны оба варианта экрана (из армко-железа и из пермаллоя 79 НМ) и эффективность экранирования оказалась близка к ожидаемым расчетным значениям.

#### **4.5. ЭКРАНЫ, СОБИРАЕМЫЕ ИЗ ГОТОВЫХ ПОКУПНЫХ ДЕТАЛЕЙ**

##### **Экраны из ферритовых колец**

При отсутствии технологических возможностей изготовления высококачественного экрана можно попытаться решить задачу экранирования, используя выпускаемые радиотехнической промышленностью ферритовые кольца. В этом случае изготовление экрана сводится к его сборке (склеиванию) из таких колец.

##### **Цилиндрические экраны для защиты от поперечного поля**

Существует довольно большой ассортимент выпускаемых промышленностью ферритовых колец [57], из которых можно собирать цилиндрические экраны с диаметром экранируемой

полости от нескольких миллиметров до 80–115 мм. Правда, гарантируемая техническими условиями относительная начальная магнитная проницаемость таких колец не превышает 5000–6000 (обычно 1000–2000), но для решения многих практических задач этого может оказаться вполне достаточно.

Коэффициенты экранирования поперечного поля цилиндрическими экранами, собранными из ферритовых колец, определялись экспериментально [35] измерением магнитных полей вне и внутри экрана с помощью феррозондового магнитометра собственного изготовления, проградуированного по аттестованному соленоиду. Внешним однородным полем, от которого осуществлялось экранирование, служило естественное магнитное поле Земли индукцией 50 мкТ.

Исследовались экраны, собранные из имевшихся в нашем распоряжении колец марки М 1000 НМ-3 типоразмера 45×28×8 (внешний и внутренний диаметры 45 и 28 мм, толщина 8 мм, начальная магнитная проницаемость 1000). Расчетный коэффициент экранирования такого экрана (в случае бесконечной длины) для поля, направленного поперек продольной оси, согласно (1.19), должен быть равен 154. Фактический коэффициент экранирования в центре экрана, состоящего из 15 колец (общая длина 120 мм), составил 153. На рис. 4.6 представлена зависимость коэффициента экранирования, измеренного в центре экрана, от его длины, выраженной в единицах диаметра внутренней полости  $D_i$  (в данном случае 28 мм). Длина экрана  $L$  варьировалась изменением количества составлявших его ферритовых колец, прижатых вплотную друг к другу. По вертикали на рис. 4.6 отложено отношение коэффициента экранирования в центре экрана заданной длины к коэффициенту экранирования экрана, составленного из 15 колец. Видно, что поперечный коэффициент экранирования реального экрана, имеющего длину, в 3–4 раза превышающую внутренний диаметр, практически совпадает с коэффициентом экранирования бесконечно длинного экрана. Применение экрана с меньшей относительной дли-

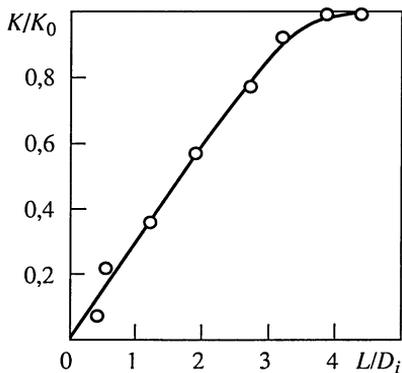


Рис. 4.6

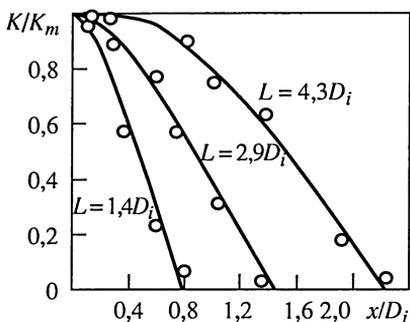


Рис. 4.7

оси графика расстояние  $x$  выражено в единицах внутреннего диаметра экрана  $D_i$ , а на вертикальной оси коэффициенты экранирования вне центра отнесены к центральным коэффициентам экранирования соответствующих вариантов экранов. Ввиду симметрии картины изображены зависимости лишь для положительных значений  $x$ .

### Цилиндрические экраны для защиты от продольного поля

На рис. 4.8 представлена экспериментальная зависимость продольного коэффициента экранирования ферритового экрана, идентичного описанному выше, от его длины, выраженной в единицах диаметра внутренней полости. Коэффициент экранирования измерен в центре экрана. Ярко выраженный максимум коэффициента экранирования наблюдается при длине экрана, в 2–3 раза превышающей его внутренний диаметр.

Однако наличие такого максимума еще не означает, что экран указанной относительной длины предпочтительнее. Дело осложняется тем, что по мере удаления от центра экрана (вдоль продольной оси) коэффициент экранирования уменьшается, причем тем резко, чем меньше относительная длина экрана. Рис. 4.9 иллюст-

ной резко снижает его эффективность. При этом уменьшаются и размеры эффективно экранируемого пространства в направлении продольной оси цилиндра. Сказанное иллюстрируется рис. 4.7, на котором отображены зависимости коэффициентов экранирования экранов заданной длины от расстояния  $x$  между точкой измерения на оси экрана и его центром. На горизонтальной

