

Р. Р. АРНОЛЬД

672.1-06

А84

РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ  
МАГНИТНЫХ СИСТЕМ  
С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

609391

1998

Українська державна  
бібліотека НАН України  
ім. Олександра Гайдарова



«ЭНЕРГИЯ»

МОСКВА 1969

6П2.1.08  
А 84  
УДК 621.318.2

**Арнольд Р. Р.**

**А 84** Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами, М., «Энергия», 1969.

184 с. с илл.

В книге подробно рассматриваются основные методы расчета прямых магнитов и магнитных систем с постоянными магнитами. Предлагается новый упрощенный метод расчета и проектирования. Этот метод может быть использован для расчета разных типов систем с постоянными магнитами, изготовленными из различных материалов.

Книга предназначена для инженеров и научных работников, занимающихся проектированием или применением постоянных магнитов и систем с постоянными магнитами; может быть также использована в качестве учебного пособия для студентов электротехнических специальностей высших технических учебных заведений.

3-3-10  
153-69

6П2.1.08

*Арнольд Роман Романович*

**Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами**

Обложка художника *А. А. Иванова*

Редактор *Е. Н. Зейн*

Технический редактор *О. Д. Кузнецова*    Корректор *В. С. Антипова*

|                             |                                  |           |
|-----------------------------|----------------------------------|-----------|
| Сдано в набор 22/XI-1968 г. | Подписано к печати 17/IV-1969 г. | Т-04753   |
| Формат 84X108 1/32          | Бумага типографская № 1          |           |
| Усл. печ. л. 9,66           | Уч.-изд. л. 9,18                 |           |
| Тираж 8000 экз.             | Цена 49 коп.                     | Зак. 1579 |

Издательство «Энергия». Москва, Ж-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР.  
Шлюзовая наб., 10.

## Введение

Постоянные магниты и системы с постоянными магнитами находят все более широкое применение во многих отраслях науки и техники. Однако методика их расчета отстает от требований практики. В ней широко распространены приближенные способы, основанные большей частью на эмпирических коэффициентах и интуиции проектанта. Несовершенство методов расчета приводит, кроме чисто технических затруднений при проектировании, к ненужному утяжелению систем и излишнему расходу магнитных материалов.

Литература по расчету систем с постоянными магнитами на русском языке ограничена. Известная монография А. С. Кантера [Л. 1], посвященная этим расчетам, издана 30 лет назад и, естественно, не отражает современного состояния вопроса. В последнее время как у нас, так и за рубежом в связи с возросшим применением постоянных магнитов появился ряд работ и книг, посвященных этой теме [Л. 2, 3 и др.], однако в большинстве из них рассматриваются только некоторые способы расчета однотипных систем с магнитами из ограниченного числа материалов.

В данной работе сделана попытка обобщения и систематизации существующих работ по вопросам проектирования и расчета систем с постоянными магнитами, а также предлагается новый упрощенный метод, применимый для расчета большого числа конструкций и типов магнитных систем с магнитами из разных материалов.

В книге принята преимущественно международная система единиц измерения электромагнитных величин МКСА (СИ). Однако в некоторых случаях, когда излагаются методы расчета систем с постоянными магнитами, предложенные авторами, работавшими до внедрения в технику систем единиц МКСА, применяется система единиц СГС, о чем в случае необходимости делаются соответствующие оговорки.

Соотношения между основными магнитными единицами систем МКСА и СГС приведены в приложении 4.

## ГЛАВА ПЕРВАЯ

### ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

#### 1-1. Типы магнитных систем и характеристики магнитных материалов

Термин «магнитная система с постоянным магнитом» относится к системам, имеющим постоянный магнит *1* (рис. 1-1, *а*), рабочий зазор *2*, в котором концентрируется подлежащая использованию магнитная энергия, магнитопровод *3* и полюсные наконечники *4*, выполняемые из магнитно-мягких материалов. В некоторых системах магнитопровод (рис. 1-1, *б*), или магнитопровод и полюсные наконечники могут отсутствовать (рис. 1-1, *в*).

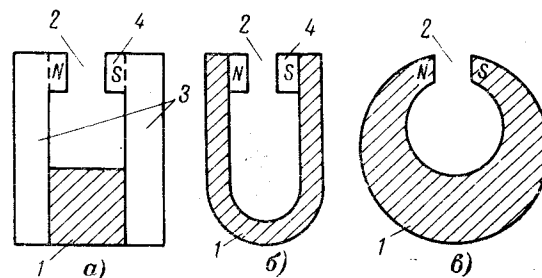


Рис. 1-1. Простейшие примеры систем с постоянными магнитами.

1 — постоянный магнит; 2 — рабочий зазор; 3 — магнитопровод; 4 — полюсные наконечники.

Под прямым или разомкнутым магнитом понимается постоянный магнит (или система магнитов) без отчетливо выраженного рабочего зазора. В этом случае распределение магнитного потока в окружающем внешнем пространстве определяется в основном геометрией самого магнита. В качестве примеров можно привести магниты в виде цилиндров или призм, расположенных на

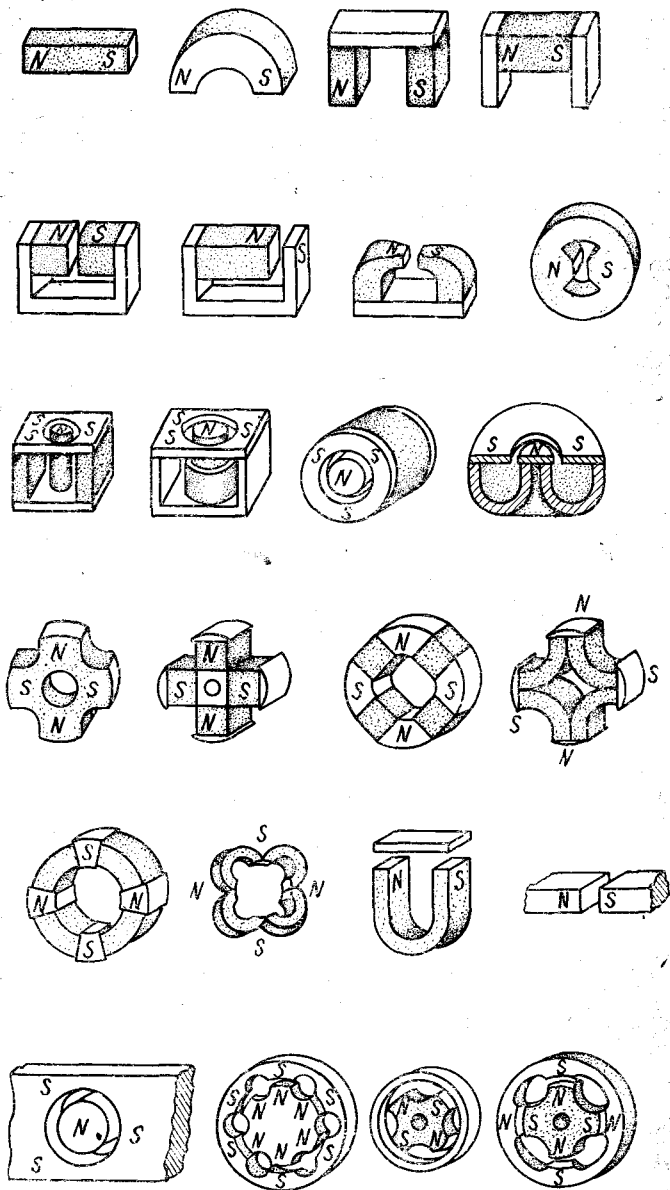
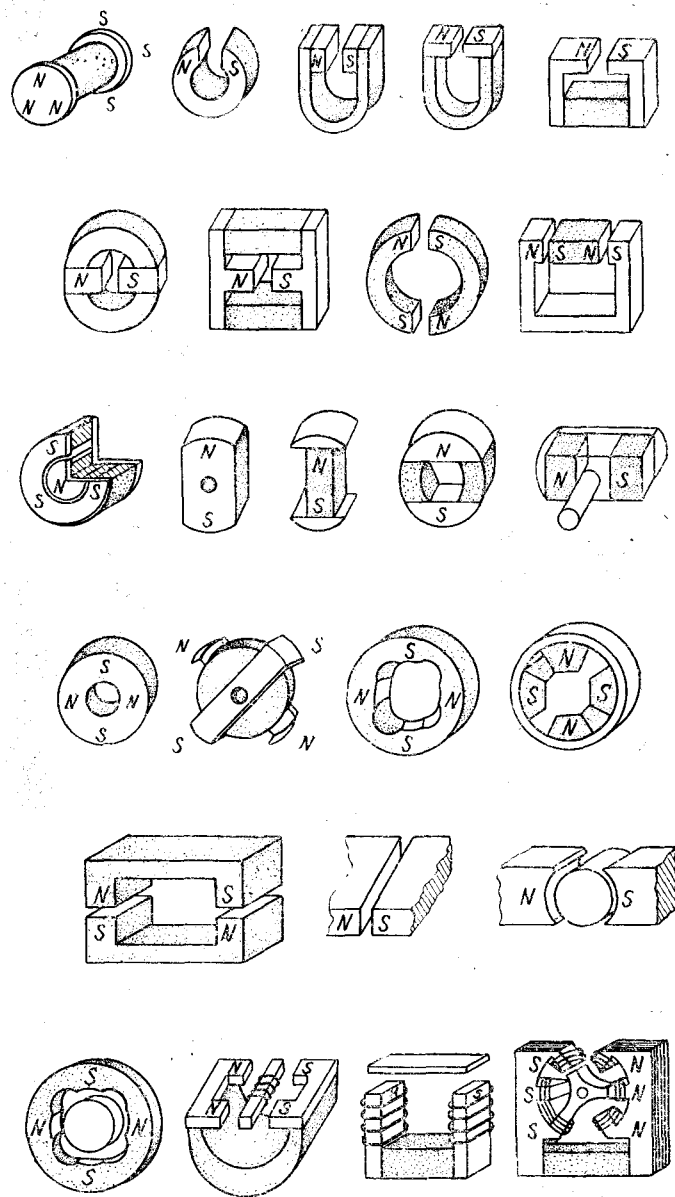


Рис. 1-2. Некоторые типы постоянных магнитов



и магнитных систем с постоянными магнитами.

сравнительно большом расстоянии от других магнитных тел. Прямой магнит можно рассматривать как частный случай системы с постоянным магнитом.

Некоторые типы постоянных магнитов и магнитных систем с постоянными магнитами схематически представлены на рис. 1-2 [Л. 4]. В магнитных системах с постоянным магнитом в настоящее время применяется большое число магнитных (ферромагнитных) материалов.

Постоянные магниты изготавливаются из так называемых *магнитно-твердых* материалов. Для магнитопроводов и полюсных наконечников систем применяются *магнитно-мягкие* материалы. Кроме этих основных материалов, иногда могут применяться материалы с рядом особых свойств, например, с резкой зависимостью магнитной проницаемости от температуры (терромагнитные сплавы) и др.

Основная особенность магнитных материалов состоит в том, что они способны сохранять запас магнитной энергии после воздействия на них достаточно сильного магнитного поля (практически любого).

Характеристики и необходимые для расчетов магнитных систем кривые размагничивания современных магнитно-твердых материалов и кривые намагничивания магнитно-мягких можно найти в ряде книг, учебных пособий и статей (см., например, [Л. 1—10]). Основные магнитные свойства и химический состав магнитно-твердых сплавов, упоминаемых в книге, приведены в приложениях 1—3.

## 1-2. Соотношения при намагничивании

При намагничивании размагниченного постоянного магнита (образца магнитного материала) в замкнутой магнитной цепи зависимость индукции  $B$  в образце от монотонно возрастающего магнитного поля с напряженностью  $H$  выражается начальной (первой, первоначальной) кривой намагничивания (кривая  $OB_1$  на рис. 1-3). Работа, затрачиваемая на намагничивание единицы объема магнита на величину  $dB$ , будет равна:

$$dA = HdB.$$

Эта работа может быть представлена графически как площадь полосы длиной  $H$  и шириной  $dB$  (площадь, за-

штрихованная на рис. 1-3). Энергия, затрачиваемая на намагничивание единицы объема магнита до индукции  $B_S$ , определяется выражением

$$W_m = \int_{B=0}^{B=B_S} HdB$$

и графически изображается площадью  $OB_1B_S$  на рис. 1-3.

Если после намагничивания отключить намагничивающий ток, то рабочая точка магнита, характеризующая его магнитное состояние, переместится по нисходящей ветви петли гистерезиса в точку  $B_r$ . При этом энергия, соответствующая площади  $B_rB_1B_S$ , возвращается обратно кисточнику тока (в виде мощности экстратокков размыкания).

Если постоянный магнит вынуть из ярма намагничивающего устройства, то его рабочая точка переместится по кривой размагничивания (части предельной петли гистерезиса во втором квадранте) из точки  $B_r$  в точку  $M$ , положение которой определяется внутренним (собственным) размагничивающим полем магнита. При этом затрачивается механическая работа, которая преобразуется в магнитную энергию во внешнем пространстве и частично теряется (на нагрев магнита и др.).

Энергия, создаваемая магнитом во внешнем пространстве, в общем случае определяется выражением

$$W_{\text{опр}} = -\frac{1}{2} \int_{V_m} \bar{E}_m \bar{H}_m dV_m,$$

где  $\bar{B}_m$  и  $\bar{H}_m$  — векторы индукции и напряженности поля в материале магнита и  $V_m$  — объем магнита.

Если магнитное поле в постоянном магните можно сделать однородным, а векторы  $\bar{B}_m$  и  $\bar{H}_m$  — совпадаю-

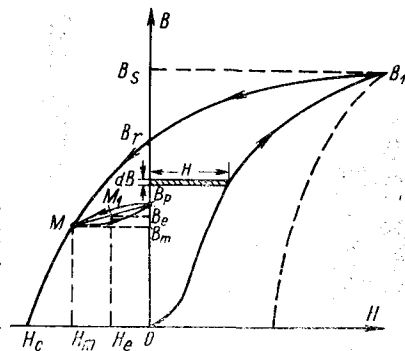


Рис. 1-3. Кривая намагничивания и кривые гистерезиса.

щими по направлению, то

$$W_{\text{окр}} = -\frac{1}{2} B_m H_m V_m.$$

Это выражение вполне справедливо только для однородно намагниченного эллипсоида, однако оно применяется для приближенного вычисления энергии магнитов других форм, как находящихся в магнитных системах, так и разомкнутых.

Таким образом, координаты рабочей точки  $B_m$  и  $H_m$  определяют величину плотности магнитной энергии, отдаваемой магнитом во внешнее пространство. Эта плотность магнитной энергии является важнейшей характеристикой магнитно-твердых материалов. Плотность магнитной энергии графически представляют в виде функции либо от индукции в нейтральном сечении магнита, либо от соответствующей ей напряженности поля. Каждой точке кривой размагничивания соответствует произведение  $B_m H_m$ , так что и сама кривая может рассматриваться как выражение плотности магнитной энергии.

В первом приближении задача поверочного расчета как разомкнутого магнита, так и магнитной системы с постоянным магнитом сводится к нахождению координат рабочей точки  $B_m$ ,  $H_m$ , по которым можно найти величину магнитного потока во внешнем пространстве или в рабочем зазоре.

При проектировании магнитов и магнитных систем с постоянными магнитами надо стремиться к тому, чтобы рабочая точка находилась в точке максимальной величины произведения  $BH$ — $(BH)_{\text{макс}}$ , которая является теоретическим пределом отдаваемой единицей объема магнитного материала магнитной энергии.

Если закортить магнитную цепь постоянного магнита магнитопроводом из магнитно-мягкого материала, то рабочая точка переместится не по кривой размагничивания в точку  $B_p$ , а по кривой возврата в точку  $B_p$ . При дальнейших циклах замыкания и размыкания магнита рабочая точка будет перемещаться между точками  $M$  и  $B_p$  по кривой возврата. При частичном (неполном) замыкании магнита, например при установке намагниченного магнита в систему, рабочая точка будет находиться между точками  $M$  и  $B_p$  на кривой возврата, и координаты этой точки  $M_1$ ,  $B_e H_e$  будут определяться, так же как и координаты точки  $M$ , внутренним размаг-

нивающим полем. Кривые возврата при расчетах обычно аппроксимируют прямой линией, проходящей через точки начала и конца кривой  $M$  и  $B_p$ .

Дифференциальная проницаемость на кривой возврата

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} = \rho$$

может быть принята постоянной. Эту проницаемость обычно называют коэффициентом возврата. Величина коэффициента возврата различна для кривых возврата, начинающихся в разных точках на кривой размагничивания. Переход с кривой размагничивания на кривую возврата и обратно всегда имеет плавный характер (рис. 1-4), так что положение начальной точки  $M$  находится с некоторым приближением.

Магнитная энергия на кривых возврата выражается произведением  $B_e H_e$ .

Постоянные магниты при их практическом применении работают как на кривых размагничивания, так и на кривых возврата.

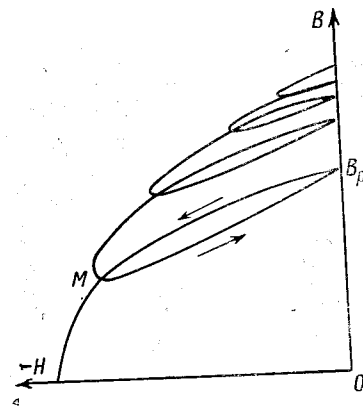


Рис. 1-4. Кривые возврата.

## ГЛАВА ВТОРАЯ

### РАСЧЕТ ПРЯМЫХ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

#### 2-1. Использование для расчета коэффициента размагничивания

При определении коэффициента размагничивания исходят из предположения, что в магнитном теле, в частности в прямом постоянном магните, помещенном в однородное внешнее магнитное поле  $H_e$ , возникает противоположно направленное размагничивающее поле  $H_{\ominus}$ . При этом в теле образуется внутреннее результирующее поле

$$H = H_e - H_{\ominus}. \quad (2-1)$$

Схематическое изображение поля размагничивания цилиндрического тела представлено на рис. 2-1.

Эффект размагничивания для однородно намагниченного тела характеризуется коэффициентом размагничивания  $N$ , определяемым из равенства

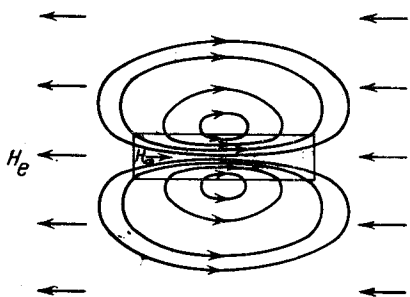
$$H_{\infty} = NJ, \quad (2-2)$$

где  $J$  — намагниченность, соответствующая полю  $H_{\infty}$ .

Из выражения (2-1) следует, что

$$H = H_e - NJ. \quad (2-2a)$$

В этих соотношениях предполагается, что тело намагничено однородно по всему объему. Это может быть обеспечено только



для тел в виде эллипсоида вращения. Для тел других форм, в частности для применяемых на практике магнитов в виде цилиндров или призм, значения коэффициентов размагничивания могут быть найдены как по формулам, выведенным рядом допущений, так и экспериментальным путем.

Теоретические и экспериментальные исследования коэффициента размагничивания проводились многими исследователями (см., например [Л. 6, 11, 12]).

Рис. 2-1. Схематическое изображение размагничивающего поля прямого магнита.

Для основных видов эллипсоида вращения с длиной полуосей  $a$  и  $b$  величина коэффициента размагничивания при намагничивании в направлении, параллельном ( $N_{\parallel}$ ) или перпендикулярном ( $N_{\perp}$ ) оси вращения в системе МКСА (СИ), определяется по следующим формулам [Л. 12]:

#### 1. Сжатый эллипсоид

$$\text{Для сжатого эллипсоида } \frac{a}{b} = p < 1 \quad (2-3)$$

эксцентриситет равен:

$$e_1 = \frac{\sqrt{b^2 - a^2}}{b} = \sqrt{1 - p^2}. \quad (2-4)$$

Коэффициент размагничивания при намагничивании параллельно оси вращения равен:

$$N_{\parallel} = \frac{1}{e_1^2} - \frac{\sqrt{1 - e_1^2}}{e_1^3} \arcsin e_1 = \frac{1}{1 - p^2} - \frac{p}{(1 - p^2)^{3/2}} \arcsin \sqrt{1 - p^2} \quad (2-5)$$

и при намагничивании перпендикулярно оси вращения

$$N_{\perp} = \frac{\sqrt{1 - e_1^2}}{2e_1^3} \arcsin e_1 - \frac{1 - e_1^2}{2e_1^2} = \frac{p}{2(1 - p^2)^{3/2}} \arcsin \sqrt{1 - p^2} - \frac{p^2}{2(1 - p^2)}. \quad (2-6)$$

Для случая  $p \ll 1$ , когда  $p \approx \sqrt{2(1 - e_1)}$ , имеем соответственно:

$$N_{\parallel} \approx 1 - 0,5\pi \sqrt{2(1 - e_1)} \approx 1 - 0,5\pi p \quad (2-5a)$$

и

$$N_{\perp} \approx 0,25\pi \sqrt{2(1 - e_1)} - (1 - e_1) \approx 0,25\pi p - 0,5p^2. \quad (2-6a)$$

#### 2. Вытянутый эллипсоид

Для вытянутых эллипсоидов

$$\frac{a}{b} = p > 1 \quad (2-7)$$

и эксцентриситет равен:

$$e_2 = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} = \frac{\sqrt{p^2 - 1}}{p}. \quad (2-8)$$

Коэффициент размагничивания при намагничивании параллельно оси вращения равен:

$$N_{\parallel} = \frac{1 - e_2^2}{e_2^2} \left( \frac{1}{2e_2} \ln \frac{1 + e_2}{1 - e_2} - 1 \right) = \frac{1}{p^2 - 1} \left[ \frac{p}{\sqrt{p^2 - 1}} \ln(p + \sqrt{p^2 - 1}) - 1 \right] \quad (2-9)$$

и при намагничивании перпендикулярно оси вращения

$$N_{\perp} = \frac{1}{2e_2^2} - \frac{1 - e_2^2}{4e_2^3} \ln \frac{1 + e_2}{1 - e_2} = \frac{p^2}{2(p^2 - 1)} - \frac{p^2}{2(p^2 - 1)^{3/2}} \ln(p + \sqrt{p^2 - 1}). \quad (2-10)$$

Для случая  $p \gg 1$ , когда

$$p \approx \frac{1}{\sqrt{2(1 - e_2)}},$$

имеем соответственно:

$$N_{\parallel} \approx (1 - e_2) [-\ln(1 - e_2) - 1,30685] \approx (\ln 2p - 1)/p^2; \quad (2-9a)$$

$$N_{\perp} \approx 0,5 \{1 - (1 - e_2) [0,69315 - \ln(1 - e_2)]\} \approx 0,5 [1 - (\ln 2p)/p^2]. \quad (2-10a)$$

По этим формулам вычислены значения  $N_{\parallel}$  и  $N_{\perp}$  в зависимости от отношения  $p$  (табл. 2-1). Полученные данные

Таблица 2-1  
Значения коэффициентов размагничивания эллипсоидов вращения с различным отношением осей  $P$

| Сжатый эллипсоид |                       |                     |                        |     |                       |                       | Вытянутый эллипсоид |  |  |  |
|------------------|-----------------------|---------------------|------------------------|-----|-----------------------|-----------------------|---------------------|--|--|--|
| $P$              | $e_s$                 | $N_{II}$            | $N_{I}$                | $P$ | $e_s$                 | $N_{II}$              | $N_{I}$             |  |  |  |
| 0,001            | 0,999999 <sub>5</sub> | 0,9984 <sub>3</sub> | 0,0007843 <sub>9</sub> | 1   | 0                     | 0,3333 <sub>3</sub>   | 0,3333 <sub>3</sub> |  |  |  |
| 0,0015           | 0,999998 <sub>8</sub> | 0,9976 <sub>5</sub> | 0,001175 <sub>8</sub>  | 1,5 | 0,745356              | 0,2329 <sub>9</sub>   | 0,3835 <sub>1</sub> |  |  |  |
| 0,002            | 0,999998 <sub>0</sub> | 0,9968 <sub>7</sub> | 0,001566 <sub>8</sub>  | 2   | 0,866025 <sub>5</sub> | 0,1735 <sub>6</sub>   | 0,4132 <sub>2</sub> |  |  |  |
| 0,003            | 0,999995 <sub>5</sub> | 0,9953 <sub>0</sub> | 0,002347 <sub>2</sub>  | 3   | 0,942809              | 0,1087 <sub>1</sub>   | 0,4456 <sub>5</sub> |  |  |  |
| 0,004            | 0,999992              | 0,9937 <sub>5</sub> | 0,003125 <sub>7</sub>  | 4   | 0,968246              | 0,07540 <sub>7</sub>  | 0,4623 <sub>0</sub> |  |  |  |
| 0,005            | 0,999987              | 0,9922 <sub>0</sub> | 0,003902 <sub>2</sub>  | 5   | 0,979796              | 0,05582 <sub>1</sub>  | 0,4720 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,006            | 0,999982              | 0,9906 <sub>5</sub> | 0,004676 <sub>7</sub>  | 6   | 0,986013              | 0,04323 <sub>0</sub>  | 0,4783 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,007            | 0,999975 <sub>5</sub> | 0,9891 <sub>0</sub> | 0,005449 <sub>3</sub>  | 7   | 0,989743              | 0,03460 <sub>9</sub>  | 0,4827 <sub>0</sub> |  |  |  |
| 0,008            | 0,999968              | 0,9875 <sub>6</sub> | 0,006219 <sub>9</sub>  | 8   | 0,992157              | 0,02842 <sub>1</sub>  | 0,4857 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,009            | 0,999960              | 0,9860 <sub>2</sub> | 0,006988 <sub>6</sub>  | 9   | 0,993808              | 0,02381 <sub>6</sub>  | 0,4880 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,01             | 0,999950              | 0,9844 <sub>9</sub> | 0,007755 <sub>3</sub>  | 10  | 0,994987              | 0,02028 <sub>6</sub>  | 0,4898 <sub>6</sub> |  |  |  |
| 0,015            | 0,999887 <sub>5</sub> | 0,9767 <sub>7</sub> | 0,011156 <sub>0</sub>  | 15  | 0,997775              | 0,01074 <sub>9</sub>  | 0,4946 <sub>3</sub> |  |  |  |
| 0,02             | 0,999800              | 0,9693 <sub>7</sub> | 0,01531 <sub>7</sub>   | 20  | 0,998749              | 0,006749 <sub>1</sub> | 0,4966 <sub>3</sub> |  |  |  |
| 0,03             | 0,999550              | 0,9546 <sub>3</sub> | 0,02268 <sub>4</sub>   | 30  | 0,999444              | 0,003444 <sub>2</sub> | 0,4982 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,04             | 0,999200              | 0,9402 <sub>2</sub> | 0,02988 <sub>8</sub>   | 40  | 0,999687 <sub>5</sub> | 0,002115 <sub>5</sub> | 0,4989 <sub>4</sub> |  |  |  |

Продолжение табл. 2-1

| Сжатый эллипсоид |                       |                     |                      |       |                       |                          | Вытянутый эллипсоид |  |  |  |
|------------------|-----------------------|---------------------|----------------------|-------|-----------------------|--------------------------|---------------------|--|--|--|
| $P$              | $e_s$                 | $N_{II}$            | $N_{I}$              | $P$   | $e_s$                 | $N_{II}$                 | $N_{I}$             |  |  |  |
| 0,05             | 0,998749              | 0,9261 <sub>8</sub> | 0,03691 <sub>0</sub> | 50    | 0,999800              | 0,001443 <sub>0</sub>    | 0,4992 <sub>8</sub> |  |  |  |
| 0,06             | 0,998198              | 0,9124 <sub>8</sub> | 0,04376 <sub>2</sub> | 60    | 0,999861              | 0,001052 <sub>5</sub>    | 0,4994 <sub>7</sub> |  |  |  |
| 0,07             | 0,997547              | 0,8991 <sub>0</sub> | 0,05045 <sub>2</sub> | 70    | 0,999898              | 0,0008046 <sub>7</sub>   | 0,4996 <sub>0</sub> |  |  |  |
| 0,08             | 0,996795              | 0,8860 <sub>3</sub> | 0,05698 <sub>5</sub> | 80    | 0,999922              | 0,0006369 <sub>0</sub>   | 0,4996 <sub>6</sub> |  |  |  |
| 0,09             | 0,995942              | 0,8732 <sub>7</sub> | 0,06336 <sub>5</sub> | 90    | 0,999938              | 0,0005182 <sub>4</sub>   | 0,4997 <sub>4</sub> |  |  |  |
| 0,1              | 0,994987              | 0,8608 <sub>0</sub> | 0,06959 <sub>9</sub> | 100   | 0,999950              | 0,0004299 <sub>0</sub>   | 0,4997 <sub>0</sub> |  |  |  |
| 0,15             | 0,988686              | 0,8019 <sub>7</sub> | 0,09901 <sub>7</sub> | 150   | 0,999978              | 0,0002090 <sub>7</sub>   | 0,4999 <sub>0</sub> |  |  |  |
| 0,2              | 0,979796              | 0,7504 <sub>8</sub> | 0,1247 <sub>6</sub>  | 200   | 0,999987              | 0,0001247 <sub>9</sub>   | 0,4999 <sub>7</sub> |  |  |  |
| 0,3              | 0,953939              | 0,6613 <sub>5</sub> | 0,1693 <sub>3</sub>  | 300   | 0,999994              | 0,00005996 <sub>7</sub>  | 0,4999 <sub>0</sub> |  |  |  |
| 0,4              | 0,916515              | 0,5881 <sub>5</sub> | 0,2059 <sub>2</sub>  | 400   | 0,999997              | 0,00003552 <sub>9</sub>  | 0,4999 <sub>5</sub> |  |  |  |
| 0,5              | 0,866025 <sub>5</sub> | 0,5272 <sub>0</sub> | 0,2364 <sub>0</sub>  | 500   | 0,999998 <sub>0</sub> | 0,00002363 <sub>1</sub>  | 0,4999 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,6              | 0,800000              | 0,4758 <sub>3</sub> | 0,2620 <sub>9</sub>  | 600   | 0,999998 <sub>6</sub> | 0,00001691 <sub>7</sub>  | 0,4999 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,7              | 0,714143              | 0,4320 <sub>6</sub> | 0,2839 <sub>7</sub>  | 700   | 0,999999 <sub>0</sub> | 0,00001274 <sub>3</sub>  | 0,4999 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,8              | 0,600000              | 0,3944 <sub>3</sub> | 0,3027 <sub>8</sub>  | 800   | 0,999999 <sub>3</sub> | 0,000009965 <sub>2</sub> | 0,4999 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 0,9              | 0,435890              | 0,3618 <sub>2</sub> | 0,3190 <sub>9</sub>  | 900   | 0,999999 <sub>4</sub> | 0,000008019 <sub>2</sub> | 0,4999 <sub>9</sub> |  |  |  |
| 1                | 0                     | 0,3333 <sub>3</sub> | 0,3333 <sub>3</sub>  | 1 000 | 0,999999 <sub>5</sub> | 0,000006600 <sub>0</sub> | 0,4999 <sub>9</sub> |  |  |  |



представлены также в виде кривых на рис. 2-2. Значения  $N_{||}$  и  $N_{\perp}$  для некоторых частных случаев эллипсоида вращения сведены в табл. 2-2.

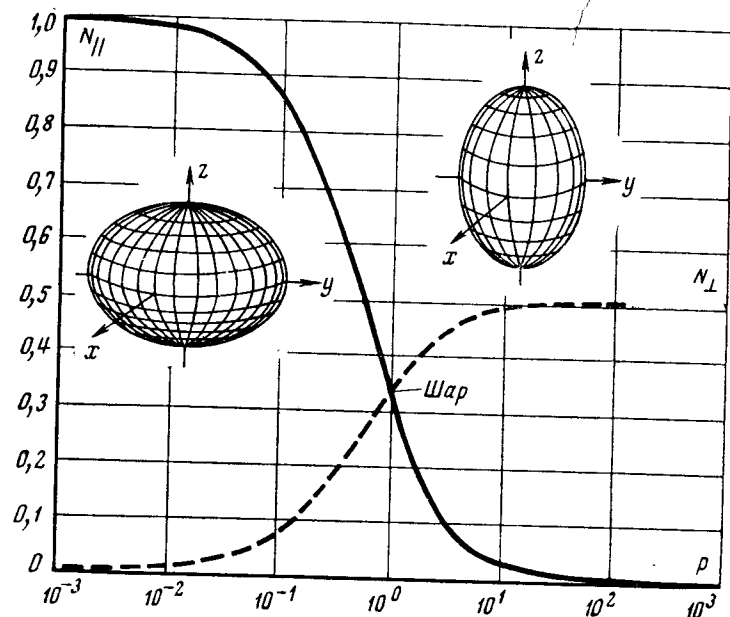


Рис. 2-2. Зависимость коэффициентов размагничивания  $N_{||}$  и  $N_{\perp}$  от отношения осей  $p$  эллипсоидов вращения.

Таблица 2-2  
Значения коэффициентов размагничивания эллипсоидов вращения в некоторых частных случаях

| Наименования                            | $p$      | $e_1$ | $e_2$ | $N_{  }$ | $N_{\perp}$ |
|---|----------|-------|-------|----------|-------------|
| Бесконечно тонкий диск (пластина)       | 0        | 1     | —     | 1/2      | 0           |
| Шар                                     | 1        | 0     | 0     | 1/2      | 1/2         |
| Бесконечно длинный эллипсоид (стержень) | $\infty$ | —     | 1     | 0        | 1/2         |

Рядом авторов производилось определение коэффициентов размагничивания для цилиндрических образцов в зависимости от отношения  $m = l_m/2R$  (где  $l_m$  — длина

и  $R$  — радиус сечения образцов) и магнитной проницаемости материала  $\mu$ . Соответствующие данные в виде кривых представлены на рис. 2-3.

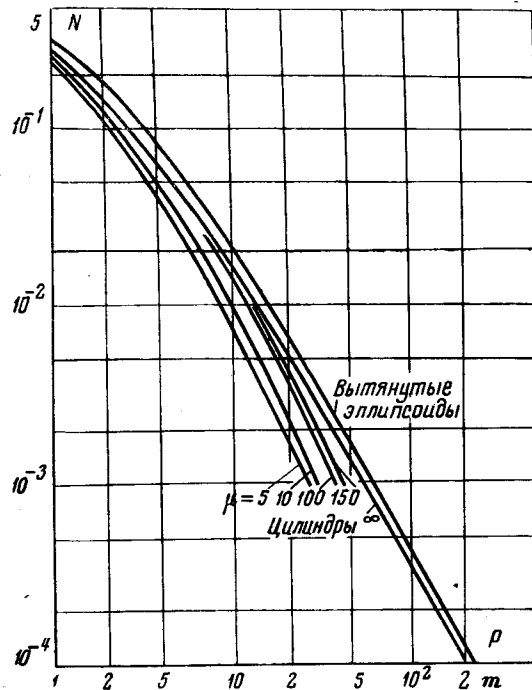


Рис. 2-3. Зависимость коэффициента размагничивания от отношения  $m$  для цилиндрических образцов с различной проницаемостью (направление намагничивающего поля совпадает с длиной образцов,  $m$  — отношение длины к диаметру). Для сравнения приведена соответствующая кривая для эллипсоидов вращения ( $p$  — отношение осей).

## 2-2. Определение положения рабочей точки прямых магнитов методом вычисления проводимости

Магнитный поток в нейтральном сечении и м. д. с. на концах магнита связаны соотношением

$$\Phi_m = G_{\Sigma} F_m \quad (2-11a)$$

или

$$B_m s_m = G_{\Sigma} H_m l_m, \quad (2-11б)$$

где  $H_m$  — напряженность поля, приведенная к концам магнита,

2—1579

Миклашев а державна  
ОБЛАСТНА БИБЛИОТЕКА  
им. Олексиа ГИРЬОВА

откуда

$$G_{\Sigma} = \frac{B_m s_m}{H_m l_m}, \quad (2-11в)$$

где  $G_{\Sigma}$  — общая проводимость магнита.

Общая проводимость магнита является величиной, обратной коэффициенту размагничивания (система СГС).

Паркер [Л. 13] определяет общую проводимость для магнитов разных конфигураций, предполагая, что у концов магнитов находятся сферические магнитные полюса и что проводимость магнита

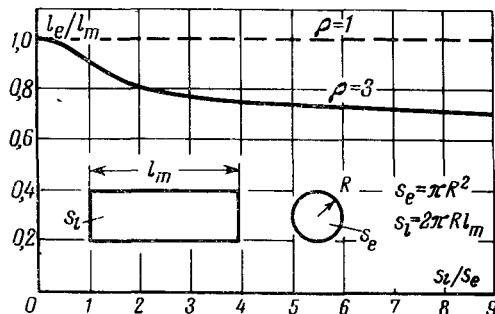


Рис. 2-4. Зависимость отношения  $l_e/l_m$  от  $s_i/s_e$ .

равна электростатической емкости между этими полюсами. Для вычисления величин проводимости находится зависимость между отношениями эффективного расстояния  $l_e$  между полюсами к длине магнита  $l_m$  и площади боковой поверхности  $s_i$  к площади торцов  $s_e$  для магнитов из материалов с различными коэффициентами возврата (рис. 2-4). Оказалось, что расстояние  $l_e$  зависит от материала магнита и для материалов с коэффициентом возврата  $\rho \approx 1$ , например для ферритов бария, примерно равно фактической длине магнита  $l_m$ .

Для цилиндрических образцов диаметром  $2R$ , намагниченных по длине, положение рабочей точки определяется по формуле (система СГС)

$$\frac{B_m^*}{H_m} = \frac{l_e}{R^2} \sqrt{R(R+l_m)}. \quad (2-12)$$

Построенные по этой формуле кривые зависимости отношения  $B_m/H_m$  от  $l_m/2R$  для образцов из сплавов типа аллико (кривая 1) и ферритов бария (кривая 2) представлены на рис. 2-5.

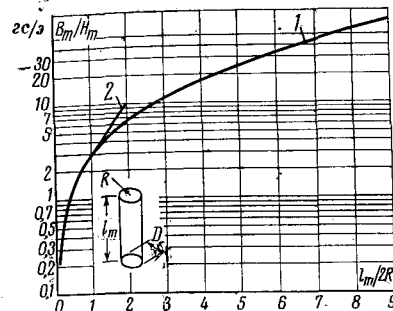


Рис. 2-5. Зависимость отношения  $B_m/H_m$  от  $l_m/2R$  для продольно намагниченных цилиндрических магнитов.

1 — сплавы типа аллико; 2 — феррит бария.

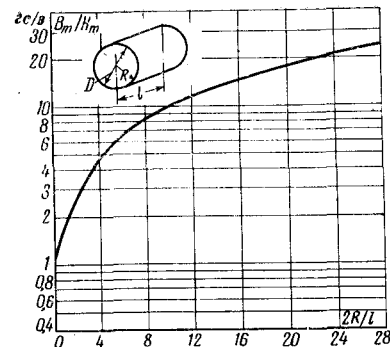


Рис. 2-6. Зависимость отношения  $B_m/H_m$  от  $2R/l$  для радиально намагниченных цилиндрических магнитов из сплавов типа аллико.

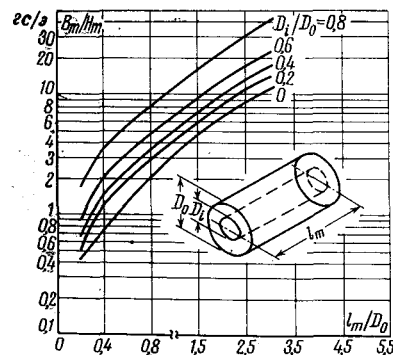


Рис. 2-7. Зависимость отношения  $B_m/H_m$  от  $l_m/D_0$  для продольно намагниченных трубчатых магнитов из сплавов типа аллико.

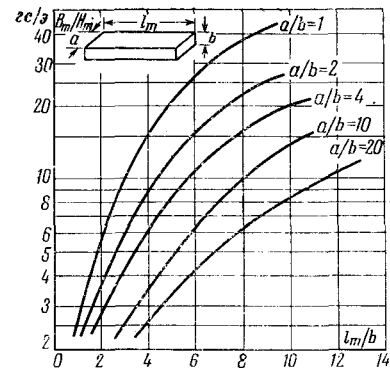


Рис. 2-8. Зависимость отношения  $B_m/H_m$  от  $l_m/b$  для магнитов в виде прямых брусьев или призм из сплавов типа аллико.

\* Обычно у отношения  $B_m/H_m$  знак минус опускается.

Для радиально намагниченного цилиндрического образца длиной  $l$  формула имеет вид:

$$\frac{B_m}{H_m} = \frac{\pi l_e}{2Rl} \sqrt{R(R+l)}, \quad (2-13)$$

где  $l_e = 8R/l$ .

Соответствующая кривая зависимости отношения  $B_m/H_m$  от  $2R/l$  для магнитов из сплавов типа аллико приведена на рис. 2-6.

Для продольно намагниченного трубчатого магнита с внутренним диаметром  $D_i$  и внешним  $D_o$  формула имеет вид:

$$\frac{B_m}{H_m} = \frac{0,7l_e}{D_o^2 - D_i^2} \sqrt{\frac{l_m(D_o - D_i)}{2} + \frac{(D_o^2 + D_i^2)}{4}}. \quad (2-14)$$

Вычисленные по этой формуле зависимости отношения  $B_m/H_m$  от  $l_m/D_o$  для магнитов из сплавов типа аллико с различными значениями  $D_i/D_o$  приведены в виде графиков на рис. 2-7.

Для магнитов из сплавов типа аллико в виде прямых брусков или прямых призм с различным поперечным сечением зависимость величины  $B_m/H_m$  от отношения длины образца к наименьшей стороне сечения представлена на рис. 2-8. В качестве параметра взято отношение сторон поперечного сечения  $\frac{a}{b} \geq 1$ .

### 2-3. Расчет прямых магнитов по Скотту

Скотт [Л. 14] для расчета прямых магнитов предложил номограмму, основанную на результатах экспериментального исследования прямых магнитов прямоугольного сечения из хромистой, вольфрамовой и кобальтовых сталей. Исследование заключалось в определении отношения индукции в нейтральном сечении  $B_m$  к остаточной индукции  $B_r$  в зависимости от длины магнита. По полученным данным строилась графическая зависимость  $B_m/B_r$  от

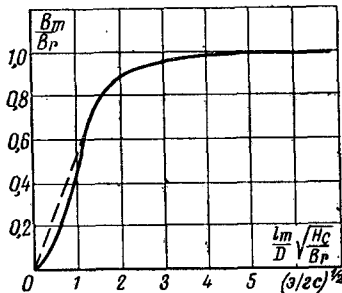


Рис. 2-9. Кривая зависимости отношения  $B_m/B_r$  от

$$\frac{l_m}{D} \sqrt{\frac{H_c}{B_r}} \text{ по Скотту.}$$

касательная, проведенная из начала координат к полученной кривой, касается последней в точке, соответствующей точке  $(BH)_{\text{макс}}$  на кривой размагничивания. Отношение  $\frac{l_m}{D} \sqrt{\frac{H_c}{B_r}}$  для этой точки равно 1,25 и отношение  $B_m/B_r = 0,65$ .

В результате обобщения данных эксперимента построена номограмма (в системе единиц СГС) (рис. 2-10). Практическое использование номограммы рассмотрим на примере расчета прямого маг-

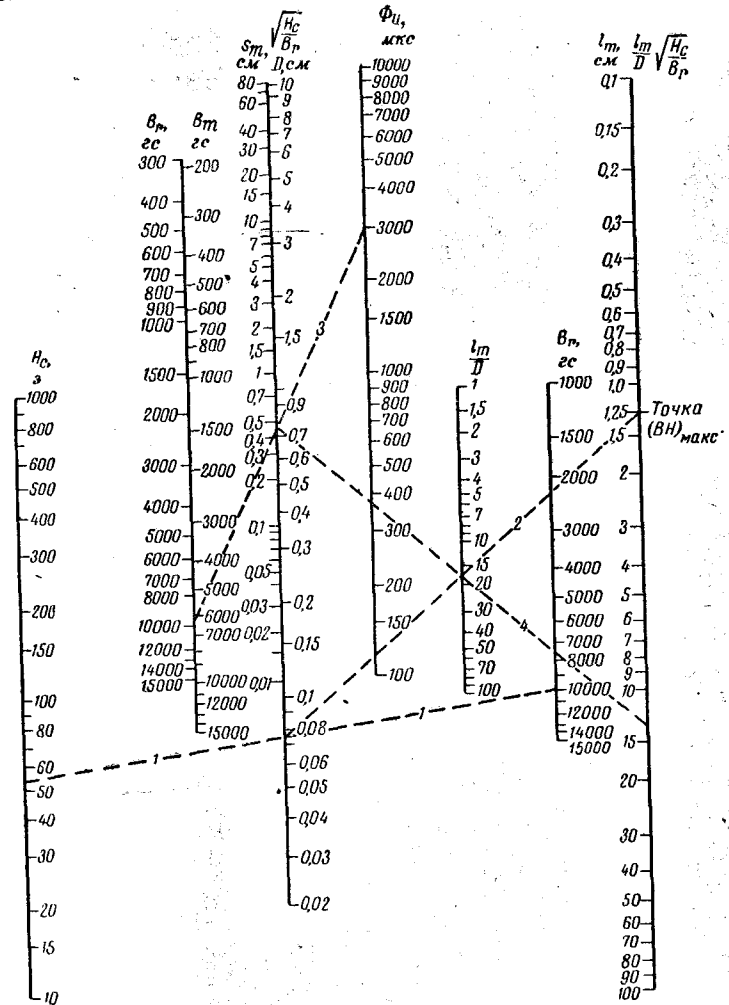


Рис. 2-10. Номограмма для расчета прямых магнитов из хромистой, вольфрамовой и кобальтовых сталей по Скотту.

нита из стали, имеющей остаточную индукцию  $B_r = 10\,000$  гс и coercitive силу  $H_c = 54$  э. Требуется определить минимальные размеры магнита, при которых поток в нейтральном сечении будет равен 3 000 мкс.

Первый этап расчета состоит в графическом определении величины  $\sqrt{\frac{H_c}{B_r}}$ . Для этого соединяем прямой 1 точку 54'а на шкале  $H_c$  с точкой 10,000  $гс$  на правой шкале  $B_r$ . Точка пересечения этой прямой со шкалой  $\sqrt{\frac{H_c}{B_r}}$  дает величину 0,075. Далее находим оптимальное отношение  $l_m/D$ , для которого величина  $\frac{l_m}{D} \sqrt{\frac{H_c}{B_r}} = 1,25$ , для чего проводим прямую 2, соединяющую найденную точку на шкале  $\sqrt{\frac{H_c}{B_r}}$  с точкой 1,25 на шкале  $\frac{l_m}{D} \sqrt{\frac{H_c}{B_r}}$ . Получаем:  $l_m/D = 17$ .