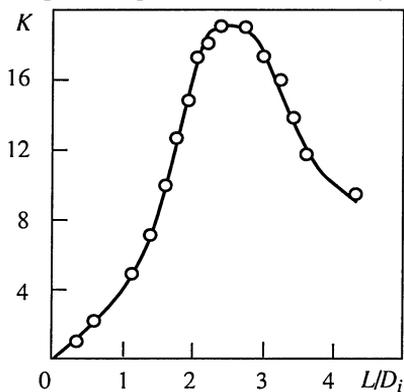


Рис. 4.8

рирует сказанное. Здесь по вертикали отложены значения коэффициентов экранирования, измеренные на разных расстояниях от центра экрана вдоль его продольной оси, а по горизонтали соответствующие значения расстояния, выраженные в единицах внутреннего диаметра экрана. Кривые измерены для экранов различной длины. Видно, что удлиненный, по сравнению с “оптимальным”, экран обеспечивает защищенное пространство большего объема. Очевидно, что наиболее выгодный экран следует выбирать исходя из конкретных условий его применения.

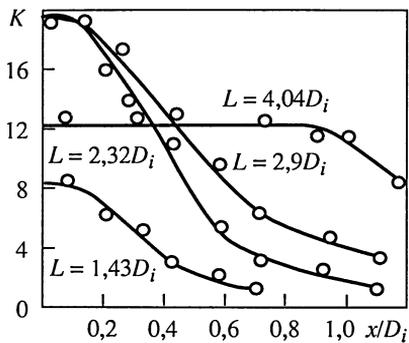


Рис. 4.9

#### Экран из альсиферовых колец, защищающий от больших полей

В качестве еще одного примера использования готовых радиотехнических изделий опишем экран, позволяющий расширить рабочий диапазон измерительного прибора. Производственная необходимость требовала создания устройства для приближенного измерения постоянных полей напряженностью порядка 400–500 А/см. Имевшиеся в распоряжении автора разработанные им феррозондовые магнитометры позволяли с удовлетворительной линейностью измерять лишь поля напряженностью до 40–50 А/см. Было решено попытаться использовать их для измерения полей на порядок большей напряженности, поместив феррозонд в магнитоэстатический экран [36]. В качестве такого экрана был выбран выпускавшийся промышленностью комплект из двух альсиферовых колец (рис. 4.10).

Феррозондовый преобразователь 1 помещен посередине сложенных вместе колец 2 и 3. Он измеряет поле во внутренней полости колец  $H_i$ , обусловленное внешним полем  $H_e$  и пропорциональное ему.

Как уже отмечалось в п. 4.1, сплав альсифер, применяемый для изготовления магнитодиэлектриков, имеет начальную проницаемость около 35 000, максимальную проницаемость около 120 000, коэрцитивную силу 0,025 А/см и индукцию насыщения около 1 Т. Благодаря тому, что зерна сплава в магни-

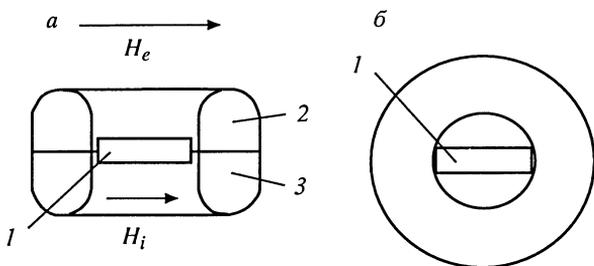


Рис. 4.10

тодидиэлектрике имеют округлую форму, а следовательно, обладают большим размагничивающим фактором, а также благодаря тому, что эти зерна разделены неферромагнитным заполнителем, магнитная проницаемость альсиферового магнитодидиэлектрика составляет всего лишь 20–100. Например, у альсиферового магнитодидиэлектрика марки ТЧ-60 ее номинальное значение равно 60. Вследствие уменьшения эффективной проницаемости магнитодидиэлектрика в 600 раз (по сравнению с проницаемостью металлического альсифера) примерно во столько же раз возрастает ее стабильность. Эта проницаемость постоянна до индукций порядка 0,3–0,6 Т. Следовательно, для магнитодидиэлектрика с номинальной проницаемостью 60 эта проницаемость должна сохраняться неизменной до полей напряженностью 40–80 А/см (поле в материале). Если коэрцитивная сила магнитодидиэлектрика приблизительно равна коэрцитивной силе материала (сплава), из которого этот магнитодидиэлектрик изготовлен [56], то гистерезисные явления в экране из такого материала должны быть мало выражены, ведь поле в стенке экрана приблизительно равно полю в его полости.

Снова воспользуемся формулой (4.1) проницаемости формы тороидального сердечника. В нашем случае средний диаметр сердечника  $D = 11$  мм, а площадь его поперечного сечения (комплект из двух сложенных вместе колец)  $S = 35$  мм<sup>2</sup>. Тогда  $m = 6,6$ .

Если учесть, что коэффициент экранирования  $K \approx 1 + \mu/m$ , то в нашем случае ( $\mu = 60$ ) должно быть  $K \approx 10$ . Таким образом, предел измерения магнитометра с феррозондом, помещенным в описанный экран, должен расширяться приблизительно на порядок (до 400 А/см), что и наблюдается в действительности. Полученная линейность вполне удовлетворяла предъявлявшимся тре-

бованиям, несмотря на дополнительную погрешность от гистерезисных явлений в экране, достигавших 10 А/см (2,5 % от верхнего предела измерений).