Определение диаметра магнита  $D$  производится по прямой 3, соединяющей точку, которая соответствует потоку в 3 000  $мкс$  на шкале  $\Phi_a$ , и точку на шкале  $B_m$  со значением  $B_m = 0,65 B_r$  (в нашем случае — 6 500  $гс$ ). Пересечением прямой 3 со шкалами  $s_m$  и  $D$  определяют площадь поперечного сечения и диаметр рассчитываемого магнита, в нашем случае  $S_m = 0,45 \text{ см}^2$  и  $D = 0,76 \text{ см}$ . В заключение производится определение длины магнита, для чего проводится прямая 4 через найденные точки  $D$  и  $l_m/D$  до пересечения со шкалой  $l_m$ , что дает  $l_m = 13 \text{ см}$ .

Скотт указал на возможность использования предложенной им помограммы и для расчета магнитов с замкнутой внешней цепью при замене геометрической длины магнита  $l_m$  эффективной длиной  $l_e$ , которая по величине равна длине прямого магнита из того же материала, равного поперечного сечения, с той же индукцией  $B_m$  в нейтральном сечении, что и у данного магнита.

Эленбаас [Л. 15] показал, что экспериментальные кривые Скотта могут быть получены расчетным путем при аппроксимации коэффициента размагничивания для эллипсоида вращения.

## 2.4. Эмпирическая формула Андерхилла

Для нахождения отношения  $B_m/H_m$  прямых магнитов Андерхилл [Л. 7, 16] рекомендует эмпирическую формулу (система единиц СГС):

$$\frac{B_m}{H_m} = (1,89 - a) \left( \frac{l_m}{D} + a \right)^{1,82}, \quad (2-15)$$

где

$$a = 2 \sqrt{\frac{B_r H_c}{B_m H_m}} - \frac{B_r H_c}{B_m H_m}; \quad (2-16)$$

$D$  — эффективный диаметр магнита, равный

$$D = \frac{2\sqrt{S_m}}{\pi};$$

$a$  является величиной, постоянной для каждого типа материала.

Указывается, что эта формула дает значения  $B_m/H_m$  с достаточной для практики точностью. Повышенная погрешность наблюдается при сравнительно небольших отношениях  $l_m/D$ .

## 2.5. Использование прямых магнитов для создания магнитных полей в цилиндрических объемах

Прямые магниты используются для создания однородных магнитных полей в цилиндрических объемах, длина которых значительно больше диаметра [Л. 17]. Для этого в магните в направлении его длины выполняется цилиндрическое отверстие, и если

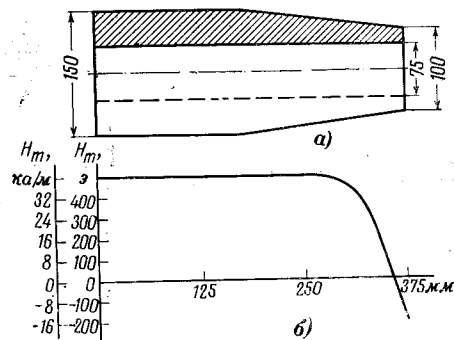


Рис. 2-11. Прямой магнит из сплава аллико 5 с внутренним рабочим отверстием (а) и кривая напряженности поля в отверстии (б).

длина отверстия велика по сравнению с диаметром, то можно считать, что напряженность поля будет направлена аксиально и равна по величине напряженности поля в рабочей точке магнита на кривой размагничивания. Практически площадь отверстия не должна превышать 15% от площади поперечного сечения магнита. Для уменьшения объема и веса предлагается выполнение концов магнита в виде усеченного конуса.

В качестве примера на рис. 2-11,а приведен эскиз трубчатого магнита из сплава аллико 5, а на рис. 2-11,б показано распределение магнитного поля во внутреннем объеме.

Определение положения рабочей точки магнита производится одним из способов для прямых магнитов, рассмотренных выше, в частности при помощи коэффициента размагничивания или кривых, дающих отношение  $B_m/H_m$  в зависимости от размеров магнита. Равномерность поля нарушается из-за краевых эффектов у концов магнита, так как поле вне магнита направлено противоположно полю внутри магнита. Уменьшение краевого эффекта достигается применением полюсных наконечников из магнитно-мягких материалов.

Распределение магнитного поля у концов зависит от коэффициента возврата материала магнита [Л. 18]. У магнитов из материалов

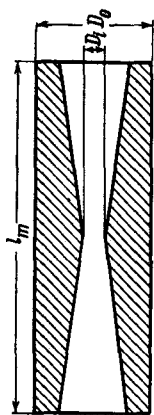


Рис. 2-13. Трубочатый магнит с конусным отверстием.

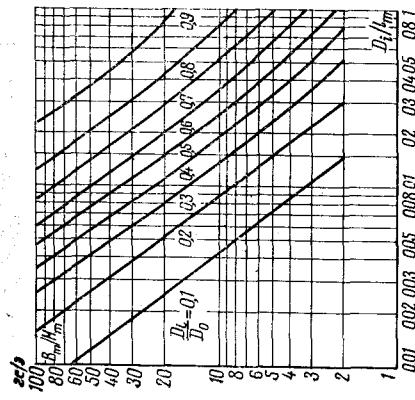


Рис. 2-14. Номограмма для расчета трубочатых магнитов по Глассу.

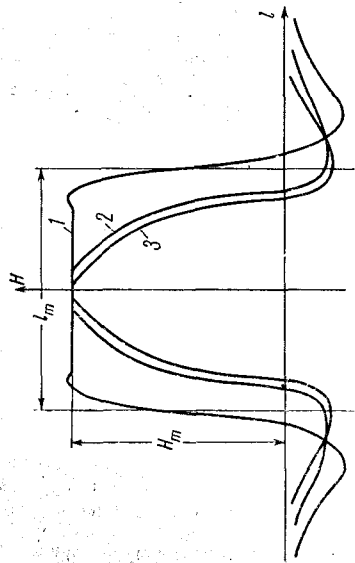


Рис. 2-12. Зависимость напряженности поля во внутреннем отверстии трубочатого магнита от его материала.

1 — феррит бария ( $\rho = 1,05 - 1,2$ ); 2 — аллико 7 ( $\rho = 2,5 - 3,0$ ); 3 — аллико 6 ( $\rho = 4 - 5$ ).

с небольшим значением коэффициента возврата, например из феррита бария, переходная область имеет меньшую длину по сравнению с магнитами из материалов с большими величинами коэффициента возврата, например, из железо-алюминиевых сплавов. Качественно это явление иллюстрируется рис. 2-12.

Гласс [Л. 19] для создания магнитного поля в цилиндрическом объеме предложил выполнять трубочатый магнит с внутренними двусторонними конусами (рис. 2-13), указывая, что такая форма отверстия не нарушает равномерности поля и дает экономию в объеме и весе магнита. Для упрощения расчета используется номограмма (система единиц СГС), дающая зависимость отношения  $B_m/H_m$  от отношения внутреннего диаметра  $D_i$  к длине рабочего отверстия (магнита)  $l_m$  для различных значений отношений внутреннего диаметра к наружному  $D_0$  (рис. 2-14). Расчет магнита по номограмме производится следующим образом: задаются величина требуемой напряженности магнитного поля  $H_m$  и размеры рабочего зазора (внутреннего конусного отверстия)  $D_i$  и  $l_m$ . Выбирается материал магнита и по кривой размагничивания определяется величина  $B_m$ , соответствующая заданной напряженности поля  $H_m$ . Лучшим материалом будет считаться тот, у которого при заданной величине  $H_m$  будет иметься наибольшая индукция  $B_m$ . Далее по номограмме по отношениям  $B_m/H_m$  и известному отношению  $D_i/l_m$  находится отношение  $D_i/D_0$ , по которому вычисляется наружный диаметр  $D_0$ .

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ

### РАСЧЕТ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

#### 3-1. Общие положения

В дальнейшем, если это не будет особо оговорено, мы ограничимся рассмотрением систем с постоянными магнитами, работающих в статическом режиме, т. е. таких систем, у которых при эксплуатации параметры или размеры внешней цепи практически не изменяются. В качестве примеров таких систем можно назвать магнитные системы для электроизмерительных приборов, громкоговорителей, микрофонов и др.

Для расчета статических магнитных систем многими авторами были предложены различные методы расчета, которые рассматриваются ниже. Изложение материала ведется в форме, близкой к оригиналу, в связи с чем в ряде случаев используется система единиц СГС.

Во всех без исключения способах расчета предполагается, что поверхности, образующие рабочий зазор, являются эквипотенциальными.

Большинство способов расчета относится к случаю работы магнита на основной кривой размагничивания, где достигается наибольшее использование материала магнита. При этом предполагается, что намагничивание постоянного магнита является полным, т. е. при намагничивании во всем объеме магнита создается напряженность поля, достаточная для технического насыщения материала магнита.

Величины магнитного потока или индукции в рабочем зазоре, если особо не оговорено, усредняются по его поперечному сечению.

Большое практическое значение при оценке того или иного способа расчета имеет точность, даваемая им, и трудоемкость. Если трудоемкость можно примерно оценить из рассмотрения основных положений и практических рекомендаций по расчету, приводимых ниже, то вопрос о точности остается не совсем ясным. Каждый из авторов, как правило, считает, что его способ является наилучшим и дает хорошие результаты.

Возможная точность расчета магнитных систем с постоянными магнитами зависит от многих факторов.

Магнитные свойства материалов постоянных магнитов в значительной степени зависят от химического состава, термообработки, величины магнитов и пр. В действующих стандартах, как отечественных (см. приложения 2 и 3), так и зарубежных, оговариваются только минимальные значения остаточной индукции  $B_r$ , коэрцитивной силы  $H_c$  и плотности магнитной энергии  $(BH)_{\max}$ . Магниты даже из одной плавки могут иметь различные свойства и, следовательно, отличающиеся друг от друга кривые размагничивания, не совпадающие с кривой, рекомендуемой для применения при расчете. Обычно магнитные свойства материала определяются с погрешностью, достигающей 5%. В отливках часто образуются раковины, уменьшающие действующие сечения и длину магнита. В местах соединения отдельных деталей магнитопровода возможно образование дополнительных зазоров, увеличивающих магнитное сопротивление цепи. Вследствие этих причин практически считается удивительным расхождение расчетных данных с экспериментальными не более чем на  $\pm 10\%$ . Если также учесть, что погрешность измерения абсолютного значения магнитного потока в готовой системе достигает  $\pm 5\%$ , то общая ошибка расчета может доходить до

$\pm 15\%$ . Поэтому относительную ошибку до  $\pm 15\%$  следует считать допустимой. В эти цифры входит также и ошибка, вносимая графическим построением, которая, по-видимому, не может быть менее 1—2%.

Некоторые из авторов указывают, что точность расчета по предлагаемым ими методам составляет 5 или даже 3%. В связи со сказанным выше эти цифры кажутся маловероятными.

### 3-2. Применение теории подобия

В применении к постоянным магнитам теорию подобия можно сформулировать следующим образом [Л. 11]. Одинаково намагниченные магниты из одинакового материала с геометрически подобными размерами создают в соответствующих точках пространства одинаковую индукцию. Для систем с постоянными магнитами эта формулировка несколько видоизменяется: система с геометрически подобными размерами с одинаково намагниченными магнитами из одинакового материала создает в рабочем зазоре равные величины индукции. При этом имеется в виду, что магниты работают на основной кривой размагничивания и одинаковость намагничивания их материала обеспечивается по совпадению соответствующих кривых размагничивания.

При оценке геометрического подобия следует учитывать, что решающим здесь является отношение длины магнита  $l_m$  к площади его поперечного сечения  $s_m$ , а форма магнита и форма его поперечного сечения являются второстепенными факторами, не нарушающими в большинстве случаев подобия систем.

Магнитные потоки, создаваемые подобными магнитами, пропорциональны квадрату их линейных размеров.

Способ расчета магнитных систем, основанный на подобии или аналогии, долгое время являлся единственным, применявшимся на практике, причем до конца прошлого века подобие оценивалось весьма приближенно. Теория подобия имеет большое значение и в настоящее время, когда она используется при моделировании систем в уменьшенном или увеличенном масштабе. Подобие может частично нарушаться из-за различия (по технологическим причинам) магнитных свойств магнитов, изготавливаемых из одного и того же материала, но имеющих различные размеры.

Критерии подобия для некоторых случаев применения постоянных магнитов и магнитных систем с постоянными магнитами рассмотрены И. М. Кирко [Л. 20].

### 3-3. Способы расчета, основанные на представлении о магните как источнике постоянной м. д. с.

а) Способ Буша. Начало научно-обоснованному расчету магнитных систем с постоянными магнитами было положено в 1901 г. Бушем [Л. 21, 22], который предложил использовать для определения индукции или потока в рабочем зазоре системы кривую размагничивания материала магнита, а сам магнит рассматривать как

источник постоянной м. д. с., равной произведению длины магнита  $l_m$  на коэрцитивную силу материала  $H_c$ .

Буш впервые вводит учет потоков рассеяния, считая, что поток в нейтральном сечении магнита больше потока в рабочем зазоре на некоторую величину, определяемую опытным путем. [Современные методы расчета учитывают эту величину коэффициентом рассеяния  $\sigma$  (§ 3-5)].

Предложение Буша о том, что магнит является источником постоянной м. д. с., равной произведению  $H_c l_m$ , используется некоторыми авторами и в настоящее время [Л. 23].

Вайсхелл [Л. 24] экспериментально показал влияние магнитного сопротивления рабочего зазора на величину и распределение магнитных потоков в системе.

Хике [Л. 25] предложил определять длину магнита из соотношения

$$H_m l_m = B_m \Delta \quad (3-1)$$

путем проведения на чертеже кривой размагничивания прямой под углом  $\alpha$  к оси  $H$  до пересечения с кривой размагничивания (рис. 3-1), причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l_m}{\Delta}, \quad (3-2)$$

где  $\Delta$  — длина рабочего зазора.

б) **Способ Фишера.** В. Фишер [Л. 26] ввел определение коэффициента рассеяния при помощи построения картины поля (см. § 3-5) и предложил графическое определение положения рабочей точки на кривой размагничивания. Общая м. д. с. магнита  $F_m$  по Фишеру равна  $H_c l_m$  и расходится на сопротивлениях магнита  $H' l_m$ , полюсных наконечников  $H_n l_n$  и рабочего зазора ( $H_u \Delta$ ):

$$F_m = H_c l_m = H' l_m + H_n l_n + H_u \Delta. \quad (3-3)$$

Предположив, что падение м. д. с.  $H_n l_n$  в полюсных наконечниках мало, получаем:

$$H_c = H' + H_u \frac{\Delta}{l_m}. \quad (3-4)$$

Магнитный поток в рабочем зазоре равен:

$$B_u s_\Delta = \frac{1}{\sigma} B_m s_m, \quad (3-5)$$

где  $s_\Delta$  — площадь сечения рабочего зазора;

$$H_c = H' + B_m \frac{s_m \Delta}{\sigma s_\Delta l_m}. \quad (3-6)$$

Для нахождения положения рабочей точки проводим на чертеже кривой размагничивания (рис. 3-1) прямую под углом  $\alpha$  к оси абсцисс, причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{s_\Delta l_m \sigma}{s_m \Delta}. \quad (3-7)$$

Точка пересечения этой прямой с кривой размагничивания удовлетворяет (3-6).

Если известны величины  $\Delta$ ,  $s_\Delta$ ,  $l_m$ ,  $s_m$  и  $\sigma$ , то далее можно произвести расчет системы. Различные способы нахождения коэффициента рассеяния рассмотрены в § 3-5.

### 3-4. Аналитический метод определения магнитных потоков рассеяния

а) **Способы Эвершеда.** Способы расчета Эвершеда [Л. 27] разработаны для магнитных систем с относительно длинными подковообразными или кольцевыми магнитами из углеродистой или вольфрамовой стали. Предполагается, что магнит работает на основной кривой размагничивания, т. е. намагничивание осуществляется после окончательной сборки системы. Падение м. д. с. в магнитопроводе и полюсных наконечниках не учитывается.

Общий поток, создаваемый постоянным магнитом, делится на два потока: полезный поток в рабочем зазоре  $\Phi_u$ , и поток рассеяния  $\Phi_s$ , замыкающийся во внешнем пространстве вне рабочего зазора. Здесь под  $\Phi_s$  понимается как магнитный поток рассеяния вблизи рабочего воздушного зазора, так и магнитный поток рассеяния самого магнита.

Магнитная энергия в рабочем зазоре равна:

$$W = \frac{\Phi_u F_u}{8\pi}. \quad (3-8)$$

Далее вводятся понятия полезной магнитной проводимости рабочего зазора  $G_u$  и магнитной проводимости рассеяния  $G_s^*$ , через которые определяется полезный поток в рабочем зазоре:

$$\Phi_u = G_u F_u \quad (3-9)$$

и поток рассеяния

$$\Phi_s = G_s F_u. \quad (3-10)$$

\* Расчет магнитных проводимостей приводится в ряде работ [Л. 1—3].

Первый способ расчета — способ отношений

Этот способ расчета, получивший название «способа отношений», по теоретическим предпосылкам вполне справедлив для идеального подковообразного постоянного магнита, т. е. такого магнита, в котором индукция постоянна в любом поперечном сечении, проведенном перпендикулярно оси магнита. В этом случае магнитный поток рассеяния самого магнита  $\Phi_{sm}$  учитывается уменьшением площади поперечного сечения магнита.

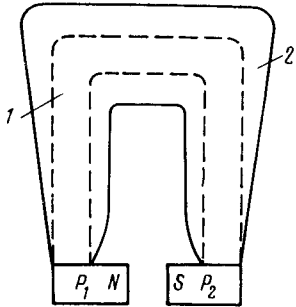


Рис. 3-2. Идеальный постоянный магнит с равномерной индукцией по поперечному сечению.

1 — центральная часть (сердечник); 2 — рукав утечки;  $P_1, P_2$  — полюсные наконечники.

Предполагается, что идеальный магнит (рис. 3-2) состоит из двух частей, имеющих различные назначения: центральной части (или сердечника) 1 с одинаковым поперечным сечением по всей длине и трубчатой части (рукава утечки) 2 с постепенно уменьшающейся площадью поперечного сечения. Полезный поток в рабочем зазоре создается центральной частью, а трубчатая часть образует поток рассеяния от одной ветви магнита к другой. Центральный сердечник и «рукав» утечки рассматриваются как отдельные магниты.

При обозначении длины и площади поперечного сечения центральной части магнита через  $l_m$  и  $s_m$  соответственно получаем уравнения, необходимые для определения магнитной энергии:

$$\Phi_u = B_m s_m; \quad (3-11)$$

$$F_u = H_m l_m. \quad (3-12)$$

Отсюда следует, что для того чтобы получить требуемый магнитный поток в рабочем зазоре, следует задать некоторым значением индукции  $B_m < B_r$ , и если сечение сердечника будет равно

$$s_m = \frac{\Phi_u}{B_m}, \quad (3-13)$$

то в зазоре будет обеспечиваться поток  $\Phi_u$ .

Для получения необходимой м. д. с.  $F_u$  длина сердечника должна быть равна:

$$l_m = \frac{F_u}{H_m}, \quad (3-14)$$

где  $H_m$  — напряженность поля, создаваемая магнитом при индукции  $B_m$ .

Учитывая, что  $B_m$  и  $H_m$  связаны кривой размагничивания, получаем, что при выборе величины индукции  $B_m$ , близкой к  $B_r$ , площадь сечения  $s_m$  будет иметь минимальное значение, но так как  $H_m$  в этом случае будет небольшой, то длина сердечника будет сравнительно большой. Для другого крайнего случая, при небольшой индукции  $B_m$ , площадь  $s_m$  должна быть большой. Между этими двумя крайними случаями может быть, таким образом, выбрано любое число сердечников различных размеров и, естественно, различных объемов, из которых каждый будет создавать необходимые магнитный поток и м. д. с.

Следовательно, если объем или вес постоянного магнита в данной системе не имеет значения, то возможно выбирать размеры «наугад», исходя из аналогии с подобными системами и проверять получаемые результаты по (3-11) и (3-12).

Для определения минимального объема постоянного магнита, создающего заданную величину магнитного потока в рабочем зазоре, следует перемножить (3-11) и (3-12). При этом получается первое основное уравнение Эвершеда — уравнение энергии

$$\Phi_u F_u = B_m H_m s_m l_m. \quad (3-15)$$

Здесь  $\Phi_u F_u$  — величина энергии (в условных единицах), создаваемой во внешнем рабочем зазоре магнитом объема  $l_m s_m$  без рассеяния потока с индукцией в нем  $B_m$  и напряженностью поля  $H_m$ .

Произведение  $B_m H_m$  пропорционально плотности магнитной энергии. Для получения минимального объема магнита произведение  $B_m H_m$  должно иметь максимальную величину —  $(BH)_{\max}$ . Если обозначить через  $B_m$  и  $H_m$  индукцию и напряженность поля, соответствующие точке  $(BH)_{\max}$ , то оптимальные размеры магнита могут



быть определены по формулам

$$s_m = \frac{\Phi_u}{B_m}; \quad (3-16)$$

$$l_m = \frac{F_u}{H_m}. \quad (3-17)$$

Индукция и напряженность поля в трубчатой части будут в соответствии с предположением о постоянстве индукции в поперечных сечениях магнита такими же, как и в сердечнике. Поэтому магнитная энергия потока рассеяния определяется как произведение  $B_m H_m$  на объем рукава. Однако конфигурация рукава утечки и его объем не учитываются. При переходе от идеального магнита к реальному предполагается, что (3-11)—(3-17) будут справедливы и для реального магнита. Таким образом, в этом случае Эвершед пренебрегает рассеянием самого магнита.

Второе основное уравнение Эвершеда получается путем деления (3-11) на (3-12):

$$\frac{\Phi_u}{F_u} = \frac{B_m s_m}{H_m l_m} \quad (3-18)$$

или

$$\frac{B_m}{H_m} = \frac{l_m}{s_m} \frac{\Phi_u}{F_u}. \quad (3-19)$$

Отношение  $\Phi_u/F_u$  численно равно полной проводимости системы  $G_c$ , т. е. равно сумме проводимости рассеяния во внешней цепи  $G_s$  и проводимости рабочего воздушного зазора  $G_u$ . Поэтому последнее уравнение можно переписать в виде

$$\frac{B_m}{H_m} = \frac{l_m}{s_m} (G_u + G_s). \quad (3-20)$$

Это выражение является наиболее удобной для практического применения формой уравнения отношения.

Если величины, входящие в правую часть, известны, то (3-20) дает частное значение отношения  $B_m/H_m$ , и в этом случае для определения полезного потока и м. д. с. в рабочем зазоре следует на кривой размагничивания найти точку, координаты которой находятся в таком же отношении.

Для того чтобы учесть рассеяние магнитного потока на самом магните, вводится величина проводимости рассеяния самого магнита —  $G_{sm}$ . Таким образом, для расчета систем надо знать значения  $l_m$ ,  $s_m$ ,  $G_u$ ,  $G_s$  и  $G_{sm}$ .

Для упрощения расчета проводимость  $G_{sm}$  относится к концам магнита, для чего она умножается на коэффициент  $a$ , величина которого выбирается от 0,3 до 0,5. Уравнение отношения (3-20) при этом принимает вид:

$$\frac{B_m}{H_m} = \frac{l_m}{s_m} (G_u + G_s + aG_{sm}). \quad (3-21)$$

После нахождения отношения  $B_m/H_m$  по кривой размагничивания определяется величина  $H_m$ .

Тогда

$$F_u = H_m l_m \quad (3-22)$$

и

$$\Phi_u = H_m l_m G_u. \quad (3-23)$$

Величина магнитного потока, отдаваемого магнитом, будет равна:

$$\Phi_{m0} = F_u (G_u + G_s). \quad (3-24)$$

На точность расчета по этому способу влияет точность определения величин  $G_s$  и  $a$ . Для повышения точности расчета Эвершед предложил второй способ.

*Второй способ расчета — способ последовательного суммирования*

Основное отличие этого способа от предыдущего заключается в методике определения потока рассеяния самого магнита. Магнит условно разбивается на несколько участков (от 2 до 12 пар [Л. 2, 28, 29, 30, 31]), симметрично расположенных относительно нейтрального сечения. Предполагается, что внутри каждого участка индукция и разность магнитных потенциалов остаются постоянными, а их изменение происходит скачками при переходе от одного участка к другому. Магнит подковообразной или кольцевой формы условно выпрямляется, так что его ось изображается в виде прямой линии.

Поясним практическое применение способа последовательного суммирования на примере. Магнит, условно изображенный на рис. 3-3 в виде прямого, разбивается на пять пар участков (по пять участков с каждой стороны нейтрального сечения); сплошной ли-

ней в верхней части рисунка показано предполагаемое распределение индукции по длине магнита, а пунктирной — условное распределение, принятое для расчета. Границы между участками счита-

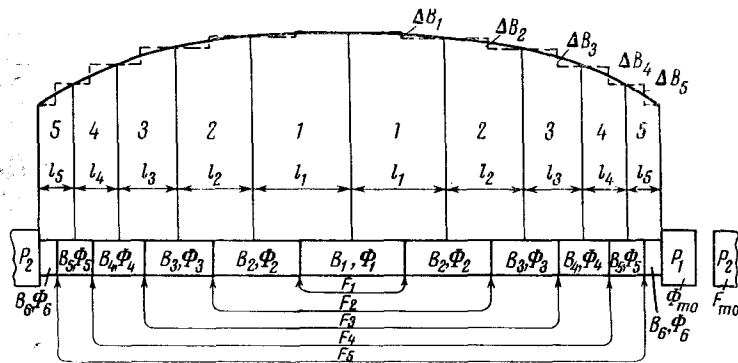


Рис. 3-3. Эскиз для расчета магнитной системы методом последовательного суммирования.

$P_1, P_2$  — полюсные наконечники.

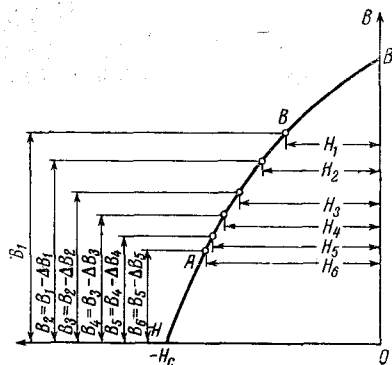


Рис. 3-4. Определение разности магнитного потенциала по кривой размагничивания в способе последовательного суммирования.

При умножении полученного значения  $H_1$  на длину участка  $l_1 \left( \frac{1}{2} l_1 \right.$  с одной стороны нейтрального сечения и  $\left. \frac{1}{2} l_1 \right)$  с другой) получается величина разности магнитных потенциалов между центрами первой пары участков

$$F_1 = \left( \frac{1}{2} l_1 + \frac{1}{2} l_1 \right) H_1 = l_1 H_1.$$

Проводимость рассеяния между первой парой участков будет равна  $g_{s1} l_1$  и уменьшение индукции между первой и второй зонами рассеяния (в центрах первых участков)

$$\Delta B_1 = \frac{F_1 g_{s1} l_1}{s_m}.$$

При вычитании  $\Delta B_1$  из произвольно выбранного значения  $B_1$  получается новое значение индукции  $B_2$  во второй зоне рассеяния, по которому снова по кривой размагничивания находится соответствующая напряженность поля  $H_2$ . Соответствующее приращение разности магнитных потенциалов будет равно  $H_2(l_1 + l_2)$ , что определяет разность потенциалов между центрами второй пары зон рассеяния

$$F_2 = F_1 + H_2(l_1 + l_2).$$

Уменьшение индукции  $\Delta B_2$  в центрах вторых участков будет:

$$\Delta B_2 = \frac{F_2 g_{s2} l_2}{s_m},$$

где  $g_{s2}$  — удельная проводимость рассеяния между вторыми участками. Индукция в центрах третьих участков будет равна:

$$B_3 = B_2 - \Delta B_2.$$

Соответствующее этой индукции значение напряженности поля  $H_3$  вновь находится по кривой размагничивания. При повторении аналогичных расчетов для последующих пар участков находятся величины индукции  $B_4, B_5$  и потока на выходе из магнита  $\Phi_{m0} = B_6 s_m$ . Последовательное суммирование приращений разности магнитных потенциалов даст разность магнитных потенциалов между концами магнита  $F_{m0}$ . Для наглядности процесс суммирования сведен в табл. 3-1.

Величины магнитного потока  $\Phi_{m0}$  и разности магнитного потенциала  $F_{m0}$ , полученные на основании расчета, также должны удовлетворять соотношению

$$G_{c1} = \frac{\Phi_{m0}}{F_{m0}},$$

где

$$G_{c1} = G_u + G_s.$$

Если проводимость  $G_c$ , полученная в результате расчета по геометрическим размерам системы, совпадает с проводимостью  $G_{c1}$ , то выбор индукции  $B_1$  был сделан правильно и считается, что в этом случае расчет системы закончен.

Обычно величина проводимости, определенной при первом расчете, не совпадает с величиной, определенной по геометрическим размерам. В таких случаях необходимо провести весь расчет заново, выбрав новое значение индукции в нейтральном сечении, и затем повторить расчет несколько раз при разных значениях индукции до примерного совпадения  $G_c$  и  $G_{c1}$ . Предполагается, что чем ближе

Таблица 3-1  
Схема расчета магнитной системы по способу последовательного суммирования

| Порядковый номер зоны рассеяния | Индукция в центре зоны рассеяния | Напряженность поля $H$ | Длина магнита, на которой $H$ постоянно | Равность потенциалов между центрами пар участков | $g_s$    | Длина зоны рассеяния | $\frac{g_s l}{s_m}$      | $\Delta B$   |
|---------------------------------|----------------------------------|------------------------|---|--|----------|----------------------|--------------------------|--------------|
| 1                               | $B_1 - \Delta B_1$               | $H_1$                  | $l_1$                                   | $0 + H_1 l_1 = F_1$                              | $g_{s1}$ | $l_1$                | $\frac{g_{s1} l_1}{s_m}$ | $\Delta B_1$ |
| 2                               | $B_2 - \Delta B_2$               | $H_2$                  | $l_1 + l_2$                             | $F_1 + H_2 (l_1 + l_2) = F_2$                    | $g_{s2}$ | $l_2$                | $\frac{g_{s2} l_2}{s_m}$ | $\Delta B_2$ |
| 3                               | $B_3 - \Delta B_3$               | $H_3$                  | $l_2 + l_3$                             | $F_2 + H_3 (l_2 + l_3) = F_3$                    | $g_{s3}$ | $l_3$                | $\frac{g_{s3} l_3}{s_m}$ | $\Delta B_3$ |
| 4                               | $B_4 - \Delta B_4$               | $H_4$                  | $l_3 + l_4$                             | $F_3 + H_4 (l_3 + l_4) = F_4$                    | $g_{s4}$ | $l_4$                | $\frac{g_{s4} l_4}{s_m}$ | $\Delta B_4$ |
| 5                               | $B_5 - \Delta B_5$               | $H_5$                  | $l_4 + l_5$                             | $F_4 + H_5 (l_4 + l_5) = F_5$                    | $g_{s5}$ | $l_5$                | $\frac{g_{s5} l_5}{s_m}$ | $\Delta B_5$ |
|                                 | $B_6$                            | $H_6$                  | $l_5$                                   | $F_5 + H_6 l_5 = F_{m0}$                         |          |                      |                          |              |

$$\Phi_{m0} = B_6 S_m$$

друг к другу будут эти величины, тем точнее будут результаты расчета.

Поток рассеяния самого магнита будет определяться выражением

$$\Phi_{sm} = (B_1 - B_6) s_m.$$

По окончании расчета оценивается целесообразность выбранных размеров магнита с точки зрения использования материала. При наилучшем использовании среднее арифметическое двух крайних значений индукции в магните, а именно  $\frac{1}{2} (B_1 + B_6)$ , не должно заметно отличаться от наилучшей индукции  $B_m$ , а средняя напряженность поля  $F_{m0cp} / l_m$  не должна сильно отличаться от значения  $H_m$ .

Из способов Эвершеда вытекает, что рабочая точка характеризует отдачу магнитной энергии во внешнее пространство только у идеального магнита. В случае реального магнита отдача магнитной энергии определяется рабочей областью на кривой размагничивания (область  $AB$  рис. 3-4).

Точность расчета по способу последовательного суммирования зависит от удачного выбора ряда величин: кривой распределения индукции по длине магнита, размеров и числа участков и др. Правильный выбор этих величин может быть сделан только на основе личного опыта проектанта.

б) **Способы Р. Пику.** Р. Пику [Л. 32] популяризировал графо-аналитический способ расчета систем с постоянными магнитами, основанный на уравнении отношения Эвершеда, и применил этот способ к расчету систем, работающих на кривой возврата. Пику рассматривал системы с подковообразным магнитом из магнитных сталей.

#### Графо-аналитический способ

Графическое решение уравнения отношений заключается в том, что на чертеже кривой размагничивания (рис. 3-5) из начала координат проводится прямая  $OA$  под углом  $\alpha$  к оси  $H$ , причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l_m}{s_m} (G_u + G_s + G_{sm}). \quad (3-25)$$

Пересечение прямой  $OA$ , получившей название прямой проводимости, с кривой размагничивания определяет положение рабочей точки магнита  $M_1$ , так как ее ордината соответствует величине индукции в нейтральном сечении магнита  $B_m$ , а абсцисса — величине

напряженности поля  $H_m$ . Для получения минимального объема магнита рабочая точка должна совпадать с точкой  $M_m$  максимальной энергии магнита  $B_m, H_m$ .

Таким образом, расчет систем с постоянными магнитами сводится к определению наклона прямой проводимости по известным значениям  $l_m, s_m, G_u, G_s, G_{sm}$ , нахождению положения рабочей точки на кривой размагничивания и вычислению потока, отдаваемого магнитом, и полезного потока в рабочем зазоре.

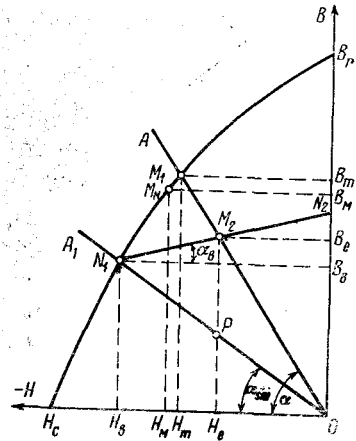


Рис. 3-5. Графическое решение уравнения отношения для работы магнита на основной кривой размагничивания и на кривой возврата.

понимать проводимость магнита в частично собранной магнитной системе. После определения  $G_{\Sigma}$  на чертеже кривой размагничивания (рис. 3-5) проводится прямая проводимости магнита  $OA_1$  под углом  $\alpha_{sm} = \arctg \frac{G_{\Sigma} l_m}{s_m}$  к оси  $H$ . Точка пересечения этой прямой с кривой размагничивания будет начальной точкой кривой возврата  $N_1$  с координатами  $B_B H_B$ .

Из найденной тем или иным способом точки  $N_1$  проводится прямая  $N_1 N_2$  под углом  $\alpha_n = \arctg \rho$  к оси  $H$ . Этой прямой аппроксимируется истинная кривая возврата, а коэффициент возврата выбирается по табличным данным, приводимым в ряде работ и справочников. После того как система полностью собрана, рабочая точка магнита  $M_2$  с координатами  $B_e H_e$  будет находиться на пересечении прямой полной проводимости системы  $OA$  с кривой возврата  $N_1 N_2$ .

В работах [Л. 2, 33—37] рассматривается вопрос о расчете магнитных систем при работе магнита на кривых возврата с максимальным использованием энергии.

Магнитная энергия, отдаваемая магнитом при работе на кривой возврата  $N_1 N_2$  в точке  $M_2$  (рис. 3-5), будет пропорциональна площади треугольника  $OM_2 B_e$ . Полезный магнитный поток в любой

рабочей точке на кривой возврата будет определяться разностью ординат кривой возврата и прямой проводимости рассеяния магнита  $OA_1$ . Так, например, в рабочей точке  $M_2$  полезный поток будет пропорционален отрезку  $M_2 P$ .

Каждая кривая возврата определяется начальной точкой и коэффициентом возврата, но имеется только одна кривая, при работе на которой можно получить максимум энергии в точке, находящейся на ее середине. Соответствующим выбором размеров системы можно добиться, чтобы рабочая точка совпадала с точкой отдачи максимальной энергии.

Рассмотрим в общем виде зависимость энергии, отдаваемой магнитом на кривой возврата. Уравнение прямой проводимости рассеяния магнита, проходящей через точку  $N_1$  с координатами  $B_B H_B$ , можно написать в виде

$$B_e = \frac{B_B}{H_B} H_e. \quad (3-26)$$

Уравнение прямой возврата, проходящей через точку  $B_B, H_B$ , может быть выражено следующим образом:

$$B_e - B_B = \rho (H_e - H_B). \quad (3-27)$$

Плотность магнитной энергии  $w_e$  (выраженная произведением  $BH$ ), отдаваемая магнитом в любой точке на кривой возврата, проходящей через точку с координатами  $B_B, H_B$ , равна произведению индукции  $B_e$  и соответствующей напряженности поля  $H_e$ :

$$\begin{aligned} w_e &= \left[ \rho (H_e - H_B) + B_B - \frac{B_B}{H_B} H_e \right] H_e = \\ &= H_e^2 \left( \rho - \frac{B_B}{H_B} \right) + H_e (B_B - \rho H_B). \end{aligned} \quad (3-28)$$

Для данной величины  $w_e$  это уравнение дает два значения  $H_e$ , которым соответствуют две точки на кривой возврата с равной энергией. Геометрическое место этих точек для каждой кривой возврата образует замкнутую кривую. Семейства этих кривых, построенные для соответствующих кривых размагничивания материалов для постоянных магнитов, дают возможность оптимального выбора размеров систем. В качестве примера на рис. 3-6 приведено семейство кривых произведения  $BH$  на кривых возврата для сплава типа аллико 2.

в) Способы А. С. Кантера. Графическое определение полезного магнитного потока [Л. 1].

Уравнение отношения Эвершеда (3-20) выводится А. С. Кантером из применения к магнитной цепи закона Ома.

После нахождения положения рабочей точки на кривой размагничивания (или возврата) производится определение полезного магнитного потока в рабочем зазо-

ре при предположении, что потоки пропорциональны соответствующим проводимостям:

$$\Phi_u = \Phi_m \frac{G_u}{G_s} \quad (3-29)$$

Для графического определения полезного потока на чертеже кривой размагничивания (рис. 3-7), кроме прямой общей проводимости  $OA$ , проводится прямая проводимости рабочего зазора  $OB$  под углом  $\alpha_u$  к оси  $H$ , причем

$$\operatorname{tg} \alpha_u = \frac{G_{ulm}}{S_m} \quad (3-30)$$

Рабочий поток будет определяться отрезком  $KP$ , а поток рассеяния — отрезком  $PM_1$ .

Графическое нахождение полезного потока может быть применено и в случае работы магнита на кривой возврата.

*Способ учета размагничивающей м. д. с.* Для учета реакции якоря в электромашине размагничивающая м. д. с. якоря, приведенная к единице длины магнита (продольная составляющая реакции якоря), откладываются по оси  $H$  кривой размагничивания (отрезок  $OC$  рис. 3-8). Для нахождения рабочей точки магнита из точки  $C$  проводится прямая  $CN_1$ , параллельная прямой общей проводимости  $OA$ . Точка  $N_1$  будет рабочей точкой при нагрузке электрической машины. При холостом ходе рабочей точкой будет точка  $M_2$ .

Подобное построение может быть обосновано тем, что рабочая точка магнита, с одной стороны, должна лежать на кривой размагничивания, а с другой — она должна находиться на расстоянии  $OC$  от прямой проводимости. Эти условия выполняются при вышеуказанном построении.

*Номограмма для расчета систем.* Значительное упрощение расчета достигается при использовании номограммы, построенной А. С. Кантером [Л. 38] для магнитных систем с магнитами из материалов, кривая размагничивания которых аппроксимируется гиперболой и выражается в приведенных координатах  $B_c/B_r$  и  $H/H_c$ . Если эта кривая будет иметь коэффициент выпуклости  $\gamma = 0,43$ , то индукция в точке  $(BH)_{\max}$ ,  $B_m$  будет равна  $0,65 B_r$ , а соответствующая напряженность поля  $H_m$  будет равна  $0,65 H_c$ .

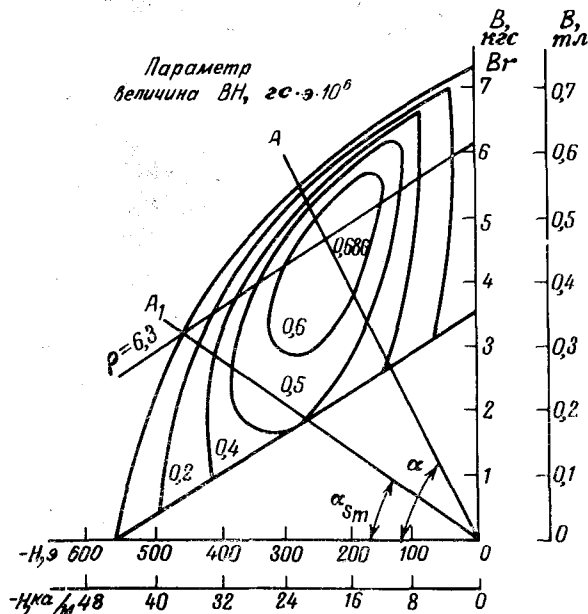


Рис. 3-6. Кривые произведения  $BH$  сплава алнико 2 для кривых возврата.

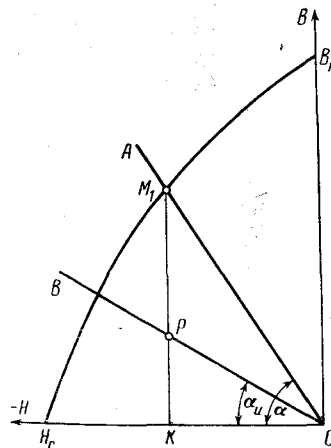


Рис. 3-7. Графическое построение для определения полезного потока в рабочем зазоре.

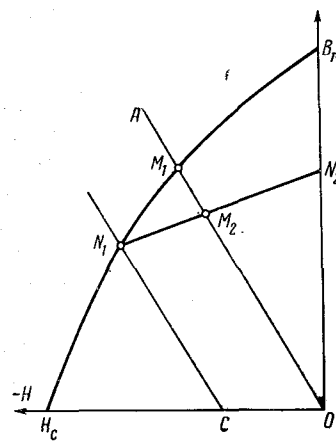


Рис. 3-8. Учет размагничивающей м. д. с.

При совпадении рабочей точки магнита с точкой  $(BH)_{\text{макс}}$  уравнение отношений (3-20) принимает вид:

$$\frac{G_M l_m}{s_m} = \frac{B_M}{H_M} = \frac{B_r}{H_c} = \text{tg } \alpha, \quad (3-31)$$

где  $G_M$  — проводимость, обеспечивающая положение рабочей точки системы в точке  $(BH)_{\text{макс}}$  кривой размагничивания, или

$$\frac{l_m}{s_m} = \frac{B_r}{H_c G_M}, \quad (3-32)$$

т. е. отношение длины магнита к площади его поперечного сечения зависит как от свойств материала магнита, так и от полной проводимости магнитной системы.

После определения проводимости  $G_M$ , равной сумме полезной проводимости  $G_u$  и проводимости рассеяния  $G_s$ , по величинам  $B_r$  и  $H_c$  находится отношение  $l_m/s_m$ . Для определения потока магнита в нейтральном сечении используется коэффициент рассеяния  $\sigma$  (§ 3-5).

По величине потока  $\Phi_u$  и остаточной индукции применяемого материала магнита находится площадь поперечного сечения магнита  $s_m$  и далее — выражение  $s_m B_r / H_c$ . В заключение по найденной проводимости  $G_M$  определяется длина магнита  $l_m$ .

Подобный расчет А. С. Кантер предложил выполнять по номограмме, содержащей девять параллельных шкал:  $\Phi_u$ ,  $\sigma$ ,  $\Phi_M$ ,  $s_m$ ,  $B_M$ ,  $B_r/H_c$ ,  $s_m B_r/H_c$ ,  $G_M$  и  $l_m$  (рис. 3-9). Последовательность выполнения расчета показана на номограмме пунктирными линиями.

Рассмотрим расчет по номограмме магнитной системы, в рабочем зазоре которой требуется создание магнитного потока величиной 25 000 мкс. Материал магнита: сплав типа аллико, у которого  $B_r = 7700$  гс,  $H_c = 500$  э,  $B_r/H_c = 15,4$  гс/э,  $\gamma = 0,43$  и  $B_M = 5000$  гс. Задаемся коэффициентом рассеяния  $\sigma = 2$ .

Для получения полезного потока в рабочем зазоре величиной 25 000 мкс при коэффициенте рассеяния  $\sigma = 2$  поток в нейтральном сечении магнита должен быть равен 50 000 мкс, что определяется по пунктирной линии 1.

Далее пунктирной линией 2 соединяются точки 50 000 мкс на шкале  $\Phi_M$  и 5 000 гс на шкале  $B_M$ . Точка пересечения этой линии со шкалой  $s_m$  определяет требуемую площадь поперечного сечения магнита — 10 см<sup>2</sup>. По линии 3, проходящей через найденную точку на шка-

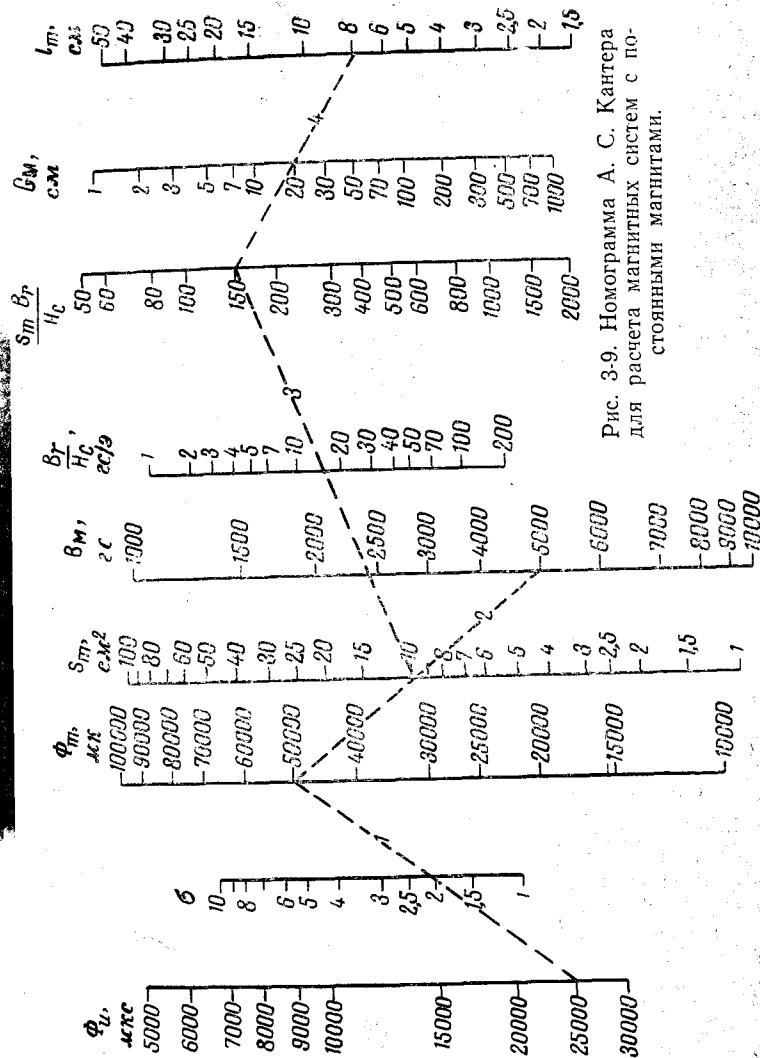


Рис. 3-9. Номограмма А. С. Кантера для расчета магнитных систем с постоянными магнитами.