#### **4.6. КОНТРОЛЬ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗГОТОВЛЕННЫХ ЭКРАНОВ И ИХ УЛУЧШЕНИЕ**

##### **Контроль характеристик экрана**

Экранирующие характеристики изготовленного или готового к сборке экрана необходимо проверить. Такая мера не является излишней, поскольку в процессе его изготовления не исключены перепутывание марки материала (внешне пермаллой 50Н неотличим от 79НМ, но они обладают совершенно разными свойствами), нарушение режима отжига, деформация после отжига и тому подобное.

Для проверки правильности соблюдения режима отжига экрана (в особенности пермаллового) рекомендуем вместе с экраном отжигать контрольный образец в виде штампованных колец из такого же материала. На контрольный образец после отжига наносят обмотки и его магнитные характеристики (начальная и максимальная проницаемости, коэрцитивная сила) измеряются баллистическим или каким-либо иным способом. Следует заметить, что такая проверка все же не дает полной гарантии идентичности магнитных характеристик экрана и контрольного образца, поскольку во время отжига они могли располагаться в разных местах вакуумной печи. Такие факторы, как близость к стенкам печи или к патрубку вакуумного насоса, могут обусловить различия в магнитных свойствах. По этой причине магнитные свойства однотипных экранов, прошедших отжиг в одной загрузке, могут заметно различаться.

Для непосредственной проверки свойств экрана необходим источник постоянного магнитного поля и измеритель индукции или напряженности магнитного поля. Если экран предназначен для защиты от естественного геомагнитного поля, то оно и может, в простейшем случае, быть источником поля при испытании. В других случаях источником внешнего поля могут быть катушки Гельмгольца или соленоид соответствующих размеров, обеспечивающие в пределах габаритов экрана приемлемую однородность поля. Измеритель поля, помещаемый в экранируемую полость, должен иметь чувствительность, достаточную для

уверенного измерения напряженности (или индукции) поля, оставшейся после экранирования. На современном этапе развития магнитометрии в качестве измерителя могут быть использованы феррозондовые [100–103, 110] или магниторезистивные приборы [104]. Возможно также использование пробной катушки с баллистическим гальванометром [54]. Приборы с феррозондовыми преобразователями обеспечивают меньший порог чувствительности, однако они сложнее в изготовлении и настройке.

В настоящее время достаточно чувствительные магнитометры производят многие российские и зарубежные фирмы. Если изготовление магнитного экрана является одноразовым действием, то вряд ли целесообразно приобретать дорогостоящий прибор для проверки его характеристик. В таком случае разумнее взять его напрокат или воспользоваться услугами метрологической организации.

Поскольку и феррозондовые, и магниторезистивные приборы могут обладать значительным собственным нулем (показания прибора в нулевом поле не равны нулю), желательно предусмотреть возможность разворота преобразователя магнитометра в месте его размещения в полости экрана на  $180^\circ$ . В таком случае появится возможность определить как собственный нуль магнитометра, так и истинное значение поля в экранированной полости.

Пусть в исходном положении преобразователя магнитного поля в экранируемой полости прибор показывает  $H_1$ , а после разворота преобразователя на  $180^\circ$  –  $H_2$ . Очевидно, что  $H_1 = H_{\text{п}} + H_{\text{э}}$ , где  $H_{\text{п}}$  – собственный нуль прибора, а  $H_{\text{э}}$  – поле в полости экрана. В то же время  $H_2 = H_{\text{п}} - H_{\text{э}}$ . Тогда

$$H_{\text{п}} = 0,5(H_1 + H_2) \text{ и } H_{\text{э}} = 0,5(H_1 - H_2).$$

Приближенное представление об экранирующих характеристиках магнитостатического экрана можно получить, измеряя их в синусоидальных полях низких частот (единицы герц). Поля таких частот можно измерять пассивными индукционными преобразователями, что гораздо легче.

### **Улучшение характеристик изготовленного экрана**

Рабочие характеристики экрана могут быть существенно улучшены его тщательным размагничиванием. Размагничивание экрана позволяет устранить его остаточную намагничен-

ность (в особенности локальных участков) и тем самым свести к минимуму поле в экранируемой полости при нулевом внешнем поле [34]. Размагничивание осуществляется намагничиванием экрана знакопеременным полем вначале до насыщения с последующим плавным уменьшением напряженности этого поля до величин, малых в сравнении с коэрцитивной силой материала экрана. Другой вариант размагничивания – нагревание экрана до температуры выше точки Кюри

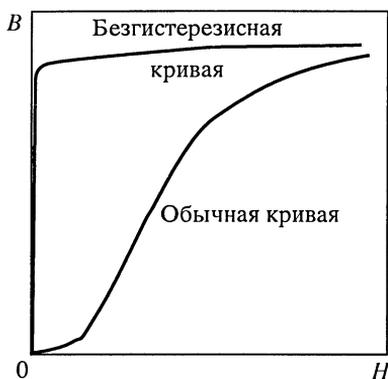


Рис. 4.11

материала экрана. Существуют марки пермаллоя с низкой температурой Кюри [59]. В обоих случаях постоянное внешнее поле при этом должно отсутствовать (быть скомпенсировано). Размагничиванию должны подвергаться все слои многослойного экрана, а следовательно, каждый такой слой должен быть снабжен соответствующей размагничивающей обмоткой. Эффективность размагничивания контролируется измерением остаточного поля в экранируемом пространстве при отсутствии внешнего поля. После размагничивания экрана необходимо избегать его соприкосновения с локальными источниками сильного магнитного поля, да и вообще с ферромагнитными предметами.

Если экран намагничивать знакопеременным полем, сначала доведя его до насыщения, а затем плавно уменьшив амплитуду поля до малых значений в присутствии внешнего статического поля, подлежащего экранированию, то произойдет намагничивание экрана этим статическим полем по безгистерезисной кривой намагничивания [105]\*. Эта кривая характеризуется очень высокими значениями проницаемости (рис. 4.11), благодаря чему и коэффициент экранирования экраном данного внешнего поля может значительно повыситься [106–109]. Такое повышение ограничивается магнитным сопротивлением потоку индукции по стенке экрана воздушных промежутков (зазоров), неизбежно имеющихся в реальном экране. Кроме того, при каждом

\* Того же эффекта можно достичь нагреванием экрана до температуры, превышающей точку Кюри материала, с последующим охлаждением.

существенном изменении внешнего поля операцию “идеализации” кривой намагничивания материала экрана приходится повторять. Для этого требуются как соответствующие обмотки, так и источники тока для них с системой управления. Однако в таком случае магнитостатический экран уже перестает быть классическим и может оказаться проще применить вместо него автоматическую систему компенсации поля посредством системы катушек [94].

Таким образом, оснащая экран всевозможными обмотками, электронными устройствами и иными приспособлениями, не следует превышать разумных пределов, за которыми может потеряться главное его преимущество – простота изготовления и применения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги теоретическому и экспериментальному рассмотрению проблемы магнитостатического экранирования, можно сформулировать следующие выводы и практические рекомендации.

Наиболее целесообразно применять экран изотропной формы.

Максимальный коэффициент экранирования однослойного экрана составляет 20–25 % от значения относительной проницаемости материала.

Выбирать внешний радиус сферического экрана, более чем в 1,7 раза превышающим внутренний, нецелесообразно.

Для получения максимального коэффициента экранирования рекомендуется использовать для изготовления экрана материал с большей начальной магнитной проницаемостью, а для получения минимального поля в экранируемой полости в отсутствие внешнего поля – материал с наименьшей коэрцитивной силой.

Для защиты от полей большой напряженности (например по сравнению с геомагнитным) требуется применять для экрана материал с наибольшей индукцией насыщения, а внешний радиус экрана (сферического) должен в 1,7 раза превышать внутренний.

Коэффициент экранирования однослойного экрана пропорционален проницаемости материала экрана и относительному объему материала в общем объеме экрана.

Если требуется защитить от внешнего статического поля ферромагнитное тело, то нужно учитывать, что коэффициент экранирования экрана с таким телом уменьшается пропорционально относительному объему, занимаемому телом во внутренней полости экрана.

Коэффициент экранирования двухслойного (двойного) экрана в худшем случае равен сумме коэффициентов экранирования составляющих его экранов, а в лучшем – произведению этих коэффициентов. Худшим является случай, когда зазор между экранами мал по сравнению с толщинами их стенок, а лучшим, когда внешний объем внутреннего экрана мал по сравнению с объемом внутренней полости наружного.

Экран, находящийся в полости другого, ведет себя относительно его как сплошное ферромагнитное тело.

Разрывы сплошности экрана – отверстия, щели, стыки, зазоры – снижают коэффициент экранирования и нарушают однородность поля в экранируемой полости.

При определенных соотношениях размеров экранируемой полости и проницаемости материала экрана возможно не уменьшение, а увеличение напряженности поля в полости по отношению к внешнему полю.

Если окружающая экран среда и содержимое внутренней (экранируемой) полости имеют одинаковую магнитную проницаемость, то магнитоэстатическое экранирование имеет место при любом значении магнитной проницаемости стенки экрана, не равном этой величине. Чем больше это различие, тем лучше экранирование.

Коэффициент экранирования вдоль оси симметрии полого ферромагнитного цилиндра, открытого с обоих торцов, максимален при определенном соотношении длины и диаметра такого цилиндра. Полюый цилиндр, длина которого мала по сравнению с диаметром или, наоборот, велика по сравнению с ним, не обладает экранирующими свойствами относительно продольного поля.

Существуют четкие критерии целесообразности перехода от одиночного экрана к двойному, от двойного к тройному и т. д. Несоблюдение этих критериев может привести к снижению эффективности экранирования.

Магнитоэстатическое экранирование объясняется следующими явлениями: сунтированием потока индукции стенками экрана; компенсацией поля во внутренней полости экрана полем магнитных зарядов, возникающих на полюсах экрана под влиянием внешнего поля; компенсацией внешнего поля в экранируемой полости полем молекулярных токов Ампера, текущих по образующей экрана перпендикулярно направлению внешнего поля. Ни одно из этих физических объяснений в отдельности не исчерпывает, казалось бы, простой картины магнито-статического экранирования. Только комплексное использование указанных подходов позволяет понять многие аспекты этого явления.

Аморфные и нанокристаллические магнитно-мягкие материалы наиболее перспективны для применения в магнитоэстатических экранах. Препятствием к их широкому применению явля-

ются малые размеры и толщины получаемых по современным технологиям образцов. Неясны пока и сроки их службы, особенно в условиях повышенных температур.

В настоящее время наиболее реально приемлемыми для изготовления магнитоэлектрических экранов являются пермаллой с содержанием 76–82 % никеля. Препятствием к их применению может оказаться отсутствие соответствующих технологических возможностей.

Электротехническая (трансформаторная) сталь может быть рекомендована для изготовления простых экранов в виде полых, открытых с обоих торцов цилиндров. К сожалению, она обладает большей, по сравнению с пермаллоем, коэрцитивной силой.