ле  $s_m$  и точку 15,4 на шкале  $B_r/H_c$ , определяется вспомогательная величина  $s_m B_r/H_c$ , равная 150.

Для нахождения длины магнита задаются величиной проводимости  $G_M$ , например принимается, что  $G_M = 20$  см. При помощи прямой линии 4, проведенной через соответствующие точки на шкалах  $s_m B_r/H_c$  и  $G_M$ , находят длину магнита  $l_m = 8$  см.

### Расчет систем при учете сопротивления магнитопровода и полюсных наконечников

А. С. Кантер [Л. 39] впервые предложил учитывать при расчете систем с постоянными магнитами сопротивление магнитопровода и полюсных наконечников. Положение рабочей точки магнита, определяющей полезный поток в рабочем зазоре, по методике А. С. Кантера находится при помощи вычисления и графического построения двух магнитных характеристик: характеристики магнита с учетом рассеяния самого магнита, т. е. характеристики потока, отдаваемого магнитом (кривая  $CB_2$  на рис. 3-10), и характеристики проводимости системы по рабочему зазору с учетом рассеяния системы (кривая  $OA_2$ ). Эти характеристики строятся по характеристике потока на выходе из магнита без учета рассеяния (кривая  $CB_1$ ) и характеристике потока на входе в магнитопровод и полюсные наконечники, т. е. характеристики проводимости системы без учета рассеяния (кривая  $OA_1$ ). Магнитные характеристики строятся в координатах  $\Phi, F$ .

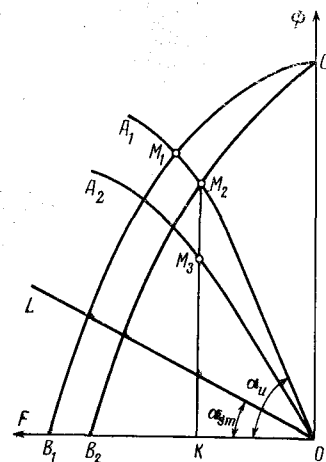


Рис. 3-10. Определение положения рабочих точек на магнитных характеристиках при учете сопротивления магнитопровода и полюсных наконечников.

Построение магнитной характеристики по зазору производится для магнитной цепи системы без постоянного магнита и без учета рассеяния по методике, принятой при расчете магнитных цепей электромашин, электродви-

гателей и других электромагнитных устройств. Магнитопровод и полюсные наконечники разбиваются на ряд участков, которые выбираются таким образом, чтобы по их длине магнитную индукцию можно было считать примерно постоянной. В тех случаях, когда индукция резко изменяется (например, вблизи рабочего зазора), длина участков выбирается возможно меньшей. Для каждого участка при различных значениях магнитного потока в рабочем зазоре находится среднее значение индукции и по кривым намагничивания для применяемого магнито-мягкого материала определяется м. д. с., необходимая для преодоления единицы длины участка. Затем определяется м. д. с., затрачиваемая на преодоление каждого участка. Магнито-движущие силы всех участков суммируются для каждого задаваемого значения потока. По полученным данным строится искомая магнитная характеристика магнитной системы.

Точка пересечения  $M_1$  характеристик  $CB_1$  и  $OA_1$  будет рабочей точкой магнита по нейтральному сечению (без учета потока рассеяния). Поток, соответствующий точке  $M_1$ , является потоком, выходящим из магнита и входящим в магнитопровод системы. Наклон начального линейного участка характеристики  $OA_1$ , характеризующий углом  $\alpha_u$ , соответствует проводимости рабочего зазора. В случае отсутствия заметного насыщения магнитной цепи кривая  $OA_1$  будет прямой линией.

При наличии рассеяния самого магнита поток на выходе из магнита будет иметь меньшее значение, чем указываемое точкой  $M_1$ . Для определения потока рассеяния проводится прямая проводимости рассеяния самого магнита  $OL$  таким образом, чтобы тангенс угла  $\alpha_{sm}$  образуемого этой прямой с осью  $F$ , соответствовал проводимости рассеяния магнита. Поток на выходе из магнита будет равен разности соответствующих ординат кривой  $CB_1$  и прямой  $OL$ . Вычитание ординат производится графически. Полученная после вычитания кривая  $CB_2$  будет определять поток, отдаваемый магнитом во внешнюю цепь (с учетом рассеяния самого магнита). В этом случае рабочая точка магнита  $M_2$  будет находиться на пересечении указанной характеристики с характеристикой магнитной системы  $OA_1$ .

Далее производится учет рассеяния магнитной системы, для чего строятся две характеристики: одна, дающая зависимость потока в рабочем зазоре от м. д. с., и

вторая, представляющая зависимость потока на входе в магнитную цепь (магнитопровод) от той же м. д. с. Все данные для построения обеих характеристик определяются при расчете магнитопровода и полюсных наколенников. За магнитную характеристику на входе в магнитную цепь принимается кривая  $OA_1$ , а магнитная характеристика магнитной системы с учетом рассеяния изображается кривой  $OA_2$ . Последняя вычисляется и строится аналогично характеристике  $OA_1$ , только поток через то или иное сечение (поток в отдельных участках) магнитной цепи определяется с учетом рассеяния.

Для определения потока в рабочем зазоре, из точки  $M_2$  проводится прямая линия, параллельная оси  $\Phi$ , до пересечения с осью  $F$ . Пересечение этой прямой с характеристикой потока на выходе магнита  $OA_2$  определяет рабочую точку  $M_3$ , по которой находится поток в рабочем зазоре, пропорциональный отрезку  $M_3K$ .

Указанный способ может быть применен и к расчету систем с магнитами, работающими на кривых возврата. В этом случае рабочая точка магнита будет находиться на пересечении магнитной характеристики магнита, построенной для используемой кривой возврата, и магнитной характеристики системы.

г) **Способы Н. Н. Разумовского.** В первых работах Н. Н. Разумовского [Л. 40, 41] были развиты некоторые частные положения способов Эвершеда—Пику [условия получения максимальной магнитной энергии в рабочем зазоре, определение действующей (активной) длины магнита и др.].

В последующих работах Н. Н. Разумовский применил способ последовательного суммирования к магнитным системам, подвергнутым магнитной стабилизации при помощи частичного размагничивания [Л. 42], к системам с магнитом, работающим на кривых возврата [Л. 43], и к системам с магнитом переменной длины (с внутрирамочным магнитом) [Л. 44].

1) *Построение производной кривой размагничивания для учета частичного размагничивания магнита.* При частичном размагничивании магнита под воздействием слабых магнитных полей, проводимом в большинстве случаев с целью искусственного старения, рабочая точка не будет находиться на основной кривой размагничивания из-за смещения по кривой возврата. Новое положение рабочей точки будет определяться пересечением кривой

возврата, проведенной из заданной точки кривой размагничивания, с прямой проводимости, сдвинутой на величину размагничивающего поля  $H_p$ . Н. Н. Разумовский предложил провести аналогичное построение для ряда точек на кривой размагничивания. Кривая, проведенная

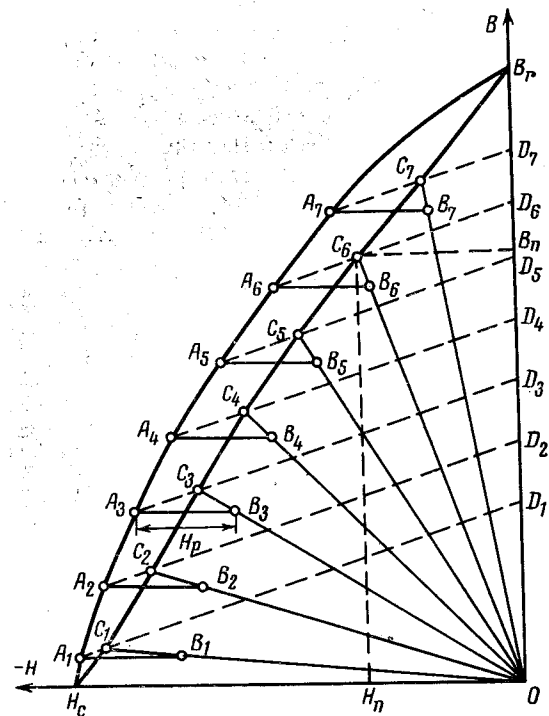


Рис. 3-11. Графическое построение производной кривой размагничивания.

через полученные таким образом точки, получила название производной характеристики или производной кривой размагничивания. Эта кривая рекомендуется для применения вместо основной кривой размагничивания при расчетах систем, проходящих искусственное старение путем слабого размагничивания.

Построение производной кривой выполняется следующим образом. Из ряда точек основной кривой размагничивания  $A_1, A_2, \dots$  (рис. 3-11) проводятся кривые воз-



врата  $A_1D_1, A_2D_2, \dots$ . Затем из тех же точек параллельно оси  $H$  проводятся отрезки  $A_1B_1, A_2B_2, \dots$ ; длина каждого отрезка равна величине постоянного размагничивающего поля  $H_p$ . После этого через начало координат и через точки  $B_1B_2 \dots$  проводятся прямые проводимости до пересечения их с соответствующими кривыми возврата в точках  $C_1, C_2 \dots$ . Семейство последних точек и определяет производную кривую размагничивания для данного размагничивающего поля  $H_p$ . Для удобства использования целесообразно построение семейства кривых для различных значений поля  $H_p$ .

С известным приближением полученная производная кривая размагничивания будет справедлива и для случая частичного размагничивания магнита плавным убывающим полем с начальной амплитудой  $H_p$ .

Сиофи [Л. 45] указал на различие производных кривых размагничивания, получаемых при приложении размагничивающего поля после намагничивания системы в сборе и при размагничивании намагниченного магнита до установки его в систему. Для обоих случаев Сиофи нашел простое аналитическое выражение производных кривых.

Для случая размагничивания полем  $H_p$  системы в сборе производная кривая размагничивания в системе единиц СГС выражается уравнениями:

$$H_{II} = \frac{B_B + \rho H_B \left[ (c+1) - \sqrt{(c+1)^2 - \frac{4\rho c H_B}{B_B + \rho H_B}} \right]}{2\rho c}; \quad (3-33a)$$

$$B_{II} = \rho(H_B - H_{II}) + B_B, \quad (3-33b)$$

где  $B_{II}, H_{II}$  — координаты точек на производной кривой и  $c = H_p/H_B$ .

В случае размагничивания магнита до сборки уравнение (3-33b) остается неизменным, а (3-33a) принимает вид:

$$H_{II} = \frac{H_B(\rho H_B + B_B)}{\rho H_B + kB_B}, \quad (3-34)$$

где  $k$  — отношение общей проводимости системы  $G_{\Sigma}$  после сборки к проводимости рассеяния магнита  $G_{sm}$ .

2) *Применение способа последовательного суммирования к расчету магнитных систем с магнитом переменной длины.* Данный способ относится к расчету систем с относительно короткими и толстыми магнитами, длина отдельных участков которых неодинакова. Такие магниты применяются, например, в измерительных приборах

с внутрирамочным магнитом в качестве роторов магнитоэлектрических машин и в аналогичных им устройствах. Эти магниты характерны тем, что различное магнитное состояние отдельных участков магнита вызывается не рассеянием, которое, как указывает Н. Н. Разумовский, при данных формах магнита сравнительно невелико, а разной длиной линий индукции внутри магнита.

В качестве примера рассмотрим расчет системы прибора с внутрирамочным магнитом и полюсными наконечниками из магнитно-мягкого материала (рис. 3-12). Магнит 1 с полюсными наконечниками 2 помещается внутри кольцевого рабочего зазора 3. Замыкание магнитного потока осуществляется через внешний магнитопровод 4. Предполагается, что магнит намагничивается после сборки.

Для расчета системы магнит разбивается на ряд участков (в нашем случае на 12) вдоль предполагаемого направления линий индукции. Ввиду наличия полюсных наконечников можно считать, что концы магнита, соприкасающиеся с ними, являются эквипотенциальными.

В первую очередь задаются некоторой м. д. с.  $F$  между полюсами. При предположении, что сечение по длине участка неизменно и рассеяние отсутствует, напряженность поля на длине каждого участка будет постоянной и равной:

$$H_k = \frac{F}{l_k}, \quad (3-35)$$

где  $l_k$  — длина средней линии  $k$ -го участка.

По найденному значению напряженности поля на кривой размагничивания находятся точки, характеризующие каждый участок (рис. 3-13), и определяются значения индукции в каждом участке.

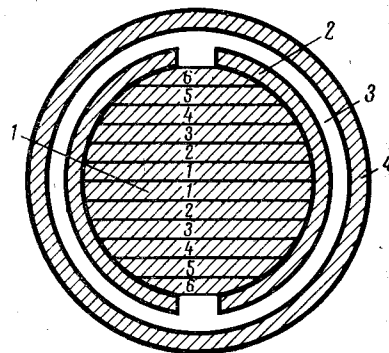


Рис. 3-12. Схема магнитной системы прибора с внутрирамочным магнитом.

1 — магнит; 2 — полюсные наконечники; 3 — рабочий зазор; 4 — внешний магнитопровод.

При суммировании потоков отдельных участков  $\Phi_k$  находится общий поток магнита, после чего проверяется соответствие результатов магнитному равновесию, т. е. определяется соотношение

$$\Sigma \Phi_k = FG_u. \quad (3-36)$$

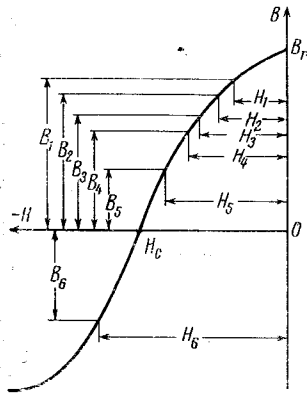


Рис. 3-13. Характеристика постоянного магнита с участками различной длины.

Если это равенство не выполняется, то расчет производится снова при выборе нового значения  $F$ .

В магнитах, у которых длина отдельных участков резко отличается друг от друга и внешнее магнитное сопротивление сравнительно велико, характеристика магнита может пересекать ось абсцисс (как это показано на рис. 3-13). Это показывает, что слишком короткие участки уменьшают энергию магнита.

### 3-5. Способы расчета по коэффициентам использования, рассеяния и учета падения м. д. с. в магнитопроводе

а) **Определение коэффициентов.** Существует целый ряд способов расчета магнитных систем с постоянными магнитами, в которых рассеяние, а также падение м. д. с. в магнитопроводе учитывается эмпирическими и полуэмпирическими коэффициентами.

Основным параметром, определяющим качество системы с постоянным магнитом из заданного материала, является коэффициент использования магнитной энергии, который [Л. 46] определяется выражением

$$s = \frac{H_u^2 V_\Delta}{(BH)_{\max} V_m}, \quad (3-37)$$

где  $\frac{H_u^2 V_\Delta}{8\pi}$  — величина магнитной энергии в рабочем зазоре объема  $V_\Delta$ ;

$\frac{(BH)_{\max} V_m}{8\pi}$  — максимальная величина магнитной энергии, которую может отдать

магнит объема  $V_m$ , если его рабочая точка совпадает с точкой  $(BH)_{\max}$  на кривой размагничивания.

Коэффициент использования можно выразить через параметры магнитной системы.

Магнитодвижущая сила, развиваемая магнитом длиной  $l_m$ , равна:

$$F_m = H_m l_m = \int H_u \Delta, \quad (3-38)$$

где

$$f = \frac{F_m}{F_u}. \quad (3-39)$$

Коэффициент  $f$  учитывает падение м. д. с. в магнитопроводе системы. Большинство исследователей считает, что этот коэффициент учитывает падение м. д. с. только вследствие наличия магнитного сопротивления материала магнитопровода, а сопротивление стыков между отдельными частями системы добавляют к сопротивлению рабочего зазора. Меньшая группа авторов предполагает, наоборот, что коэффициент  $f$  учитывает только сопротивление стыков и пренебрегает при этом сопротивлением материала магнитопровода. Некоторые же авторы принимают, что коэффициент  $f$  равно учитывает как сопротивление магнитопровода, так и сопротивление стыков. Очевидно, что последняя точка зрения наиболее близка к практике расчета систем.

Поток магнита в нейтральном сечении равен:

$$\Phi_m = B_m s_m = \sigma \Phi_u = \sigma H_u s_\Delta, \quad (3-40)$$

где

$$\sigma = \frac{\Phi_m}{\Phi_u}; \quad (3-41)$$

$s_\Delta$  — площадь поперечного сечения рабочего зазора.

Коэффициент  $\sigma$  называется коэффициентом рассеяния магнитной системы. Величину  $\eta = 1/\sigma$  часто называют магнитным к. п. д. системы и выражают в процентах.

Перемножая (3-38) и (3-40), получаем:

$$H_m l_m B_m s_m = \int H_u^2 \Delta \sigma s_\Delta$$

или

$$H_u^2 V_\Delta = \frac{(B_m H_m) V_m}{f \sigma}, \quad (3-42)$$

где  $V_m$  — объем магнита.

При подстановке (3-42) в (3-37) получаем:

$$s = \frac{B_m H_m}{f \sigma (BH)_{\max}}, \quad (3-43)$$

и если рабочая точка совпадает с точкой  $(BH)_{\max}$  на кривой размагничивания, то

$$s = \frac{1}{f \sigma} \quad (3-44a)$$

и при  $f=1$

$$s = \eta = \frac{1}{\sigma}. \quad (3-44b)$$

Таким образом, коэффициент использования зависит от падения м. д. с. в магнитопроводе, рассеяния системы и положения рабочей точки на кривой размагничивания.

Поскольку полезный магнитный поток и магнитный поток в нейтральном сечении магнита пропорциональны соответствующим проводимостям, то можно выразить

$$\sigma = \frac{G_\Sigma}{G_u}, \quad (3-45)$$

где  $G_\Sigma$  — полная (общая) проводимость магнитной системы;

$G_u$  — полезная проводимость рабочего зазора.

Если известны величины коэффициентов  $\sigma$  и  $f$  (или  $s$ ), размеры магнита и рабочего зазора, а также кривая размагничивания (или кривая возврата) материала магнита, то расчет сводится к совместному решению (3-38) и (3-40) и графическому (или аналитическому) нахождению рабочей точки на кривой размагничивания.

При делении (3-40) на (3-38) находится угол  $\alpha$  наклона прямой полной проводимости системы к оси  $H$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B_m}{H_m} = \frac{\sigma s_\Delta}{f \Delta} \frac{l_m}{s_m} = G_\Sigma \frac{l_m}{s_m}, \quad (3-46)$$

и по пересечению прямой проводимости с кривой размагничивания находят положение рабочей точки и,

следовательно, поток в нейтральном сечении  $\Phi_m$ , а затем и полезный поток (3-41). Уравнение (3-46) показывает, что полная проводимость магнитной системы может быть найдена при помощи коэффициентов  $\sigma$  и  $f$ . Купфмюллер [Л. 23] вводит понятие коэффициента размагничивания системы, определяемого формулой

$$N_c = \frac{H_m}{B_m} = \frac{\Delta s_m}{\sigma s_\Delta l_m}. \quad (3-47)$$

Для магнитных систем с барьерными магнитами, рабочий участок кривых размагничивания которых может быть аппроксимирован прямой линией, Манер [Л. 47] ввел понятие коэффициента рассеяния по намагниченности

$$\sigma_1 = \frac{4\pi I_r s_m}{H_u s_\Delta}, \quad (3-48)$$

где  $I_r$  — остаточная намагниченность.

Такое определение основано на предположении, что поле намагничивания устанавливается 1 раз и не изменяется в дальнейшем, т. е. общий магнитный поток не зависит от положения рабочей точки.

б) Методика вычисления коэффициентов, их численные значения и рекомендации по практическому применению при расчетах. Величины коэффициентов  $\sigma$ ,  $f$  и  $s$  находятся в большинстве случаев при помощи статистической обработки экспериментальных результатов измерений однотипных магнитных систем или их моделей. Некоторые авторы дают для определения величины коэффициентов  $\sigma$  эмпирические или полумпирические формулы (или номограммы), справедливые для некоторых типов систем с магнитами из определенных материалов.

В табл. 3-2 сведены в хронологическом порядке значения коэффициентов  $\sigma$  и  $f$  по данным большого числа исследователей.

Как видно из приводимых данных, значения коэффициентов, указываемых различными авторами, изменяются в широких пределах. Поэтому основной задачей каждого исследователя являлось уточнение значений коэффициентов для рассматриваемых им типов систем.

Значения коэффициента  $f$  изменяются, как правило, в пределах от 1,0 до 1,5, причем большинство авторов принимает  $f \approx 1$ , что справедливо для систем со сравнительно небольшим насыщением магнитопровода. В известной нам литературе нет конкретных указаний для выбора точных величин коэффициента  $f$  для магнитных систем различных типов.

Значения коэффициентов рассеяния  $\sigma$  изменяются в значительно больших пределах: от 1 до  $\infty$ . Поэтому точность расчета будет главным образом определяться правильным выбором величины  $\sigma$ .

В связи с этим интересно рассмотреть рекомендации по определению рассматриваемых коэффициентов для систем разных типов и назначений с магнитами из разнородных материалов.

Таблица 3-2

Значения коэффициентов рассеяния  $\sigma$  и учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$  по данным ряда авторов

| № п/п. | Автор, год предложения                | $\sigma$             | $f$                              | Дополнительные указания   |
|--------|---------------------------------------|----------------------|----------------------------------|---|
| 1      | Буш, 1904 [Л. 22]                     | 1,5                  | 1,01                             | Для магнита кольцевой формы из вольфрамовой стали   |
| 2      | Эленбаас, 1933 [Л. 15]                | 1,0—6,0              | 1,0                              | Дана простая формула для определения коэффициента $\sigma$  |
| 3      | А. С. Кантер, 1935 [Л. 38]            | 1,0—10,0             | 1,0                              | Даны значения коэффициента $\sigma$ для четырех типов систем  |
| 4      | Шад, 1937 [Л. 46]                     | 1,7—5,0              | 1,0                              |   |
| 5      | В. Фишер, 1939 [Л. 26]                | 1,4—2,6              | 1,0                              |   |
| 6      | Ван Урк, 1940 [Л. 55]                 | >2,0                 | 1,0                              | Дана формула для определения коэффициента $\sigma$ для системы одного типа  |
| 7      | Андерхил, 1943 [Л. 57]                | 2,0—20,0             | 1,2—1,5<br>(1,35)                | Дана номограмма для определения коэффициента $\sigma$ для трех типов систем   |
| 8      | Тиррелл, 1946 [Л. 62]                 | 1,4—4,0              | От 1,0 до очень большой величины | Дана формула для определения коэффициента $\sigma$ магнитных систем громкоговорителей двух типов                      |
| 9      | Магоу, 1946 [Л. 64]                   | >1                   | >1                               | Дана формула для расчета коэффициентов $\sigma$ и $f$ магнитных систем со сравнительно большой длиной рабочего зазора |
| 10     | Хадфильд, 1947 [Л. 56]                | 2—10                 | 1,2—1,5<br>(1,33)                | Дана формула для определения коэффициента $\sigma$ для системы одного типа  |
| 11     | Хьюг, 1950 [Л. 66]                    | 2—10                 | 1,2—1,5                          | Определение коэффициентов $\sigma$ и $f$ на моделях систем  |
| 12     | Тайак, 1952 [Л. 68]                   | 2—10                 | 1,1—1,3                          | Приведены данные для определения коэффициентов $\sigma$ и $f$ для семи типов систем                                   |
| 13     | Латшер, 1952 [Л. 54]                  | 1,5—10               | 1,05—1,55                        |   |
| 14     | А. Мерц, 1952 [Л. 70]                 | 2,5—5,0<br>1,18—1,25 | 1,0                              | Для систем с наружным магнитом  |
| 15     | Хеур, Гфрорер, 1952 [Л. 49, 50]       | 1,3—2,5              | 1,0                              | Даны значения коэффициента $\sigma$ для трех типов систем   |
| 16     | Екелюс, 1952 [Л. 69]                  | 1— $\infty$          | 1,0                              | Даны значения коэффициента $\sigma$ для систем четырех типов  |
| 17     | Хенниг, 1952 [Л. 67]                  | 1,5—10               | 1,0—1,5                          |   |
| 18     | Фаленбрах, 1953 [Л. 53]               | 1,2—10               | 1,1—1,5                          |   |
| 19     | Чедигиан, 1953 [Л. 63]                | 2—10                 | 1,1—1,5<br>(1,25)                | Для систем громкоговорителей и микрофонов   |
| 20     | М. С. Ротштейн, 1954 [Л. 73]          | 2,3—3,4              | 1,1—1,2                          |   |
| 21     | Кесслер, 1954 [Л. 74]                 | 1,2—5,0              | 1,0—1,2                          | Для систем измерительных приборов   |
| 22     | Маккино, Мисима, 1955 [Л. 61]         | 3—100                | 1,2—1,5                          | Уточнение расчета по номограмме Андерхилла  |
| 23     | Реттингер, 1955 [Л. 71]               | 2—7                  | 1,25—1,5                         | Для магнитных систем громкоговорителей  |
| 24     | Грабак, 1956 [Л. 75]                  | 1,2—1,5              | 1,2                              |   |
| 25     | Н. Н. Разумовский, 1957 [Л. 44]       | 1,1—1,2              | 1,0                              | Для систем с внутримачочным магнитом  |
| 26     | Тенцер, 1957 [Л. 76]                  | >1                   | 1,0                              | Даны формулы $\sigma$ для систем шести типов  |
| 27     | Мейнард, 1957 [Л. 78]                 | >1                   | 1,1—2,5                          |   |
| 28     | Материалы фирмы Муллард, 1958 [Л. 60] | 5—30                 | 1,0                              |   |

| № п/п. | Автор, год предложения   | $\sigma$ | $f$       | Дополнительные указания  |
|--------|--------------------------|----------|-----------|--|
| 29     | Фэлкус, 1930 [Л. 80]     | 1,4—2,1  | 1,1       | Для систем громкоговорителей с магнитами из сплава аялмакс и феррита бария |
| 30     | Мордер, 1960 [Л. 72]     | 1,25—7,0 | 1,0       | Для систем громкоговорителей с магнитами из ступцевого феррита             |
| 31     | Эдвардс, 1932 [Л. 65]    | >2       | 1,05—1,45 |  |
| 32     | Кохардт, 1932 [Л. 82]    | 1,8—2,6  | 1,15—1,5  |  |
| 33     | Форд, 1934 [Л. 83]       | 2,0—20   | 1,05—1,4  | Для систем с магнитами из платино-кобальтового сплава                      |
| 34     | Паркер, 1954 [Л. 84]     | 1,6—3,3  | 1,0       | Для систем громкоговорителей   |
| 35     | Шюлер, 1954 [Л. 85]      | 1,1—10   | 1,1—1,3   |  |
| 36     | Фонтэн, 1955 [Л. 31]     | 2—25     | 1,0       |  |
| 37     | Жауэн, 1955 [Л. 83]      | >1       | 1,05      |  |
| 38     | Андерхилла, 1936 [Л. 58] | 1,01—500 | 1,0       |  |

1) В [Л. 15] для вычисления коэффициента рассеяния дается простая формула, полученная при экспериментальном исследовании систем с длиной воздушного зазора менее 10 мм:

$$\sigma = 1 + 0,4\Delta, \quad (3-49)$$

где  $\Delta$  — длина рабочего зазора, мм.

2) В. Фишер [Л. 26] определяет величину коэффициента рассеяния  $\sigma$  при помощи построения картины поля системы, произведенной в предположении равномерного уменьшения магнитного потенциала от конца к середине магнита. Результаты применения этого метода иллюстрируются на примерах четырех типов магнитных систем для электроизмерительных приборов с различной формой магнита и его расположением относительно рабочего зазора (рис. 3-14). Вычисленные значения коэффициента  $\sigma$  указаны на чертеже каждой из систем.

Результаты работы В. Фишера были рекомендованы для практического применения рядом авторов в [Л. 48, 49, 50, 51] и некоторыми другими. На рис. 3-15 приведены значения коэффициентов рассеяния для трех типов систем от измерительных приборов по данным [Л. 49 и 50]. С. А. Погочев [Л. 52] независимо от В. Фишера использовал аналогичный метод для определения проводимости рассеяния системы с кольцевым магнитом.

3) Фаленбрах [Л. 53] и Латшер [Л. 54] заметили, что коэффициент рассеяния зависит от формы магнита и магнитной системы, от их основных размеров и от материала магнита.

В [Л. 53] указываются пределы изменения коэффициентов  $\sigma$  и  $f$  для магнитных систем распространенных типов и в качестве иллюстрации приводятся значения коэффициента  $\sigma$  для четырех типов систем различного назначения (рис. 3-16).

Экспериментальные данные [Л. 54] показывают, что коэффициенты рассеяния  $\sigma$  и учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$  зависят от величины индукции в рабочем зазоре и от материала магнита. Основным параметром, характеризующим рассеяние магнитной системы, признается длина рабочего зазора.

Из результатов, полученных в [Л. 54] для семи типов магнитных систем (рис. 3-17), вытекает, что коэффициент рассеяния срав-

Рис. 3-14. Картины поля в различных типах магнитных систем с постоянными магнитами для измерительных приборов и вычисленные значения коэффициентов рассеяния. Магнит заштрихован.

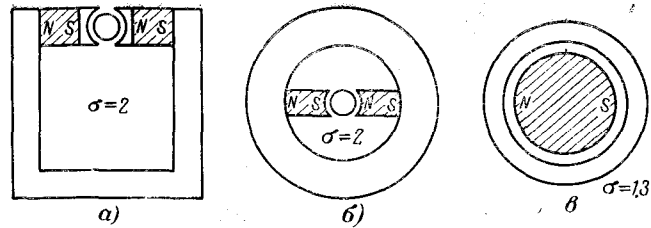
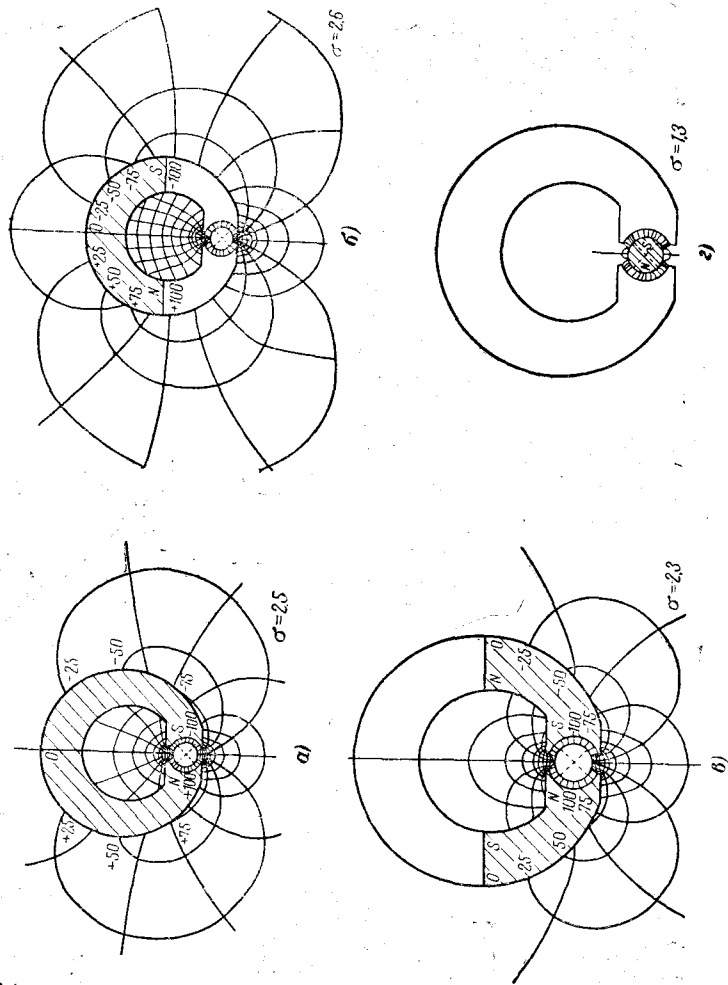


Рис. 3-15. Значение коэффициента рассеяния  $\sigma$  для некоторых типов магнитных систем для измерительных приборов.

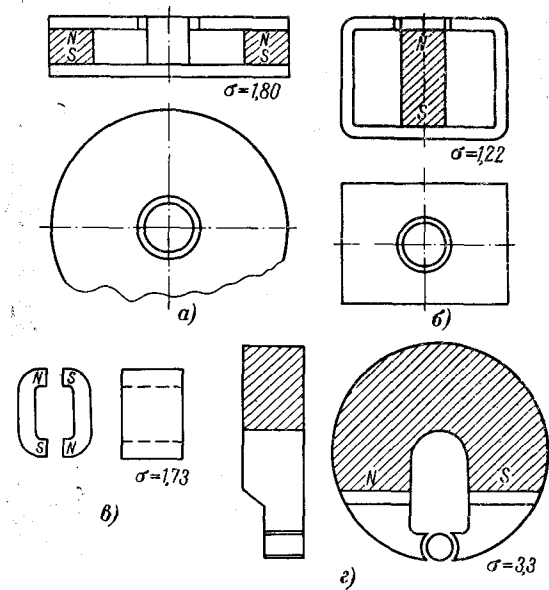


Рис. 3-16. Значения коэффициента рассеяния  $\sigma$  для различных типов магнитных систем.

*a* — магнитная система громкоговорителя с кольцевым магнитом из феррита бария; *б* — магнитная система громкоговорителя с магнитом-керном из сплава типа алнико; *в* — тормозные магниты для электрического счетчика из сплава типа алнико; *г* — магнитная система измерительного прибора с магнитом из сплава типа алнико.

нительно мало зависит от типа системы и формы магнита. Это подтверждается зависимостями коэффициентов  $\sigma$  и  $f$  от индукции в рабочем зазоре, приведенными на рис. 3-18 и 3-19. Системы громкоговорителей с магнитом в виде кольца и магнитом в виде керна

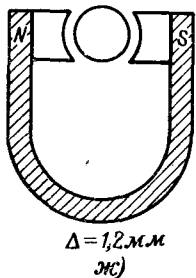
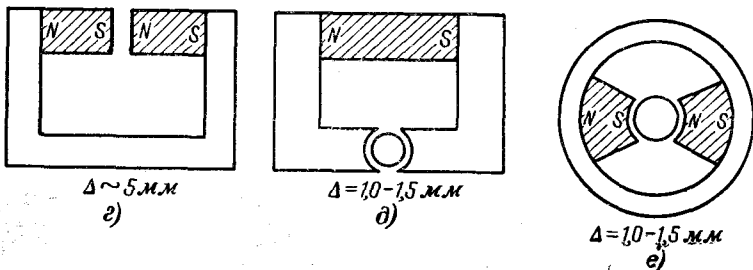
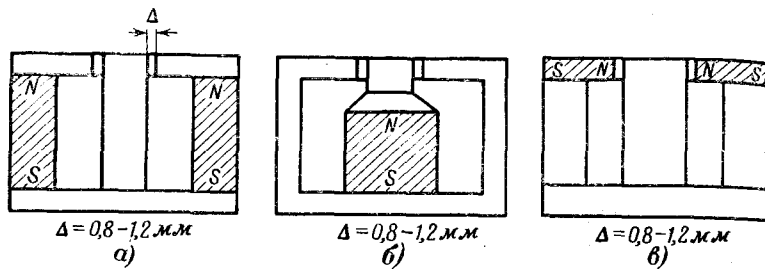


Рис. 3-17. Эскизы магнитных систем для определения коэффициентов рассеяния  $\sigma$  и коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$ .

а — магнитная система громкоговорителя с магнитом-кольцом; б — магнитная система громкоговорителя с магнитом-керном; в — магнитная система громкоговорителя с магнитом-диском; г — магнитная система ленточного микрофона; д, е, ж — магнитные системы измерительных приборов.

имеют как одинаковые значения  $\sigma$  и  $f$ , так и одинаковую зависимость их от индукции в рабочем зазоре (кривые 1 на рис. 3-18). Увеличение индукции в рабочем зазоре приводит к возрастанию коэффициента  $\sigma$ , которое может достигать 30% (кривые 2). Замена одного материала магнита другим неизбежно вызывает изменение коэффициента  $\sigma$  на величину до 15%.

Величина коэффициента  $f$  зависит в основном от индукции в рабочем зазоре (рис. 3-19).

Рис. 3-18. Зависимость коэффициента рассеяния  $\sigma$  от индукции в рабочем зазоре для ряда типов магнитных систем с магнитами из разных материалов.

1 — магнитная система по рис. 3-17, а, б; 2 — то же по рис. 3-17, в, г; 3 — то же по рис. 3-17, д; 4 — то же по рис. 3-17, е; 5 — то же по рис. 3-17, ж; — — — магнит из сплава типа ални; — — — магнит из сплава алнико 5; - - - - магнит из хромистой стали.

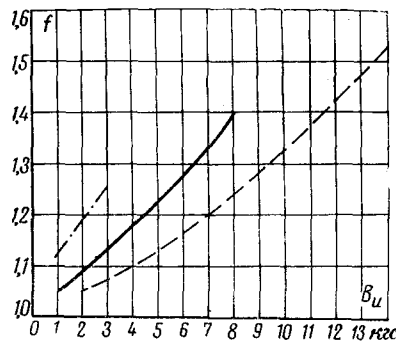
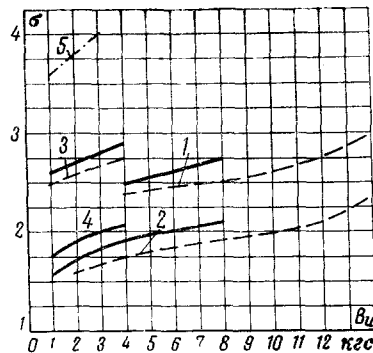


Рис. 3-19. Зависимость коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$  от индукции в рабочем зазоре.

— — — магнит из сплава типа ални; - - - - магнит из сплава алнико 5; - - - - магнит из хромистой стали.

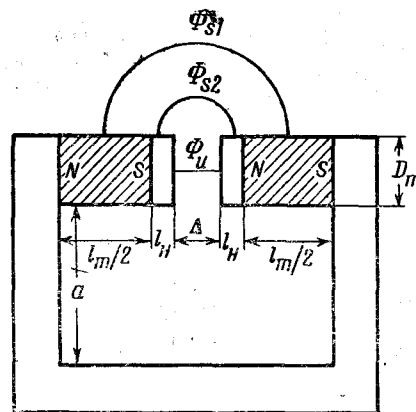


Рис. 3-20. Эскиз магнитной системы для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$ .

4) Определение коэффициента рассеяния  $\sigma$  Ван Урк [Л. 55] производит для магнитной системы с двумя постоянными магнитами (рис. 3-20), двумя полюсными наконечниками и общим магнитопроводом. Магниты имеют цилиндрическую форму и выполняются из сплава тиконал 3.8. Расстояние  $a$  выбирается достаточно большим, чтобы поток рассеяния между магнитами и средней частью магнитопровода был сравнительно небольшим и им можно было бы пренебречь при расчете.

Основными потоками рассеяния в рассматриваемой системе будут потоки между магнитами  $\Phi_{s1}$  и между полюсными наконечниками  $\Phi_{s2}$ . Предполагается, что поток  $\Phi_{s1}$  прямо пропорционален боковой поверхности магнита  $\frac{1}{2}\pi D_m l_m$  и обратно пропорционален длине силовых линий. В качестве среднего значения этой длины выбирается длина показанной на эскизе полуокружности

$$\pi \left( \frac{\Delta}{2} + l_H + \frac{l_m}{4} \right).$$

Магнитный потенциал для внешней силовой линии потока рассеяния принимает значение от 0 до  $H_m l_m$ ; в качестве среднего значения выбирается  $\frac{1}{2} H_m l_m$ . При указанных допущениях получается выражение для потока  $\Phi_{s1}$ :

$$\Phi_{s1} = \alpha \frac{D_m l_m^2}{2\Delta + 4l_H + l_m} H_m, \quad (3-50)$$

где  $\alpha$  — постоянный коэффициент, учитывающий разницу между действительной величиной магнитного потока рассеяния и величиной, рассчитанной по упрощенной картине поля. Этот коэффициент определяется экспериментально на модели системы путем изменения потока  $\Phi_{s1}$ .

Поток  $\Phi_{s2}$  через боковые поверхности полюсных наконечников определяется аналогично:

$$\Phi_{s2} = \beta \frac{2D_m l_H l_m}{\Delta + l_H} H_m, \quad (3-51)$$

где  $\beta$  — коэффициент, аналогичный коэффициенту  $\alpha$  в (3-50); он также определяется экспериментальным путем на модели системы.

Полезный поток в рабочем зазоре вычисляется по формуле

$$\Phi_u = \frac{\pi D_m^2}{4\Delta} H_m l_m. \quad (3-52)$$

Коэффициент рассеяния будет равен:

$$\sigma = \frac{\Phi_{s1} + \Phi_{s2} + \Phi_u}{\Phi_u}$$

или

$$\sigma = 1 + \frac{4\Delta}{\pi D_m} \left( \frac{\alpha l_m}{2\Delta + 4l_H + l_m} + \frac{2\beta l_H}{\Delta + l_H} \right). \quad (3-53)$$

На экспериментальной модели получено:  $\alpha = 3,43$  и  $\beta = 4,14$ .

5) Для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$  магнитной системы измерительного прибора с кольцевым магнитом (рис. 3-21) в [Л. 56] используется методика, аналогичная рассмотренной выше.

Общий поток магнита условно разбивается на полезный поток в рабочем зазоре  $\Phi_u$ , поток рассеяния между ветвями магнита  $\Phi_{s1}$  и поток рассеяния между полюсными наконечниками  $\Phi_{s2}$ . Расчет ведется в предположении, что эти потоки пропорциональны соответствующим проводимостям  $G_u$ ,  $G_{s1}$  и  $G_{s2}$ . Коэффициент рассеяния выражается формулой

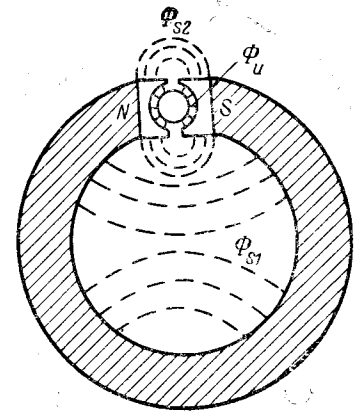


Рис. 3-21. Эскиз магнитной системы для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$ .

$$\sigma = \frac{G_u + G_{s1} + G_{s2}}{G_u}. \quad (3-54)$$

Проводимость  $G_u$  находится по известной формуле (в системе единиц СИ):

$$G_u = \frac{\mu_0 s \Delta}{\Delta}.$$

Для определения проводимости рассеяния  $G_{s1}$  предлагается эмпирическая формула

$$G_{s1} = \frac{\mu_0 l_m}{2}, \quad (3-55)$$

где  $l_m$  — длина магнита.

Указывается, что эта формула справедлива при достаточно большом расстоянии между ветвями магнита.

Проводимость  $G_{s2}$  вычисляется через постоянную  $\alpha$ , учитывающую длину рабочего зазора, длину и периметр полюсных наконечников:

$$\alpha = \frac{p_H}{2\pi} \ln \left\{ 1 + 2 \left[ \frac{l_H + \sqrt{l_H^2 + l_H \Delta}}{\Delta} \right] \right\}, \quad (3-56)$$

где  $p_H$  — периметр полюсных наконечников, см;  $\Delta$  — средняя длина рабочего зазора, см;  $l_H$  — средняя длина полюсных наконечников, см, равная половине расстояния между полюсами без длины рабочего зазора.

В зависимости от соотношения между  $\alpha$  и  $l_H$  даются три формулы для нахождения  $G_{s2}$ .

Если  $\alpha < l_H$ , то

$$G'_{s2} = \frac{\mu_0 \pi \sqrt{l_H^2 - \alpha^2}}{l_H \left[ \frac{l_H + \sqrt{l_H^2 - \alpha^2}}{\alpha} \right]}, \quad (3-57)$$

если  $\alpha = l_H$ ,

$$G''_{s2} = \mu_0 \pi l_H, \quad (3-58)$$

и если  $\alpha > l_H$ ,

$$G'''_{s2} = \frac{\mu_0 \pi \sqrt{\alpha^2 - l_H^2}}{\arccos \left( \frac{l_H}{\alpha} \right)}. \quad (3-59)$$

6) Определение коэффициента рассеяния  $\sigma$  по Андерхиллу [Л. 7, 57] производится по номограмме для трех типов магнитных систем с прямыми магнитами, различно расположенными относительно рабочего зазора (рис. 3-22, а—в) и выполняемыми из сплава типа аллико. Рекомендуемое для практического применения значение  $f$  равно 1,35.

Номограмма (рис. 3-23), построенная на основании статистической обработки большого числа экспериментальных данных, дает возможность найти для каждого типа системы коэффициент рассеяния  $\sigma$  по заданной длине (от 0 до 45 мм) рабочего зазора  $\Delta$  и вспомогательному параметру  $r_e$ , равному отношению радиусов окружностей, вписанных во внешний и внутренний контуры рассчитываемой магнитной системы. Для определения  $r_e$  вычерчивается (в масштабе) эскиз системы (рис. 3-22, г) и на нем проводятся две окружности таким образом, чтобы одна с радиусом  $r_B$  была вписана (приблизительно) во внутренний контур системы, а вторая с радиусом  $r_H$  — во внешний контур.

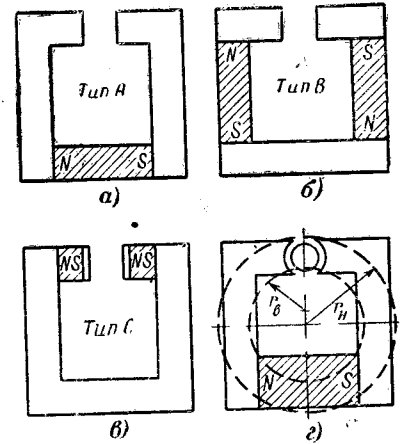


Рис. 3-22. Эскизы магнитных систем для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$ .

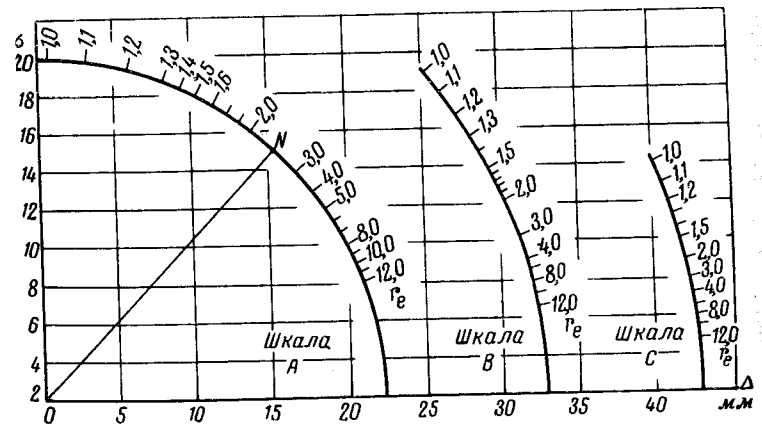


Рис. 3-23. Номограмма для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$  по Андерхиллу.

При вычерчивании окружности вокруг контура прямоугольной или иной неправильной формы площадь



круга должна быть примерно равна площади, заключенной в этом контуре. Отношения  $r_e = r_H/r_B$  для каждого типа системы отложены на соответствующих шкалах (в виде дуги окружности) на номограмме (шкалы А, В и С). На шкале номограммы для данного типа системы находится точка, соответствующая найденному значению

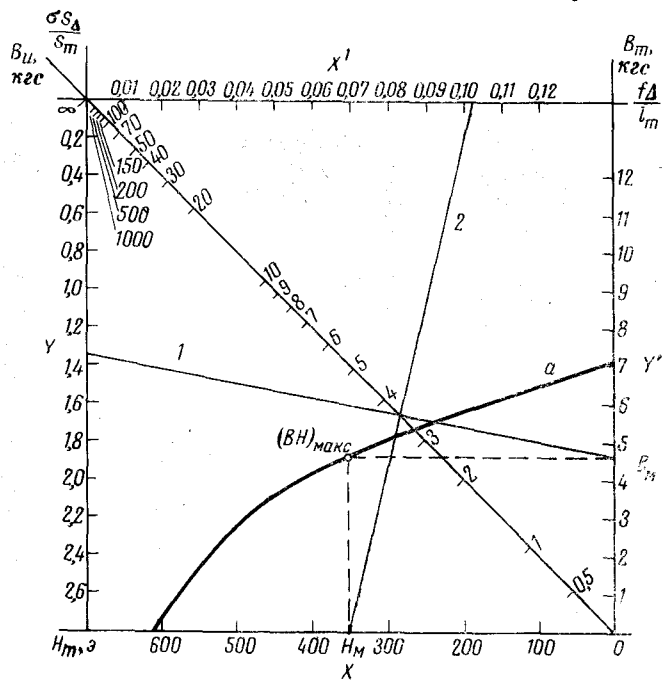


Рис. 3-24. Номограмма для расчета магнитных систем.  
а — кривая размагничивания сплава аллико 2.

$r_e$ . Эта точка, например точка *N* на шкале А, соединяется с началом координат номограммы (точкой 0,2) прямой линией, которая и определяет величины  $\sigma$  для различных длин рабочего зазора.

Номограмма показывает большое влияние типа системы на рассеяние. Так, например, при длине рабочего зазора, равной 10 мм, и при величине  $r_e = 3$  коэффициент рассеяния  $\sigma$  для системы типа А — 9, типа В — 5 и типа С — 3,5.

Коэффициент рассеяния, определяемый по номограмме, изменяется пропорционально длине рабочего зазора

Δ. Эта закономерность ранее была отмечена в [Л. 15].

Для совместного решения (3-38) и (3-40) при заданной кривой размагничивания материала магнита Андерхилл предложил номограмму, содержащую пять шкал:  $X, X', Y, Y'$  и  $B_u$  (рис. 3-24). Кривая размагничивания выбранного материала магнита *a*, например кривая размагничивания сплава аллико 2, изображается в координатах  $X Y'$ , и на ней отмечается точка  $(BH)_{\text{макс}}$  с координатами  $B_M H_M$ . Для нахождения искомых величин при пользовании номограммой следует проводить прямые от шкалы  $X$  к шкале  $X'$  и от шкалы  $Y$  до шкалы  $Y'$ . Например, если задана величина индукции в рабочем зазоре  $B_u$ , равная 3 500 Гс, и рабочая точка магнита с координатами  $B_M = 4 600$  Гс и  $H_M = 350$  э, то при проведении прямой 1 через точки на шкалах  $Y'$  и  $B_u$  получаем значение  $\Delta s_\Delta / s_m$  на шкале  $Y$ .

Аналогично при проведении прямой 2 через точки  $H_M$  на шкале  $X$  и 3,5 на шкале  $B_u$  получаем значение  $f\Delta/l_m$  на шкале  $X'$ .

Определение коэффициента рассеяния по предложенной номограмме дает приближенные значения, которые могут использоваться лишь для первоначального, ориентировочного выбора размеров системы.

В [Л. 58] указано, что пределы изменения коэффициента рассеяния в реальных магнитных системах значительно больше пределов, даваемых номограммой. Так, например, для магнитной системы электродвигателя постоянного тока  $\sigma \approx 1,01 - 1,02$ , для типовой магнитной системы громкоговорителя  $\sigma \approx 2$ , а для магнитных систем магнетронов  $\sigma$  может быть более 500.

Приведенное значение  $\sigma$  для магнитных систем электродвигателей подтверждается также в [Л. 59]. В [Л. 60] указывается, что для системы типа А значение коэффициента рассеяния  $\sigma \approx 20 - 30$ , для систем типа В —  $\sigma \approx 10 - 20$  и для систем типа С —  $\sigma \approx 5 - 10$ . Значения  $\sigma$  для систем типов А и В превышают величины, даваемые номограммой Андерхилла.

В [Л. 61] приведены данные экспериментального исследования рассеяния магнитного потока в системах, коэффициент рассеяния которых может быть рассчитан по номограмме Андерхилла. Системы были выбраны с небольшой величиной параметра  $r_e$  (порядка 1,1—1,3) и рабочим зазором длиной до 10 мм (рис. 3-25). Результаты этих исследований, представленные в виде семейства кривых на рис. 3-26, показывают, что коэффициент рассеяния возрастает пропорционально длине рабочего зазора, а также зависит от расположения магнита относительно рабочего зазора и от размера *a*, определяющего длину магнитопровода (рис. 3-25,з).

Однако получаемые абсолютные величины  $\sigma$  отличаются от значений, даваемых номограммой Андерхилла, особенно при сравнительно небольших длинах рабочего зазора.

7) В [Л. 62] рассматривается расчет магнитных систем для громкоговорителей с постоянным магнитом в виде кольца и в виде

цилиндра (керна). Материал магнитов — сплавы типа аллико. Указывается, что потери м. д. с. в магнитопроводе невелики при сравнительно небольших индукциях в рабочем зазоре и при индукции 12 000 гс составляют около 20%, т. е.  $f=1,2$ . При дальнейшем увеличении индукции насыщение магнитопровода резко возрастает и потери м. д. с. увеличиваются.

При определении потоков рассеяния учитываются потоки между керном и верхним фланцем (рис. 3-27), между керном и фланцами, между керном и магнитом, между верхним и нижним фланцами. Предполагается, что поток рассеяния самого магнита невелик при условии, если отношение  $l_m/s_m$  меньше двух (где  $l_m$  — в см,  $s_m$  — см<sup>2</sup>), и поэтому этот поток при расчетах можно не учитывать.

Для вычисления коэффициентов рассеяния даются приближенные эмпирические формулы.

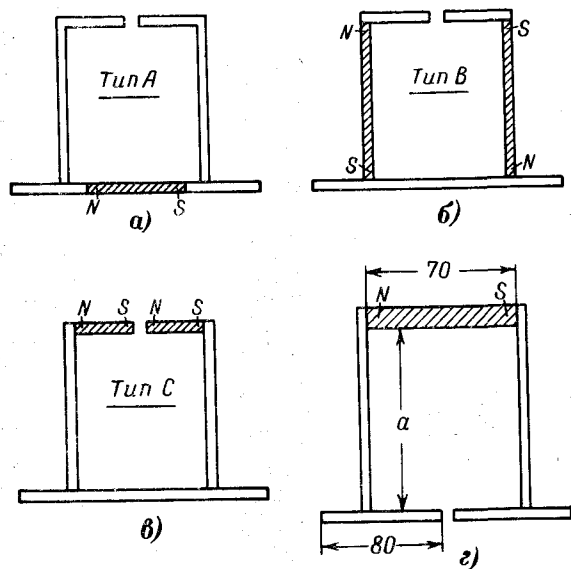


Рис. 3-25. Эскизы магнитных систем для экспериментального исследования коэффициента рассеяния  $\sigma$ . Размеры в миллиметрах.

Для системы с кольцевым магнитом (рис. 3-27,а) коэффициент рассеяния равен:

$$\sigma = 1 + \frac{5\Delta}{\tau} \frac{D_H}{l_m}, \quad (3-60)$$

где  $\tau$  — глубина рабочего зазора;

$D_H$  — наружный диаметр магнита.

Коэффициент рассеяния системы с магнитом-керном (рис. 3-27,б) выражается аналогичной формулой:

$$\sigma = 1 + \frac{5\Delta}{\tau} \frac{D_m}{D_K}, \quad (3-61)$$

где  $D_K$  — диаметр керна.

В случае, если магниты имеют некруговую форму, под величинами  $D_H$  и  $D_m$  следует понимать диаметры соответствующих окружностей, описанных вокруг магнитов. Результаты, даваемые (3-60), хорошо подтверждаются на практике [Л. 63].

8) Расчет магнитных систем магнетронов с цилиндрическими полюсными наконечниками диаметром  $d_H$  и сравнительно большой длиной рабочего зазора  $\Delta$  приведены в [Л. 64, 65]. На основе большого числа измерений получены эмпирические формулы:

$$\sigma = 1 + \frac{7\Delta}{d_H}; \quad (3-62)$$

$$f = 1 + \frac{\Delta}{5d_H}. \quad (3-63)$$

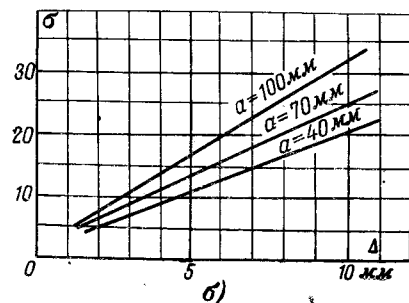
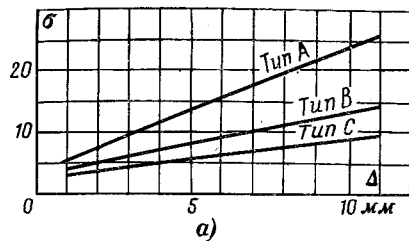


Рис. 3-26.

$a$  — зависимость коэффициента рассеяния  $\sigma$  от длины рабочего зазора для экспериментальных магнитных систем (рис. 3-25,а-а); б — то же при различной длине магнитопровода (размера  $a$  на рис. 3-25,г).

9) Экспериментальное исследование магнитных систем громкоговорителей и микрофонов с кольцевым магнитом из сплава аллико

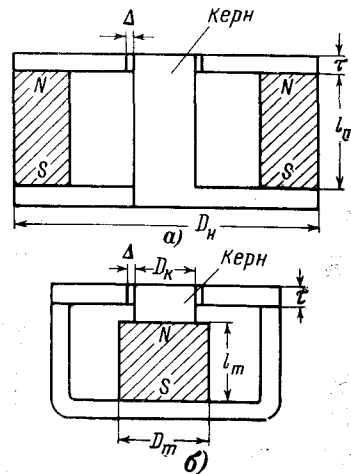


Рис. 3-27. Эскизы для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$  магнитных систем громкоговорителей с кольцевым магнитом (а) и магнитом-керном (б).

[Л. 73] показало, что коэффициент рассеяния в среднем изменяется от 2,3 до 3,0 и в некоторых системах достигает величины 3,4.

10) Приближенный способ расчета магнитных систем для измерительных приборов с магнитами из сплавов типа аллико рассматривается в [Л. 74]. В зависимости от величины рассеяния магнитные

системы разбиваются на три группы: а) с кольцевым внешним магнитом и сравнительно большой длиной рабочего зазора, у которых коэффициенты  $\sigma \approx 3-5$  и  $s \approx 0,2-0,3$ ; б) со сравнительно малым рабочим зазором, у которых величины  $\sigma \approx 2-2,5$  и  $s \approx 0,4-0,5$ ; в) с внутрирамочным магнитом и небольшим рассеянием, имеющие коэффициенты  $\sigma \approx 1,2-1,4$  и  $s \approx 0,7-0,8$ .

11) Для определения коэффициента рассеяния восьми типов магнитных систем с прямыми, подковообразными и кольцевыми магнитами Тенцер [Л. 76] использует методику [Л. 55] и разбивает магнитную систему на характерные участки (рис. 3-28). Предполагается, что  $\Phi_{s1}$  — поток рассеяния между участками длиной  $a$  (рис. 3-28, а);  $\Phi_{s2}$  — между участками длиной  $b$ ;  $\Phi_{s3}$  — поток рассеяния прямого магнита длиной  $c = l_m$ . Коэффициент рассеяния будет в этом случае равен:

$$\sigma = 1 + \frac{\Phi_{s1} + \Phi_{s2} + \Phi_{s3}}{\Phi_u} \quad (3-64)$$

Это уравнение можно представить в виде

$$\sigma = 1 + \frac{F_{s1}G_{s1} + F_{s2}G_{s2} + F_{s3}G_{s3}}{F_u G_u} \quad (3-65)$$

где  $G_{s1}, G_{s2}, G_{s3}$  — проводимости соответствующих путей рассеяния.

После преобразований имеем:

$$\sigma = 1 + \frac{1}{G_u} (K_{s1}G_{s1} + K_{s2}G_{s2} + K_{s3}G_{s3}), \quad (3-66)$$

где  $K_{s1} = F_{s1}/F_u$ ;  $K_{s2} = F_{s2}/F_u$ ;  $K_{s3} = F_{s3}/F_u$ .

Вычисление проводимости между отдельными частями магнитопровода производится по формулам (в системе единиц СИ)

$$G_{s1} = 1,7\mu_0 p_a \frac{a}{a + \Delta} \quad (3-67)$$

и

$$G_{s2} = 1,4\mu_0 b \sqrt{\frac{p_b}{c} + 0,25} \quad \text{при } 0,25 \leq \frac{p_b}{c} \leq 4, \quad (3-68)$$

где  $p_a, p_b$  — периметры поперечных сечений участков  $a$  и  $b$ .

Формула (3-67) получена при упрощении (3-51), а (3-68) — при упрощении формулы, выведенной в [Л. 77].

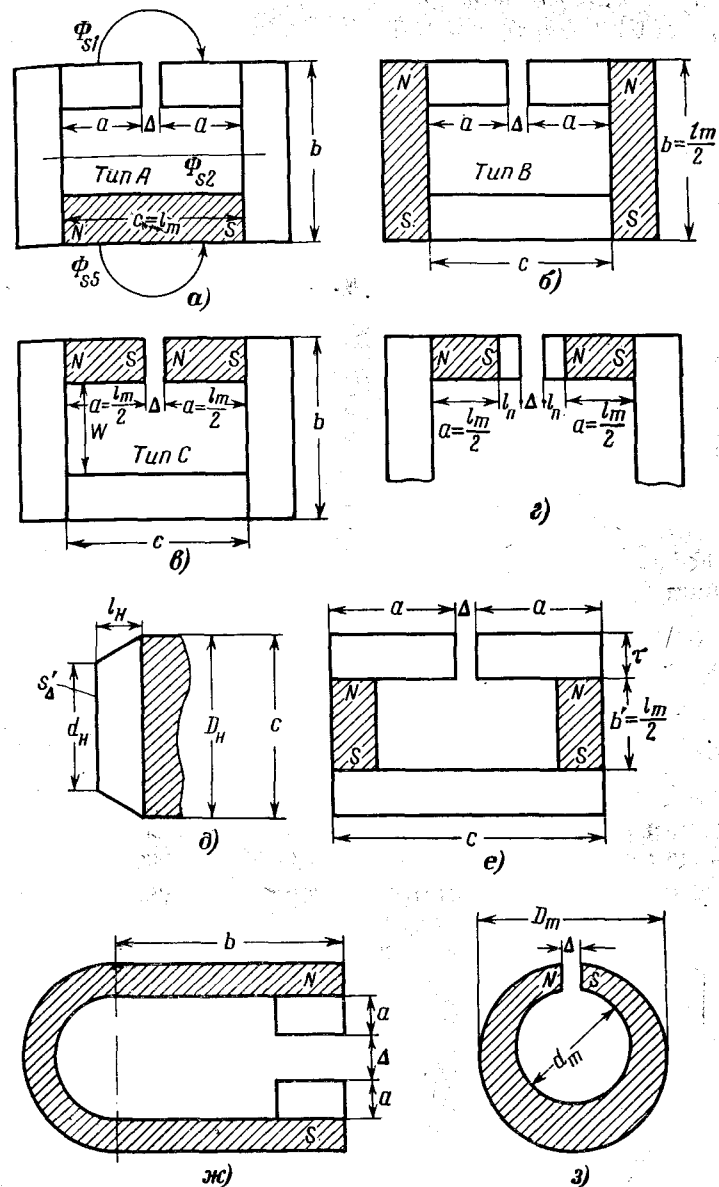


Рис. 3-28. Эскизы магнитных систем для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$ .

При определении проводимости рассеяния прямого магнита предполагается, что его эффективная (или действующая) длина равна  $2/3$  геометрической.

Если участок  $c$  является постоянным магнитом, то его проводимость может быть подсчитана по формуле

$$G_c = 0,5 \mu_0 p_c, \quad (3-69)$$

где  $p_c$  — периметр.

Эта формула получена из (3-67) при предположении, что нейтральная зона шириной  $c/3$  является рабочим зазором, и при учете возникающего при этом искажения поля рассеяния.

Принимается, что падение м. д. с. в магнитопроводе невелико, поэтому для участков магнитопровода коэффициенты  $K_{s1} = K_{s2} = 1$  и  $K_{s3} = 0$ .

Для участков, которые занимает постоянный магнит,

$$K_{s1} = K_{s2} = K_{s3} = 2/3.$$

Для систем, изображенных на рис. 3-28, а—в, коэффициент рассеяния вычисляется по общему уравнению

$$\sigma = 1 + \frac{\Delta}{s_{\Delta}} \left( 1,7 p_a K_{s1} \frac{a}{a + \Delta} + 1,4 b K_{s2} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{p_b}{c} + 0,25} + 0,5 p_c K_{s3} \right). \quad (3-69a)$$

Здесь и ниже величина  $\Delta$  дана в сантиметрах, площадь сечения рабочего зазора  $s_{\Delta}$  — в квадратных сантиметрах,  $p_a$ ,  $p_b$ ,  $p_c$  — периметры поперечных сечений участков длиной  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — в сантиметрах.

После подстановки вышеуказанных значений для коэффициентов  $K_{s1}$ ,  $K_{s2}$  и  $K_{s3}$  получаем:

Для системы типа А (рис. 3-29, а)

$$\sigma = 1 + \frac{\Delta}{s_{\Delta}} \left( 1,7 p_a \frac{a}{a + \Delta} + 1,4 b \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{p_b}{c} + 0,25} + 0,33 p_c \right), \quad (3-70)$$

где  $c = l_m$ ;

для системы типа В (рис. 3-28, б)

$$\sigma = 1 + \frac{\Delta}{s_{\Delta}} \left( 1,7 p_a \frac{a}{a + \Delta} + 0,63 b \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{p_b}{c} + 0,25} + 0,33 p_b \right), \quad (3-71)$$

где  $b = l_m/2$  и  $0,33 p_b$  — член, учитывающий поток рассеяния магнита;

для системы типа С (рис. 3-28, в)

$$\sigma = 1 + 1,1 \frac{\Delta}{s_{\Delta}} p_a \frac{0,67 a}{0,67 a + \Delta} \left( 1 + \frac{\Delta}{a} \right), \quad (3-72)$$

где  $a = l_m/2$  и  $\left( 1 + \frac{\Delta}{a} \right)$  — поправочный член, учитывающий потоки рассеяния между каждым магнитом и соседними участками магнитопровода.

Выражение (3-69) может быть использовано также для приближенного определения коэффициентов рассеяния систем, несколько отличающихся по конструкции от основных типов.

Для системы с полюсными наконечниками длиной  $l_H$  (рис. 3-28, з) суммарный поток рассеяния может быть разделен на поток рассеяния между полюсными наконечниками и поток рассеяния между магнитами. Формула для коэффициента рассеяния в этом случае принимает вид:

$$\sigma = 1 + 1,7 \frac{\Delta}{s_{\Delta}} p_a \left[ \frac{l_H}{l_H + \Delta} + \right. \\ \left. + 0,67 \frac{0,67 a}{0,67 a + \Delta + 2 l_H} \left( 1 + \frac{\Delta + 2 l_H}{a} \right) \right]. \quad (3-73)$$

Для системы с конусными полюсными наконечниками длиной  $l_H$  (рис. 3-28, д) коэффициент рассеяния может быть вычислен по (3-73), в которой площадь  $s_{\Delta}$  определяется по диаметру  $d_H$  полюсных наконечников.

Для варианта системы типа В (рис. 3-28, е) при учете, что длина магнита равна  $2b'$ , коэффициент рассеяния может быть вычислен по несколько видоизмененной (3-71)

$$\sigma = 1 + \frac{\Delta}{s_{\Delta}} \left[ 1,7 p_a \frac{a}{a + \Delta} + (1,4 \tau + 0,94 b') \sqrt{\frac{p_{b'}}{c} + 0,25} \right]. \quad (3-74)$$

В системе с подковообразным магнитом (рис. 3-28,ж) поток рассеяния последнего вычисляется при предположении, что изогнутая средняя часть является нейтральной зоной и что поток рассеяния возникает только между ветвями магнита длиной  $b$ . При  $K_B=0,7$  имеем:

$$\sigma = 1 + \frac{\Delta}{s_{\Delta}} \left[ 1,7 p_a \frac{a}{a + \Delta} + 0,94 b \sqrt{\frac{p_b}{c} + 0,25} \right]. \quad (3-75)$$

При вычислении коэффициента рассеяния системы с кольцевым магнитом (рис. 3-28,з) предполагается, что длина нейтральной зоны составляет треть часть средней длины магнита. Части магнитопровода, между которыми возникают потоки рассеяния, соответствуют частям  $a$  на рис. 3-28,в. Длина  $a$  вычисляется как треть часть средней длины магнита:

$$a = \frac{1}{2} \frac{\pi}{3} (D_m + d_m - \Delta), \quad (3-76)$$

где  $D_m$  — наружный и  $d_m$  — внутренний диаметры магнита. Окончательно имеем:

$$\sigma = 1 + 1,1 \frac{\Delta}{s_{\Delta}} p_a \frac{0,67a}{0,67a + \Delta} \left( 1 + \frac{\Delta}{a} \right), \quad (3-77)$$

где под  $p_a$  подразумевается периметр рабочего зазора.

В [Л. 78] приведены уточненные данные по применению формул (3-69) — (3-77), а в [Л. 79] — результаты экспериментальной проверки формул на моделях систем типа С (рис. 3-28,в).

12) Вопросы расчета магнитных систем громкоговорителей с магнитом в виде ядра из сплава алкомакс 3 и с магнитом в виде кольца из феррита бария рассмотрены в [Л. 80, 81].

Для систем с магнитом-кernом учитывается только поток рассеяния у рабочего зазора и для определения коэффициента рассеяния  $\sigma$  дается эмпирическая формула

$$\sigma = 1 + 3,5 \frac{\Delta}{\tau}, \quad (3-78)$$

где  $\Delta$  — длина и  $\tau$  — глубина рабочего зазора.

Для систем с магнитом-кольцом внешний поток рассеяния магнита учитывается при помощи формулы

$$\Phi_{sm} = C_1 D_H + C_2 D_H^2, \quad (3-79)$$

где  $D_H$  — наружный диаметр магнита,  $C_1, C_2$  — постоянные, определяемые экспериментально для каждого типа системы.

Для магнитных систем громкоговорителей с кольцевым магнитом из анизотропного феррита бария при выражении потока  $\Phi_{sm}$  в мкс и диаметра  $D_H$  в см  $C_1=1900$  и  $C_2=230$ .

13) Для приближенного определения коэффициента рассеяния систем с относительно большим рабочим зазором Жауен [Л. 86] предложил формулу, которая, кроме размеров рабочего зазора, учитывает величину индукции в рабочем зазоре:

$$\sigma = 0,5 \left( 1 + \frac{\Delta}{d_H} \right) \sqrt{\frac{B_u}{100}}, \quad (3-80)$$

где  $B_u$  — индукция в рабочем зазоре, гс;

$d_H$  — диаметр полюсных наконечников.

Формула справедлива при длине зазора, соизмеримой с диаметром полюсных наконечников.

### 3-6. Аналитическое определение индукции в рабочем зазоре магнитных систем

Для аналитического расчета систем с постоянными магнитами кривая размагничивания материала магнита и прямая проводимости выражаются в виде алгебраических уравнений. При совместном решении этих уравнений определяются координаты рабочей точки  $B_m, H_m$  на кривой размагничивания. По этим значениям вычисляется величина индукции  $B_u$  в рабочем зазоре. Кривая размагничивания аппроксимируется уравнением второго порядка (эллипса или гиперболы), а уравнение прямой проводимости находится при помощи либо проводимости рассеяния  $G_s$ , либо коэффициентов рассеяния  $\sigma$  и учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$ .

В аналитических способах отпадает необходимость в использовании чертежа кривой размагничивания и выполнения графических построений.

а) Расчет при выражении кривой размагничивания уравнением эллипса. Аппроксимация кривой размагничивания при помощи уравнения эллипса [Л. 15] показывает, что для ряда материалов магнита наблюдается хорошее совпадение экспериментально полученной кривой размагничивания с соответствующим эллипсом (рис. 3-29), особенно в средней части  $CD$ , в которой наиболее часто находится рабочая точка для большинства систем.

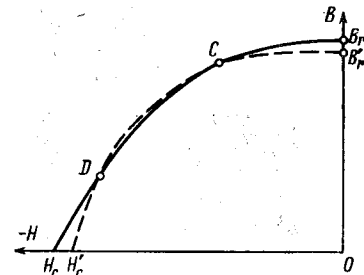


Рис. 3-29. Кривая размагничивания (сплошная линия) и построенный эллипс (пунктир).

Уравнение кривой размагничивания в этом случае имеет вид:

$$\frac{H_m^2}{H_c'^2} + \frac{B_m^2}{B_r'^2} = 1, \quad (3-81)$$

где  $H_c'$  и  $B_r'$  — новые условные значения коэрцитивной силы и остаточной индукции.

Зависимость между величинами  $B_m$  и  $H_m$  находится из (3-81) при учете, что  $B_m = \Phi_m / s_m$ .

Получаем:

$$H_m = -H_c' \sqrt{1 - \frac{\Phi_m^2}{B_r'^2 s_m^2}}. \quad (3-82)$$

При введении коэффициента рассеяния  $\sigma$ , предполагая, что отсутствует падение м. д. с. в магнитопроводе, получаем выражение для индукции в рабочем зазоре

$$B_u = \frac{1}{\sqrt{\frac{\Delta^2}{H_c' l_m^2} + \frac{\sigma^2 \times s_{\Delta}^2}{B_r'^2 s_m^2}}}. \quad (3-83)$$

б) Расчет при выражении кривой размагничивания уравнением гиперболы. Кривая размагничивания аппроксимируется уравнением гиперболы в виде [Л. 16]

$$B_m = \frac{B_r (H_c - H_m)}{H_c - a H_m}, \quad (3-84)$$

где  $a$  — постоянная, зависящая от формы кривой размагничивания (§ 2-4).

Это уравнение показывает, что кривая размагничивания может быть определена по любым трем точкам, однако желательно, чтобы этими точками были  $B_r$ ,  $H_c$  и  $(B_m H_m)$ . Первые две величины входят в уравнение непосредственно, а величина  $B_m H_m$  — через постоянную  $a$  по выражению (2-16).

При расчете систем, работающих на основной кривой размагничивания, положение рабочей точки определяется при совместном решении (3-84) с уравнением прямой проводимости

$$\frac{B_m}{H_m} = \operatorname{tg}' \alpha. \quad (3-85)$$

При решении получаем квадратное уравнение

$$a \operatorname{tg} \alpha H_m^2 - (H_c \operatorname{tg} \alpha + B_r) H_m + B_r H_c = 0, \quad (3-86)$$

из которого

$$H_m = \frac{(H_c \operatorname{tg} \alpha + B_r) - \sqrt{(H_c \operatorname{tg} \alpha + B_r)^2 + 4a \operatorname{tg} \alpha B_r H_c}}{2a \operatorname{tg} \alpha}. \quad (3-87)$$

Отсюда индукция в рабочем зазоре при коэффициенте  $f > 1$  определяется формулой

$$B_u = \frac{l_m [(H_c \operatorname{tg} \alpha + B_r) - \sqrt{(H_c \operatorname{tg} \alpha + B_r)^2 + 4a \operatorname{tg} \alpha B_r H_c}]}{2a \operatorname{tg} \alpha f \Delta}. \quad (3-88)$$

Аналогичные вычисления можно выполнить и при выражении кривой размагничивания в приведенных координатах  $h_m = H/H_c$  и  $b_m = B/B_r$  [Л. 87]:

$$\frac{b_m h_m}{b_m + h_m - 1} = r, \quad (3-89)$$

где  $r = B_s/B_r$ .

Так же могут быть использованы выражения для аппроксимации кривых размагничивания гиперболической формы и формы, близкой к прямоугольной, предложенные в [Л. 88, 89].

При расчете систем с магнитами, работающими на кривых возврата, в первую очередь находится положение точки начала кривой возврата на кривой размагничивания при совместном решении (2-15), определяющим соответствующую прямую проводимости, и (3-84). При этом коэффициент возврата принимается равным производной в точке  $B_r$ , что дает возможность найти его выражение в общем случае.

Дифференцируя (3-84) по  $H_m$ , получаем:

$$\frac{dB_m}{dH_m} = \frac{B_r H_c (1 - a)}{(H_c - a H_m)^2}. \quad (3-90)$$

При подстановке  $H_m = 0$  получаем тангенс угла наклона кривой размагничивания в точке  $B_r$  и, следовательно, коэффициент возврата для заданной кривой размагничивания

$$\frac{dB_m}{dH_m} = -\rho = \frac{B_r}{H_c} (1 - a). \quad (3-91)$$

Коэффициент возврата имеет здесь отрицательный знак, так как для удобства величины  $H_c$  и  $H_m$  принимаются положительными.

Положение рабочей точки магнита на кривой возврата ( $B_B, H_e$ ), выраженной через коэффициенты  $\sigma, f$  и основные размеры магнитной системы, находят при совместном решении уравнения кривой возврата (3-27) и уравнения прямой проводимости (3-85):

$$B_e = \frac{B_B - \rho H_B}{1 - \frac{\rho f s_m \Delta}{\sigma s_\Delta l_m}}; \quad (3-92)$$

$$H_e = \frac{B_B - \rho H_B}{\frac{\sigma s_\Delta l_m}{f s_m \Delta} - \rho}, \quad (3-93)$$

индукция в рабочем зазоре определяется формулой

$$B_u = \frac{B_B - \rho H_B}{\frac{\sigma s_\Delta}{s_m} - \frac{\rho f \Delta}{l_m}}. \quad (3-94)$$

Кривую размагничивания можно аппроксимировать при помощи уравнения гиперболы [Л. 70] в виде

$$\varepsilon = (\gamma - H_m) (\beta - B_m). \quad (3-95)$$

Постоянные  $\varepsilon, \gamma$  и  $\beta$  находятся по координатам трех точек:  $(H_c, 0), (B_m, H_m), (0, B_r)$ , причем в качестве вспомогательной величины выбирается индукция  $B_m$  в точке  $(BH)_{\text{макс}}$ .

Имеем:

$$B_m = \sqrt{\frac{B_r}{H_c} (BH)_{\text{макс}}}; \quad (3-96)$$

$$\gamma = \frac{H_c B_m^2}{B_r (2B_m - B_r)} = \frac{(BH)_{\text{макс}}}{2B_m - B_r}; \quad (3-97)$$

$$\beta = \frac{B_m^2}{2B_m - B_r}; \quad (3-98)$$

$$\varepsilon = (BH)_{\text{макс}} \left( \frac{B_r - B_m}{2B_m - B_r} \right)^2. \quad (3-99)$$

После совместного решения (3-95) и (3-85), предполагая, что коэффициент  $f = 1$ , получаем формулу для определения индукции в рабочем зазоре

$$B_u = \frac{l_m}{2\Delta \operatorname{tg} \alpha} [\gamma \operatorname{tg} \alpha + \beta - \sqrt{\beta^2 + (4\varepsilon - 2\beta\gamma) \operatorname{tg} \alpha + \gamma^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}]. \quad (3-100)$$

### 3-7. Эквивалентные электрические схемы магнитных систем с постоянным магнитом и их применение при расчетах

Ряд исследователей для облегчения расчетов использует формальную аналогию между постоянным магнитом как источником м. д. с. и электрической цепью с источником э. д. с. В простейшей эквивалентной схеме

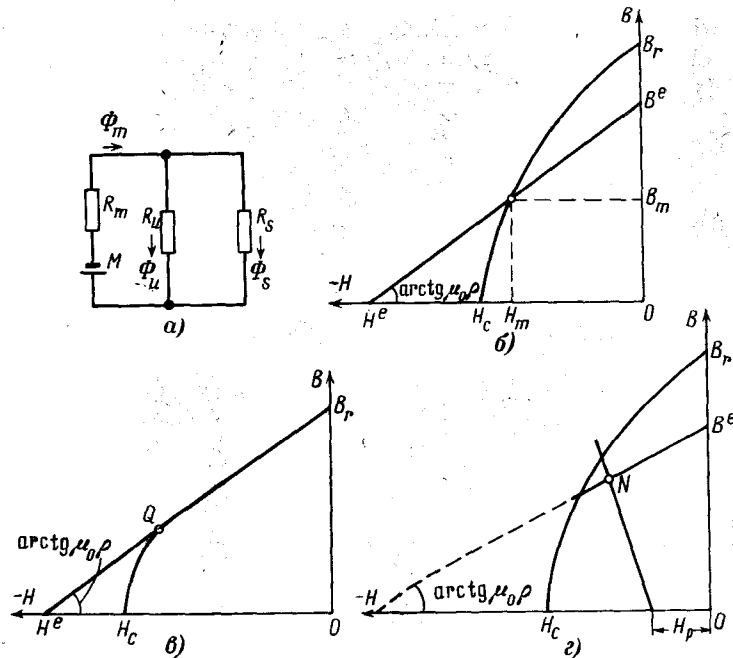


Рис. 3-30. Эквивалентная электрическая схема магнитной системы с постоянным магнитом (а) и определение сторонней коэрцитивной силы по кривой возврата (б), основной кривой размагничивания (в) и по В. Н. Мильштейну (г).

(рис. 3-30,а) источник м. д. с.  $M$  с последовательно включенным сопротивлением  $R_m$  создает во внешнем пространстве магнитный поток  $\Phi_m$ , который делится на полезный поток  $\Phi_u$ , проходящий через рабочий зазор с магнитным сопротивлением  $R_u$ , и поток рассеяния  $\Phi_s$ , проходящий через сопротивление рассеяния  $R_s$ . Под величиной м. д. с. часто понимается произведение  $H_c l_m$  (§ 3-3).

Многие авторы [Л. 90—92] под величиной м. д. с. при работе магнита на кривой возврата понимают произведение  $H^e l_m$ , где  $H^e$  — сторонняя напряженность магнитного поля, определяемая графически путем продолжения кривой возврата до пересечения с осью  $H$  (рис. 3-30,б). Поток, проходящий в цепи, вызывает соответствующее падение магнитного потенциала на внешнем сопротивлении, пропорциональное отрезку  $OH_m$ , и на внутреннем — пропорциональное отрезку  $H_m H^e$ . Внутреннее сопротивление при этом принято выражать формулой (в данном параграфе принята система единиц СИ)

$$R_m = \frac{l_m}{\mu_0 \rho s_m}. \quad (3-101)$$

Для магнитных материалов, кривая размагничивания которых имеет линейный участок вблизи оси  $B$ , например феррита бария, величина  $H^e$  определяется путем продолжения указанного участка до пересечения с осью  $H$  (рис. 3-31,а).

Для удобства вычисления сопротивление рассеяния  $R_s$  часто подразделяется на частичные сопротивления рассеяния  $R_{s1}, R_{s2}$ , соответствующие потокам рассеяния между отдельными частями системы. В качестве примера, иллюстрирующего способ вычисления, рассмотрим магнитную систему громкоговорителя с кольцевым магнитом (рис. 3-31,а). Здесь условно можно выделить поток рассеяния  $\Phi_{s1}$  между торцом керна и верхним

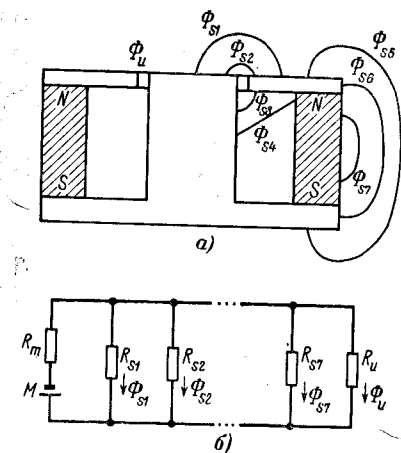


Рис. 3-31. Схематическое изображение частичных потоков рассеяния в магнитной системе громкоговорителя (а) и их отображение на эквивалентной электрической схеме (б).

фланцем, поток  $\Phi_{s2}$  над рабочим зазором, поток  $\Phi_{s3}$  между нижней поверхностью верхнего фланца и боковой поверхностью керна, поток  $\Phi_{s4}$  между магнитом и керном, поток  $\Phi_{s5}$  между наружными поверхностями фланцев, поток  $\Phi_{s6}$  между торцами фланцев и поток рассеяния

самого магнита  $\Phi_{s7}$ . Соответствующая этому случаю эквивалентная схема представлена на рис. 3-31,б.

В. Н. Мильштейн [Л. 93] при определении м. д. с. и внутреннего сопротивления магнита (рис. 30,з) исходит из уравнения прямой возврата в виде

$$B_e = B^e - \mu_0 \rho H^e. \quad (3-102)$$

При умножении левой и правой частей этого уравнения на  $s_m$ , получаем:

$$B_e s_m = B^e s_m - \mu_0 \rho H^e s_m \quad (3-103)$$

и

$$H^e = \frac{B^e s_m - B_e s_m}{\mu_0 \rho s_m} = \frac{\Phi^e - \Phi_e}{\mu_0 \rho s_m}. \quad (3-104)$$

Так как

$$H^e l_m - H_p = \frac{\Phi^e}{G_c},$$

то, подставляя

$$\frac{\Phi^e - \Phi_e}{\mu_0 \rho s_m / l_m} - H_p = \frac{\Phi}{G_c}, \quad (3-105)$$

получаем:

$$\Phi_e = \frac{\Phi^e \frac{l_m}{\mu_0 \rho s_m} - H_p}{\frac{l_m}{\mu_0 \rho s_m} - \frac{1}{G_c}}, \quad (3-106)$$

где  $R_c = 1/G_c$  — сопротивление между полюсами магнита.

Таким образом, магнит проявляет себя во внешней цепи как электромагнит с м. д. с., равной  $\Phi^e \frac{l_m}{\mu_0 \rho s_m}$  и внутренним магнитным сопротивлением  $\frac{l_m}{\mu_0 \rho s_m}$ .

Отрезок оси абсцисс от начала координат до точки пересечения с продолжением прямой возврата пропорционален сумме м. д. с. постоянного магнита и дополнительных м. д. с., приложенных к магнитной системе, а тангенсы углов наклона пересекающихся прямых обратно пропорциональны внутреннему и внешнему сопротивлениям. Такое графическое построение иллюстрирует линейную зависимость типа закона Ома.

А. М. Сенкевич [Л. 94] предложил эквивалентную электрическую схему магнитной системы с постоянным магнитом дополнить сопротивлениями  $R_n$ , учитывающими потери м. д. с. в магнитопроводе. При этом эквивалентная схема принимает вид, показанный на



рис. 3-32. Сопротивления  $R_{\Pi}$  вычисляются по формуле

$$R_{\Pi n} = \frac{l_{\Pi n}}{\mu_{\Pi n} S_{\Pi n}}, \quad (3-107)$$

где  $l_{\Pi n}$  и  $S_{\Pi n}$  — длина и площадь поперечного сечения соответствующего участка магнитопровода и  $\mu_{\Pi}$  — магнитная проницаемость материала этого участка, зависящая от напряженности поля.

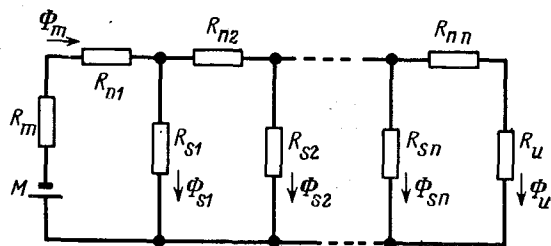


Рис. 3-32. Эквивалентная электрическая схема магнитной системы с постоянным магнитом при учете сопротивлений магнитопровода.

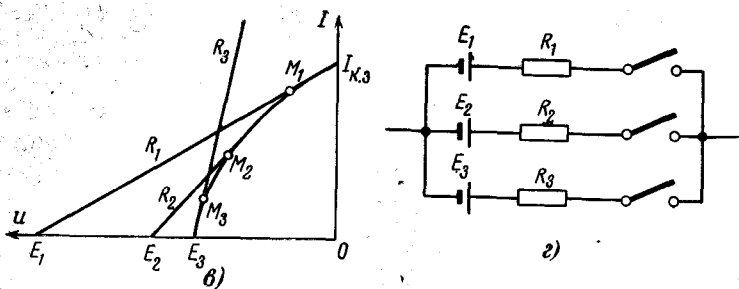
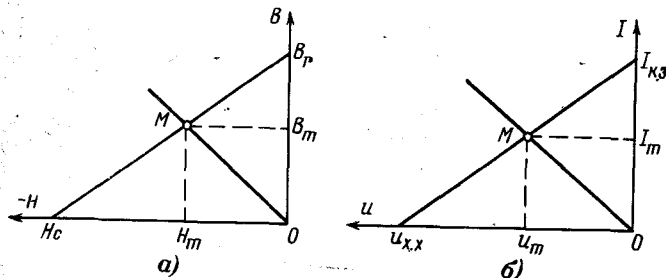


Рис. 3-33. К аналогии между кривой размагничивания магнита и нагрузочной характеристикой электрической цепи.

Некоторые авторы [Л. 95, 30] предлагают использовать для расчета аналогию между кривой размагничивания магнита и нагрузочной характеристикой электрической цепи (рис. 3-33, а, б).

В этом случае коэрцитивная сила магнита  $H_c$  формально соответствует напряжению холостого хода  $U_{x,x}$ , а остаточная индукция  $B_r$  — току короткого замыкания  $I_{к.з}$ . Координаты рабочей точки на кривой размагничивания  $H_m$  и  $B_m$  соответствуют координатам  $U_m$  и  $I_m$  на нагрузочной характеристике.

Аппроксимация кривой размагничивания нелинейной формы (рис. 3-33, в) возможна, если использовать схему замещения магнита с несколькими источниками э. д. с.  $E_1, E_2, E_3 \dots$  с соответствующими внутренними сопротивлениями (рис. 3-33, г) [Л. 30].

Для учета потока рассеяния самого магнита последний заменяется эквивалентной схемой, состоящей из ряда последовательно включенных э. д. с.  $E_1, E_2, E_3 \dots$  (рис. 3-34, правая часть) с внутренними сопротивлениями  $R_1, R_2, R_3 \dots$  и параллельно включенными сопротивлениями  $R_A, R_B \dots$ , отображающими соответствующие потоки рассеяния схематически изображенные в левой половине рисунка [Л. 24, 30].

Упрощение расчета систем с помощью эквивалентных электрических схем возможно при использовании электрического моделирующего устройства, работающего по заданной программе и дающего возможность быстрого нахождения параметров рассчитываемых магнитных систем путем измерения соответствующих электрических параметров [Л. 30].

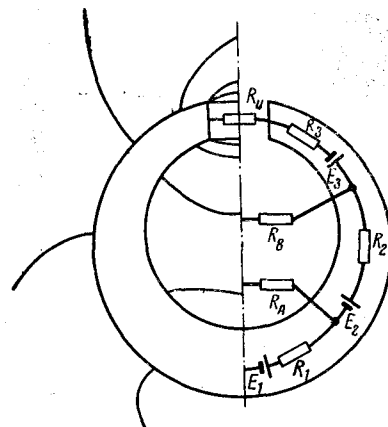


Рис. 3-34. Эквивалентная электрическая схема, учитывающая рассеяние самого магнита.

### 3-8. Полуэмпирические способы расчета

Полуэмпирические способы расчета основаны преимущественно на статистической обработке результатов измерений большого числа однотипных магнитных систем с магнитами из определенного материала. Для удобства практического применения по полученным данным строятся расчетные графики или номограммы, связывающие между собой величины индукции в рабочем зазоре и основные размеры магнита и магнитной системы.

а) **Расчетные кривые Мишеля и Вейрэ.** Способ построения расчетных кривых Мишеля и Вейрэ [Л. 96] интересен с точки зрения практического применения теоремы подобия к статистической обработке результатов измерений магнитных систем для измерительных приборов с подковообразными магнитами из вольфрамовой стали. Мишель и Вейрэ экспериментально подтвердили, что магниты с подобными геометрическими размерами имеют одинаково расположенные рабочие точки на кривой размагничивания и что величина магнитного потока, создаваемого магнитом, практически не зависит от формы его поперечного сечения.

Расчетные кривые, представленные на рис. 3-35, б, относятся к магниту с расстоянием  $d=1$  см (рис. 3-35, а). По оси абсцисс отложены значения  $\sqrt{\Phi_m}$ , а по оси ординат — величины  $h$  и  $\sqrt{s_m}$ .

Поясним применение указанных кривых на примере расчета магнита с расстоянием  $d=5$  см, который должен иметь поток в нейтральном сечении, равный 25 600 мкс. В этом случае расчетное значение потока будет равно  $\frac{25\ 600}{5^2}=1\ 012$  мкс, откуда  $\sqrt{\Phi_m}=32$ .