Наиболее просты в изготовлении экраны, собираемые из ферритовых колец, выпускаемых радиотехнической промышленностью. Размеры таких экранов ограничены типоразмерами этих колец.

При конструировании и изготовлении магнитоэлектрических экранов особое внимание следует уделять минимизации магнитного сопротивления потоку индукции стыков и зазоров в их стенках. Такие стыки не только снижают коэффициент экранирования, но и нарушают однородность поля в экранируемой полости.

Во избежание ухудшения экранирующих характеристик стенки пермаллового экрана должны быть в максимальной степени защищены от механических нагрузок и деформаций. Использование их в качестве несущих конструкций недопустимо.

Должно быть исключено какое-либо смещение слоев экрана относительно друг друга в процессе эксплуатации. Точно так же должно быть зафиксировано экранируемое устройство во внутренней полости экрана.

Необходимо исключить возможность соприкосновения готового экрана с какими-либо ферромагнитными предметами.

Размагничивание экрана после изготовления в значительной степени улучшает и нормализует его рабочие характеристики, в особенности однородность поля в экранируемой полости. Размагничивание должно осуществляться в отсутствие внешнего постоянного поля.

Безгистерезисное намагничивание экрана во внешнем магнитоэлектрическом поле может существенно повысить коэффициент экранирования от него. Однако оно требует для своего осуществления наличия специальных обмоток, электронных

узлов и источников электроэнергии, что лишает классический магнитостатический экран его главных преимуществ – простоты эксплуатации и отсутствия необходимости источников энергии.

При использовании экрана с несколькими слоями однородность поля во внутренней полости может быть улучшена введением некоторого эксцентриситета слоев относительно друг друга, а также изменением взаимного углового положения стыков в разных слоях.

Прочитав эту книгу, читатель поймет, что даже такое нехитрое с виду техническое устройство, каким является магнитостатический экран, таит в себе множество физических тонкостей. Если их рассмотрение пробудило в читателе интерес к физике магнитных явлений, то автор книги считает свою задачу выполненной.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Giovanni Battista della Porta. *Magiae naturalis, sive de miraculis rerum naturalium* // Libri VII, 1589.
2. Боргман И.И. Основания учения объ электрических и магнитныхъ явленияхъ, часть вторая. Петроградъ: Издание К.Л. Риккера, 1916. 496 с.
3. Stefan J. *Über die magnetische Schirmwirkung des Eisens* // *Ann. Phys.*, 1882. Bd 17, N 9.
4. Poisson S-D. *La theorie du magnetisme* // *Mem. de L. Akad. r. des. Sci. de L. Inst. de France.* 1824. T. 5.
5. Poisson S-D. *Memoire sur la theorie du magnetisme en mouvement* // *Mem. de L. Akad. r. des. Sci. de L. Inst. de France.* 1826. T. 6.
6. Rucker A.W. *Theoretical treatment of two and three spherical shells* // *Phil. Mag.*, January, 1894. V. 37.
7. Du Bois. *Über magnetische Schirmwirkung* // *Ann. der Phys.*, 1897. Bd 63, 348.
8. Du Bois. *Über magnetische Schirmwirkung* // *Ann. der Phys.*, 1898. Bd 65, 1.
9. Wills A.P. *Theoretical treatment for three spherical shells and for three cylindrical shells* // *Phys. Rev.*, 1899. V. 9. P. 193.
10. Эсмарх В.И. *Магнитная защита слоистых систем.* М., 1910.
11. Эсмарх В.И. *О магнитных экранах со слоистой структурой* // *ЖРФО*, 1911. Т. XLIII. С. 347.
12. Esmarch W. *Theorie der magnetischen Schirmwirkung multilameller Zylinder – und Kugel – panzer* // *Ann. der Physik IV Folge.* 1912. Bd 39. S. 1540.
13. Юргенс А.А. *Магнитное экранирование* // *Электрические и магнитные измерения.* М.; Л.: Стандартизация и рационализация, 1934. № 137.
14. Randall W. F., Sowter. *Mumetal magnetic Shields* // *J. Sci. Instr.* 1938. V. 15. P. 342–344.
15. Каден Г. *Электромагнитные экраны в высокочастотной технике и технике электросвязи:* Пер. с нем. Л.: ГЭИ, 1957.
16. Аполлонский С.М. *Расчет электромагнитных экранирующих оболочек.* Л.: Энергоиздат, 1982. 144 с.
17. Аполлонский С.М. *Справочник по расчету электромагнитных экранов.* Л.: Энергоатомиздат, 1988. 224 с.
18. Преображенский А.А. *Расчет однослойных магнитных экранов:* Дис. ... канд. техн. наук ЛЭТИ, 1952.
19. Преображенский А.А. *Расчет однослойных магнитных экранов с помощью коэффициентов размагничивания* // *Труды Пензенского индустриального института.* Вып. 2. 1954.
20. Куренев С.И., Волков М.Г. *Экранирование внешнего однородного статического поля полым эллиптическим цилиндром* // *Изв. вузов. Электромеханика*, 1960. № 8.
21. Сапожников А.Б., Боброва М.Н. *К вопросу о магнитном экранировании* // *Изв. вузов. Физика*, 1963. № 1. С. 3–7.
22. Шимони К. *Теоретическая электротехника.* М.: Мир, 1964. 272 с.
23. Kaden H. // *Frequenz*, 1969. V. 23, N 4. P. 103.