Этому значению на кривых соответствуют  $\sqrt{s_m}=0,36$  см и  $h=25$  см. Размеры магнита находятся при умножении полученных значений на отношение подобия:

$$s_m = (0,36 \cdot 5)^2 = 3,25 \text{ см}^2; \quad h = 2,5 \cdot 5 = 12,5 \text{ см.}$$

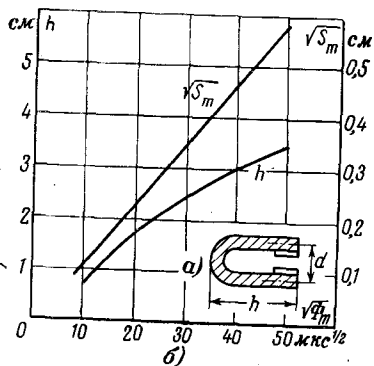


Рис. 3-35

а — эскиз магнитной системы; б — расчетные кривые по Мишелю и Вейрэ.

Для магнитных систем с достаточно хорошим использованием энергии постоянного магнита отношение  $h/\sqrt{s_m}$  должно быть порядка 4—7.

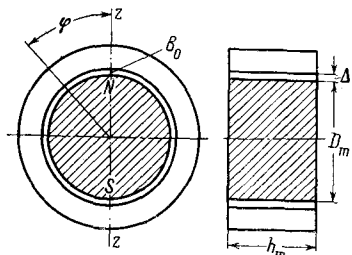


Рис. 3-36. Эскиз магнитной системы с внутрирамочным магнитом.

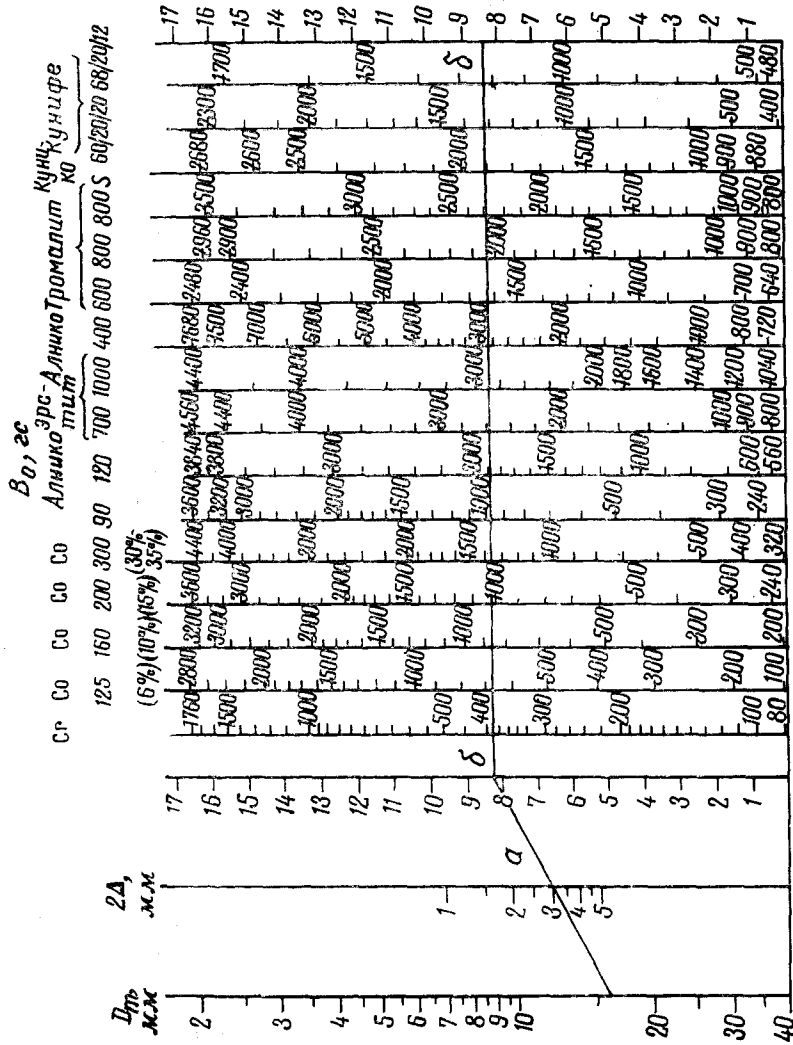
б) Номограмма для расчета систем с внутрирамочным магнитом. Номограмму для расчета систем с внутрирамочными магнитами классического типа, т. е. систем с постоянной длиной рабочего зазора (рис. 3-36), предложил Л. Мерц [Л. 97]. Одной из особенностей таких систем является синусоидальное распределение индукции по окружности зазора. Если в сечении зазора, совпадающем с направлением намагничивающего магнитного поля  $zz$ , индукция равна  $B_0$ , то в сечении, отстоящем на угол  $\varphi$ , индукция будет равна

$$B_\varphi = B_0 \cos \varphi. \quad (3-108)$$

Номограмма (рис. 3-37) дает возможность определения индукции  $B_0$  для систем с различным диаметром магнита  $D_m$  по удвоенной длине рабочего зазора  $2\Delta$  и марки применяемого материала магнита.

В левой части номограммы расположены две шкалы, на которых отложены величины  $D_m$  и  $\Delta$  в миллиметрах. В правой части находятся 16 основных шкал, каждая из которых содержит значения  $B_0$  в гауссах для определенного материала магнита. С обеих сторон шкал  $B_0$  расположены вспомогательные шкалы,

Рис. 3-37. Номограмма для расчета систем с внутрирамочным магнитом.



Правила пользования номограммой поясним на примере расчета системы с  $D_m=16$  мм и  $2\Delta=3$  мм.

Прямой линией  $a$  соединяют точку 16 на шкале  $D_m$  с точкой 3 на шкале  $2\Delta$  и продолжают эту прямую до пересечения со вспомогательной шкалой. Из найденной точки на этой шкале проводят прямую  $db$ , параллельную основанию, и точки пересечения ее со шкалами  $B_0$  определяют величину индукции для соответствующего материала магнита.

в) **Расчет магнитных систем громкоговорителей по Рейнсту и Лангедаму [Л. 98].** В основу метода расчета положена рассмотренная выше (рис. 3-30,а) эквивалентная электрическая схема магнитной цепи с постоянным магнитом, являющимся источником постоянной м. д. с. величиной  $H^e$  с последовательно включенным внутренним сопротивлением  $R_m$ .

Магнитный поток  $\Phi_m$ , создаваемый магнитом, проходит по сопротивлению  $R_m$  и параллельно включенным сопротивлениям рабочего зазора  $R_u$  и рассеяния  $R_s$ .

Полезный поток в рабочем зазоре  $\Phi_u$  может быть вычислен по формуле

$$\Phi_u = \frac{H^e l_m}{p R_u + R_m}, \quad (3-109)$$

где

$$p = 1 + \frac{R_m}{R_s}. \quad (3-109a)$$

Поток  $\Phi_m$  соответственно равен

$$\Phi_m = \frac{H^e l_m}{\frac{R_u}{p'} + R_m}, \quad (3-110)$$

где

$$p' = 1 + \frac{R_u}{R_s}. \quad (3-110a)$$

Сопротивление  $R_u$  находится обычным методом (система единиц СИ). Величины  $R_m$  и  $H^e$  определяются в предположении, что магнит выполняется из анизотропного бариевого феррита марки Ферроксдур 300R. Предполагается, что рабочая часть кривой размагничивания является прямолинейной и лежит выше точки перегиба  $Q$  (рис. 3-30,б).

Нахождение величины сторонней коэрцитивной силы  $H^e$  производится путем продолжения верхнего линейного участка кривой до пересечения с осью  $H$ . Внутрен-

нее сопротивление магнита вычисляется по (3-101), или, так как на выбранном участке кривой размагничивания величина  $\rho=1$ ,

$$R_m = \frac{l_m}{\mu_0 s_m}. \quad (3-111)$$

Определение коэффициентов  $p$  и  $p'$  возможно на основании статистической обработки результатов измерений потоков  $\Phi_u$  и  $\Phi_m$  в большом числе магнитных систем громкоговорителей с кольцевым магнитом.

Указанные эмпирические зависимости имеют вид:

$$p = 14,2 \frac{l_m^2}{s_m} + 1,86 \quad (3-112)$$

и

$$p' = 16,2 \frac{l_m^2}{s_m} + 1,42. \quad (3-113)$$

Таким образом, расчет магнитных систем сводится к определению коэффициентов  $p$  и  $p'$  и к вычислению величин  $\Phi_u$  и  $\Phi_m$  по (3-109) и (3-110). При этом точка  $B_m$  должна находиться на верхнем прямолинейном участке кривой размагничивания.

При подстановке (3-111) в (3-109) получается следующее выражение для потока в рабочем зазоре:

$$\Phi_u = \frac{\mu_0 H^e l_m}{\mu_0 p R_u + \frac{l_m}{s_m}}. \quad (3-114)$$

Если размеры рабочего зазора и величина потока  $\Phi_u$  заданы, то, подставив вместо  $p$  (3-112), находим выражение для  $s_m$ :

$$s_m = \frac{\Phi_u (14,2 \mu_0 R_u l_m^2 + l_m)}{\mu_0 H^e l_m - 1,86 \Phi_u R_u \mu_0}. \quad (3-115)$$

Объем магнита находим, умножая (3-115) на  $l_m$ :

$$V_m = l_m s_m = \frac{\Phi_u (14,2 \mu_0 R_u l_m^3 + l_m^2)}{\mu_0 H^e l_m - 1,86 \Phi_u R_u \mu_0}. \quad (3-116)$$

Для определения минимального значения  $V_m$  это уравнение дифференцируется по  $l_m$  и приравнивается

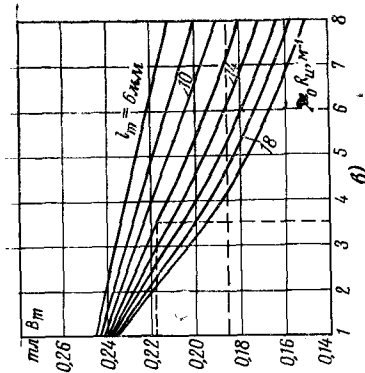
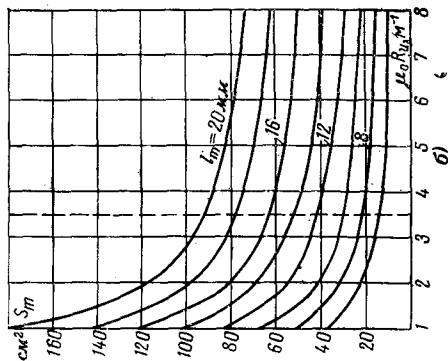
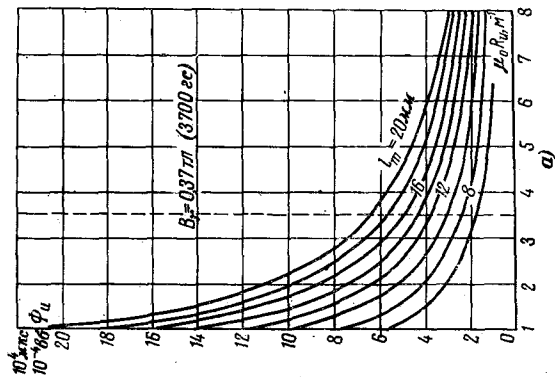


Рис. 3-38. Кривые для расчета магнитных систем громкоговорителей с кольцевым магнитом из феррита марки феррокслур 300R по Рейнсту и Лангендаму.

### 3.9. Применение моделирования

Для расчета магнитных систем с постоянными магнитами применяются моделирование при помощи сеток или электрической ванны. Фонтен [Л. 31] предпринял попытку использовать сеточное моделирующее устройство для определения поля рассеяния вблизи рабочего зазора.

В. В. Коген-Далин и В. Л. Шатуновский [Л. 99] на основе использования подобия полей постоянного магнита и полей токов в проводящей среде предложили постоянный магнит заменить сет-

нулю. При этом получается квадратное уравнение относительно  $l_m$

$$28,4\mu_0 H e l_m^2 + \left( \frac{H e}{R_u} - 79,2\Phi_u \mu_0 R_u \right) l_m - 3,72\Phi_u = 0. \quad (3-117)$$

Это уравнение имеет только одно положительное решение для  $l_m$ , соответствующее минимальному объему магнита  $V_{m_{\min}}$ .

Для получения расчетных кривых (3-117) решается относительно  $\Phi_u$ :

$$\Phi_u = \frac{\mu_0 28,4 H e l_m^2 + \frac{H e}{R_u} l_m}{\mu_0 79,2 R_u l_m + 3,72}, \quad (3-118)$$

и находится величина  $\Phi_u$  для заданных значений  $l_m$  и  $R_u$ . По этим результатам по (3-115) находится площадь сечения  $S_m$ . Затем из (3-113) определяется  $\rho'$ , а из (3-110) —  $\Phi_m$  и  $V_m$ . При повторении расчета для других значений  $l_m$  и  $R_u$  получаются семейства расчетных кривых, приведенные на рис. 3-38. По оси абсцисс на этом рисунке отложены значения  $\mu_0 R_u$ , а по оси ординат — величина  $\Phi_u$ ,  $S_m$  и  $V_m$  соответственно. В качестве параметра расчетных кривых взята длина магнита  $l_m$ .

Расчет по кривым производится следующим образом.

Пусть заданы сопротивление рабочего зазора  $\mu_0 R_u = 3,5 \text{ м}^{-1}$  и поток в рабочем зазоре  $\Phi_u = 3,7 \cdot 10^{-4} \text{ вб}$ . Тогда из кривых рис. 3-38,а следует, что  $l_m = 1,2 \text{ см}$ ; из рис. 3-38,б находят  $S_m = 41 \text{ см}^2$ , а из рис. 3-38,в  $V_m = 0,217 \text{ тл}$ .

Приведенные кривые построены для феррита бария марки феррокслур 300R с остаточной индукцией  $B_r = 0,37 \text{ тл}$  (3700 гс). Для других значений  $B_r$ , например для  $B_r = 0,38 \text{ тл}$  (3800 гс), величины, полученные по осям ординат (на рис. 3-38,а и б), должны умножаться на множитель 38/37.

Из кривых рис. 3-38,в следует, что величина  $V_m$ , получаемая для системы с минимальным объемом магнита, больше величины  $V_m$ , соответствующей точке  $(BH)_{\max}$  на кривой размагничивания.

кой нелинейных активных двухполюсников, в качестве которых могут быть применены электрохимические источники тока, включенные последовательно с нелинейными сопротивлениями, или фотозлектрические элементы с корректирующими линейными сопротивлениями.

Вурр [Л. 100] использовал моделирование в электролитической ванне для расчета систем с чашеобразным магнитом (рис. 3-39), которые применяются в ряде электровакуумных приборов.

В первую очередь моделируется поле между полюсными наконечниками при намагничивании системы. Это моделирование схематически показано на рис. 3-40. Электроды, предназначенные для

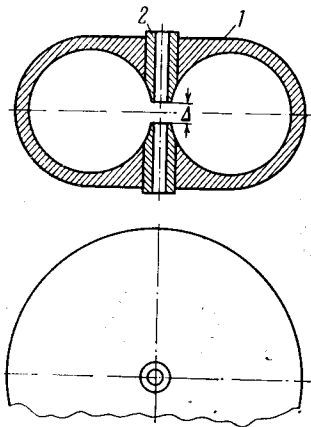


Рис. 3-39. Эскиз системы с чашеобразным магнитом.  
1 — магнит; 2 — полюсные наконечники.

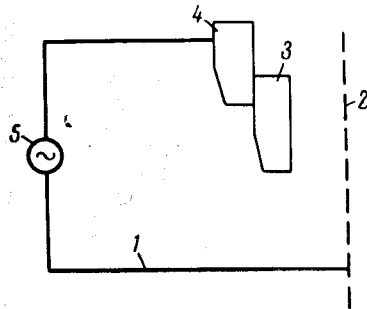


Рис. 3-40. Моделирование поля при намагничивании.

1 — проводящая пластина; 2 — стенка электролитической ванны; 3 — полюсный наконечник системы; 4 — полюсный наконечник намагничивающего устройства; 5 — источник напряжения.

моделирования контуров полюсных наконечников 3 системы и условно помещаемых сбоку от них полюсных наконечников 4 намагничивающего устройства, выполняются в определенном масштабе из электропроводящего материала. Поскольку магнитное поле системы симметрично относительно центральных осей, то моделируется только один квадрант системы. Краевая линия, по которой электролит соприкасается со стенкой 2 ванны, выполняемой из электроизоляционного материала, образует ось симметрии системы. Проводящая пластина 1 создает плоскость симметрии. Эта пластина располагается перпендикулярно к стенке ванны и является одним из электродов. Вторым электродом служит полюсный наконечник намагничивающего устройства 4. После приложения напряжения между электродами снимается положение эквипотенциальных линий, по которым вычерчивается картина распределения силовых линий. По этой картине определяется конфигурация стенки магнита при условии, что она соответствует определенной силовой линии поля, для которой

$$\frac{1}{\mu_0} B_u \Delta = H_m l_m.$$

Если  $B_u \Delta$  и  $H_m$  известны, то из этого соотношения определяется длина магнита  $l_m$ .

Для определения толщины «стенок» и площади поперечного сечения магнита производится вычисление потока при помощи модели, в которой магнит отображается либо проводящей полосой с переменным по длине сопротивлением, либо рядом отдельных электродов 4, включаемых последовательно с дополнительными резисторами 5 (рис. 3-41). При таком моделировании учитывается изменение магнитного потенциала по длине магнита, однако закон этого изменения не уточняется. Далее снова снимается картина поля и по известной индукции в рабочем зазоре вычисляется поток магнита  $\Phi_m$ , определяется площадь сечения  $S_m$  и вычисляется толщина «стенок».

Поскольку в данном способе положение рабочей точки определяется сначала по напряженности поля  $H_m$ , а затем независимо по индукции  $B_m$  в магните, то полученные значения  $H_m$  и  $B_m$  как правило, не будут точно соответствовать друг другу.

Способ моделирования при помощи электролитической ванны может быть применен и для расчета систем других типов и конфигураций.

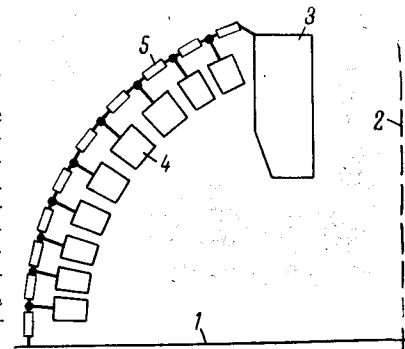


Рис. 3-41. Моделирование поля чашеобразного магнита.

1 — проводящая пластина; 2 — стенка электролитической ванны; 3 — полюсный наконечник; 4 — электроды, отображающие магнит; 5 — дополнительные резисторы.

### 3-10. Сравнительная оценка существующих способов расчета

В настоящее время не существует общего, простого и достаточно точного способа расчета магнитных систем с постоянными магнитами. Все предложенные способы, как правило, относятся к системам определенного типа и конфигурации с магнитами, выполняемыми из ограниченного числа материалов. В основу большинства способов положены либо предположения Буша-Лобля о магните как источнике постоянной м. д. с., либо гипотеза об идеальном магните Эвершеда.

Основное затруднение при расчете систем состоит в определении потоков рассеяния, которое производится либо путем вычисления соответствующих проводимостей, либо по полуэмпирическим коэффициентам рассея-

ния. Особые затруднения возникают при нахождении проводимости рассеяния самого магнита.

Значения коэффициентов рассеяния, рекомендуемые для практического применения различными авторами, отличаются друг от друга. Пределы изменения коэффициента рассеяния очень велики: от величин, близких к единице, до величин порядка 20—30 и более.

Сопротивление магнитопровода наиболее точно учитывается в способе А. С. Кантера путем построения магнитной характеристики по рабочему зазору. Для вводимого рядом авторов коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе не определены точные значения в зависимости от величины индукции в рабочем зазоре.

Большинство способов расчета магнитных систем с постоянными магнитами являются поверочными.

#### ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

### УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА МАГНИТНЫХ СИСТЕМ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

#### 4-1. Основные положения метода и анализ эквивалентных электрических схем магнитной системы с постоянным магнитом

При разработке нового метода расчета магнитных систем с постоянными магнитами ставились задачи повышения точности, даваемой существующими способами расчета, упрощения вычислений и графических построений, распространения принятого метода расчета на возможно большее число типов систем и конфигураций магнитов, выполняемых из всех известных магнитотвердых материалов.

При экспериментальном исследовании было установлено, что основными параметрами магнитных систем являются длина и площадь поперечного сечения магнита и кривая размагничивания материала магнита. Установлено также, что положение рабочей точки магнита на кривой размагничивания сравнительно мало зависит от формы поперечного сечения магнита.

При исследовании потоков рассеяния систем были получены результаты указывающие на относительно большую величину потока рассеяния самого магнита, зависящую также и от материала магнита.

Учет указанных факторов при расчете оказался возможным при замещении магнитной цепи системы с постоянным магнитом известной эквивалентной электрической схемой, в которой источник м. д. с.  $M$  (рис. 4-1, а) с внутренним сопротивлением  $R_m$  нагружен на параллельно включенные сопротивления рабочего зазора  $R_u$

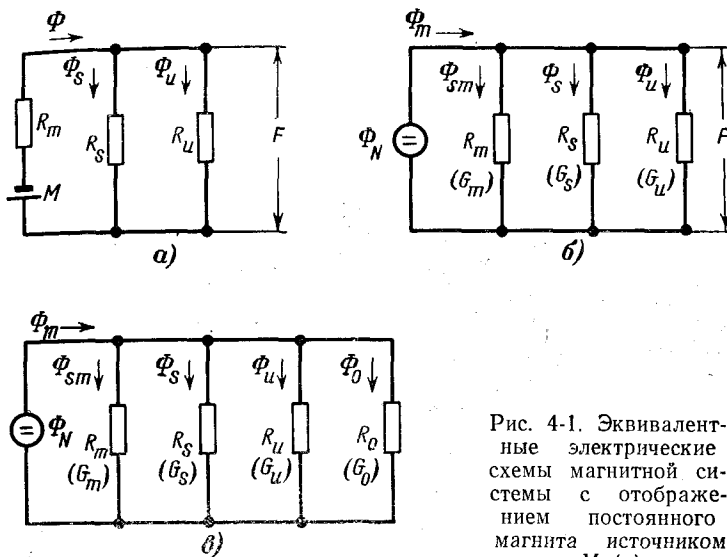


Рис. 4-1. Эквивалентные электрические схемы магнитной системы с отображением постоянного магнита источником м. д. с.  $M$  (а), источником магнитного потока  $\Phi_N$  (б) и источником магнитного потока с введением компенсирующего сопротивления (в).

и рассеяния системы (без магнита)  $R_s^*$ . Для нахождения величины м. д. с., развиваемой магнитом, в общем случае, когда кривая размагничивания его материала имеет форму, близкую к гиперболе или эллипсу, проводим касательную в рабочей точке кривой размагничивания, например в точке  $M$  (рис. 4-2, а).

В реальных магнитных системах вследствие нескольких отличающихся друг от друга магнитных состояний отдельных участков магнита практически имеется не рабочая точка, а некоторая рабочая область, размеры которой обычно зависят в основном как от величины неоднородности материалов магнита и магнитопровода,

\* Эта схема принципиально не отличается от эквивалентной схемы, приведенной выше на рис. 3-30, а.

так и от фактических геометрических размеров последних (с учетом допусков на изготовление). В дальнейшем мы предполагаем, что размеры этой области невелики и

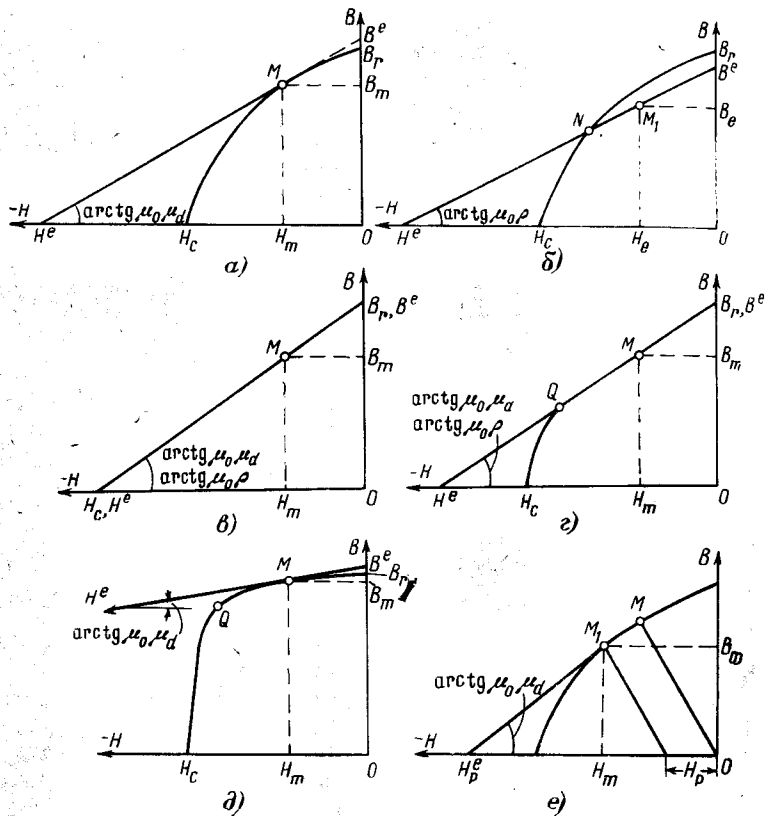


Рис. 4-2. Определение м. д. с. постоянного магнита по кривой размагничивания гиперболической формы (а), по кривой возврата (б), по кривой размагничивания прямолинейной формы (в), по кривой размагничивания анизотропного феррита бария (г), сплава аллико с большой магнитной энергией (д) и при действии размагничивающей м. д. с. (е).

рабочая точка, характеризующая магнитное состояние магнита, лежит в ее центре. Учет размеров рабочей области необходим при выполнении точных расчетов по точно заданной кривой размагничивания.

Обозначим точку пересечения касательной в точке  $M$  с осью  $H$  через  $H^e$  и точку пересечения с осью  $B$  — че-

рез  $B^e$ . Будем называть  $H^e$  сторонней напряженностью поля и  $B^e$  сторонней индукцией, понимая под ними дополнительные параметры, характеризующие магнитную систему с постоянным магнитом<sup>1</sup>.

Следует отметить, что процессы, происходящие в постоянном магните, связаны сложным образом с молекулярными и атомными явлениями в веществе, полностью отразить которые при помощи простейшей эквивалентной схемы, в которой магнит представлен в виде сосредоточенных постоянных, практически невозможно. По-видимому, более полное отражение процессов в магните можно получить в эквивалентных схемах с распределенными постоянными, однако применение этих схем для практических целей оказывается весьма сложным. Поэтому как предлагаемую схему, так и некоторые ее видоизменения, рассматриваемые ниже, можно считать одной из попыток аппроксимации характеристик постоянного магнита. В связи с этим данная схема имеет ряд ограничений, рассматриваемых ниже.

Считаем, что развиваемая магнитом м. д. с. равна:

$$M = (H^e - H_m) l_m. \quad (4-1a)$$

Если рабочая точка находится в верхней части кривой размагничивания, то  $H_m \ll H^e$  и

$$M \approx H^e l_m, \quad (4-1б)$$

т. е.  $M$  равно величине м. д. с., введенной Лоблем в случае работы магнита на кривой возврата.

Если рабочая точка лежит в нижней части кривой размагничивания вблизи точки  $H_c$ , то  $H^e \approx H_c$  и (4-1a) принимает вид:

$$M \approx H_c l_m, \quad (4-1в)$$

т. е. величина м. д. с. в этом случае совпадает с величиной, введенной Бушем (§ 3-3).

Из сопоставления эквивалентной схемы рис. 4-1,а и графических построений, показанных на рис. 4-2,а, сле-

<sup>1</sup>  $H^e$  иногда называют фиктивной коэрцитивной силой, а произведение  $H^e l_m$  — фиктивной н. с. [Л. 2].

дует, что внутреннее сопротивление магнита будет определяться выражением

$$R_m = \frac{l_m}{\mu_0 \mu_a S_m}, \quad (4-2)$$

где  $\mu_a = dB/\mu_0 dH$  — дифференциальная магнитная проницаемость в рабочей точке.

Таким образом, магнит в общем случае можно рассматривать как источник м. д. с., зависящей от положения рабочей точки на кривой размагничивания.

Рассмотрим определение величины м. д. с. магнита в некоторых частных случаях. При работе на кривой возврата (рис. 4-2,б) величина сторонней напряженности поля  $H^e$  находится при помощи продолжения кривой, аппроксимируемой прямой линией, до пересечения с осью  $H$ . Величина сторонней индукции  $B^e$  определяется точкой пересечения кривой возврата оси  $B$ . Это определение  $H^e$  полностью соответствует методике, предложенной Лоблем [Л. 90—92]. Здесь величина  $H^e$  не зависит от положения рабочей точки на кривой возврата, а определяется положением начальной точки кривой возврата. Вместо проницаемости  $\mu_a$  в данном случае в (4-2) входит коэффициент возврата  $\rho$  для используемой кривой возврата. Магнит здесь можно рассматривать как источник постоянной м. д. с. только для случая работы на определенной кривой возврата при условии, что  $H^e \gg H_m$ .

Кривые размагничивания некоторых магнитно-твердых материалов, например изотропного феррита бария (марки 1БИ), сплава силманал, могут быть аппроксимированы прямыми линиями (рис. 4-2,в), причем кривые возврата у таких материалов практически совпадают с основной кривой размагничивания. Поэтому у систем, имеющих магниты из указанных материалов, величина  $H^e$  совпадает с коэрцитивной силой  $H_c$ , а величина  $B^e$  — с остаточной индукцией  $B_r$ , т. е. в этом частном случае оказываются справедливыми предположения как Лобля, так и Буша. Магнит из указанных материалов рассматривается как источник м. д. с., зависящей только от положения рабочей точки на кривой размагничивания или возврата.

На кривых размагничивания анизотропных магнитно-твердых материалов в верхней части от условной точки перегиба  $Q$  до точки  $B_r$  (рис. 4-2,г, д) имеется достаточно большой линейный участок, являющийся рабочим.

Длина участка и степень его линейности зависят от типа материала. Кривые возврата на этом участке либо совпадают с основной кривой размагничивания, либо близки к ней. Точка  $H^e$  для рабочего участка находится путем его продолжения до пересечения с осью  $H$  \*.

У магнитов из анизотропного феррита бария (например, марки 2БА) барий-стронциевого феррита, вектолайта (рис. 4-2,е) имеется сравнительно большой линейный участок, величина  $H^e$  сравнима с коэрцитивной силой  $H_c$ , а индукция  $B^e$  равна остаточной индукции  $B_r$ . Можно считать, что для линейного участка  $\mu_a = \rho$ . Магнит из указанных материалов при работе на линейном участке является источником м. д. с., величина которой зависит от наклона этого участка к оси  $H$  и от положения на нем рабочей точки.

У магнитов из железо-никель-алюминиевых сплавов с большой магнитной энергией для линейного верхнего рабочего участка кривой размагничивания имеем  $H^e \gg H_m$  (рис. 4-2,д). Так, например, для монокристаллического аллико величина  $H^e \approx 1\,000\,000$  а/м (12 500 э), а  $H_m < 68\,000$  а/м (850 э). Поэтому можно считать, что для магнитов из этих сплавов на рабочем участке  $M \approx H^e l_m$ , т. е. для этого случая справедливо предположение Лобля.

В случае, когда на постоянный магнит действует дополнительная размагничивающая м. д. с.  $H_p$  (рис. 4-2,е), рабочая точка перемещается в точку  $M_1$  и м. д. с. магнита становится равной

$$M = (H_p^e - H_m) l_m. \quad (4-1г)$$

Применение эквивалентной схемы, приведенной на рис. 4-1,а, для расчета магнитных систем с постоянными магнитами связано с рядом затруднений. Практически оказалось, что для этой цели более удобно использовать эквивалентную схему с замещением магнита источником магнитного потока  $\Phi_N$ , нагруженным на три параллельные сопротивления  $R_m$ ,  $R_s$  и  $R_u$  (рис. 4-1,б).

Как известно из теории электрических цепей, условие эквивалентности схем рис. 4-1,а и б является равенство напряжений  $F$ , развиваемых на нагрузке — сопро-

\* Аналогичное определение  $H^e$  в данном случае независимо от автора предложено в [Л. 98].



тивлений рабочего зазора. Из схемы рис. 4-1,а следует, что

$$F = \frac{R_c}{R_m + R_c} M, \quad (4-3)$$

где

$$R_c = \frac{R_u R_s}{R_u + R_s}.$$

Из схемы рис. 4-1,б получаем, что

$$F = \frac{R_c}{R_m + R_c} R_m \Phi_N. \quad (4-4)$$

Из (4-3) и (4-4) находим условие эквивалентности

$$\Phi_N = \frac{M}{R_m}. \quad (4-5)$$

Это является основным соотношением, связывающим эквивалентные схемы с замещением магнита источником м. д. с. и источником потока.

Найдем выражение потока  $\Phi_N$  через параметры кривой размагничивания и основные размеры магнита. Из (4-1а), (4-2) и (4-5) получаем:

$$\Phi_N = \frac{(H^e - H_m) l_m}{R_m} = B_m s_m = \Phi_m, \quad (4-6)$$

т. е. поток  $\Phi_N$  при указанных выше допущениях численно равен потоку в нейтральном сечении магнита, определяемому положением рабочей точки на кривой размагничивания.

Как следует из эквивалентной схемы рис. 4-1,б, поток магнита  $\Phi_m$  условно делится на три потока: полезный поток в рабочем зазоре  $\Phi_u$ , поток рассеяния системы (вне магнита)  $\Phi_s$  и поток  $\Phi_{sm}$ , проходящий по внутреннему сопротивлению магнита. Последний поэтому эквивалентен потоку рассеяния самого магнита, и можно считать, что в этой схеме внутреннее сопротивление магнита  $R_m$  эквивалентно (или численно равно) сопротивлению рассеяния самого магнита.

Под полезным потоком  $\Phi_u$  мы понимаем поток, выходящий из полюсов магнита и проходящий через рабочий зазор; под потоком рассеяния системы  $\Phi_s$  понимается поток, тоже выходящий из полюсов магнита, но замыкающийся вне рабочего зазора, и под потоком  $\Phi_{sm}$  — поток, выходящий из боковых поверхностей магнита, который не может быть использован во внешней цепи.

Поскольку все сопротивления включены параллельно, то при практическом применении схемы удобнее оперировать с соответствующими проводимостями  $G_m$ ,  $G_u$  и  $G_s$ . Проводимость  $G_m$  соответствует проводимости рассеяния самого магнита, используемой в ряде способов расчета магнитных систем с постоянными магнитами.

Рассмотрим вопрос о том, в какой степени эквивалентная электрическая схема, приведенная на рис. 4-1,б, отображает свойства магнитной цепи с постоянным магнитом. Если предположить, что внутреннее сопротивление магнита равно нулю,  $R_m = 0$  ( $G_m = \infty$ ), то весь магнитный поток при конечных величинах  $R_u$  и  $R_s$  будет замыкаться только на самом магните и потока на выходе магнита не будет. Практически это соответствует случаю применения относительно короткого магнита, у которого, как известно, собственный поток рассеяния очень велик.

В другом крайнем случае —  $R_m = \infty$  ( $G_m = 0$ ) внутреннее сопротивление магнита почти не влияет на отдачу потока во внешнюю цепь, и весь поток магнита может быть использован во внешней цепи. Это характерно для относительно длинных магнитов, у которых практически отсутствует собственный поток рассеяния.

Так как магнит обычно работает в таких условиях, что его внутреннее сопротивление не равно ни нулю, ни бесконечности, то одна часть потока будет замыкаться на магните (образуя поток рассеяния магнита), а другая — во внешней цепи. Это показывает, что поток рассеяния зависит от величины внутреннего сопротивления магнита.

Аналогично можно показать, что для данного магнита поток рассеяния будет зависеть от величины внешнего сопротивления  $R_c$ . При  $R_c = 0$  потока рассеяния, как известно, нет. В общем случае деление потока магнита на потоки во внешней и внутренней цепях происходит обратно пропорционально соответствующим сопротивлениям. Более подробно зависимость потока рассеяния от положения рабочей точки на кривой размагничивания рассмотрена в § 4-7.

Использование в (4-2) дифференциальной магнитной проницаемости (коэффициента возврата) вытекает также из рассмотрения внутренних процессов в ферромагнитных материалах в отсутствие внешнего магнитного поля. Эти процессы, определяющие магнитное сопротивление материала, по-видимому, лучше всего характери-

зуются величиной дифференциальной магнитной проницаемости [Л. 101]. Проницаемость, определяемая отношением  $B/H$ , теряет смысл при распространении ее на кривые гистерезиса.

Из сказанного выше вытекает, что эквивалентная схема, приведенная на рис. 4-1,б, справедлива либо при относительно больших величинах  $R_m$  и любых  $R_u$  и  $R_s$ , либо при относительно небольших величинах  $R_m$ ,  $R_u$  и  $R_s$ . Практически эта схема будет справедлива для магнитных систем, у которых рабочая точка магнита на кривой размагничивания расположена достаточно высоко.

В некоторых случаях при малых величинах  $R_m$  и относительно больших  $R_u$  и  $R_s$ , т. е. в случае относительно короткого магнита и больших сопротивлений рабочего зазора и рассеяния системы, вследствие возникновения сравнительно большого, не учитываемого полностью в эквивалентных схемах потока рассеяния самого магнита расчетную схему следует немного видоизменить, для чего нами вводится еще одно параллельное сопротивление  $R_0$  (рис. 4-1,в), которое может быть положительным, отрицательным или равным нулю. Это сопротивление дает возможность с большей точностью оценить поток рассеяния относительно коротких или разомкнутых прямых магнитов. Величина сопротивления  $R_0$  зависит от формы кривой размагничивания материала магнита и отношения его длины к площади поперечного сечения.

В рассмотренных эквивалентных электрических схемах не учитывается магнитное сопротивление магнитопровода и полюсных наконечников. Они могут быть отображены при помощи дополнительных электрических сопротивлений, включаемых последовательно в основную цепь (сравним со схемой рис. 3-32). Однако определение этих сопротивлений обычно связано с большими затруднениями, так как до окончания расчета не известны поток в рабочем зазоре и точная конфигурация магнитной цепи, а следовательно, и величина индукции в магнитопроводе и полюсных наконечниках, что не дает возможности вычислить заранее требуемые сопротивления. Практически более удобно учитывать сопротивление магнитопровода либо при помощи выбора соответствующей величины коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$ , либо путем построения магнитных

характеристик. Учет сопротивления магнитопровода принципиально не изменяет методики расчета и лишь уточняет получаемые результаты при сравнительно больших индукциях в рабочем зазоре, обычно превышающих 1,0—1,4 тл (10 000—14 000 гс).

Поэтому для упрощения изложения в рассматриваемых ниже методах расчета сопротивление магнитопровода и полюсных наконечников не учитывается. Методика расчета при учете сопротивления магнитопровода и полюсных наконечников дается в § 4-14.

#### 4-2. Расчет с использованием дифференциальной магнитной проницаемости в рабочей точке

Рассматриваемый способ является основным, наиболее общим и предназначен для расчета систем, работающих на основной кривой размагничивания (намагниченных в сборе). Основное исходное соотношение для расчета получается из эквивалентной электрической схемы, приведенной на рис. 4-1,б. Применяя к ней законы электрической цепи, получаем:

$$\Phi_m = F(G_m + G_s + G_u). \quad (4-7)$$

При замене  $\Phi_m$  через  $B_m s_m$  и  $F$  через  $H_m l_m$  имеем:

$$B_m s_m = H_m l_m (G_m + G_s + G_u) \quad (4-8a)$$

или

$$\frac{B_m}{H_m} = \frac{(G_m + G_u + G_s) l_m}{s_m}. \quad (4-8b)$$

Для решения последнего уравнения обратимся к чертежу кривой размагничивания, выраженной в общем виде кривой  $n$ -го порядка.

Отношение  $B_m/H_m$  для каждой точки кривой размагничивания выражает тангенс угла наклона  $\alpha$  прямой полной проводимости  $OA$  (рис. 4-3), соединяющей данную точку с началом координат, к оси  $H$ , т. е.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{(G_m + G_u + G_s) l_m}{s_m}. \quad (4-9)$$

Пересечение прямой проводимости  $OA$  с кривой размагничивания определяет положение рабочей точки магнита  $M$ , т. е. точки, характеризующей его магнитное состояние. Перпендикуляр  $MK$ , опущенный из рабочей точки  $M$  на ось абсцисс, соответствует согласно (4-8,б)

величине полного потока магнита в нейтральном сечении.

При расчете удобно оперировать с полной внешней проводимостью системы  $G_c$ :

$$G_c = G_u + G_s. \quad (4-10)$$

Проводимости  $G_c$  и  $G_m$  будут определять распределение магнитного потока между внешней и внутренней цепями магнита, или, иначе говоря, будут определять поток на выходе магнита — у его торцевых поверхностей или поток, отдаваемый во внешнюю цепь,  $\Phi_c$ . Этот поток складывается из потока в рабочем зазоре (полезного потока  $\Phi_u$ ) и потока рассеяния  $\Phi_s$ , который также выходит из торцов магнита, но не проходит через рабочий зазор.

Для определения величины магнитного потока во внешней цепи  $\Phi_c$  из начала координат проводим прямую  $OL$ , соответствующую проводимости системы  $G_c$ . Эта прямая проводится под углом  $\alpha_c$  к оси абсцисс, причем

$$\operatorname{tg} \alpha_c = \frac{G_c l_m}{s_m}. \quad (4-11)$$

Отрезок  $NK$ , заключенный между точкой пересечения прямой проводимости  $OL$  с прямой  $MK$  и осью абсцисс, будет изображать величину потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь,  $\Phi_c$ . Этот поток складывается из потока в рабочем зазоре  $\Phi_u$  и потока рассеяния  $\Phi_s$ . Величина  $\Phi_u$  находится при предположении прямой зависимости между потоками и проводимостями

$$\frac{G_c}{G_u} = \frac{\Phi_c}{\Phi_u} \quad (4-12a)$$

или

$$\Phi_u = \Phi_c \frac{G_u}{G_c}. \quad (4-12b)$$

На основании вышеизложенного можно рекомендовать следующий порядок расчета.

1) Определяем полезную проводимость рабочего зазора по известной формуле

$$G_u = \mu_0 \frac{s_\Delta}{\Delta}. \quad (4-13)$$

2) Находим проводимость системы  $G_c$  либо по (4-10), либо при помощи вводимого нами коэффициента зазора  $\kappa$ .

В последнем случае проводимость  $G_c$  будет определяться формулой

$$G_c = \kappa G_u. \quad (4-14)$$

Определение проводимости  $G_c$  по (4-10) связано с трудоемкими вычислениями и не дает обычно удовлетворительных результатов, так как определение величины проводимости рассеяния  $G_s$ , входящей в эту формулу, не может быть произведено с достаточной точностью. Это объясняется главным образом тем, что в общем случае поверхности, ограничивающие рабочий зазор реальных магнитных систем, могут быть различной формы, и длина зазора (расстояние между поверхностями) может изменяться вдоль его сечения. Между тем для большинства реальных магнитных систем с постоянными магнитами, в которых основное рассеяние магнитного потока происходит у рабочего зазора (помимо потока рассеяния самого магнита), точность определения проводимости приобретает особо важное значение.

Практически оказалось целесообразным производить учет как потока рассеяния у рабочего зазора, так и проводимости рабочего зазора эмпирическим коэффициентом зазора  $\kappa$ , определяемым формулой

$$\kappa = \frac{\Phi_c}{\Phi_u}, \quad (4-15)$$

где  $\Phi_u$  — полезный магнитный поток в сечении, ограниченном поверхностями рабочего зазора;  $\Phi_c$  — общий магнитный поток через рабочий зазор.

Коэффициент зазора учитывает весь поток рассеяния у рабочего зазора, в том числе составляющие, обуслов-

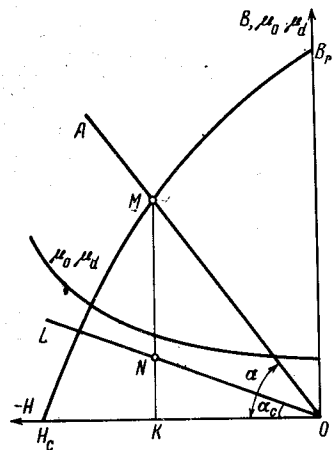


Рис. 4-3. Кривые для расчета магнитных систем путем нахождения дифференциальной магнитной проницаемости в рабочей точке магнита.

ленные выпучиванием силовых линий, влиянием боковых поверхностей, ребер и т. д.

Проводимость между двумя поверхностями, образующими воздушный зазор, в общем случае может быть вычислена по формуле

$$G = \mu_0 \kappa \frac{s_{\Delta}}{\Delta}, \quad (4-16)$$

где  $s_{\Delta}$  — площадь сечения воздушного зазора и  $\Delta$  — длина воздушного зазора.

Величина коэффициента  $\kappa$  является приблизительно постоянной для систем определенного типа и может быть найдена путем статистической обработки результатов измерений и поверочных расчетов. Рекомендуемые для применения при расчете магнитных систем различных типов величины  $\kappa$  приведены в табл. 4-1.

Таблица 4-1

**Величины коэффициента зазора  $\kappa$ , рекомендуемые для применения при расчетах различных типов магнитных систем с постоянными магнитами**

| Назначение и тип системы  | $\kappa$ |
|---|----------|
| Для электроизмерительных приборов (вольтметров, амперметров и аналогичных им приборов) с внешним магнитом . . . . . | 1,1—1,3  |
| То же с внутрирамочным магнитом . . . . .   | 1,2—1,3  |
| Для физических исследований со сравнительно большими весом и габаритом . . . . .                                    | 1,2—1,4  |
| Для магнетронов . . . . .   | 1,2—1,6  |
| Для сравнительно небольших громкоговорителей с индукцией в рабочем зазоре примерно до 0,8 тл (8 000 гс) . . . . .   | 1,4—1,5  |
| Для громкоговорителей с индукцией в рабочем зазоре свыше 0,8 тл (8 000 гс) . . . . .                                | 1,5—1,8  |
| Для электродинамических микрофонов . . . . .  | 1,3—1,5  |
| Для стирающих магнитных головок с постоянным магнитом . . . . .   | 1,3—1,5  |

Очевидно, что использование только одного коэффициента для учета рассеяния систем с постоянными магнитами значительно упрощает расчет последних. Кроме того, применение рекомендуемых значений коэффициента  $\kappa$  также повышает точность расчетов, так как даже сравнительно большая ошибка при выборе его величины в рекомендованных пределах или в определении величины  $G_c$  в большинстве практических случаев мало сказыва-

ется на величине полной проводимости, определяющей положение рабочей точки на кривой размагничивания (§ 4-17). Это объясняется тем, что величина проводимости  $G_s$  меньше суммы проводимостей  $G_u$  и  $G_m$ .

3) Определяем положение рабочей точки на кривой размагничивания и проводимость рассеяния самого магнита.

Согласно сказанному выше проводимость рассеяния магнита в соответствии с эквивалентной схемой определяется формулой

$$G_m^* = \frac{\mu_0 \mu_d s_m}{l_m}, \quad (4-17)$$

где  $\mu_d$  — дифференциальная магнитная проницаемость в рабочей точке.

Если бы значение  $\mu_d$  в рабочей точке было известно, то можно было бы найти положение последней на кривой размагничивания и затем произвести полный расчет заданной системы. Однако до окончания расчета мы не можем знать положения рабочей точки, а следовательно, и требуемой величины дифференциальной проницаемости. В этом заключается основное затруднение при практическом применении рассматриваемого способа расчета. Это затруднение можно преодолеть, если использовать для определения величины  $\mu_d$  и положения рабочей точки магнита на кривой размагничивания метод последовательного приближения, расчет по которому производится следующим образом.

После нахождения величин  $l_m$  и  $s_m$  задаемся определенной величиной  $\mu_0 \mu_d$ , например величиной  $\mu_0 \mu_d$  для середины кривой размагничивания. Целесообразно предварительно определить величину дифференциальной проницаемости в ряде точек кривой размагничивания и на ее графике построить зависимость  $\mu_0 \mu_d$  от  $H$  (рис. 4-3). Затем производим определение проводимости рассеяния магнита  $G_m$  по (4-17) и полной проводимости  $G_c + G_m$ .

Положение рабочей точки на кривой размагничивания находится путем проведения прямой полной проводимости под углом  $\alpha$ , определяемым (4-9).

\* Проводимость магнита  $G_m$ , вводимую нами в упрощенном методе, не следует отождествлять с общей проводимостью магнита  $G_c$ , рассмотренной выше в § 2-2. Последняя включает в себя, кроме внутренней проводимости магнита, еще дополнительную проводимость окружающего пространства, которая может быть учтена при помощи вводимой ниже компенсирующей проводимости  $G_0$  (§ 4-4).

Точка пересечения этой прямой с кривой размагничивания будет рабочей точкой только в том случае, если величина  $\mu_{0m}$ , выбранная при вычислении проводимости  $G_m$ , будет соответствовать фактической в полученной точке. Если эти значения проницаемости будут отличаться друг от друга, то расчет следует повторить, выбрав другую величину  $\mu_{0m}$  (с учетом найденного значения).

Обычно после нескольких попыток выбранная величина  $\mu_{0m}$  с достаточной точностью совпадает с фактической величиной, имеющейся в рабочей точке.

Для магнитных систем с магнитами из ферритов бария или из сплавов алнико с термомагнитной обработкой или направленной кристаллизацией (рис. 4-2, в—д) кривая размагничивания в рабочей области является прямой линией, что обуславливает постоянную величину  $\mu_{0m}$ . В этих случаях расчет значительно упрощается.

4) Определяем поток, отдаваемый магнитом во внешнюю цепь,  $\Phi_c$ . Для этого опускаем перпендикуляр  $MK$  (рис. 4-3) из найденной рабочей точки  $M$  на ось  $H$  и проводим прямую проводимости системы  $OL$  под углом  $\alpha_c$  к оси  $H$ , определяемым (4-11).

Отрезок  $NK$ , заключенный между точкой пересечения прямой  $OL$  с перпендикуляром  $MK$  и осью  $H$ , будет соответствовать потоку на выходе магнита  $\Phi_c$  или индукции, обозначаемой через  $B'$ , причем

$$\Phi_c = B' s_m. \quad (4-18)$$

5) Находим величину полезного потока в рабочем зазоре по (4-12б) в случае, если определялась проводимость  $G_s$ , или по формуле

$$\Phi_u = \frac{\Phi_c}{z} = \frac{B' s_m}{z}, \quad (4-19)$$

если при расчете использовался коэффициент зазора  $z$ .

При делении полученной величины потока  $\Phi_u$  на  $s_\Delta$  получаем величину средней индукции в рабочем зазоре

$$B_u = \frac{\Phi_u}{s_\Delta}. \quad (4-20a)$$

При подстановке (4-19) в (4-20a) получаем:

$$B_u = \frac{B' s_m}{z s_\Delta}. \quad (4-20б)$$

Величину индукции в рабочем зазоре можно найти и по закону полного тока. При применении его в магнитной системе с постоянным магнитом получаем:

$$\frac{1}{\mu_0} B_u \Delta = H' m l_m, \quad (4-21a)$$

или

$$B_u = \frac{\mu_0 H' m l_m}{\Delta}. \quad (4-21б)$$

где  $H'_m$  — напряженность поля в рабочей точке магнита.

Желательно проводить вычисление индукции как по формуле (4-20б), так и по (4-21б). При правильном расчете расхождение получаемых величин не должно превышать нескольких процентов. Совпадение результатов расчета по удельному потоку и по напряженности поля является необходимым, но недостаточным критерием для оценки правильности проведения расчета.

Рассмотренный способ расчета применим к магнитным системам многих типов с магнитами различной формы из самых разнообразных материалов. Точность, даваемая этим способом, вполне достаточна для практических целей. Однако нахождение рабочей точки на кривой размагничивания сравнительно трудоемко. С целью исключения отмеченного недостатка нами предложено несколько простых и достаточно точных способов расчета.

Предлагаемый метод полностью согласуется с теорией подобия: положения рабочей точки для таких магнитных систем в нем аналогичны, так как полезная проводимость и проводимости рассеяния системы и рассеяния самого магнита будут одинаковы. Можно считать, что (4-11) выражает определяющий критерий подобия, характеризующий геометрическое подобие магнитных систем с одинаково намагниченными магнитами из одного и того же материала.

#### 4-3. Определение энергии, отдаваемой магнитом во внешнюю цепь

Выше было показано, что сопротивление рассеяния самого магнита, численно равное внутреннему сопротивлению магнита  $R_m$ , определяется только размерами магнита и дифференциальной магнитной проницаемостью в рабочей точке. Это положение дает возможность рас-

считать как поток рассеяния, так и поток, отдаваемый магнитом во внешнюю цепь. В дальнейшем в качестве исходной будет использоваться кривая размагничивания  $B=f(H)$ . Поэтому мы будем оперировать с удельными значениями потоков, т. е. условно будем считать, что

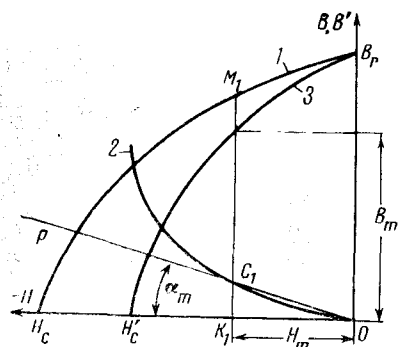


Рис. 4-4. Построение кривых удельного потока рассеяния магнита и удельного потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь. 1 — кривая размагничивания; 2 — кривая удельного потока рассеяния магнита; 3 — кривая удельного потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь.

масштабе будет соответствовать удельному потоку в нейтральном сечении магнита, если его рабочая точка совпадает с точкой  $M_1$ . Далее проводим прямую проводимости рассеяния магнита  $OP$  под углом  $\alpha_m$  к оси  $H$ , причем

$$\operatorname{tg} \alpha_m = \frac{G_m l_m}{s_m}, \quad (4-22)$$

или, принимая во внимание выражение (4-17),

$$\operatorname{tg} \alpha_m = \mu_0 \mu_{d1}, \quad (4-23)$$

где  $\mu_{d1}$  — дифференциальная проницаемость в точке  $M_1$ .

Отрезок  $C_1 K_1$  между точкой пересечения прямой  $OP$  с перпендикуляром  $M_1 K_1$  и осью  $H$  определяет удельный поток рассеяния самого магнита при работе его в точке  $M_1$ . Затем подобное построение проводится для ряда других точек кривой размагничивания при определении в этих точках дифференциальной проницаемости и проведении соответствующих прямых проводимости рассея-

ния самого магнита. В результате получается геометрическое место точек, аппроксимированное кривой 2, выражающее зависимость удельного потока рассеяния магнита от напряженности поля в рабочей точке на кривой размагничивания.

Для нахождения зависимости удельного потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь, следует из ординат кривой размагничивания 1 графически вычесть соответствующие ординаты кривой потока рассеяния 2. Получаемая при этом кривая 3 будет определять поток на выходе магнита подобно тому, как кривая размагничивания определяет общий поток, развиваемый магнитом. Из этого следует, что полезную энергию, отдаваемую магнитом во внешнюю цепь, можно характеризовать величиной произведения  $BH$  координат кривой размагничивания (рис. 4-4).

Для этого из произвольной точки на кривой размагничивания, например точки  $M_1$ , опускаем перпендикуляр  $M_1 K_1$  на ось  $H$ . Отрезок  $M_1 K_1$  в

масштабе будет соответствовать удельному потоку в нейтральном сечении магнита, если его рабочая точка совпадает с точкой  $M_1$ . Далее проводим прямую проводимости рассеяния магнита  $OP$  под углом  $\alpha_m$  к оси  $H$ , причем

масштабе будет соответствовать удельному потоку в нейтральном сечении магнита, если его рабочая точка совпадает с точкой  $M_1$ . Далее проводим прямую проводимости рассеяния магнита  $OP$  под углом  $\alpha_m$  к оси  $H$ , причем

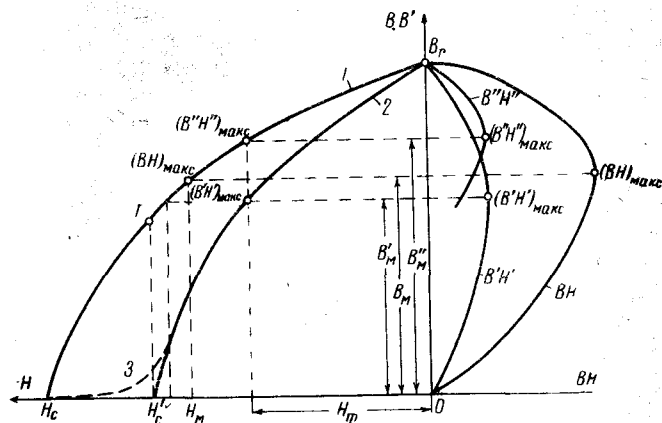


Рис. 4-5. Определение удельной энергии, отдаваемой магнитом во внешнюю цепь.

1 — кривая размагничивания; 2 — кривая удельного потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь; 3 — уточненный ход кривой удельного потока вблизи оси  $H$ .

потока, отдаваемого во внешнюю цепь, для удобства обозначаемых в дальнейшем через  $B'$  и  $H'$ .

Если вычертить кривую изменения произведения  $B'H'$  в зависимости от индукции  $B'$  (так, как это принято для произведения  $BH$  кривой размагничивания), то можно видеть, что кривая  $B'H'$  аналогична по форме кривой  $BH$  (рис. 4-5), однако является более пологой.

Величина  $(B'H')_{\max}$  меньше, чем  $(BH)_{\max}$ , причем точка  $B'_m$ , соответствующая  $(B'H')_{\max}$ , лежит в большинстве случаев немного ниже точки  $B_m$ , соответствующей точке  $(BH)_{\max}$ . Естественно выражать величину  $B'H'$  в тех же единицах, что и величину  $BH$ .

Относительная величина магнитной энергии, которую магнит из данного материала может отдать во внешнюю цепь, определяется отношением

$$\eta = \frac{(B'H')_{\max}}{(BH)_{\max}}. \quad (4-24)$$

Величина  $\eta$  является как бы магнитным к. п. д. постоянного магнита и названа нами коэффициентом отдачи энергии постоянным магнитом.

Плотность магнитной энергии, отдаваемой магнитом в произвольной точке кривой размагничивания, будет характеризоваться произведением величины  $B'$  в этой точке, взятой по кривой  $B' = f(H)$ , на величину соответствующей напряженности поля  $H_m$ . Значения этой плотности энергии, перенесенные на основную кривую размагничивания (при той же напряженности поля), обозначаются через  $B''H''$ . Зависимость величины  $B''H''$  от общей индукции в рабочей точке магнита изображается аналогично величинами  $BH$  и  $B'H'$ .

Очевидно, что величина  $(B''H'')_{\max}$  будет равна  $(B'H')_{\max}$ . Точка  $(B''H'')_{\max}$  лежит на кривой размагничивания выше, чем точка  $(BH)_{\max}$ .

Отсюда следует, что при расчете систем следует стремиться к тому, чтобы рабочая точка системы лежала в точке  $(B''H'')_{\max}$ , т. е. находилась бы выше точки  $(BH)_{\max}$ .

#### 4-4. Уточнение эквивалентной электрической схемы

Зависимость удельного потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь  $B' = f(H)$ , показывает, что при некоторых условиях поток, отдаваемый магнитом, может быть небольшим, хотя общий поток магнита в нейтральном сечении будет иметь сравнительно большую величину. Это обнаруживается на участке кривой  $B' = f(H)$  вблизи точки  $H'_c$  (рис. 4-5), определяемой величиной напряженности поля в магните, при которой поток, отдаваемый магнитом, равен нулю. На основной кривой размагничивания точке  $H'_c$  соответствует точка  $T$ , по-

казывающая предельное положение рабочей точки магнита на кривой размагничивания, которое может быть получено при сравнительно коротком магните и небольшой проводимости системы. В данном случае эквивалентная схема рис. 4-1,б, положенная в основу метода расчета, теряет смысл, так как полезный поток, хотя и сравнительно небольшой величины, может создавать и короткий магнит при небольшой проводимости внешней цепи. Поэтому точка  $H'_c$  показывает предел практического использования кривой размагничивания.

После уточнения эквивалентной схемы кривая отдаваемого потока 2 будет заканчиваться не в точке  $H'_c$ , а в точке  $H_c$ . Примерный ход кривой 2 вблизи оси  $H$  после уточнения показан на рис. 4-5 пунктиром 3.

Однако, как показывают проведенные поверочные расчеты, у подавляющего большинства систем рабочая точка лежит достаточно высоко, так что эквивалентная электрическая схема рис. 4-1,б практически обеспечивает расчет всех типов систем (§ 4-17).

Как указывалось выше, расширение области применения рассматриваемой эквивалентной схемы проще всего достигается введением дополнительного компенсирующего сопротивления  $R_0$  (или компенсирующей проводимости  $G_0$ ), включаемого параллельно сопротивлениям  $R_m$ ,  $R_s$  и  $R_u$  (рис. 4-1,в).

В простейшем случае при  $G_s = G_u = 0$  проводимость  $G_0$  должна определять положение рабочей точки магнита в разомкнутом состоянии (вне системы). При этом тангенс угла наклона прямой полной проводимости к оси  $H$  выражается формулой

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{(G_m + G_0) l_m}{s_m}. \quad (4-25)$$

Отсюда находится выражение для  $G_0$ :

$$G_0 = \frac{s_m}{l_m} \left( \frac{B_m}{H_m} - \mu_0 \mu_d \right). \quad (4-26)$$

Компенсирующая проводимость  $G_0$  может быть определена по известному положению рабочей точки разомкнутого магнита на кривой размагничивания.

В качестве примера на рис. 4-6 приведены кривые зависимости величины  $G_0$  от отношения длины магнита к площади его сечения  $l_m/s_m$  для сплава аликко 5 и 36% кобальтовой стали. При определенном значении отноше-

ния  $l_m/s_m$ , которое названо нами критическим,  $(l_m/s_m)_{кр}$ ,  $B_m/H_m = \mu_0 \rho_m$  и, следовательно,  $G_0$  равны 0.

В этом случае положение рабочей точки на кривой размагничивания определяется только проводимостью рассеяния магнита  $G_m$ . При отношениях  $l_m/s_m$ , больших  $(l_m/s_m)_{кр}$ , величина  $G_m$  показывает несколько занижен-

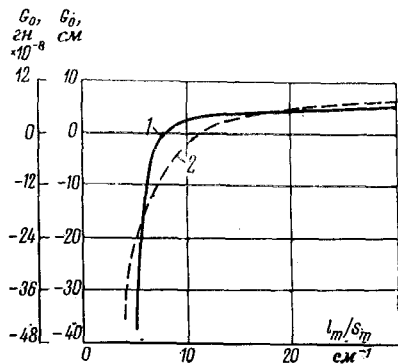


Рис. 4-6. Зависимость проводимости  $G_0$  от отношения  $l_m/s_m$  для магнитов из сплава алнико 5 (1) и 36%-ной кобальтовой стали (2).

ное положение рабочей точки. Величина коррекции, вносимой в этом случае проводимостью  $G_0$ , может быть сравнительно большой, особенно при небольших отношениях  $l_m/s_m$ .

При расчетах зависимость  $G_0$  от отношения  $l_m/s_m$  может использоваться для нахождения точки начала кривой возврата данного магнита на кривой размагничивания.

#### 4-5. Новые характеристики и параметры для оценки материалов постоянных магнитов

Кривые удельного потока и энергии, отдаваемых магнитом во внешнюю цепь, и выводимые из них параметры могут быть использованы для дополнительной оценки материалов постоянных магнитов при проектировании магнитных систем. В качестве примера на рис. 4-7 и 4-8 представлены кривые для широко распространенных сплавов типов ални 3 (АНЗ) по ГОСТ 4402-48 и магнико (АНКо4) по ГОСТ 4402-48. Для упрощения использования кривых при расчетах на рисунках отло-

ное положение рабочей точки, и для нахождения ее истинного положения к проводимости  $G_m$  необходимо добавить соответствующее значение  $G_0$ . Однако эта поправка, как правило, невелика, так как величина  $G_0$  обычно не превышает  $4\pi \cdot 10^{-8}$  гн (10 см).

При отношениях  $l_m/s_m$ , меньших  $(l_m/s_m)_{кр}$ , величина  $G_0$  имеет отрицательное значение. Это указывает, что величина  $G_m$  в этой области определяет завышенное по-

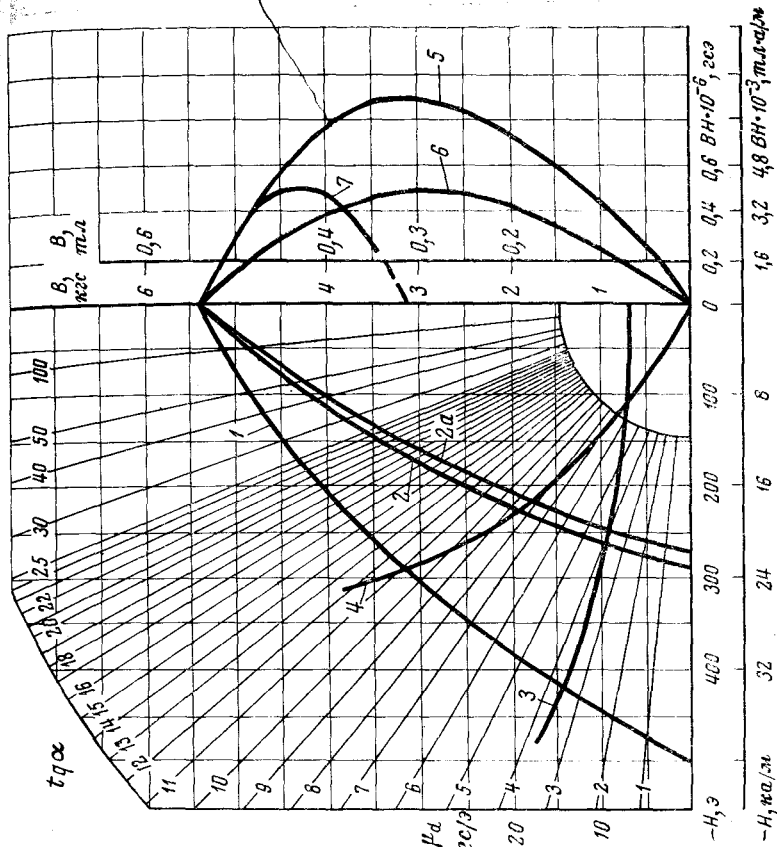


Рис. 4-7. Кривые, определяющие основные магнитные свойства сплава ални 3 (АНЗ) по ГОСТ 4402-48. 1 — размагничивание; 2 — удельного потока, отдаваемого во внешнюю цепь; 2а — то же при менее выпуклой кривой размагничивания; 3 — дифференциальной проводимости; 4 — удельного потока рассеяния магнита; 5 — произведение  $B_m$ , соответствующего кривой 1; 6 — произведение  $B_m H_m$ , соответствующего кривой 2; 7 — то же, отнесенного к кривой 1.



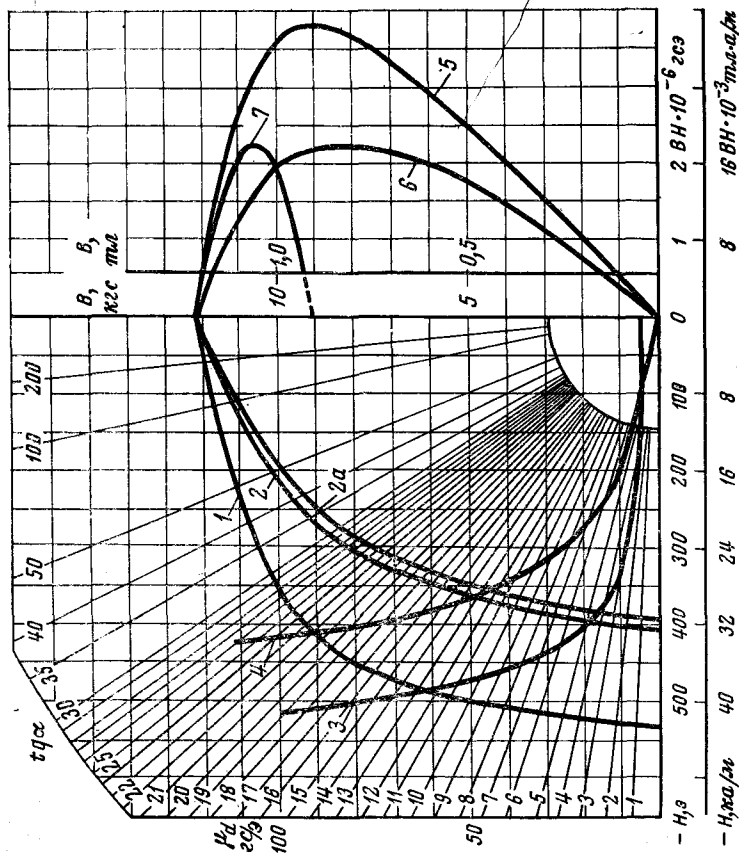


Рис. 4-8. Кривые, определяющие основные магнитные свойства сплава магнито (АНК04) по ГОСТ 4402-48. 1 — размагничивание; 2 — удельного потока, отдаваемого во внешней цепи; 2а — то же при менее выпуклой кривой размагничивания; 3 — дифференциальной проницаемости; 4 — удельного потока рассеяния магнита; 5 — произведения  $BH$ , соответствующего кривой 1; 6 — произведения  $BH'$ , соответствующего кривой 2; 7 — то же, отнесенного к кривой 1.

жены значения тангенса угла наклона прямых проводимости к оси  $H$  в системе СГС.

Так как сплавы типа ални 3 и магнито иногда представляются с менее выпуклой кривой размагничивания (с несколько большей величиной дифференциальной проницаемости в средней части кривой), то на рис. 4-7 и 4-8, кроме основной кривой удельного потока, на выходе магнита 2 приведена дополнительная кривая 2а, построенная с учетом дифференциальной проницаемости для менее выпуклых кривых. Кривую 2а рекомендуется использовать в случае, когда нет гарантии в том, что материал данного магнита имеет стандартную кривую размагничивания.

Из анализа рассмотренных выше зависимостей вытекает, что для оценки материалов для постоянных магнитов дополнительно следует использовать следующие параметры:  $(B'H')_{\text{макс}}$ ,  $B'_m$ ,  $B''_m$ ,  $H'_m$ ,  $H'_c$  и  $\eta$ . Величины этих параметров для наиболее характерных материалов постоянных магнитов, используемых в настоящее время, приведены в табл. 4-2.

Значение коэффициента отдачи  $\eta$  в основном определяется формой кривой размагничивания. Для материалов с линейной кривой размагничивания  $\eta=0,5$ , что указывает на возможность использования во внешней цепи только 50% общей энергии магнита. Для материалов с идеальной прямоугольной петлей (коэффициент выпуклости  $\gamma=1$ ) коэффициент  $\eta=1$ . Из известных материалов наибольший коэффициент выпуклости ( $\gamma=0,84$ ) имеет монокристаллический алнико, для которого  $\eta=0,73$ . Для материалов, кривая размагничивания которых аппроксимируется гиперболой с коэффициентом выпуклости  $\gamma=0,43$ , коэффициент отдачи  $\eta=0,57$ . Интересно произвести сравнение трех материалов: алнико 9, платинакс 2 и монокристаллического алнико. Величина произведения  $(BH)_{\text{макс}}$  у этих сплавов практически одинакова и равна примерно  $\frac{1}{4\pi} \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^3$  ( $10 \cdot 10^3 \text{ Гс} \cdot \text{э}$ ).

Однако величина  $\eta$  показывает, что во внешнем пространстве у монокристаллического алнико можно использовать 73% указанной энергии, у алнико 9—66% и у сплава платинакс 2 — только 50%.

Оценка степени использования энергии постоянного магнита в данной конструкции может быть произведена

Основные параметры материалов для постоянных магнитов

| № п/п. | Материал                  | $B_r, \text{мТл}$ | $H_c, \text{кГс} \cdot 10^{-3}$ | $a/m$ | $(BH)_{\text{макс}} \times 10^{-3}, \text{мТл} \cdot \text{а/м}$ | $B_m, \text{мТл}$ | $H_m, \text{кГс} \cdot 10^{-3}$ | $a/m$ | $(\mathcal{E}(H))_{\text{макс}} \times 10^{-3}, \text{мТл} \cdot \text{а/м}$ | $B'_{\text{м}}, \text{мТл}$ | $H'_{\text{м}}, \text{кГс} \cdot 10^{-3}$ | $a/m$  | $B''_{\text{м}}, \text{мТл}$ | $H''_{\text{м}}, \text{кГс} \cdot 10^{-3}$ | $a/m$ | $\eta$ | $\gamma$ |
|--------|---------------------------|-------------------|---------------------------------|-------|--|-------------------|---------------------------------|-------|--|-----------------------------|---|--------|------------------------------|--|-------|--------|----------|
| 1      | Вольфрамовая сталь        | 1,1100            | 52                              | 0,30  | 0,8000   | 0,8000            | 37,5                            | 0,17  | 0,7000   | 0,7000                      | 24,5                                      | 0,9600 | 0,9600                       | 39   | 0,57  | 0,52   |          |
| 2      | 36%-ная кобальтовая сталь | 0,9600            | 240                             | 0,90  | 0,6000   | 0,6000            | 150                             | 0,49  | 0,5800   | 0,5800                      | 85  | 0,8800 | 0,8800                       | 150  | 0,55  | 0,39   |          |
| 3      | Алнко 3 (АНЗ)             | 0,5400            | 500                             | 0,90  | 0,3250   | 0,3250            | 275                             | 0,51  | 0,3000   | 0,3000                      | 170                                       | 0,4300 | 0,4300                       | 280  | 0,57  | 0,33   |          |
| 4      | Алнко 12 (АНКО1)          | 0,7000            | 500                             | 1,55  | 0,4750   | 0,4750            | 325                             | 0,88  | 0,4500   | 0,4500                      | 195                                       | 0,6100 | 0,6100                       | 315  | 0,57  | 0,48   |          |
| 5      | Алнис (АНК)               | 0,4100            | 800                             | 1,16  | 0,2600   | 0,2600            | 445                             | 0,63  | 0,2500   | 0,2500                      | 250                                       | 0,3100 | 0,3100                       | 440  | 0,55  | 0,35   |          |
| 6      | Алнко 2                   | 0,7350            | 610                             | 1,63  | 0,4250   | 0,4250            | 385                             | 0,88  | 0,4000   | 0,4000                      | 220                                       | 0,5850 | 0,5850                       | 385  | 0,54  | 0,36   |          |
| 7      | Алнко 3                   | 0,6900            | 475                             | 1,43  | 0,4150   | 0,4150            | 345                             | 0,79  | 0,3800   | 0,3800                      | 205                                       | 0,5600 | 0,5600                       | 325  | 0,55  | 0,44   |          |
| 8      | Нипермаг В                | 0,5200            | 720                             | 1,37  | 0,3300   | 0,3300            | 415                             | 0,76  | 0,3300   | 0,3300                      | 230                                       | 0,4400 | 0,4400                       | 250  | 0,55  | 0,37   |          |
| 9      | Реко 2А                   | 0,5500            | 1000                            | 2,00  | 0,3350   | 0,3350            | 600                             | 1,15  | 0,3250   | 0,3250                      | 345                                       | 0,4600 | 0,4600                       | 570  | 0,58  | 0,36   |          |
| 10     | Магнито (АНКО4)           | 1,2200            | 540                             | 3,8   | 0,9000   | 0,9000            | 420                             | 2,40  | 0,8500   | 0,8500                      | 285                                       | 1,0500 | 1,0500                       | 410  | 0,64  | 0,47   |          |
| 11     | Алнко 5                   | 1,2400            | 575                             | 4,5   | 0,9000   | 0,9000            | 520                             | 2,90  | 0,8500   | 0,8500                      | 340                                       | 1,0900 | 1,0900                       | 490  | 0,63  | 0,63   |          |
| 12     | Тиконал G                 | 1,3480            | 583                             | 5,7   | 1,1000   | 1,1000            | 520                             | 3,95  | 1,0000   | 1,0000                      | 395                                       | 1,2200 | 1,2200                       | 540  | 0,70  | 0,72   |          |
| 13     | Алнко 9                   | 1,0400            | 1700                            | 9,6   | 0,8000   | 0,8000            | 1200                            | 6,4   | 0,7500   | 0,7500                      | 850                                       | 0,9600 | 0,9600                       | 1180                                       | 0,66  | 0,54   |          |
| 14     | Алнко монокристаллический | 1,4000            | 860                             | 10,0  | 1,2500   | 1,2500            | 800                             | 7,3   | 1,1500   | 1,1500                      | 635                                       | 1,3300 | 1,3300                       | 800  | 0,73  | 0,84   |          |
| 15     | Платинакс 2               | 0,6500            | 4600                            | 9,5   | 0,3500   | 0,3500            | 2700                            | 4,8   | 0,3500   | 0,3500                      | 1360                                      | 0,5000 | 0,5000                       | 2740                                       | 0,50  | 0,32   |          |
| 16     | Феррит козрокс 100        | 0,2200            | 1930                            | 1,1   | 0,1000   | 0,1000            | 1100                            | 0,54  | 0,1080   | 0,1080                      | 590                                       | 0,1820 | 0,1820                       | 970  | 0,50  | 0,26   |          |
| 17     | Феррит козрокс 300К       | 0,3400            | 2400                            | 2,9   | 0,1600   | 0,1600            | 1800                            | 1,45  | 0,1600   | 0,1600                      | 900                                       | 0,1500 | 0,1500                       | 1700                                       | 0,50  | 0,36   |          |
| 18     | Барий-стронциевый феррит  | 0,4200            | 2300                            | 4,1   | 0,2125   | 0,2125            | 1900                            | 2,04  | 0,2000   | 0,2000                      | 1020                                      | 0,3100 | 0,3100                       | 1950                                       | 0,50  | 0,43   |          |

при помощи коэффициента использования материала [Л. 102]. Для применения в рассматриваемом методе этот коэффициент несколько видоизменен.

Магнитная энергия, отдаваемая магнитом во внешнюю цепь, будет пропорциональна  $B'H'$ . Если рабочая точка будет находиться в оптимальной точке на кривой отдаваемого удельного потока, то отдаваемая энергия будет пропорциональна  $(B'H')_{\text{макс}}$ .

Степень использования материала магнита будет определяться отношением

$$\eta_{\text{м}} = \frac{B'H'}{(B'H')_{\text{макс}}}, \quad (4-27)$$

где  $\eta_{\text{м}}$  — коэффициент использования материала постоянного магнита.

Очевидно, что в оптимальной рабочей точке коэффициент  $\eta_{\text{м}}$  равен единице.

#### 4-6. Графо-аналитический способ расчета

Кривая удельного магнитного потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь, может быть использована для поперечных расчетов магнитных систем с постоянными магнитами, т. е. для нахождения по заданным параметрам магнитной системы и кривой размагничивания материала магнита величины магнитного потока или средней индукции в рабочем зазоре.

Первым этапом расчета является нахождение полезной проводимости  $G_u$  и проводимости системы  $G_c$ , выполняемое точно так же, как и в способе расчета по дифференциальной проницаемости (§ 4-2). Затем на чертеже кривой отдаваемого удельного потока 2 (рис. 4-9) проводится прямая проводимости системы  $OL$  под углом  $\alpha_c$  к оси абсцисс, причем  $\text{tg} \alpha_c$  определяется по (4-11).

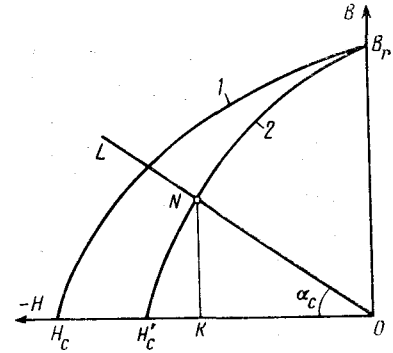


Рис. 4-9. Кривые для расчета магнитных систем с постоянным магнитом по графо-аналитическому способу.

Перпендикуляр к оси абсцисс  $NK$ , опущенный из точки  $N$  пересечения прямой  $OL$  с кривой отдаваемого удельного потока 2, определяет величину индукции  $B'$  на выходе магнита. Отрезок оси абсцисс  $OK$  соответствует (в масштабе) величине напряженности поля в рабочей точке  $H'_m = H_m$ , как и в способе расчета по дифференциальной проницаемости. По величинам  $B'$  или  $H'_m$  возможно рассчитать величину потока на выходе магнита  $\Phi_c$ , полезный поток  $\Phi_u$  и индукцию в рабочем зазоре  $B_u$ .

Таким образом, порядок расчета по этому способу следующий:

1. Определяется полезная проводимость рабочего зазора по (4-13).

2. Вычисляется проводимость системы (внешней цепи)  $G_c$  либо по (4-14) при выборе коэффициента зазора в соответствии с данными табл. 4-1, либо по (4-10) при нахождении проводимости рассеяния  $G_s$  по известным формулам.

3. Находится тангенс угла наклона прямой проводимости системы  $G_c$  к оси  $H$ ,  $\text{tg } \alpha_c$  по (4-11).

4. На чертеже кривой удельного потока на выходе из магнита проводится прямая проводимости системы  $OL$  под углом  $\alpha_c$  к оси  $H$  до пересечения ее с указанной кривой, и по точке пересечения графически определяются величины индукции при выходе из магнита  $B'$  и напряженности поля в рабочей точке  $H_m$ .

5. Находится величина магнитного потока в рабочем зазоре по (4-19) или (4-126) и величина индукции в рабочем зазоре по (4-206) или (4-216).

#### 4-7. Зависимость коэффициента рассеяния от положения рабочей точки на кривой размагничивания

Величина потока рассеяния самого магнита, как показывает кривая удельного потока рассеяния 2 (рис. 4-4), зависит от положения рабочей точки на кривой размагничивания. При относительно длинном магните или при небольшом магнитном сопротивлении рабочего зазора рассеяние невелико и, наоборот, при относительно коротком магните или при сравнительно большом сопротивлении рабочего зазора рассеяние может быть сравнительно большим. В точке  $B' = B_r$  поток рассеяния отсутствует и по мере понижения рабочей

точки постепенно возрастает до большой величины вблизи точки  $H'_c$ .

Введем понятие коэффициента рассеяния по потоку на выходе магнита  $\sigma'$  как отношения общего потока в нейтральном сечении  $\Phi_m$  к потоку на выходе из магнита  $\Phi_c$ :

$$\sigma' = \frac{\Phi_m}{\Phi_c} \quad (4-28)$$

или, так как

$$\Phi_m = B_m S_m \text{ и } \Phi_c = B' S_m,$$

то

$$\sigma' = \frac{B_m}{B'}. \quad (4-29)$$

На основании рассчитанных ранее кривых удельного потока рассеяния и кривых размагничивания построены зависимости коэффициента  $\sigma'$  от отношения  $B_m/H_m$  для

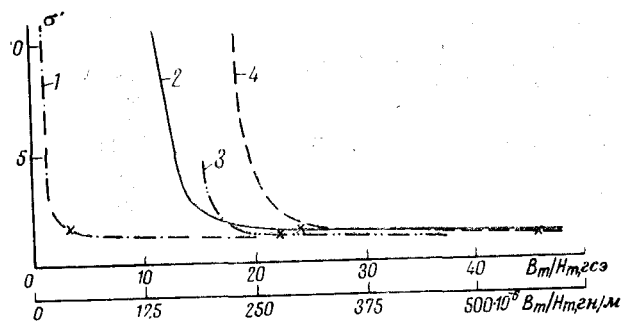


Рис. 4-10. Зависимости коэффициента рассеяния  $\sigma'$  от положения рабочей точки на кривой размагничивания для различных материалов постоянных магнитов.

1 — феррит марки коэррокс 100; 2 — сплав ални 3; 3 — монокристаллический алнико; 4 — сплав алнико 5. Крестиком отмечены точки  $(B''H'')_{\text{магн}}$ .

магнитов из феррита бария марки коэррокс 100 и сплавов ални 3, монокристаллического алнико и алнико 5. Эти зависимости (рис. 4-10) показывают, что при сравнительно высоком положении рабочих точек на кривой размагничивания (при сравнительно больших отношениях  $B_m/H_m$ ) величина  $\sigma'$  мало отличается от единицы. Отсюда следует, что при расчете систем, рабочая точка магнита которых будет находиться на участках со срав-

нительно большим отношением  $B_m/H_m$ , ошибка в определении проводимости рассеяния самого магнита мало будет сказываться на результатах расчетов. Этим объясняется, по-видимому, тот факт, что многие авторы получают сравнительно хорошие результаты расчета систем без учета рассеяния самого магнита, поскольку для расчета систем с относительно высоким положением рабочей точки на кривой размагничивания большое значение имеет точность, с которой определяется проводимость рассеяния системы.

При уменьшении отношения  $B_m/H_m$  коэффициент  $\sigma'$  в рабочей точке увеличивается. При сравнительно больших значениях  $\sigma'$  проводимость внешней цепи меньше сказывается на результатах расчета, что подтверждает сделанное ранее предположение о возможности приближенного учета проводимости рассеяния систем по формулам или по эмпирическим значениям коэффициента зазора  $\kappa$  (§ 4-2).

Интересно отметить, что коэффициент  $\sigma'$  в точке  $(B''H'')_{\max}$ , отмеченный на кривых 4-10, имеет величину порядка 1,3—1,6, в то время как для точки  $(BH)_{\max}$  его величина значительно больше.

Для системы с заданными размерами магнита положение рабочей точки на кривой размагничивания будет определяться в основном магнитной проводимостью рабочего зазора, поскольку проводимость рассеяния системы обычно меньше полезной. При увеличении проводимости рабочего зазора, например путем уменьшения его длины при постоянном сечении, рабочая точка перемещается по кривой размагничивания к оси  $B$  и коэффициент рассеяния уменьшается. При уменьшении проводимости рабочего зазора, например при увеличении его длины, коэффициент рассеяния возрастает. Эта закономерность вытекает также из ряда эмпирических формул и номограмм для расчета коэффициента рассеяния, рассмотренных выше в § 3-5.

Рассмотрим, как изменяются коэффициенты рассеяния  $\sigma$  и  $\sigma'$  от положения рабочей точки на кривой размагничивания вследствие изменения сопротивления рабочего зазора, в частности его длины.

В качестве примера возьмем систему с магнитом длиной 8 см, площадью поперечного сечения 9 см<sup>2</sup> и с площадью поперечного сечения рабочего зазора 9 см<sup>2</sup> и проведем ее расчет по графо-аналитическому способу.

Проводимость рассеяния системы будем считать постоянной. Учтем ее, выбрав величину коэффициента зазора  $\kappa$  равной 1,3. В качестве материала магнита выберем сплавы типа ални 3 и магнито, расчетные кривые для которых приведены выше на рис. 4-7 и 4-8. Результаты расчетов представлены на рис. 4-11.

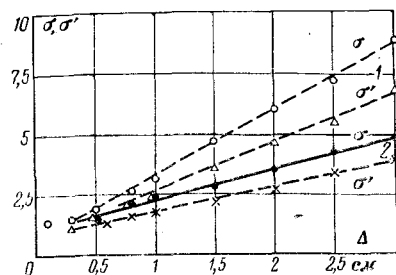


Рис. 4-11. Зависимость коэффициентов рассеяния  $\sigma$  и  $\sigma'$  от длины рабочего зазора для сплавов магнито (1) и ални 3 (2).

$\sigma'$  зависит только от формы кривых размагничивания материала магнита, для  $\sigma$  еще и от проводимости рассеяния системы.

Линейный характер зависимости коэффициента рассеяния  $\sigma$  от длины рабочего зазора был впервые установлен экспериментальным путем [Л. 15] и учитывается в большинстве эмпирических формул, связывающих коэффициент рассеяния с параметрами системы (§ 3-5). На основе предлагаемого метода возможно получить общее выражение зависимости коэффициента рассеяния от длины рабочего зазора, учитывающее характеристики материала магнита.

Результаты расчета также показывают, что индукция в рабочем зазоре при увеличении его длины уменьшается примерно по гиперболическому закону (рис. 4-12), найденному ранее экспериментальным путем [Л. 24].

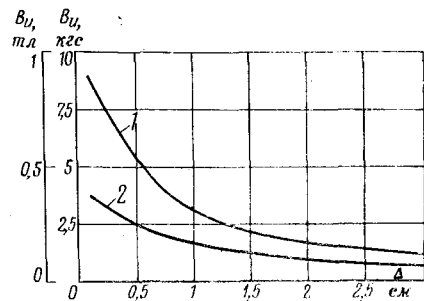


Рис. 4-12. Зависимость индукции в рабочем зазоре от его длины для магнитных систем с магнитом из сплава магнито (1) и сплава ални 3 (2).

#### 4-8. Расчет и проектирование по кривым зависимости отдаваемого удельного потока от отношения длины магнита к площади поперечного сечения

Графо-аналитический способ расчета в ряде случаев может оказаться не совсем удобным, так как для определения потока, отдаваемого магнитом, приходится прибегать к графическим построениям (правда, к самым простейшим). Поэтому был разработан способ, в котором для расчета можно пользоваться заранее построенным семейством кривых для данного материала магнита.

В основу данного способа положены кривые зависимости удельного потока на выходе магнита  $B'$  от отношения длины магнита  $l_m$  к площади его поперечного сечения  $s_m$  при различных величинах проводимости системы  $G_c$ . Построение этих кривых проводится на основании графо-аналитического метода следующим образом. Задается некоторая произвольная величина проводимости системы  $G_c$ , и для нее определяется значение  $B'$  по кривой удельного потока, отдаваемого магнитом из заданного материала с различным отношением  $l_m/s_m$ . По полученным значениям строится график зависимости  $B' = f(l_m/s_m)$ . При повторении указанного процесса расчета для ряда других значений  $G_c$ , встречающихся на практике, получается семейство кривых, изображающих зависимость величины  $B'$  от отношения  $l_m/s_m$ .

Семейства таких кривых приведены на рис. 4-13 для сплава ални 3 и на рис. 4-14 — для сплава магнико. Для удобства величины отношения  $l_m/s_m$  откладываются в логарифмическом масштабе.

Для расчета по полученным семействам кривых необходимо знать основные параметры магнитных систем, как и в ранее рассмотренных способах (см., например, § 4-6). Сначала находят величины полезной проводимости  $G_n$  и проводимости системы  $G_c$  по указанной выше методике. Затем определяется отношение  $l_m/s_m$  для данного магнита и на чертеже семейства кривых для данного материала магнита восстанавливается перпендикуляр из точки на оси абсцисс, соответствующей найденному значению  $l_m/s_m$ . Точка пересечения перпендикуляра с кривой для рассчитанной величины  $G_c$  определяет величину индукции  $B'$  на выходе из магнита. По полученному значению  $B'$  находят искомые величины магнитного потока и индукции в рабочем зазоре.

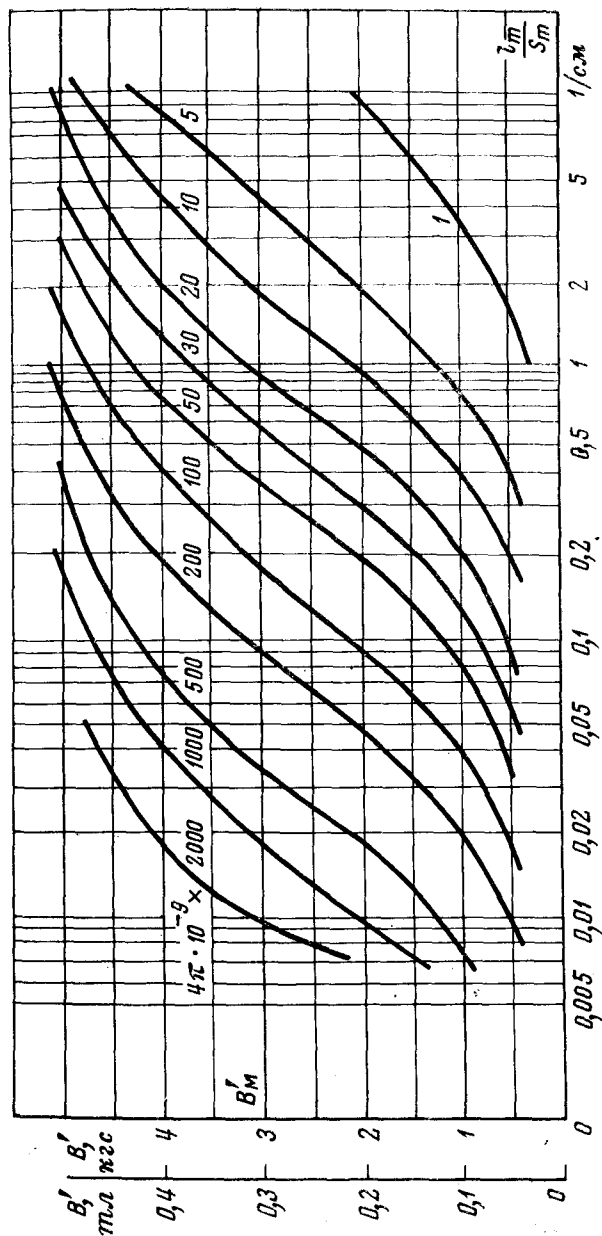


Рис. 4-13. Кривые  $B' = f(l_m/s_m)$  для расчета и проектирования магнитных систем с магнитами из сплава ални 3. Параметр: величина  $G_c$  в генри.