24. Аркадьев В.К. Электромагнитные процессы в металлах. Ч. 1. М.: НКТП, 1934.
25. Wadey W.G. Magnetic Shielding with Multiple Cylindrical Shells // The Review of Scientific Instruments, 1956. V. 27, N 11. P. 910–916.
26. Gravath A.M. Magnetic shielding with multiple cylindrical shells // Rev. Sci. Instr., 1957. V. 28. P. 659.
27. Christos S. Antonopoulos Field Calculation in Single – and Multilayer Coaxial Cylindrical Shells // IEEE Transactions on Magnetic. V. MAG-28, N 1, 1992. P. 61–65.
28. Бэрк Г. Справочное пособие по магнитным явлениям. М.: Энергоатомиздат, 1991. 385 с.
29. Ошер И. Н. Экранирование // Физический энциклопедический словарь. Т. 5. М.: Сов. энциклопедия, 1966. С. 439.
30. Bob J. Patton and John L. Fitch Design of a Room – Size Magnetic Shield // J. Geophysical Research. 1962. V. 67, N 3.
31. Дж. Салливан, П. Льюис, Дж. Джордж, Э. Флинн. Экранированная комната для магнитоэнцефалографии // Приборы для научных исследований, 1989. № 4. С. 185–192.
32. Mager A. Das Eindringen von Magnetfeldern in offene Abschirm-zylinder // Zs. angew. Physik, 1967. V. 23, N 6.
33. Mager A. Magnetic Shields // IEEE Trans. Mag., 1970. V. 6, N 6. P. 67–75.
34. Фрик и Торп. Экранирование слабых магнитных полей с помощью нескольких цилиндрических оболочек // Приборы для научных исследований, 1971. № 10.
35. Реутов Ю. Я. Магнитостатические экраны из ферритовых колец // Дефектоскопия, 1999. № 5. С. 13–17.
36. Реутов Ю. Я. О физической интерпретации магнитостатического экранирования // Дефектоскопия, 2000. № 2. С. 55–67.
37. Чечерников В.И. Магнитные измерения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1963. 285 с.
38. Косинский А. А. Определение коэффициентов экранирования полых эллипсоидов // Геофизическая аппаратура, 1970. № 44. С. 141–143.
39. Заруди М.Е. Эллипсоидальный магнитостатический экран // Электричество, 1984. № 1. С. 29–32.
40. Стеблев Ю.И. и др. Эллипсоид вращения в однородном квазистационарном магнитном или электрическом поле // Изв. вузов. Электромеханика, 1976. № 11.
41. Стеблев Ю.И. Расчет магнитных экранов сложной формы // Электричество, 1979. № 12. С. 28–32.
42. Шапиро Д.Н. Основы электромагнитного экранирования. Л.: Энергия, 1975.
43. Томассон, Гинзберг. Магнитное экранирование сверхпроводящей цилиндрической трубкой конечной длины // Приборы для научных исследований, 1976. № 3. С. 118–119.
44. Реутов Ю. Я. Характеристика предмета, выявляемого по его магнитному полю // Дефектоскопия, 1998. № 2. С. 10–17.
45. Frumkis L., Kaplan B.–Z. Spherical and spheroidal shells as models in magnetic detection // IEEE Trans. Magn., 1999. V. 35, N 5. P. 4151–4158.
46. Меськин В.С. Ферромагнитные сплавы. Л.; М.: ОНТИ, 1937. 791 с.
47. Преображенский А.А. Расчет однослойных магнитных экранов // Изв. вузов. Приборостроение, 1960. № 4. С. 10–18.

48. Schweizer F. Magnetic shielding factors of a system of concentric spherical shells // J. Appl. Phys., 1962. V. 33, N 3. P. 1001–1003.
49. Реутов Ю.Я. Выбор числа слоев сферического магнитостатического экрана // Дефектоскопия, 2001. № 12. С. 47–54.
50. Wilson E., Nickolson J.W. // Proc. Roy. Soc. London, 1916. V. 92A.P. 529.
51. Sterne T.E. // Rev. Sci. Instr., 1935. V. 6. P. 416.
52. Walker L.R. // Rev. Sci. Instr., 1935. V. 6. P. 416.
53. Иванов В.В. Особенности магнитного экранирования сфероидальными оболочками // Изв. вузов. Электромеханика, 1968. № 6. С. 595–598.
54. Злотникова Н.В., Чернягин Б.М. Определение параметров экранирующих материалов на малогабаритных образцах // Заводская лаборатория, 1966. Т. XXXII, № 12. С. 1486–1488.
55. Шур Я.С., Зайкова В.А. Алсифер // Физический энциклопедический словарь. М., 1960. С. 42.
56. Рабкин Л.И. Высокочастотные ферромагнетики. М., 1960.
57. Горбунов Н.Д., Матвеев Г.Г. Ферриты и магнитодиэлектрики: Справочник. М.: Сов. радио, 1968. 176 с.
58. Магнитные характеристики сталей, применяемых в авиационной промышленности: Спр. пособие / Под ред. И.И. Кифера. М.: ОНТИ, 1970. 139 с.
59. Сплавы прецизионные магнитномягкие, ГОСТ 10160–75, Государственный комитет стандартов Совета Министров СССР. М., 1975. 68 с.
60. Новый гибкий материал для магнитных экранов // Электроника, 1977. № 5.
61. Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы и элементы. М.: Высш. шк., 1986. 352 с.
62. Стародубцев Ю.Н., Белозёров В.Я. Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2002. 382 с.
63. Веденёв М.А., Дрожжина В.И., Ахлынин А.А. и др. Магнитный метод контроля оболочек твэлов на наличие в них феррочастиц // Дефектоскопия, 1979. № 5. С. 16–20.
64. Быльченко Ф.С., Васильев В.И., Гуменюк Б.В. Обнаружение феррочастиц в оболочках тепловыделяющих элементов атомных реакторов // Дефектоскопия, 1980. № 5. С. 19–21.
65. Веденёв М.А., Дрожжина В.И., Михайлов П.Ф. и др. Устройство для обнаружения и удаления мелких твердосплавных ферромагнитных включений в стружке титановых сплавов // Дефектоскопия, 1982. № 10. С. 58–59.
66. Дивер Б., Горн В. Использование сверхпроводящих датчиков и магнитных экранов для проведения магнитных измерений с высокой чувствительностью // Приборы для научных исследований, 1967. № 3.
67. Шеремет В. И. Сверхпроводящие экраны для исследования магнитометрической аппаратуры // Метрология, 1980. № 4. 54 с.
68. Пестов Е.Н., Скроцкий Г.В. Магнитный вакуум и его получение // Геофизическая аппаратура, 1970. № 44. С. 13–18.
69. Браун Р. Получение очень слабых магнитных полей // Приборы для научных исследований, 1968. № 4.
70. Афанасьев Ю.В., Кадинская Л.Г. Применение ферромагнитного экрана для испытаний высокочувствительных магнитометров // Геофизическая аппаратура, 1970. № 44. С. 138–140.
71. Овчаренко П.С. Высокоэффективные магнитные экраны // Геофизическая аппаратура, 1974. № 56. С. 126–130.