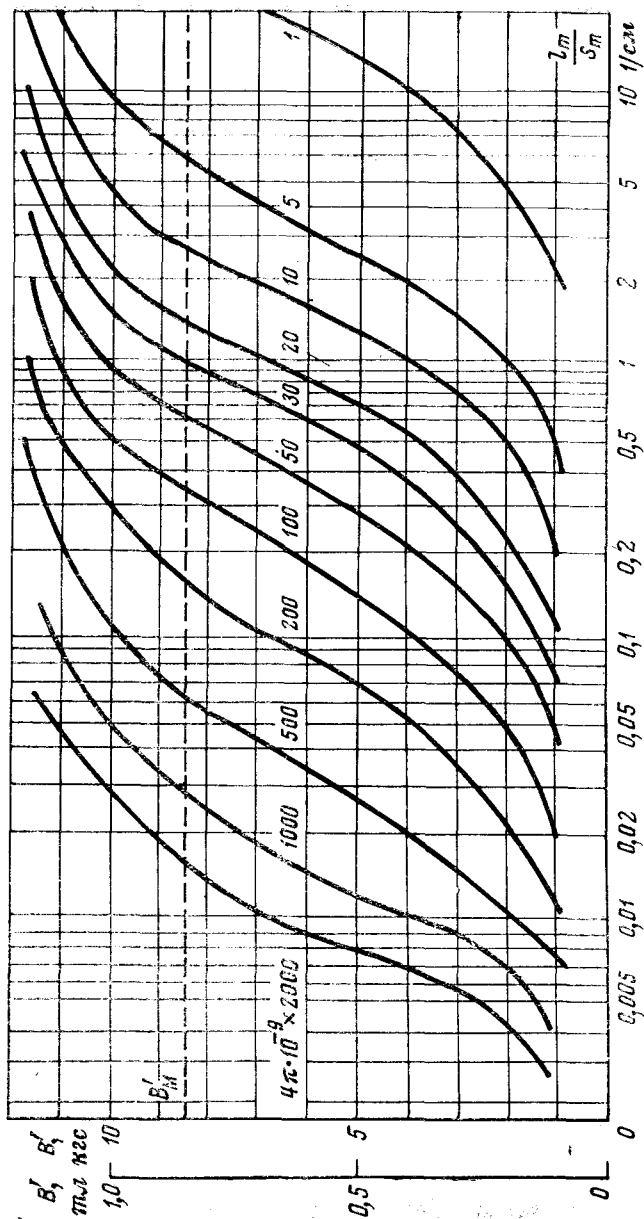


Рис. 4-14. Кривые  $B' = f(l_m/s_m)$  для расчета и проектирования магнитных систем с магнитом из сплава магнито. Параметр: величина  $G_c$  в генри.

Расчет по рассматриваемому способу прост и менее трудоемок, чем расчет по графо-аналитическому способу. Недостатком является несколько меньшая точность определения величин  $B'$ , что объясняется ограниченным числом кривых в семействе. Однако, если учесть, что кривые  $B' = f(l_m/s_m)$  требуется построить всего 1 раз для данной кривой размагничивания материала магнита и что в ряде случаев достаточная точность достигается при нахождении  $B'$  путем интерполяции, то этот способ следует признать целесообразным при серийных расчетах магнитных систем.

Основное преимущество описанного способа заключается в возможности использования его при проектировании новых магнитных систем, т. е. для нахождения оптимальных размеров магнита по заданным размерам рабочего зазора и требуемой величины магнитного потока (индукции) в нем. В отличие от этого проектирование новых магнитных систем существующими методами заключается, как правило, в поверочных расчетах ряда предварительных вариантов систем и выборе наилучшего из них; непосредственное проектирование возможно только при использовании полуэмпирических способов (§ 3-8).

При проектировании новой магнитной системы обычно задаются размеры и форма рабочего зазора и величина полезного магнитного потока (или индукции). Выбор размеров магнита, которыми по существу определяются размеры всей магнитной системы, производится в процессе проектирования<sup>1</sup>.

Рассмотрим проектирование магнитных систем при помощи семейства кривых зависимости  $B' = f(l_m/s_m)$  для различных значений  $G_c$ . Сначала определяется полезная проводимость рабочего зазора  $G_u$ , затем, задаваясь величиной коэффициента зазора  $\kappa$  для данного типа системы (например, по данным табл. 4-1) или ориентировочным значением проводимости рассеяния  $G_s$ , находят величину проводимости  $G_c$  и величину магнитного потока  $\Phi_c$ , которую должен отдавать магнит, чтобы в рабочем зазоре был требуемый поток  $\Phi_u$ . Для этого используются формулы (4-18), (4-19) или (4-12б). После этого задаются некоторой величиной индукции  $B'$  на выходе

<sup>1</sup> Существенным фактором при проектировании магнитных систем является выбор материала магнита. Этот вопрос в данной книге не рассматривается.

магнита. Из соответствующей ей точки на оси ординат проводится прямая линия, параллельная оси абсцисс, до пересечения с кривой, соответствующей полученному значению проводимости  $G_c$ . Абсцисса точки пересечения дает искомое отношение  $l_m/s_m$ , при котором должен обеспечиваться требуемый поток на выходе магнита. Площадь поперечного сечения магнита находится путем деления требуемой величины потока  $\Phi_c$  на выбранное значение индукции  $B'$ :

$$s_m = \frac{\Phi_c}{B'} \quad (4-30)$$

Для нахождения длины магнита  $l_m$  перемножаем найденные значения  $s_m$  и  $l_m/s_m$ :

$$l_m = \left(\frac{l_m}{s_m}\right) s_m = \left(\frac{l_m}{s_m}\right) \frac{\Phi_c}{B'} \quad (4-31)$$

В некоторых случаях после окончания расчета возможно небольшое уточнение величины коэффициента зазора  $\chi$  или проводимости рассеяния  $G_s$ , после которого расчет следует повторить.

Величину  $B'$  в большинстве случаев следует выбирать в точке  $(B'H')_{\max}$  для кривой удельного потока, отдаваемого магнитом, так как при этом размеры получаемого магнита будут минимальными. Для удобства расчета на рис. 4-13 и 4-14 проведены прямые, соответствующие точкам  $B'_m$ . В некоторых случаях величину  $B'$  следует выбирать несколько большей, чем  $B'_m$ , для уменьшения временного старения (§ 4-16), иногда же выбор оптимального значения  $B'$  невозможен из-за ограничения габаритов системы.

В случае же, если требуется производить расчет систем только с максимальным использованием материала магнита, более удобно пользоваться расчетными кривыми, рассматриваемыми в следующем параграфе.

#### 4-9. Проектирование магнитных систем с максимальным использованием материала магнита

Основой данного способа является зависимость между проводимостью системы  $G_c$  и отношением  $l_m/s_m$  при условии, что рабочая точка магнита находится в точке  $(B''H'')_{\max}$  кривой размагничивания материала или в точке  $(B'H')_{\max}$  кривой удельного потока, отдаваемого магнитом. Эта зависимость определяется по кривым

$B' = f(l_m/s_m)$ , рассмотренным в предыдущем параграфе. Для этого строят кривые  $B' = f(l_m/s_m)$  для различных величин проводимости системы  $G_c$  (рис. 4-13 и 4-14).

Из точки  $B'_m$  проводится прямая, параллельная оси абсцисс. Точки пересечения этой прямой с кривыми для различных значений  $G_c$  определяют оптимальные размеры магнита в каждом случае. По полученным точкам

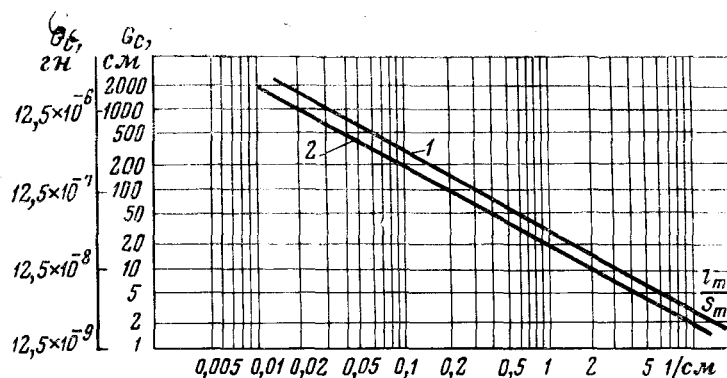


Рис. 4-15. Кривые  $G_c = f(l_m/s_m)$  для проектирования магнитных систем с магнитами из сплавов магнико (1) и ални 3 (2) с максимальным использованием энергии.

строится кривая  $G_c = f(l_m/s_m)$  при  $B' = B'_m$ . Построенные таким образом кривые для расчета магнитных систем с магнитами из сплавов ални 3 и магнико приведены на рис. 4-15. При использовании логарифмического масштаба по обеим осям зависимость оказывается линейной.

Расчет магнитных систем по полученному графику в основном аналогичен рассмотренному в предыдущем параграфе. По размерам рабочего зазора и по величине требуемого полезного магнитного потока находятся значения  $G_c$  и  $\Phi_c$ . Затем из точки на оси ординат, соответствующей полученному значению  $G_c$ , проводится прямая, параллельная оси абсцисс, до пересечения ее с прямой для данного материала. Абсцисса точки пересечения дает оптимальное отношение  $l_m/s_m$  для данной системы. Определение размеров магнита производится по (4-30) и (4-31).

Поскольку технические расчеты магнитных систем с постоянными магнитами не могут, по-видимому, вы-

полняться с точностью более 10% (§ 3-1), то при проектировании не имеет смысла стремиться к очень точному совпадению величины  $B''H''$  в расчетной точке с величиной  $(B''H'')_{\text{макс}}$  кривой размагничивания. Вполне допустимо, чтобы расчетная величина  $B''H''$  составляла не менее 0,9 величины  $(B''H'')_{\text{макс}}$ , т. е. при проектировании магнитных систем следует стремиться к тому, чтобы расчетная рабочая точка находилась на участке кривой размагничивания, для точек которого величина  $B''H''$  равна 0,9—1,0  $(B''H'')_{\text{макс}}$ .

#### 4-10. Аналитический способ расчета

Для поверочного расчета магнитных систем в этом способе не требуется чертёж кривой размагничивания. В графо-аналитическом способе для определения величин  $B'$  и  $H'_m$  используют чертёж кривой удельного потока, отдаваемого магнитом, и находят точку пересечения этой кривой с прямой проводимости системы. Для аналитического определения указанных величин следует выразить как кривую удельного потока, так и прямую проводимости системы при помощи алгебраических уравнений и при их совместном решении найти требуемые значения.

Поскольку кривая удельного потока, отдаваемого магнитом, аналогична по форме кривой размагничивания, то для аналитического выражения естественно использовать неоднократно рассмотренные в литературе уравнения для указанной кривой.

Для кривой удельного потока, отдаваемого магнитом, будет справедливо уравнение, аналогичное (3-95) (система единиц СГС):

$$(\gamma' - H'_m)(\beta' - B') = \epsilon'. \quad (4-32)$$

Постоянные в этом уравнении определяются при допущении, что кривая удельного потока проходит через точки  $(H'_c, 0)$ ,  $(0, B_r)$  и  $(H'_m, B'_m)$ .

При подстановке указанных значений координат в уравнение (4-32) получаются следующие выражения для определения постоянных:

$$\gamma' = \frac{B'_m H'_m}{\frac{B_r}{H'_c} H'_m + B'_m - B_r}; \quad (4-33)$$

$$\beta' = \frac{B_r}{H'_c} \gamma' = \frac{B_r}{H'_c} \frac{B'_m H'_m}{\frac{B_r}{H'_c} H'_m + B'_m - B_r}; \quad (4-34)$$

$$\epsilon' = \beta'(\gamma' - H'_c) = \gamma'(\beta' - B_r). \quad (4-35)$$

Рис. 4-16. Расчетные (пунктир) и экспериментальные кривые размагничивания (1) и удельного потока (2), отдаваемого магнитом для сплава ални 3.

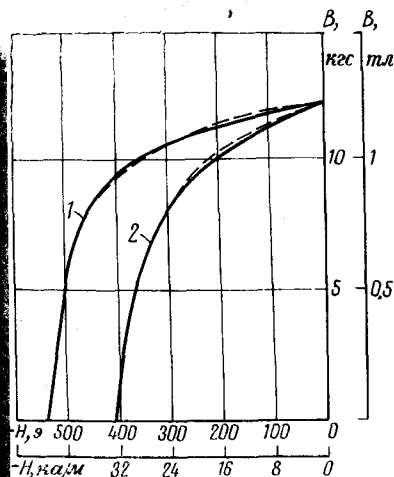
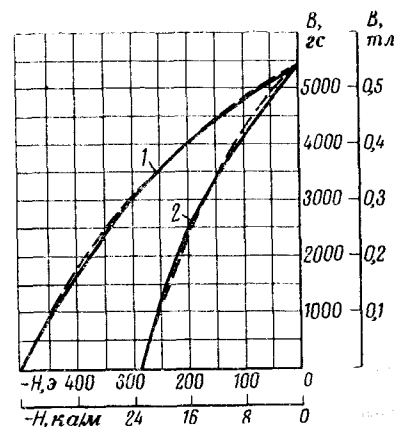


Рис. 4-17. Расчетные (пунктир) и экспериментальные кривые размагничивания (1) и удельного потока (2), отдаваемого магнитом для сплава магнико.

Значения постоянных  $\gamma'$ ,  $\beta'$  и  $\epsilon'$  для некоторых материалов постоянных магнитов приведены в табл. 4-3. Составление экспериментальных и рассчитанных кривых размагничивания и удельного потока, отдаваемого магнитом, произведено для сплава ални 3 на рис. 4-16 и для сплава магнико на рис. 4-17.



Таблица 4-3

Значения постоянных  $\gamma'$ ,  $\beta'$  и  $\epsilon'$  для некоторых материалов постоянных магнитов

| Материал                            | $\gamma'$ | $\beta'$ | $\epsilon' \cdot 10^{-6}$ |
|-------------------------------------|-----------|----------|---------------------------|
| Вольфрамовая сталь . . . . .        | 59        | 16 800   | 0,34                      |
| 36%-ная кобальтовая сталь . . . . . | 297       | 19 000   | 2,80                      |
| Али (АНЗ) . . . . .                 | 623       | 11 800   | 3,95                      |
| Алико (АНКол) . . . . .             | 480       | 10 600   | 1,73                      |
| Алиси (АНК) . . . . .               | 830       | 7 850    | 3,09                      |
| Алико 2 . . . . .                   | 1 060     | 20 200   | 1,37                      |
| Алико 3 . . . . .                   | 610       | 12 900   | 3,67                      |
| Нипермаг В . . . . .                | 790       | 9 900    | 3,72                      |
| Реко 2А . . . . .                   | 1 150     | 10 800   | 6,16                      |
| Магнито (АНКол) . . . . .           | 500       | 14 850   | 1,35                      |
| Алико 5 . . . . .                   | 610       | 15 500   | 1,85                      |
| Тиконал G . . . . .                 | 622       | 15 500   | 1,27                      |

Как показывают приведенные кривые, расхождение между расчетными и экспериментальными характеристиками невелико.

Для определения величин  $B'$  и  $H'_m$  следует решить совместно уравнение прямой проводимости  $G_c$  (4-11) и уравнение удельного отдаваемого потока (4-32). В результате получаем:

$$H'_m = \frac{1}{2 \operatorname{tg} \alpha_c} [\gamma' \operatorname{tg} \alpha_c + \beta' - \sqrt{(\gamma' + \operatorname{tg} \alpha_c + \beta')^2 - 4\beta' H'_c \operatorname{tg} \alpha_c}]; \quad (4-36)$$

$$B' = \frac{1}{2} [\gamma' \operatorname{tg} \alpha_c + \beta' - \sqrt{(\gamma' \operatorname{tg} \alpha_c + \beta')^2 - 4\beta' H'_c \operatorname{tg} \alpha_c}]. \quad (4-37)$$

Индукция в рабочем зазоре определяется по одной из следующих формул:

$$B_u = \frac{s_m}{2\gamma s_\Delta} [\gamma' \operatorname{tg} \alpha_c + \beta' - \sqrt{(\gamma' \operatorname{tg} \alpha_c + \beta')^2 - 4\beta' H'_c \operatorname{tg} \alpha_c}]; \quad (4-38)$$

$$B_u = \frac{l_m}{2\Delta \operatorname{tg} \alpha_c} [\gamma' \operatorname{tg} \alpha_c + \beta' - \sqrt{(\gamma' \operatorname{tg} \alpha_c + \beta')^2 - 4\beta' H'_c \operatorname{tg} \alpha_c}]. \quad (4-39)$$

Нахождение аналитического выражения для кривой удельного потока, отдаваемого магнитом, т. е. определение постоянных  $\gamma'$ ,  $\beta'$  и  $\epsilon'$  в (4-32), возможно при помощи измерения индукции в рабочем зазоре при различных размерах последнего, в частности при трех значениях его длины. Изменение длины зазора можно производить, например, при помощи применения специальных вставок из магнитно-мягких материалов. После каждого уменьшения длины зазора магнитную систему необходимо заново намагничивать.

Из (4-20б) и (4-21а) получается:

$$B' = \frac{\gamma s_\Delta B_u}{s_m} \quad (4-40)$$

и

$$H'_m = \frac{\Delta B_u}{\mu_0 l_m}. \quad (4-41)$$

По трем значениям  $B_u$  и основным размерам системы находятся координаты трех точек, определяющих кривую отдаваемого удельного потока, по которой можно найти величины  $B'_r$  и  $H'_c$  и плотности энергии, отдаваемой во внешнюю цепь.

#### 4-11. Расчет по приведенным кривым размагничивания

Расчетные кривые в этом способе вычисляются при распространении графо-аналитического способа на приведенные кривые размагничивания и удельного потока, отдаваемого магнитом (приведенными кривыми [Л. 1] называются кривые размагничивания, построенные в координатах  $B/B_r$  и  $H/H_c$ ).

Расчет начинается с построения кривой удельного потока по приведенной кривой размагничивания для данного материала. При построении этой кривой по рассмотренному выше способу расчета дифференциальной проницаемости (§ 4-2) учитывается, что в соответствии с изменением масштаба по осям координат изменяются масштабы и для других величин, фигурирующих при расчете.

Так, например, дифференциальная магнитная проницаемость  $\mu_d$  будет теперь выражаться через  $\frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \frac{H_c}{B_r}$ , тангенс угла наклона прямой проводимости уменьшается в  $H_c/B_r$  раз и т. д.

Построенные по указанной методике кривые для сплава ални 3 и сплавов с кривой размагничивания, имеющей коэффициент выпуклости  $\gamma=0,43$ , представлены на рис. 4-18, и приведенные кривые для сплава магнико представлены на рис. 4-19.

Поверочный расчет по приведенным кривым удельного потока, отдаваемого магнитом, аналогичен расчету по графо-аналитическому способу и отличается от него тем, что прямая проводимости системы  $OL$  проводится под углом  $\alpha_{cr}$  к оси абсцисс, равным:

$$\alpha_{cr} = \arctg \frac{G_{clm} H_c}{s_m B_r}. \quad (4-42)$$

Точка пересечения этой прямой с приведенной кривой удельного потока определяет координаты  $B'/B_r$  и  $H'/H_c$ , по которым находят  $B'$  и  $H'$ , и по (4-19) и (4-20б) — магнитный поток и индукция в рабочем зазоре.

Формула (4-42) является основным критерием подобия магнитных систем в случае одинаковой для различных материалов магнитов зависимости:

$$\frac{B'}{B_r} = f \left( \frac{H'}{H_c} \right). \quad (4-43)$$

Определяющим критерием подобия для материала магнита в этом случае следует считать:

$$\frac{H'}{H_c} = \text{idem} \quad (4-44a)$$

и неопределяющим критерием

$$\frac{B'}{B_r} = \text{idem}. \quad (4-44б)$$

По найденной приведенной кривой удельного потока, отдаваемого магнитом, также возможно построить зависимость отношения  $B'/B_r$  от величины тангенса наклона полезной проводимости  $\frac{G_{clm} H_c}{s_m B_r}$ .

Для этого выбирается произвольная величина последнего отношения и по кривой удельного потока находится отношение  $B'/B_r$ , затем выбирается другая величина  $\frac{G_{clm} H_c}{s_m B_r}$ , 9\*

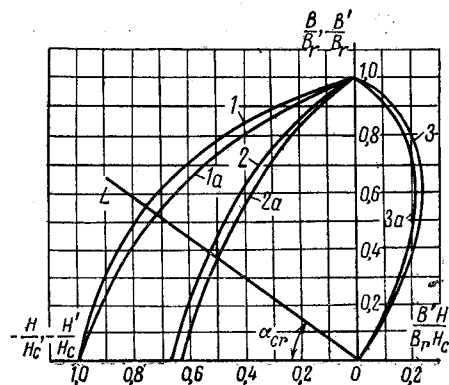


Рис. 4-18. Приведенные кривые размагничивания и удельного потока, отдаваемого магнитом для материалов, кривая размагничивания которых аппроксимируется гиперболой с коэффициентом выпуклости  $\gamma=0,43$ , и сплава ални 3.

1 — кривая размагничивания для сплавов с коэффициентом  $\gamma=0,43$ ; 1a — то же для сплава ални 3; 2 — кривая удельного потока для сплавов с коэффициентом  $\gamma=0,43$ ; 2a — то же для сплава ални 3; 3 — кривая произведения  $B'H'/B_r H_c$  для магнитов из сплавов с коэффициентом  $\gamma=0,43$ ; 3a — то же для сплава ални 3.

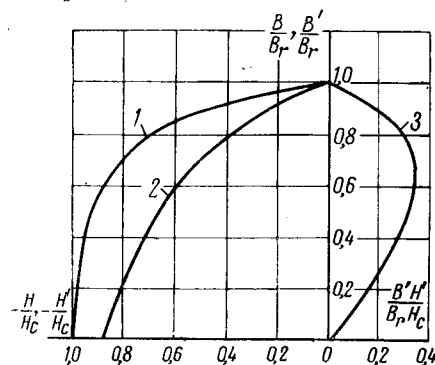


Рис. 4-19. Приведенные кривые размагничивания и удельного потока, отдаваемого магнитом, для сплава магнико.

1 — размагничивания; 2 — удельного потока; 3 — произведения  $B'H'/B_r H_c$ .

снова находится отношение  $B'/B_r$  и т. д. В результате повторения указанного процесса находится достаточное количество точек для построения искомой зависимости.

Соответствующие графики, построенные по рассмотренному способу для нескольких магнитных материалов с различными коэффициентами выпуклости, приведены на рис. 4-20.

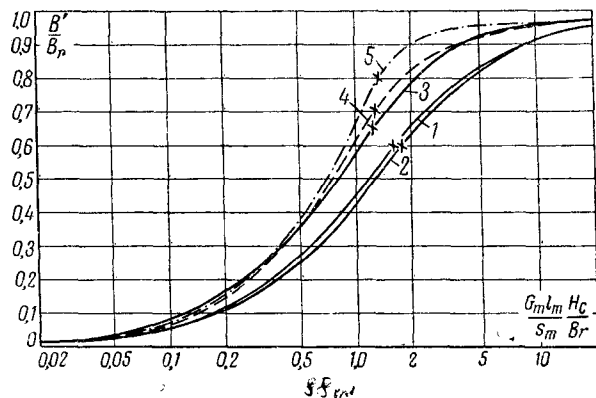


Рис. 4-20. Кривые для расчета магнитных систем с магнитами из материалов с различными коэффициентами выпуклости.

1 — для материалов, кривая размагничивания которых аппроксимируется гиперболой с  $\gamma=0,43$ ; 2 — для сплава ални 3 ( $\gamma=0,37$ ); 3 — для сплава магнико ( $\gamma=0,59$ ); 4 — для сплава алнико 5 ( $\gamma=0,66$ ); 5 — для сплава тиконал G ( $\gamma=0,73$ ). Крестиком отмечены точки  $(B'H'/B_r H_c)_{\text{макс}}$ .

Начало поверочного расчета магнитных систем по полученным графикам аналогично соответствующим этапам графо-аналитического способа. По заданным размерам рабочего зазора определяется величина полезной проводимости  $G_u$ , затем находится проводимость системы  $G_c$ . Далее по известным размерам магнита определяются величины  $l_m$ ,  $s_m$  и вычисляется выражение  $\frac{G_c l_m H_c}{s_m B_r}$ , где  $H_c$  и  $B_r$  — коэрцитивная сила и остаточная индукция используемого материала магнита. Величина  $\frac{G_c l_m H_c}{s_m B_r}$  позволяет найти отношение  $B'/B_r$  по кривой для материала магнита с соответствующим коэффициентом выпуклости.

По найденному отношению  $B'/B_r$  находится величина  $B'$ , по (4-19) и (4-20б) вычисляется магнитный поток и индукция в рабочем зазоре.

Преимущество данного способа заключается в возможности расчета систем с магнитами из материалов с известными параметрами  $B_r$ ,  $H_c$  и  $\gamma$  без построения кривой размагничивания.

#### 4-12. Применение графо-аналитического способа к расчету систем с магнитами, работающими на кривых возврата

Для поверочного расчета систем с магнитами, работающими на кривой возврата, кроме основных размеров системы (длины и площади сечения рабочего зазора и магнита) и кривой размагничивания, необходимо знать точку начала рабочей кривой возврата  $B_v$ ,  $H_v$  на кривой размагничивания и коэффициент возврата  $\rho$ . Точка начала кривой возврата определяется либо одним из способов, рассмотренных в гл. 2, либо по (4-25) и зависимости компенсирующей проводимости  $G_0$  от отношения  $l_m/s_m$  (§ 4-4). Величина  $\rho$  обычно выбирается по данным, имеющимся в литературе, причем следует учитывать, что эти величины приводятся с известным приближением (например, для кривых возврата, выходящих из точек на среднем участке кривой размагничивания, для кривых возврата, выходящих из точки  $B_r$ , и т. п.).

Для систем с магнитами, работающими на кривых возврата, можно рассматривать два основных случая, отличающихся друг от друга положением точки начала кривой возврата на кривой размагничивания, т. е. отношением  $l_m/s_m$ . Для относительно длинного разомкнутого магнита точка начала кривой возврата  $N_1$ , определяемая пересечением соответствующей прямой проводимости  $OL_1$  с кривой размагничивания (рис. 4-21), лежит в верхней части последней. Удельный поток рассеяния будет определяться (согласно рассмотренной в (§ 4-3) методике прямой  $OP$ ), проводимой под углом  $\alpha_m$  к оси абсцисс, причем

$$\operatorname{tg} \alpha_m = \mu_{op}. \quad (4-45)$$

Кривая удельного потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь при работе на кривой возврата  $N_1 C_1$ , будет определяться прямой  $A_1 C_1$ , получаемой путем вычитания ординат прямой рассеяния магнита из ординат

кривой возврата. Наличие небольшого отрезка  $A_1B_1$  на перпендикуляре  $N_1K_1$ , опущенном из точки  $N_1$  на ось абсцисс, показывает, что отдаваемый поток в точке  $N_1$ , лежащей на кривой возврата, может быть в некоторых случаях больше, чем в той же точке, лежащей на

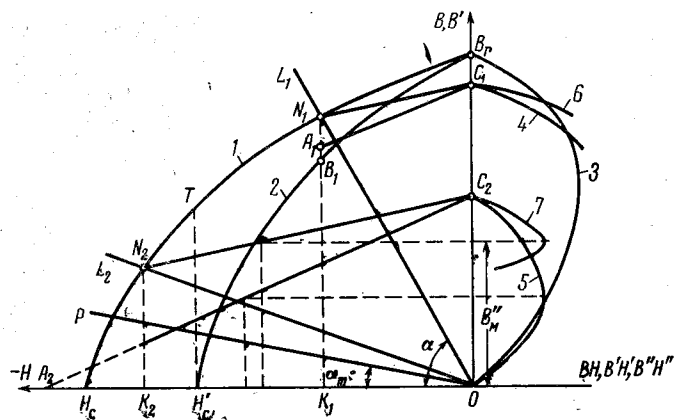


Рис. 4-21. Диаграмма для расчета систем с магнитами, работающими на кривых возврата.

1 — кривая размагничивания; 2 — кривая удельного потока, отдаваемого магнитом при работе на кривой размагничивания; 3 — кривая произведения  $BH$  для кривой размагничивания; 4 — то же при работе на кривой возврата  $A_1C_1$ ; 5 — то же при работе на кривой возврата  $A_2C_2$ ; 6 — кривая произведения  $BH$ , отнесенная к кривой возврата  $N_1C_1$ ; 7 — кривая произведения  $BH$ , отнесенная к кривой возврата  $N_2C_2$ .

основной кривой размагничивания. Это объясняется различием величин соответствующих потоков рассеяния из-за различия величин  $\mu_d$  и  $\rho$ . При этом следует учитывать, что переход рабочей точки с кривой размагничивания на кривую возврата и обратно происходит по плавной кривой и что вследствие различия между величинами  $\mu_d$  и  $\rho$  фактически будут иметься две рабочие точки  $N_1$ , одна из которых будет лежать на кривой размагничивания и вторая — на кривой возврата.

В случае относительно короткого магнита точка начала кривой возврата  $N_2$ , определяемая пересечением прямой проводимости  $OL_2$  с кривой размагничивания, будет находиться в нижней части кривой размагничивания. Если предположить, что коэффициент возврата  $\rho$  здесь имеет ту же величину, что и в первом случае, удельный поток рассеяния будет определяться той же

прямой  $OP$ . Кривая удельного потока, отдаваемого магнитом при работе на кривой возврата  $N_2C_2$ , определяется, как указывалось выше, разностью ординат прямых  $N_2C_2$  и  $OP$ . Интересно отметить, что и в этом случае на кривой  $A_2C_2$  имеется небольшой участок который показывает, что отдаваемый поток при работе на кривой возврата может быть больше, чем при работе на кривой размагничивания.

Определение плотности энергии, отдаваемой магнитом при работе на кривых возврата, производится по методике, рассмотренной в § 4-3. Кривые, определяющие плотность энергии, в первом случае имеют максимум, совпадающий с точкой начала кривой возврата, т. е. в данном случае желательна работа магнита при сравнительно небольшой проводимости внешней цепи. Для второго случая при работе на кривой возврата  $N_2C_2$  максимум находится примерно как в середине прямой отдаваемого магнитом удельного потока, так и в середине кривой возврата. Очевидно, что для одной из кривых, выходящей из определенной точки на кривой размагничивания отдаваемая энергия будет иметь наибольшее значение. Дальнейший поверочный расчет систем проводится по методике, рассмотренной выше (§ 4-6).

Построение кривых, характеризующих плотность энергии дает возможность производить расчет с максимальным использованием материала магнита.

Рекомендации по выбору оптимальной рабочей точки магнита при работе на кривых возврата зависят от условий работы системы. Для системы, собранной после намагничивания магнита и не подвергающейся в дальнейшем воздействию размагничивающих полей, рабочая точка должна находиться на оптимальной кривой возврата на отрезке, для которого величина  $BH$  равна  $(0,9-1,0) (B''H'')_{\max}$ . Выбор положения рабочей точки для системы, подвергающейся в процессе работы воздействию внешних размагничивающих полей, должен производиться при учете конкретных условий работы. Так, например, для небольших электродвигателей с постоянными магнитами рекомендуется, чтобы при максимальном размагничивающем поле, создаваемом при приложении к заторможенному двигателю максимального напряжения, рабочая точка совпадала с началом оптимальной кривой возврата. Однако при применении магнитов из материалов, кривая размагничивания которых

имеет форму, близкую к прямоугольной, положение точки начала кривой возврата на спадающей части кривой размагничивания (ниже точки перегиба  $Q$  на рис. 4-2,  $a, d$ ), является неустойчивым, так как случайные небольшие изменения величины размагничивающего поля вызывают резкое изменение соответствующей индукции. Поэтому для обеспечения стабильной работы двигателя в этих случаях следует выбирать положение рабочей точки заторможенного двигателя выше точки перегиба  $Q$ .

Аналогично вышеизложенному можно производить расчет и по кривым возврата, выраженным в приведенных координатах  $H/H_c$  и  $B/B_r$ .

#### 4-13. Применение графо-аналитического способа к расчету некоторых типов магнитных систем

**а) Расчет систем с магнитами сложной или неправильной формы.** Во всех способах расчета по упрощенному методу, рассмотренным выше, предполагалось, что магнит имеет правильную геометрическую форму, вследствие чего определение его длины  $l_m$  и площади поперечного сечения  $s_m$  не встречает затруднений. Для уточнения результатов расчета в случаях, когда форма сечения магнита сильно отличается от круговой, возможно введение небольшой поправки, учитывающей форму сечения магнита. Однако на практике используется большее число магнитов подковообразной формы, магнитов в виде усеченного конуса и др. Определение длины и площади поперечного сечения у этих магнитов возможно только с некоторым приближением.

Если поперечное сечение магнита немного изменяется по длине, то за величину  $s_m$  в большинстве случаев следует принимать среднее значение площади поперечного сечения.

За величину  $l_m$  следует принимать длину средней силовой линии в магните (определяемую с известным приближением). Для расчета систем с сильно изменяющимся поперечным сечением постоянного магнита можно использовать методики, рассмотренные в [Л. 3, 103].

При наличии в системе нескольких последовательно включенных магнитов из одного и того же материала расчетная величина  $l_m$  будет равна сумме длин, а величина  $s_m$  — площади сечения отдельного магнита. В случае параллельного включения нескольких магнитов оди-

наковой длины расчетная величина  $s_m$  будет равна сумме площадей сечения отдельных магнитов.

**б) Расчет систем с внутрирамочными магнитами.** Основное отличие системы с внутрирамочным магнитом классического типа с постоянной шириной рабочего зазора от систем с внешним магнитом состоит в том, что индукция в рабочем зазоре изменяется по синусоидальному закону. В любом радиальном сечении зазора индукция  $B_\varphi$  равна:

$$B_\varphi = B_0 \cos \varphi,$$

где  $B_0$  — индукция в радиальном сечении, совпадающем с направлением намагничивающего поля  $zz$  (рис. 3-36);

$\varphi$  — угол между направлением  $zz$  и направлением радиуса в данной точке.

Расчет системы сводится к определению индукции  $B_0$  по известной длине рабочего зазора  $\Delta$ , диаметру магнита  $D_m$  и кривой размагничивания материала магнита. Для расчета таких систем предложена номограмма [Л. 97] (§ 3-8), однако способ ее получения не совсем очевиден.

При ряде допущений рассмотренный выше графо-аналитический способ (§ 4-6) может быть применен и к приближенному расчету магнитных систем с внутрирамочными магнитами.

При этом за длину магнита условно принимается диаметр магнита  $D_m$ , за площадь поперечного сечения магнита и рабочего зазора — величина  $\frac{1}{2} \pi D_m h_m$ , где  $h_m$  — высота магнита и рабочего зазора.

Порядок расчета при учете указанных допущений будет следующим:

1) определяется проводимость рабочего зазора по формуле

$$G_u = \frac{\mu_0 s_\Delta}{2\Delta} = \mu_0 \frac{\pi D_m h_m}{4\Delta}; \quad (4-46)$$

2) по (4-14) находится проводимость  $G_c$  и определяется тангенс угла наклона прямой проводимости системы к оси абсцисс:

$$\operatorname{tg} \alpha_c = \frac{G_c l_m}{s_m} = \frac{\pi D_m}{2\Delta} k_B, \quad (4-47)$$

где  $k_B$  — эмпирический коэффициент, компенсирующий погрешности, возникающие вследствие введенных ранее

допущений. Для большинства систем величину  $k_b$  можно считать равной 2;

3) проводится прямая проводимости под углом  $\alpha_c$  к оси  $H$  на чертеже кривой удельного потока, отдаваемого магнитом и находится величина  $B'$ ;

4) вычисляется величина потока в рабочем зазоре

$$\Phi_u = \frac{\Phi_c}{x} = - \frac{\pi B' D_m h_m}{2x}; \quad (4-48)$$

5) максимальная величина индукции в рабочем зазоре определяется при учете синусоидального распределения индукции по рабочему зазору:

$$\frac{2}{\pi} B_0 \frac{\pi D_m h_m}{2} = B' \frac{\pi D_m h_m}{2x} \quad (4-49a)$$

или

$$B_0 = \frac{\pi B'}{2x}. \quad (4-49б)$$

Коэффициент зазора  $x$  можно принять равным 1,3. Поэтому окончательно имеем:

$$B_0 \approx 1,2 B', \quad (4-50)$$

т. е. величина удельного потока, отдаваемого магнитом, оказывается связанной с максимальной величиной индукции простым соотношением.

**в) Расчет стирающих магнитных головок с постоянным магнитом.** Стирающие головки с постоянным магнитом предназначены для стирания (размагничивания) магнитных носителей записи в виде ленты, проволоки и др. [Л. 104]. Головка состоит из магнита 1 (рис. 4-22) и двух полюсных наконечников 2 и 3 с зубцами 4 и 5, между которыми располагаются рабочие зазоры 6. Так как магнитное поле, действующее на носитель, должно быть убывающим, то рабочие зазоры выполняются разной ширины.

К расчету рассматриваемой магнитной головки не применим ни один из известных способов, кроме предлагаемых в данной главе.

Для поверочного расчета определяется полезная проводимость  $G_u$  каждого из зазоров, суммируется и находится по коэффициенту зазора  $x$  (табл. 4-1) проводимость системы  $G_c$ . Далее расчет проводится либо по графо-аналитическому способу, либо по одному из рассмотренных в данной главе способов для проектирования систем.

После нахождения общего потока, отдаваемого магнитом во внешнюю цепь, по величинам полезной проводимости определяется поток и индукция в каждом из рабочих зазоров.

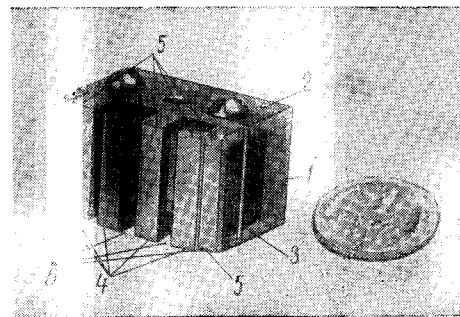


Рис. 4-22. Стирающая головка с постоянным магнитом.

1 — постоянный магнит; 2, 3 — полюсные наконечники; 4, 5 — зубцы полюсных наконечников; 6 — рабочие зазоры.

#### 4-14. Расчет систем при учете сопротивления магнитопровода

Для большинства встречающихся на практике магнитных систем с магнитопроводом из малоуглеродистой стали, железа армо или аналогичных им материалов при сравнительно небольших величинах индукции в рабочем зазоре, примерно до 1,0—1,2 тл (10 000—12 000 гс), сопротивление магнитопровода мало по сравнению с сопротивлением рабочего зазора. Применение для всего магнитопровода или для его части с наибольшей индукцией сплавов типа пермендюр (например марки 50КФ по ГОСТ 10994-64) увеличивает указанную величину примерно до 1,4—1,5 тл (14 000—15 000 гс).

Сопротивление магнитопровода при расчетах можно учитывать либо при помощи коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$ , применяемого многими авторами (§ 3-5), либо при помощи построения магнитных характеристик (§ 3-4,в).

**а) Расчет систем при введении коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе.** При введении коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$

некоторые из расчетных уравнений упрощенного метода видоизменяются. Уравнения (4-11) и (4-21б) при этом принимают вид:

$$\operatorname{tg} \alpha_c = \frac{Gcl_m}{f s_m} \quad (4-51)$$

и

$$B_u = \frac{\mu_0 H_m l_m}{f \Delta} \quad (4-52)$$

Путем обработки экспериментальных данных и результатов измерений нами получены усредненные величины коэффициента  $f$  для магнитных систем громкоговорителей с различными значениями индукции в рабочем зазоре. Эти величины, представленные в табл. 4-4, могут быть использованы и при расчетах систем других типов при внесении в необходимых случаях соответствующих уточнений и поправок.

Таблица 4-4

Величины коэффициента учета падения м. д. с. в магнитопроводе  $f$ , рекомендуемые для использования при расчете магнитных систем

| Индукция в рабочем зазоре, тл | Материал магнитопровода |           |
|-------------------------------|-------------------------|-----------|
|                               | Малоуглеродистая сталь  | Пермендюр |
|                               | $f$                     | $f$       |
| До 1,0                        | 1,0                     |           |
| 1,0—1,2                       | 1,05—1,1                | 1,0       |
| 1,2—1,4                       | 1,1—1,2                 |           |
| 1,4—1,6                       | 1,2—1,3                 | 1,05—1,1  |
| 1,6—1,8                       | 1,3—1,6                 | 1,1—1,2   |
| 1,8—2,0                       | —                       | 1,2—1,6   |

Так как значение индукции в рабочем зазоре до окончания расчета неизвестно, то выбор требуемого значения коэффициента  $f$  при проектировании магнитных систем следует производить методом последовательного приближения, который заключается в следующем.

В первую очередь производится поворочный расчет системы при предположении, что  $f=1$ . Если полученное значение индукции в рабочем зазоре будет менее 1,0—1,2 тл (10 000—12 000 гс) для систем с магнитопроводом, выполненным из малоуглеродистой стали, и менее

1,4—1,5 тл (14 000—16 000 гс) для систем с магнитопроводом из сплава типа пермендюр, то результат расчета считается правильным. В противном случае расчет повторяется при выборе коэффициента  $f$ , соответствующего несколько меньшему значению индукции, полученному при первом варианте расчета. Результат второго варианта расчета оценивается по совпадению полученной величины индукции с индукцией, соответствующей выбранному значению коэффициента по табл. 4-4. В случае необходимости расчет повторяется несколько раз до примерного совпадения указанных коэффициентов  $f$ .

Например, при первом расчете магнитной системы с магнитопроводом из малоуглеродистой стали при величине  $f=1$  расчетное значение индукции в рабочем зазоре оказалось равным 2,3 тл (23 000 гс). При повторном расчете при  $f=1,1$  индукция в рабочем зазоре

получилась равной 2,0 тл (20 000 гс). Повторение расчета при больших значениях  $f$  приводит к величине индукции в рабочем зазоре, равной 1,7 тл (17 000 гс) при  $f=1,5$ . Так как эти цифры соответствуют данным, приведенным в табл. 4-4, то расчет считается проведенным правильно, и последнее из полученных значений индукции (1,7 тл) будет являться окончательным результатом.

**б) Расчет систем при помощи построения магнитных характеристик.** Положение рабочей точки магнита, определяющей поток в рабочем зазоре по способу А. С. Кантера (§ 3-4, в), находится по пересечению магнитной характеристики магнита с учетом рассеяния с характеристикой системы по рабочему зазору.

Характеристика магнита  $\Phi' = f(F)$  (кривая 2 на рис. 4-23) строится по кривой удельного потока, отдаваемого магнитом,  $B' = f(H)$ , путем умножения  $B'$  на  $s_m$

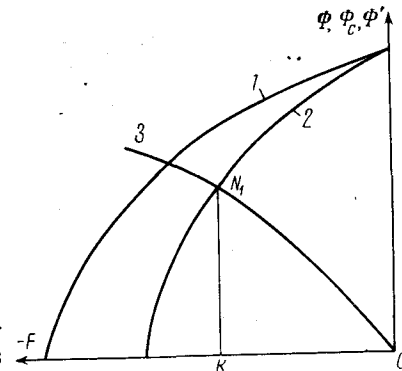


Рис. 4-23. Кривые для расчета систем с учетом сопротивления магнитопровода.

1 — характеристика магнита,  $\Phi=f(F)$ ; 2 — характеристика магнита по отдаваемому потоку  $\Phi'=f(F)$ ; 3 — характеристика системы по рабочему зазору  $\Phi_c=f(F)$ .

и  $H$  на  $l_m$ . Характеристика системы, т. е. зависимость потока  $\Phi_c$  от магнитного напряжения, строится для всей внешней цепи, за исключением постоянного магнита. Условно разбиваем магнитопровод на ряд участков, выбираемых таким образом, чтобы индукцию по их длине можно было считать постоянной. Для повышения точности расчета поток через то или иное сечение магнитопровода определяется с учетом рассеяния при помощи выбора соответствующего значения коэффициента зазора  $k$ . На основании полученных данных строится зависимость  $\Phi_c = f(F)$  (кривая 3). Точка пересечения кривых 2 и 3 является рабочей. Отрезок  $N_1K$  определяет поток на выходе магнита.

Если сопротивление магнитопровода будет небольшим, то кривая 3 будет почти прямой линией и тогда предлагаемый способ будет совпадать с графо-аналитическим (§ 4-6).

Поток и индукция в рабочем зазоре находятся по формулам (4-19) и (4-20б).

#### 4-15. Определение остаточной намагниченности в магнитопроводах из магнитно-мягких материалов

Поскольку не существует принципиальной разницы между магнитно-твердыми и магнитно-мягкими материалами, поскольку упрощенный метод расчета и вытекающие из него частные способы могут быть применены и к расчету остаточной индукции магнитных цепей из магнитно-мягких материалов и индукции в имеющихся в них воздушных зазорах. Эквивалентные электрические схемы магнитных систем, рассмотренные в § 4-1, будут справедливыми и для цепей из магнитно-мягких материалов.

Задача об определении индукции в воздушных зазорах последних часто ставится при проектировании ряда измерительных приборов, пермеаметров, магнитных головок, используемых в технике магнитной записи, и в других аналогичных электромагнитных устройствах.

Основные зависимости, характеризующие магнитно-твердые материалы (§ 4-5) могут быть получены и для магнитно-мягких материалов. В качестве примера на рис. 4-24 приведены кривые, определяющие магнитные свойства молибденового пермаллоя, построенные на основании данных Хозелитца [Л. 105]. Из рассмотрения представленных кривых можно заключить, что основное

отличие магнитно-мягких материалов от магнитно-твердых заключается в очень небольшой магнитной энергии, как общей, так и отдаваемой во внешнюю цепь.

Так, в рассматриваемом примере величина  $(BH)_{\text{макс}}$  составляет  $1/\pi \text{ Дж/м}^3$  ( $78 \text{ Гс} \cdot \text{э}$ ) и величина  $(B'H')_{\text{макс}}$  —  $5/8 \pi \text{ Дж/м}^3$  ( $52 \text{ Гс} \cdot \text{э}$ ), что примерно в  $10^4$  раз меньше, чем у типового сплава ални, и в  $10^5$  раз меньше, чем

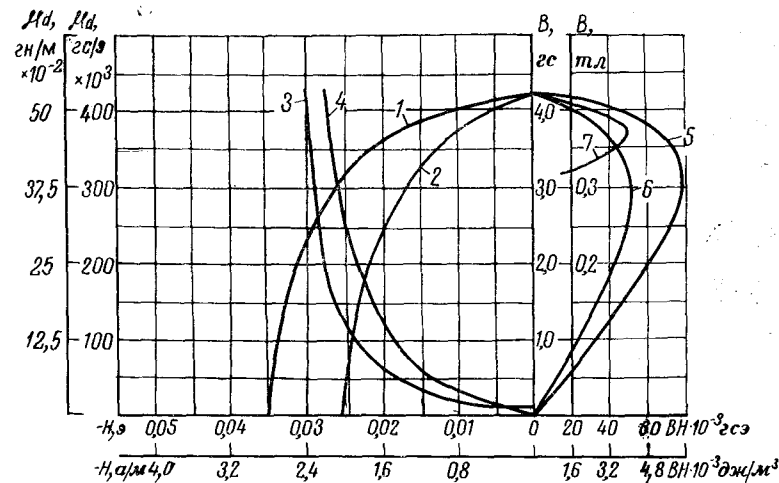


Рис. 4-24. Кривые, характеризующие магнитные свойства молибденового пермаллоя.