72. Christos S., Antonopoulos. Field calculation in single – and multilayer coaxial cylindrical shells... // IEEE Trans. Magn., 1992. V. MAG-28, N 1. P. 61–65.
73. Special issue on shielding // IEEE Transaction Electromagnetic Compalibility, 1968. V. EMC-10, March. P. 1–175.
74. Forsman K., Ilmoniemi R.J. Hybrid-method analysis of an open magnetic shield // IEEE Transactions on Magnetics, 1999. V. 35, N 3. P. 1127–1130.
75. Ангерер Э. Техника физического эксперимента. М.: ГИФМЛ, 1962. 452 с.
76. Дивер Б., Горн В. Использование сверхпроводящих датчиков и магнитных экранов для проведения магнитных измерений с высокой чувствительностью // Приборы для научных исследований, 1967. № 3.
77. Лаврентьев А.Г. Исследование магнитных шумов четногармонических магнитомодуляционных преобразователей; Дис. ... канд. наук. Свердловск, 1987.
78. Кнеппо П., Титомир Л. И. Биомангнитные измерения. М.: Энергоатомиздат, 1989.
79. Введенский В.Л., Ожогин В.И. Сверхчувствительная магнитометрия и биомангнетизм. М.: Наука, 1986. 199 с.
80. Введенский В.Л., Ожогин В.И. Магнитные поля человека // Кибернетика живого, биология и информация. М.: Наука. С. 117–131.
81. Холодов Ю.А., Козлов А.Н., Горбач А.М. Магнитные поля биологических объектов. М.: Наука. 145 с.
82. Реутов Ю.Я., Литвиненко А.А. Магнитные поля, действующие на человека и другие биологические объекты в условиях современного города // Экология, 1987. № 1. С. 66–74.
83. Gubser D.U., Wolf S.A., Cox J.E. Shielding of longitudinal magnetic field with thin, closely spaced concentric cylinders of high permeability material // Rev. Sci. Instrum., 1979. V. 50, N 6. P. 751–756.
84. Brenner D., Kaufman L., Williamson J. Application of a SQUID for monitoring magnetic responce of the human brain // IEEE Trans. Magn., 1977. V. MAG-13, January. P. 365–368.
85. Patton B.J. Room-size enclosure for geomagnetic shielding // IEEE on EMC. Symp. Rec., 1970. P. 89–96.
86. Cohen D. Large-volume conventional magnetic shields // Revue de Physique Appliquee, 1970. T. 5, N 1, fevrier. P. 53–58.
87. Vaino O. Kelha, Jussi M. Pukki, Risto S. Peltonen et al. Heino design, construction, and performance of a large-volume magnetic shield //IEEE Trans. Magnet., 1982. V. MAG-18, N 1, January. P. 260–270.
88. Афанасьев Ю.В., Бушуев Л.Я., Шеремет В.И. Экранированная комната для магнитных измерений // Бюлл. изобретений и открытий, 1979. № 6. С. 180.
89. Введенский В.Л. и др. Восьмиканальный нейромагнитометр // Приборы и техника эксперимента, 1995. № 1. С. 166–176.
90. Бондаренко С.И., Шеремет В.И. Применение сверхпроводимости в магнитных измерениях. Л.: Энергоатомиздат, 1982. 131 с.
91. Hildebrandt A.F. Shielding with superconductors in small magnetic fields // Revue de Physique Appliquee, 1970. T. 5, N 1, fevrier. P. 49–52.
92. Freedman M.S., Wagner F., Porter F.T., Day P. Large volume degausser with gradient compensation // J. Appl. Phys., 1967. V. 38. P. 1856–1862.
93. Голышев Н.В., Моторин С.В., Рогачевский Б.М. и др. Сверхпроводниковый магнитокардиограф // Приборы и системы управления, 1993. № 5. С. 12–13.

94. Ключников О.И., Пономарев Ю.Ф., Реутов Ю.Я. Автоматическая компенсация вариаций магнитных помех в рабочем пространстве электронного спектрометра // Приборы и техника эксперимента, 1974. № 2. С. 136–139.
95. Реутов Ю.Я., Литвиненко А.А. Многоконтурные ортогональные магнитные системы для создания однородных полей в объеме помещений // Электричество, 1987. № 10. С. 71–72.
96. Дрожжина В.И., Реутов Ю.Я., Янус Р.И. О магнитных шумах кольцевых магнитных модуляторов // Исследования в области теоретического и прикладного магнетизма. [Сб. тр.]. Свердловск, 1967. Вып. 26. С. 82–85.
97. Андреев Ю.А., Абрамзон Г.В. Преобразователи тока для измерений без разрыва цепи. Л.: Энергия, 1979. 144 с.
98. Цейтлин Л.А. Торoidalный электромагнитный экран // Электричество, 1978. № 7. С. 56–60.
99. Беркман Р.Я., Мартынюк-Лотоцкий Р.Е., Спектор Ю. И. Особенности расчета феррозондов с кольцевыми сердечниками // Автоматический контроль и измерительная техника. Вып. 8. Киев: Наук. думка, 1964.
100. Реутов Ю.Я. Феррозондовый магнитометр с прямоугольноимпульсным возбуждением // Дефектоскопия, 1973. № 2. С. 34–38.
101. Богденко В.А. Феррозондовый магнитометр с миниатюрным датчиком // Приборы и техника эксперимента, 1993. № 5. С. 157–160.
102. Афанасьев Ю.В. Феррозондовые приборы. Л.: Энергоатомиздат, 1966. 187 с.
103. Афанасьев Ю.В., Студенцов Н.В., Щелкин А.П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Л.: Энергия, 1972. 272 с.
104. Баранчиков М.Л. Микромагнитоэлектроника. Т. 1. М.: Изд-во “ДМК Пресс”, 2001. 541 с.
105. Поливанов К.М. Ферромагнетики. М.: ГЭИ, 1957.
106. Артемьева З.Л., Шорин К.Н. Метод увеличения эффективности магнитного экранирования // Приборы и техника эксперимента, 1966. № 3. С. 190–192.
107. Okoshi, Takanori // J. Appl. Phys., 1965. V. 36, N 8. P. 2382–2387.
108. Лангваген Е.Н. Расчет магнитных экранов, подмагничиваемых переменным полем // Изв. вузов. Электромеханика, 1969. № 12. С. 1306–1312.
109. Ichiro Sasada, Ikonori Inoue and Koosuke Harada. Multipole shaking field for magnetic shielding // IEEE Trans. Magn., 1992. V. MAG-28, N 1, January. P. 57–60.
110. Средства измерений параметров магнитного поля / Ю.В. Афанасьев, Н.В. Студенцов, В.Н. Хорев и др. Л.: Энергия, 1979. 320 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Предисловие</b> .....	3
<b>Введение</b> .....	4
<b>Глава 1. Теория магнитного экранирования</b> .....	6
1.1. Однослойный магнитный экран .....	6
1.2. Двойной и многослойные сферические экраны .....	19
<b>Глава 2. Физическая сущность магнитного экранирования</b> .....	26
2.1. Магнитный экран как шунт для потока магнитной индукции ..	26
2.2. Магнитный экран как компенсатор магнитного поля .....	29
2.3. Магнитный экран как соленоид, компенсирующий магнитное поле	33
<b>Глава 3. Нелинейные и гистерезисные явления в стенках магнитных экранов</b> .....	36
3.1. Индукция и напряженность поля в стенке экрана .....	36
3.2. Коэффициент экранирования и кривая намагничивания .....	38
3.3. Максимальное поле, экранируемое экраном .....	40
3.4. Гистерезис и экранирование .....	41
<b>Глава 4. Конструирование магнитных экранов и примеры реальных конструкций</b> .....	44
4.1. Материалы для магнитных экранов .....	44
4.2. Экраны, изготавливаемые по высоким технологиям .....	48
4.3. Экранированные комнаты .....	51
4.4. Экран для ослабления помех бесконтактному измерителю постоянного тока, текущего в жидкости .....	52
4.5. Экраны, собираемые из готовых покупных деталей .....	54
4.6. Контроль характеристик изготовленных экранов и их улучшение.	59
<b>Заключение</b> .....	63
<b>Список литературы</b> .....	67

*Научное издание*

**Юрий Яковлевич Реутов**

### **КЛАССИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ЭКРАНЫ**

Рекомендовано к изданию  
Ученым советом Института физики металлов и НИСО УрО РАН

Редактор **И.М. Циклина**  
Технический редактор **Е.М. Бородулина**  
Корректор **Г.Н. Старкова**  
Компьютерная верстка **Е.О. Гусевой**

ЛР № 020764 от 24.04.98 г.

НИСО УрО РАН № 108(05)–206. Сдано в набор 06.02.06. Подписано в печать 30.03.06. Формат 60×84 1/16. Бумага типографская. Печать офсетная. Усл. печ. л. 4,5. Уч.-изд. л. 6. Тираж 150. Заказ 45.

Оригинал-макет изготовлен в РИО УрО РАН

Отпечатано в типографии  
“Уральский центр академического обслуживания”.  
620219, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91.