1 — намагничивания; 2 — удельного потока, отдаваемого во внешнюю цепь; 3 — дифференциальной проницаемости; 4 — удельного потока рассеяния; 5 — произведения  $BH$ , соответствующего кривой 1; 6 — произведения  $B'H'$ , отнесенного к кривой 2; 7 — произведения  $B'H'$ , отнесенного к кривой 1.

у монокристаллического алнико. Также следует отметить и большую разницу в величинах дифференциальной проницаемости. Если для сплава ални 3 эта проницаемость в точке  $(BH)_{\text{макс}}$  равна  $4\pi \cdot 10^{-6} \text{ гн/м}$  ( $10 \text{ Гс/э}$ ), то для молибденового пермаллоя она примерно в  $10^4$  раз больше.

Для того чтобы энергия, отдаваемая во внешнюю цепь магнитопроводом из магнитно-мягкого материала, имела достаточно большую величину, длина магнитопровода должна быть значительно больше его поперечного сечения. Так, например, для того, чтобы рабочая точка магнитопровода из молибденового пермаллоя совпадала с точкой  $(B''H'')_{\text{макс}}$ , отношение длины магнитопровода



к площади его поперечного сечения должно быть более тысячи.

При расчете цепей из магнитно-мягких материалов удобнее всего пользоваться графо-аналитическим способом (§ 4-6).

Для магнитопроводов со сравнительно небольшим отношением  $l_m/s_m$  рабочая точка будет находиться вблизи оси  $H$  и поток рассеяния самого магнита будет относительно большим. В этом случае можно считать, что

$$\frac{1}{\mu_0} \Delta B_u \approx H_c I_m, \quad (4-53)$$

т. е. индукция в воздушном зазоре магнитопровода в этом случае пропорциональна коэрцитивной силе его материала.

#### 4-16. Временное старение магнитов и рекомендации по проектированию стабильных систем

Один из недостатков систем с постоянными магнитами заключается в уменьшении отдаваемой магнитом энергии с течением времени после намагничивания, т. е. во временном старении магнита, которое является обратимым, так как первоначальная величина отдаваемой энергии восстанавливается после повторного намагничивания. Необратимое старение, при котором уменьшение намагниченности не может быть скомпенсировано повторным намагничиванием, в данной книге не рассматривается.

Старение магнитов можно объяснить действием потока рассеяния самого магнита. Если весь поток проходит внутри магнита и выходит только с торцов, т. е. поток рассеяния отсутствует, то отдельные домены и группы доменов материала магнита не испытывают сил, заставляющих их изменять свое направление и, следовательно, магнитное состояние материала со временем не может измениться. При наличии потока рассеяния с боковой поверхности магнита направление части силовых линий отклоняется от направления, в котором производилось намагничивание магнита. На отдельные домены теперь действуют силы, стремящиеся ориентировать их по направлению силовых линий. Под действием этих сил домены постепенно изменяют свое первоначальное направление, что приводит к уменьшению намагниченности в первоначальном направлении. Очевидно, что

чем больше будет поток рассеяния, замыкающийся на самом магните, тем большее число доменов будет стремиться изменить свое направление и тем больше будет временное старение магнита. Величина магнитного старения будет зависеть также и от внутренних сил, старающихся удержать домены в направлении первоначального намагничивания.

Выше было показано, что величина потока рассеяния зависит от положения рабочей точки на кривой размагничивания. Чем выше положение рабочей точки, тем меньше поток рассеяния магнита и, следовательно, тем меньше будет потеря намагниченности магнитом во времени. Отсюда вытекает обоснование двух известных из практики способов уменьшения старения. Первый заключается в замыкании внешней цепи магнита. Рабочая точка при этом попадает в точку  $B_r$  на оси индукции, поток рассеяния становится небольшим, и поэтому старение заметно уменьшается. Второй способ повышения положения рабочей точки на кривой размагничивания состоит в применении относительно длинного магнита, т. е. магнита с относительно большой величиной  $l_m/s_m$ . При увеличении этого отношения рабочая точка поднимается по кривой размагничивания и при  $l_m/s_m \rightarrow \infty$  попадает в точку  $B_r$ . В этом случае старение также должно быть небольшим.

Действительно, известно, что старение у длинных магнитов меньше, чем у коротких (при одном и том же поперечном сечении) [Л. 106]. При отношении  $l_m/s_m \rightarrow 0$  магнит вырождается в магнитный лист и полностью размагничивается.

В связи с этим рассмотрим коэффициент устойчивости [Л. 40], который раньше был одним из критериев оценки качества магнитных систем. Величина коэффициента устойчивости определяется формулой

$$k_s = \frac{l_m}{s_m} \frac{s_\Delta}{\Delta}. \quad (4-54)$$

Этот коэффициент численно равен значению тангенса угла наклона прямой проводимости системы в упрощенном методе расчета при предположении отсутствия потока рассеяния системы, т. е. при коэффициенте зазора, равном единице. Поэтому можно считать, что коэффициент устойчивости связан с положением рабочей точки на кривой размагничивания.

Для магнитов из углеродистой или вольфрамовой стали величину коэффициента устойчивости рекомендуется выбирать не менее 130 и для лучших конструкций — порядка 300 [Л. 40]. По нашим данным, это соответствует положению рабочей точки на кривой размагничивания в районе точки  $(B''H'')_{\text{макс}}$ , т. е. выше точки  $(BH)_{\text{макс}}$ . Для кобальтовых сталей значение  $k_s$  рекомендуется выбирать порядка 100, что также примерно соответствует положению рабочей точки вблизи точки  $(B''H'')_{\text{макс}}$ .

Аналогично этому при проектировании магнитных систем со стабильным потоком во времени размеры магнита следует выбирать таким образом, чтобы рабочая точка находилась либо в точке  $(B''H'')_{\text{макс}}$  на кривой размагничивания, либо несколько выше ее. При этом в выражение для коэффициента устойчивости следует ввести коэффициент зазора (§ 4-2), учитывающий рассеяние системы. Поэтому можно написать:

$$k'_s = k \frac{l_m}{s_m} \frac{s_\Delta}{\Delta}, \quad (4-55)$$

где  $k'_s$  — коэффициент устойчивости, учитывающий рассеяние системы. Минимальная величина  $k'_s$ , рекомендуемая для данного материала магнита,  $k'_{\text{смин}}$  определяется из условия нахождения рабочей точки системы в точке  $(B''H'')_{\text{макс}}$  на основной кривой размагничивания. При такой величине  $k'_{\text{смин}}$  материал магнита будет использоваться наиболее эффективно, и, кроме, того, при этом длина магнита  $l_m$  будет велика по сравнению с его поперечным сечением, что гарантирует слабое временное старение. Например, для магнитных систем с магнитами из сплава ални 3 величина  $k'_{\text{смин}}$  равна 17 и для магнитных систем из сплава магнито — 29. В отдельных случаях, когда требуется особенно высокая стабильность системы, величину  $k'_s$  следует выбирать большей, чем  $k'_{\text{смин}}$ , что понижает эффективность системы, но повышает стабильность потока в ее рабочем зазоре.

Кроме двух рассмотренных способов борьбы со старением, существует еще способ искусственного старения, заключающийся в приложении к намагниченной системе небольшого размагничивающего поля, преимущественно переменного. Известно, что после воздействия такого поля, когда энергия, отдаваемая магнитом, немного уменьшается, дальнейшее старение магнита ослабевает.

При размагничивании небольшим полем рабочая точка магнита переходит на кривую возврата, однако почему при этом увеличивается стабильность магнита — до сих пор было неясно. Кроме того, при размагничивании в постоянном поле часто наблюдается не уменьшение, а повышение индукции в рабочем зазоре [Л. 40].

Согласно рассмотренному выше процессу старения повышение стабильности магнита при частичном размагничивании объясняется переводом рабочей точки с основной кривой размагничивания на кривую возврата и уменьшением в связи с этим потока рассеяния самого магнита.

Рассмотрим процесс размагничивания при действии постоянного поля при учете некоторых положений упрощенного метода.

Если приложить к магниту размагничивающее поле величины  $H_p$ , то рабочая точка  $M_1$  переместится в точку  $N$  кривой размагничивания (рис. 4-25). При удалении

размагничивающего поля рабочая точка перемещается по кривой возврата  $NC$  и попадает в точку  $M_2$  — точку пересечения кривой возврата с первоначальной прямой проводимости  $OA_1$ . Однако при этом уменьшается проводимость рассеяния самого магнита, определяемая (4-17), так как вместо дифференциальной проницаемости  $\mu_d$  в нее будет входить коэффициент возврата  $\rho$ , имеющий меньшую величину. Поэтому должен уменьшиться наклон прямой проводимости, и рабочая точка  $M_3$  будет теперь определяться пересечением с кривой возврата новой прямой проводимости  $OA_3$ .

Общий поток магнита после воздействия размагничивающего поля, определяемый в этом случае отрезком  $M_3K$ , будет безусловно меньше потока, имевшегося до приложения размагничивающего поля. Однако вследствие

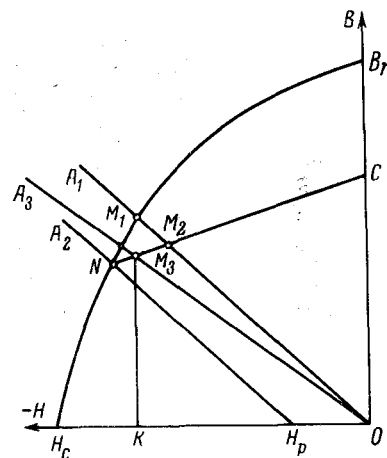


Рис. 4-25. Влияние постоянного размагничивающего поля на положение рабочей точки магнита.

вие перераспределения из-за изменения проводимости рассеяния самого магнита величина потока, отдаваемого во внешнюю цепь, может не только не уменьшаться, а даже увеличиваться по сравнению с величиной отдаваемого потока до размагничивания. Этим и объясняются затруднения, связанные со старением магнита путем размагничивания в постоянном магнитном поле.

Фактически переход кривой размагничивания в кривую возврата происходит по плавной кривой, и коэффициент возврата  $\rho$  на кривой возврата непостоянен. При учете этих факторов рассматриваемый процесс размагничивания будет несколько усложнен, однако окончательные выводы останутся теми же.

Рассмотрим теперь размагничивание или старение магнита в переменном магнитном поле убывающей амплитуды. Процесс воздействия переменного поля можно представить как последовательное приложение

Рис. 4-26. Влияние переменного размагничивающего поля на положение рабочей точки магнита.

к магниту соответствующих величин напряженности поля разного знака. Согласно сказанному выше после первого цикла размагничивания рабочая точка переместится в точку  $M_3$  (рис. 4-26). При втором цикле размагничивания рабочая точка не попадает снова в точку  $N$ , а переместится в точку  $N_1$ , так как размагничивающее поле будет прикладываться теперь к точке  $M_3$ . После второго цикла размагничивания рабочая точка будет находиться на пересечении новой кривой возврата с новой прямой проводимости.

Однако так как коэффициенты возврата близких (соседних) кривых можно считать примерно равными, то эта прямая фактически будет совпадать с прежней прямой  $OA_3$ .

При дальнейших циклах указанный процесс повторяется до тех пор, пока амплитуда прилагаемого маг-

нитного поля не уменьшится до нуля и рабочая точка не попадет в некоторую точку  $M_n$  на кривой возврата  $N_nC_n$ . Поток магнита в точке  $M_n$  будет меньше потока в начальной точке  $M_1$ , и поэтому, несмотря на перераспределение магнитного потока вследствие уменьшения проводимости рассеяния самого магнита, магнитный поток, отдаваемый во внешнюю цепь, будет меньше потока, отдаваемого магнитом до старения.

Таким образом, повышение стабильности магнитной системы при частичном размагничивании магнита объясняется переходом рабочей точки с основной кривой размагничивания на кривую возврата и уменьшением в связи с этим потока рассеяния самого магнита.

#### 4-17. Границы применимости упрощенного метода и точность расчета

Для дополнительного подтверждения справедливости упрощенного метода расчета магнитных систем и определения практических границ его применимости нами собран достаточно большой экспериментальный материал, который можно разбить на несколько разделов.

1. Проверка точности результатов расчета по упрощенному методу и возможности применения его к системам различного типа с магнитами из разнообразных материалов производилась путем поверочных расчетов:

- а) специально изготовленных магнитных систем;
- б) образцов магнитных систем от действующих устройств и приборов;

в) магнитных систем, параметры которых были определены на основе опубликованных данных;

г) ряда типов магнитных систем и сравнения полученных результатов с результатами расчета по некоторым частным способам.

2. Сопоставление расчетных координат рабочей точки магнита в системах с фактическими (по данным ряда авторов).

3. Определение погрешности при расчете потока (индукции) в рабочем зазоре по удельному потоку, отдаваемому магнитом, и по напряженности поля в рабочей точке.

4. Определение влияния выбора величины коэффициента зазора  $\chi$  на точность получаемых результатов расчета.

Результаты части поверочных расчетов сведены в табл. 4-5. Под истинными (или фактическими) значениями индукции или потока в рабочем зазоре понимаются величины, полученные авторами, проводившими испытания рассматриваемой системы, в результате измерений, а в некоторых случаях — в результате поверочных расчетов.

Кривые размагничивания материалов магнита выбирались по указаниям соответствующих авторов работ, в которых описаны системы, а в ряде случаев — строились по точкам  $B_r$ ,  $H_c$  и  $(BH)_{\max}$ . При поверочных расчетах использовался в основном графо-аналитический способ и его видоизменение для расчета систем с внутрирамочными магнитами. Величина коэффициента зазора выбиралась в соответствии с данными табл. 4-1.

Данные, приводимые в табл. 4-5, относятся к 63 типам магнитных систем с магнитами из 57 материалов. Системы отличаются друг от друга конструкцией и формами магнита.

Магниты систем выполнены из самых разнообразных материалов: от простой углеродистой стали до сплава титонал GG с величиной  $(BH)_{\max}$ , равной  $3,5 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> ( $8,8 \cdot 10^6$  гс·э) и барий-стронциевого феррита с величиной  $(BH)_{\max}$ , равной  $1,6 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> ( $4,1 \cdot 10^6$  гс·э).

Соответственно различны место и время изготовления магнитных систем. Одна из систем описана в начале нашего века, изготовление последних из рассматриваемых систем относится к началу 60-х годов. Системы выполнены различными изготовителями в 11 странах и исследованы различными лицами.

Наименьшая из рассчитанных систем имеет магнит с массой около 1,5 г из сплава Fe-Ni-Al. Наибольшая система (для исследования  $\alpha$ -лучей) имеет массу около 70 т при массе магнита порядка 15 т. Магниты в рассчитанных системах имеют форму цилиндрических и бочкообразных колец, цилиндров, усеченных конусов, призм, прямых брусков, колец, подков. В большинстве систем используется только один магнит, однако в некоторых из них применяются два магнита. Магниты большого веса выполняются составными.

В большинстве случаев (для 52 систем из 63) относительная ошибка расчета не превышает 10% и лишь для двух систем ошибка более 15%. Можно заметить, что точность расчета практически не зависит от разме-

Таблица 4-5  
Данные поверочных расчетов магнитных систем с постоянными магнитами из разных материалов

| № п/п. | Тип системы   | Материал магнита                         | Размеры магнита    |                  | Размеры рабочего зазора |                | Величина индукции в рабочем зазоре, тл |          | Относительная ошибка расчета, % |
|--------|---|--|--------------------|------------------|-------------------------|----------------|--|----------|---------------------------------|
|        |   |  | $S_m, \text{см}^2$ | $l_m, \text{см}$ | $S_A, \text{см}^2$      | $A, \text{см}$ | рассчитанная по упрощенному методу     | истинная |                                 |
| 1      | От измерительного прибора (по Драйделлу и Джолли [Л. 28])           | Углеродистая сталь                       | 3,5                | 35               | 10,0                    | 0,33           | 0,1400                                 | 0,1500   | -6,7                            |
| 2      | От прибора (по Бушу [Л. 22])  | Вольфрамовая сталь                       | 8,0                | 48,5             | 16,0                    | 0,5            | 0,2400                                 | 0,2500   | -4,0                            |
| 3      | От прибора 2Д (по Разумовскому [Л. 40])                             | То же                                    | 1,8                | 11,6             | 3,96                    | 0,32           | 0,1300                                 | 0,1350   | -3,7                            |
| 4      | От измерительного прибора (по Эвершеду [Л. 27])                     | То же                                    | 1,0                | 14,5             | 2,6                     | 0,20           | 0,1980                                 | 0,1950   | +1,5                            |
| 5      | От измерительного прибора (по И. Фишеру [Л. 48])                    | 3%/6-ная хромистая сталь                 | 1,4                | 11,2             | 1,15                    | 0,27           | 0,1850                                 | 0,1920   | -3,7                            |
| 6      | От измерительного прибора (по Хеннигу [Л. 67])                      | 2%/6-ная кобальтовая сталь СоО40         | 1,2                | 11               | 1,4                     | 0,3            | 0,1780                                 | 0,1600   | +11,2                           |
| 7      | От измерительного прибора (по И. Фишеру [Л. 48])                    | 5%/6-ная кобальтовая сталь               | 1,4                | 11,2             | 1,15                    | 0,27           | 0,2570                                 | 0,2400   | +7,1                            |
| 8      | С эталонным магнитным полем (по Нейману [Л. 107])                   | 10%/6-ная кобальтовая сталь <sup>1</sup> | 25                 | 3,9              | 25                      | 0,1            | 0,3270                                 | 0,3850   | -15,0                           |
| 9      | Для исследования $\beta$ -лучей (по Кокрофту и др. [Л. 108])        | 35%/6-ная кобальтовая сталь              | 336                | 84,8             | 493                     | 5,5            | 0,2000                                 | 0,2000   | 0                               |
| 10     | Для исследования $\alpha$ - и $\beta$ -частиц (по Бриггсу [Л. 109]) | 36%/6-ная кобальтовая сталь              | 440                | 53,4             | 206                     | 1,19           | 0,5400                                 | 0,5300   | +1,8                            |

| № п/л. | Тип системы   | Материал магнита               | Размеры магнита      |                  | Размеры рабочего зазора   |                     | Величина индукции в рабочем зазоре, тл |             | Относительная ошибка расчета, % |
|--------|---|--------------------------------|----------------------|------------------|---------------------------|---------------------|--|-------------|---------------------------------|
|        |   |                                | $S_m, \text{см}^2$   | $l_m, \text{см}$ | $S_{\Delta}, \text{см}^2$ | $\Delta, \text{см}$ | рассчитанная по упрощенному методу     | истинная    |                                 |
|        |   |                                |                      |                  |                           |                     |  |             |                                 |
| 11     | С внутрирамочным магнитом   | Тромалит Т800                  | 60                   | 6,4              | 6,3                       | 0,09                | 0,2600                                 | 0,2400**    | +8,3                            |
| 12     | To же   | Тромалит Т800S                 |                      |                  |                           |                     | 0,2900                                 | 0,2750**    | +5,5                            |
| 13     | " "   | Тромалит 600*                  |                      |                  |                           |                     | 0,1970                                 | 0,1820**    | +8,3                            |
| 14     | " "   | Кунико (1)                     | 51                   | 4,2              | 4,12                      | 0,13                | 0,2260                                 | 0,2400**    | -5,8                            |
| 15     | От громкоговорителя 2294 (по данным автора [Л. 110])                                    | Железо-никель-алюминевый сплав |                      |                  |                           |                     | 1,0200                                 | 1,0100      | +1,0                            |
| 16     | От громкоговорителя (по данным автора [Л. 110])   | Алли (АНЗ)                     | 0,5                  | 0,6              | 0,08                      | 0,15                | 0,0745*****                            | 0,8800      | -4,5                            |
| 17     | Стирающая головка с постоянным магнитом типа СГМП-5А (по данным автора)                 | Алли (АНЗ)                     | 1,25                 | 1,4              | 0,2                       | 0,2                 | 0,0700*****                            | 0,0675***** | +10,4                           |
| 18     | Стирающая головка с постоянным магнитом от магнитофона "Саундмиррор" (по данным автора) | Алли (английское)              | 2,45                 | 2,85             | 1,0                       | 0,25                | 0,2240                                 | 0,2500      | -10,4                           |
| 19     | От измерительного прибора (по Кесслеру [Л. 74])   | Алли 95                        |                      |                  |                           |                     | 0,2450                                 | 0,2500      | -2,0                            |
| 20     | От измерительного прибора (по Кесслеру [Л. 74])   | Алли 120                       |                      |                  |                           |                     | 0,2900                                 | 0,3100**    | -6,5                            |
| 21     | С внутрирамочным магнитом   | Аллико 160 (Эрстит 700)        | $D_m = 2 \text{ см}$ |                  | 0,25                      |                     |  |             |                                 |

| № п/п | Тип системы  | Материал магнита | Размеры магнита    |                  | Размеры рабочего зазора   |                     | Величина индукции в рабочем зазоре, тл |          | Относительная ошибка расчета, % |
|-------|--|------------------|--------------------|------------------|---------------------------|---------------------|--|----------|---------------------------------|
|       |  |                  | $S_m, \text{см}^2$ | $l_m, \text{см}$ | $S_{\Delta}, \text{см}^2$ | $\Delta, \text{см}$ | рассчитанная по упрощенному методу     | истинная |                                 |
|       |  |                  |                    |                  |                           |                     |  |          |                                 |
| 22    | Для электромашины (по Холланд-Морицу [Л. 111])             | Эрстит 120       | 173                | 6,4              | 24                        | 0,2                 | 0,9000                                 | 0,9200   | -2,2                            |
| 23    | От громкоговорителя Ея L 302/4 (по данным автора [Л. 110]) | Эрстит 500       | 60                 | 3,5              | 9,5                       | 0,2                 | 0,6500                                 | 0,7500   | -13,3                           |
| 24    | От громкоговорителя Ея L 203/5 (по данным автора [Л. 110]) | Эрстит 700       | 3,3                | 2,2              | 2,0                       | 0,1                 | 0,3700                                 | 0,4000   | -7,5                            |
| 25    | Экспериментальная (по Цумбушу [Л. 10])                     | 110-26-45*       | 80,0               | 4,7              | 10,4                      | 0,125               | 1,0500                                 | 1,2000   | -12,5                           |
| 26    | От громкоговорителя (по Цумбушу [Л. 10])                   | 125-13-38*       | 10,0               | 1,0              | 1,2                       | 0,08                | 0,5950                                 | 0,6000   | -0,8                            |
| 27    | От громкоговорителя (по Цумбушу [Л. 10])                   | 210-7-36*        | 3                  | 4                | 3                         | 0,1                 | 0,1580                                 | 0,1600   | -1,2                            |
| 28    | Экспериментальная (по данным Неймана [Л. 107])             | Слав Fe-Ni-Al*   | 2                  | 5                | 4                         | 0,2                 | 0,2220                                 | 0,2180   | +1,8                            |
| 29    | Экспериментальная (по данным Купфмюллера [Л. 23])          | Слав Fe-Ni-Al*   | 0,47               | 0,46             | 0,47                      | 0,2                 | 0,725                                  | 0,940    | -22,8                           |
| 30    | С небольшим магнитом (по Нейману [Л. 107])                 | Слав Fe-Ni-Al*   | 16,5               | 1,75             | 2,98                      | 0,08                | 0,7050                                 | 0,6600   | +6,8                            |
| 31    | От громкоговорителя 84104 (по данным автора [Л. 110])      | Ипермаг В        | 8,28               | 11,2             | 9,1                       | 2,0                 | 0,1890                                 | 0,2000   | +5,5                            |
| 32    | Экспериментальная (по ван Урку [Л. 55])                    | Тиконал 2А       |                    |                  |                           |                     |  |          |                                 |

| № п/п. | Тип системы   | Материал магнита  | Размеры магнита    |                  | Размеры рабочего зазора |                     | Величина индукции в рабочем зазоре, тл |          | Относительная погрешность расчёта, % |
|--------|---|-------------------|--------------------|------------------|-------------------------|---------------------|--|----------|--------------------------------------|
|        |   |                   | $S_m, \text{см}^2$ | $l_m, \text{см}$ | $S\Delta, \text{см}^2$  | $\Delta, \text{см}$ | расчитанная по упрощённому методу      | истинная |                                      |
| 33     | От громкоговорителя RL-73-1 (по данным автора [Л. 110])         | Алнико 1          | 12,6               | 2,6              | 4,8                     | 0,11                | 0,5450                                 | 0,5200   | +4,8                                 |
| 34     | От спектрографа (по Плессегу и др. [Л. 112])                    | Алнико 2          | 825                | 61               | 825                     | 4,0                 | 0,3240                                 | 0,3450   | -6,6                                 |
| 35     | От громкоговорителя M19446A (по данным автора [Л. 110])         | То же             | 98                 | 6,6              | 11,2                    | 0,125               | 1,5100                                 | 1,4700   | +2,7                                 |
| 36     | От громкоговорителя (по Чедиану [Л. 63])                        | Алнико (румьский) | 15,3               | 2,1              | 3,3                     | 0,1                 | 0,5550                                 | 0,5500   | +0,9                                 |
| 37     | Для исследования $\alpha$ -лучей (по Розенблюму и др. [Л. 113]) | Алнико            | 9440               | 152              | 3430                    | 1,8                 | 1,1700                                 | ~1,2500  | -6,4                                 |
| 38     | От громкоговорителя с магнитом-керном (по данным автора)        | Магнито (АНКО4)   | 19,0               | 5,0              | 11,2                    | 0,13                | 1,0200                                 | 1,0400   | -1,4                                 |
| 39     | От громкоговорителя с магнитом-кольцом (по данным автора)       | То же             | 25,1               | 5,0              | 11,2                    | 0,13                | 1,1800                                 | 1,0700   | +10,3                                |
| 40     | От измерительного прибора (по Кеслеру [Л. 74])                  | Алнико 200        | 2,85               | 1,55             | 1,0                     | 0,25                | 0,2450                                 | 0,2500   | -2,0                                 |
| 41     | От громкоговорителя (по Спрэдбюри [Л. 114])                     | Алкомакс          | 13,2               | 3,7              | 4,0                     | 0,1                 | 1,2900                                 | 1,2500   | +3,2                                 |
| 42     | Для спектрографа (по Хадфильду и др. [Л. 115])                  | Алкомакс 2        | 200                | 30               | 493                     | 5,5                 | 0,1970                                 | 0,1600   | +23                                  |
| 43     | От громкоговорителя (по Цумбушу [Л. 10])                        | 405-20-56*        | 6,1                | 1,9              | 3,0                     | 0,1                 | 0,7200                                 | 0,8000   | -10                                  |

| № п/п. | Тип системы   | Материал магнита  | Размеры магнита      |                  | Размеры рабочего зазора |                     | Величина индукции в рабочем зазоре, тл |           | Относительная погрешность расчёта, % |
|--------|---|-------------------|----------------------|------------------|-------------------------|---------------------|--|-----------|--------------------------------------|
|        |   |                   | $S_m, \text{см}^2$   | $l_m, \text{см}$ | $S\Delta, \text{см}^2$  | $\Delta, \text{см}$ | расчитанная по упрощённому методу      | истинная  |                                      |
| 44     | Для исследования ядерного резонанса (по Хадфильду и др. [Л. 115]) | Алкомакс 3        | 665                  | 70               | 314                     | 5,5                 | 0,5700                                 | 0,5500    | +3,6                                 |
| 45     | Экспериментальная (по ван Урку [Л. 55])                           | Тиконал 3.8       | 5,2                  | 6,0              | 5,2                     | 0,515               | 0,4200                                 | 0,4320    | -2,8                                 |
| 46     | Для камеры Вильсона (по Шатту и др. [Л. 116])                     | Алнико 5          | 1000                 | 76               | 780                     | 3,2                 | 0,8500                                 | 0,8550    | +0,6                                 |
| 47     | От громкоговорителя (по Реттингеру [Л. 71])                       | То же             | 4,22                 | 5,35             | 0,8                     | 0,25                | 0,9850                                 | 1,0000    | -1,5                                 |
| 48     | Экспериментальная (по Мейнарду [Л. 78])                           | Алнико 5 "Нуflux" | 4,65                 | 2,54             | 6,4                     | 0,635               | 0,2030                                 | 0,2000    | +1,5                                 |
| 49     | От громкоговорителя (по Хеннингу [Л. 67])                         | Алнико 400        | 5,9                  | 2,0              | 2,5                     | 0,09                | 0,8500                                 | 0,8000    | +6,7                                 |
| 50     | С внутримочным магнитом   | Эрстит 1000       | $D_m = 2 \text{ см}$ |                  | 0,25                    | 0,25                | 0,3350                                 | 0,3450**  | -2,9                                 |
| 51     | От громкоговорителя (по Мишима и др. [Л. 117])                    | Сплав МК          | 7,1                  | 2,0              | 5,0                     | 0,13                | 0,7100                                 | 0,6400    | +11                                  |
| 52     | Экспериментальная по (Сикстусу и др. [Л. 79])                     | Алнико 500        | 5,95                 | 4,2              | 5,95                    | 0,3                 | 0,5700                                 | 0,5500—   | —                                    |
| 53     | От громкоговорителя (по данным фирмы Муллард [Л. 118])            | Тиконал G         | 6,3                  | 1,95             | 3,52                    | 0,084               | 1,0500                                 | 1,0500    | 0                                    |
| 54     | От электродвигателя (по Мимелю и др. [Л. 119])                    | Тиконал GG        | 3,45                 | 2,5              | 7,0                     | 0,13                | 0,5300                                 | 0,4350*** | —                                    |

| № з/п. | Тип системы  | Материал магнита         | Размеры магнита    |                  | Размеры рабочего зазора   |                     | Величина индукция в рабочем зазоре, $m\lambda$ |                   | Относительная ошибка расчета, % |
|--------|--|--------------------------|--------------------|------------------|---------------------------|---------------------|--|-------------------|---------------------------------|
|        |  |                          | $S_m, \text{см}^2$ | $l_m, \text{см}$ | $S_{\Delta}, \text{см}^2$ | $\Delta, \text{см}$ | расчитанная по упрощенному месту               | истинная          |                                 |
| 55     | Для исследования ядерного резонанса (по Мак Кену и др. [Л. 120]) | Колумакс                 | 1300               | 55               | 550                       | 3,5                 | 0,9250   | 0,9480            | -2,4                            |
| 56     | От громкоговорителя (по Делеку [Л. 121])                         | Феррит КВН               | 116                | 1,5              | 4,9                       | 0,1                 | 0,9100   | 0,9000            | +4,5                            |
| 57     | От громкоговорителя (по Грабаку [Л. 75])                         | Феррит D                 | 104                | 0,96             | 4,0                       | 0,1                 | 0,6900   | 0,7000            | -1,4                            |
| 58     | От громкоговорителя (по ланым фирмы Балво [Л. 122])              | Феррокслур (оксид) 300   | 19                 | 1,2              | 2,4                       | 0,095               | 0,9100   | 0,8500—<br>0,9500 | —                               |
| 59     | От громкоговорителя (по Кохарду [Л. 82])                         | Барий-стронциевый феррит | 14,6               | 0,44             | 2,84                      | 0,081               | 0,6050   | 0,6600            | -8,3                            |
| 60     | От громкоговорителя (по Фэлкку [Л. 81])                          | Магнадур 2               | 12,2               | 0,8              | 1,48                      | 0,076               | 0,9600   | 0,9000            | +6,7                            |
| 61     | Экспериментальная (по Манеру [Л. 47])                            | Козрцит 400К             | 4,9                | 6,8              | 4,9                       | 1,0                 | 0,2800   | 0,2900            | -3,5                            |
| 62     | Экспериментальная (по Манеру [Л. 47])                            | Козрокс 300К             | 6,6                | 2,25             | 6,6                       | 1,0                 | 0,1570   | 0,1600            | -1,9                            |
| 63     | От громкоговорителя (по Рейнту и др. [Л. 98])                    | Феррокслур 300R          | 41                 | 1,2              | —                         | —                   | Поток, $\text{эб} \cdot 10^4$<br>39800         | 37000             | +7,5                            |

\* Кривая размагничивания построена по точкам  $B_r, H_c$  и  $(BH)_{\text{макс}}$ .

\*\* Расчетные значения по номограмме Л. Мерца [Л. 97].

\*\*\* После искусственного старения.

\*\*\*\* Данные относятся к рабочему зазору длиной 0,15 мм.

\*\*\*\*\* Данные относятся к рабочему зазору длиной 0,2 мм.

ров системы, веса, формы и материала магнита, размеров рабочего зазора.

Дополнительное подтверждение справедливости упрощенного метода расчета можно получить при сопоставлении расчетных и истинных координат рабочей точки на кривой размагничивания магнита. С какой точностью по упрощенному методу может быть определено положение (координаты) рабочей точки? Ответ на этот вопрос дают данные табл. 4-6, в которой приведены координаты  $B_m, H_m$  рабочей точки, полученные при расчете ряда систем по упрощенному методу, и координаты, полученные путем измерений или расчетов соответствующими исследователями.

Наиболее точно совпадают величины  $B_m$ : для 15 систем из 19 расхождение составляет менее 10%. Для величин  $H_m$  наблюдается несколько большее расхождение результатов. Здесь только для семи систем расхождение меньше 10% и для 16 систем — меньше 20%.

Измерение положения рабочей точки, особенно величины  $H_m$  в собранной и намагниченной системе, является весьма сложным и не может быть осуществлено с большой точностью. Поэтому наблюдаемое совпадение расчетных и экспериментальных данных можно считать вполне удовлетворительным.

Определение индукции (потока) в рабочем зазоре магнитных систем возможно как по значению удельного потока  $B'$ , отдаваемого магнитом во внешнюю цепь [формула (4-206)], так и по величине напряженности поля  $H_m$  в рабочей точке [формула (4-216)].

Практически равноценность этих способов подтверждается поверочными расчетами ряда систем, результаты которых приведены в табл. 4-7. Расхождение результатов расчета по удельному потоку и по напряженности поля, как правило, не превышает нескольких процентов и лишь в отдельных случаях достигает 10—15%. Это расхождение объясняется в основном ошибками графического построения, возрастающими при приближении величины  $H_m$  к точке  $H'_c$  кривой удельного потока.

Выше мы указывали, что выбираемая в некоторых пределах величина коэффициента зазора  $\chi$ , характеризующая рассеяние системы с постоянным магнитом, сравнительно мало сказывается на результате расчета, если рабочая точка расположена достаточно низко на кривой размагничивания, когда поток рассеяния само-

Сравнение положения рабочих точек на кривых размагничивания магнитов в системах различных типов

| № п/п. | Тип системы   | Материал магнита               | Положение рабочей точки по упрощенному методу |                           | Положение рабочей точки по литературным данным |                           | Расхождение между величинами $V_m$ , % | Расхождение между величинами $H_m$ , % |
|--------|---|--------------------------------|---|---------------------------|--|---------------------------|--|--|
|        |   |                                | $V_m$ , т.а                                   | $H_m \cdot 10^{-3}$ , а/м | $V_m$ , т.а                                    | $H_m \cdot 10^{-3}$ , а/м |  |  |
|        |   |                                |   |                           |  |                           |  |  |
| 1      | От прибора 1Д (по Н. Н. Ра-зумовскому [Л. 40])                          | Вольфрамовая сталь             | 0,8500  | 34                        | 0,8000   | 37,5                      | 6,2                                    | 10,3                                   |
| 2      | От прибора Д (по Н. Н. Ра-зумовскому [Л. 40])                           | То же                          | 0,9100  | 29,5                      | 0,8700   | 34                        | 4,6                                    | 18,8                                   |
| 3      | От прибора 2Д (по Н. Н. Ра-зумовскому [Л. 40])                          | " "                            | 0,8500  | 34,5                      | 0,6700   | 43,5                      | 27                                     | 26                                     |
| 4      | От прибора 2Д с удлинен-ным магнитом (по Н. Н. Ра-зумовскому [Л. 41])   | " "                            | 0,8600  | 32,5                      | 0,8200   | 36,5                      | 4,9                                    | 12,2                                   |
| 5      | Экспериментальная (по Ней-ману [Л. 107])                                | " "                            | 1,3400  | 7,0                       | 1,3200<br>(эксперимент)                        | 7,5                       | 1,6                                    | 7,1                                    |
| 6      | От измерительного прибора (по И. Фишеру [Л. 48])                        | 3%-ная хромистая сталь         | 0,5900  | 43                        | 0,4800   | 50                        | 23                                     | 16,3                                   |
| 7      | От измерительного прибора (по Хеннигу [Л. 67])                          | 2%-ная кобальтовая сталь Со040 | 0,7300  | 48                        | 0,7100   | 50                        | 2,8                                    | 4,8                                    |
| 8      | От измерительного прибора (по И. Фишеру [Л. 48])                        | 5%-ная кобальтовая сталь       | 0,5900  | 62                        | 0,6000   | 60                        | 1,7                                    | 3,2                                    |
| 9      | Для исследования $\alpha$ -и $\beta$ -час-тиц (по Бриггсу [Л. 109])     | 36%-ная кобальтовая сталь      | 0,6900  | 122,5                     | 0,7200   | 110                       | 4,2                                    | 10,3                                   |
| 10     | Для исследования $\beta$ -лучей (по Сюрюгу ( $B_u = 1420$ зс [Л. 123])) | То же                          | 0,7500  | 120                       | 0,6500<br>(экспери-мент)                       | 160                       | 15,4                                   | 33                                     |

Продолжение табл. 4-6

| № п/п. | Тип системы  | Материал магнита          | Положение рабочей точки по упрощенному методу |                           | Положение рабочей точки по литературным данным |   | Расхождение между величинами $V_m$ , % | Расхождение между величинами $H_m$ , % |
|--------|--|---------------------------|---|---------------------------|--|---|--|--|
|        |  |                           | $V_m$ , т.а                                   | $H_m \cdot 10^{-3}$ , а/м | $V_m$ , т.а                                    | $H_m \cdot 10^{-3}$ , а/м                   |  |  |
|        |  |                           |   |                           |  |   |  |  |
| 11     | Для исследования $\beta$ -лучей (по Сюрюгу ( $B_u = 825$ зс [Л. 123])) | 36%-ная кобальтовая сталь | 0,7200  | 135                       | 0,6950<br>(расчет)<br>0,5700<br>(эксперимент)  | 125<br>(расчет)<br>175 (эксперимент)<br>300 | 26                                     | 29                                     |
| 12     | От громкоговорителя (по Шаду [Л. 46])                                  | Эрстит 700                | 0,5000  | 260                       | 0,5400   | 208   | 4,2                                    | 11,6                                   |
| 13     | Экспериментальная (по Цум-бушу [Л. 10])                                | 110-26-45                 | 0,6000  | 172                       | 0,4550   | 330   | 10,0                                   | 17,3                                   |
| 14     | От громкоговорителя (по Че-дигану [Л. 63])                             | Алник                     | 0,4700  | 270                       | 0,4550   | 330   | 3,3                                    | 18                                     |
| 15     | От громкоговорителя (по Спрэдбюри [Л. 114])                            | Алкомакс                  | 1,0200  | 350                       | 1,0300<br>(экспери-мент)                       | 340   | 0,8                                    | 2,9                                    |
| 16     | Экспериментальная (по ван Урку [Л. 55])                                | Тиконал 3,8               | 1,0000  | 360                       | 0,9800   | 373   | 2,4                                    | 3,6                                    |
| 17     | От громкоговорителя (по Регтингеру [Л. 71])                            | Алник 5                   | 0,9600  | 470                       | 0,9500   | 475   | 1,0                                    | 1,0                                    |
| 18     | Экспериментальная (по Мей-нardu [Л. 78])                               | Алник 5 "НуПіх"           | 1,0400  | 510                       | 1,0200   | 515   | 0,2                                    | 1,0                                    |
| 19     | От громкоговорителя (по Хеннигу [Л. 67])                               | Алник 400                 | 0,9000  | 380                       | 0,8400   | 435   | 7,2                                    | 12,7                                   |



Таблица 4-7  
Сравнение результатов расчета графо-аналитическим способом по удельному потоку, отдаваемому магнитом, и по напряженности поля в рабочей точке

| № п/п. | Тип системы   | Материал магнита            | Истинное значение индукции в рабочем зазоре, тл | Расчетная величина индукции в рабочем зазоре по потоку, тл | Расчетная величина индукции в рабочем зазоре по напряженности поля, тл | Расхождение результатов расчета по потоку и по напряженности поля, % | Относительная ошибка при расчете по потоку, % | Относительная ошибка при расчете по напряженности поля, % |
|--------|---|-----------------------------|---|--|--|--|---|---|
| 1      | От прибора 1Д (по Н. Н. Ра-<br>зумовскому [Л. 40])                          | Вольфрамовая сталь          | 0,2080  | 0,2240   | 0,2370   | 2,7  | +7,7  | +13,9   |
| 2      | От прибора Д (по Н. Н. Ра-<br>зумовскому [Л. 40])                           | То же                       | 0,1800  | 0,2000   | 0,2220   | 11   | +11,0   | +23,0   |
| 3      | От прибора 5Д (по Н. Н. Ра-<br>зумовскому [Л. 40])                          | "                           | 0,0920  | 0,1000   | 0,1030   | 3,0  | +8,7  | +11,5   |
| 4      | От прибора 2Д (по Н. Н. Ра-<br>зумовскому [Л. 40])                          | "                           | 0,1350  | 0,1540   | 0,1360   | 13,2   | +14,0   | +0,8  |
| 5      | От прибора 2Д с удлиненным<br>магнитом (по Н. Н. Разу-<br>мовскому [Л. 41]) | "                           | 0,1512  | 0,1650   | 0,1730   | 4,6  | +9,1  | +14,3   |
| 6      | Экспериментальная (по Ней-<br>ману [Л. 107])                                | "                           | 0,0920  | 0,1050   | 0,1050   | 0  | +14,0   | +14,0   |
| 7      | От измерительного прибора<br>(по И. Фишеру [Л. 48])                         | 3%-ная хромовая<br>сталь    | 0,1920  | 0,1920   | 0,2070   | 3,8  | 0   | +7,8  |
| 8      | От измерительного прибора<br>(по И. Фишеру [Л. 48])                         | 5%-ная кобальтовая<br>сталь | 0,2400  | 0,2400   | 0,2500   | 4,0  | 0   | +4,2  |
| 9      | Экспериментальная (по ван<br>Урку [Л. 55])                                  | Титонал 3-8                 | 0,4300  | 0,4300   | 0,4350   | 1,1  | 0   | +1,2  |
| 10     | Для исследования ядерного<br>резонанса (по Примаусу и<br>др. [Л. 124])      | Алинка 5                    | 0,6200  | 0,6400   | 0,6400   | 0  | +3,2  | +3,2  |
| 11     | От громкоговорителя (по<br>Котарчу [Л. 82])                                 | Барий-стронциевый<br>феррит | 0,4500  | 0,4400   | 0,4450   | 1,1  | -2,2  | -1,1  |

го магнита достаточно велик. Это положение также подтверждается результатами поверочных расчетов.

В качестве примера на рис. 4-27 приведены данные расчета системы с кольцевым магнитом по Эвершеду [Л. 27] при выборе различных величин коэффициентов  $\kappa$ .

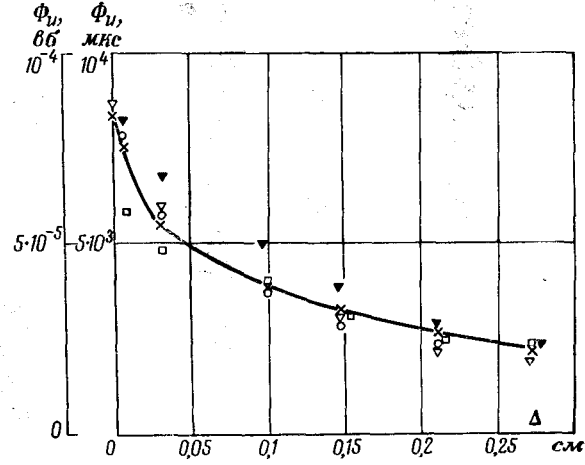


Рис. 4-27. Результаты расчета магнитной системы с кольцевым магнитом из вольфрамовой стали. Размеры магнита:  $s_{\Delta} = 0,76 \text{ см}^2$ ;  $l_m = 25,3 \text{ см}$ ; площадь сечения рабочего зазора  $s_{\Delta} = 0,76 \text{ см}^2$ .

○ — истинные значения магнитного потока в рабочем зазоре; ▽ — расчетные значения по данным Эвершеда [Л. 27]; × — расчетные значения по упрощенному методу при  $\kappa = 1,4$ ; ▼ — то же при  $\kappa = 1,0$ ; □ — то же при  $\kappa = 1,6$ .

При  $\kappa = 1,4$  результаты расчета по упрощенному методу достаточно хорошо совпадают с результатами экспериментального исследования Эвершеда. Увеличение величины  $\kappa$  до 1,6 или уменьшение до 1,1 несколько изменяет результаты расчета, особенно при малой ширине рабочего зазора. Для зазоров шириной более 0,15—0,2 см влияние величины  $\kappa$  на результаты расчета сравнительно невелико.

Для определения влияния выбора величины коэффициента зазора  $\kappa$  на точность поверочных расчетов реальных магнитных систем с достаточно большим потоком рассеяния самого магнита были проведены дополнительные исследования.

В результате анализа полученных данных установлено, что зависимость относительной ошибки расчета от величины  $\kappa$ , как правило, можно отнести к одному из трех типичных случаев. Наиболее часто встречается случай, иллюстрируемый кривой 1 (рис. 4-28). Здесь при относительно малых значениях  $\kappa$  расчетные величины

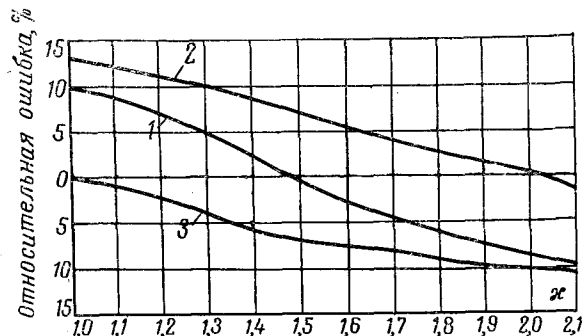


Рис. 4-28. Зависимость относительной ошибки расчета по упрощенному методу от величины коэффициента зазора.

индукции немного превышают истинные, затем при увеличении  $\kappa$  ошибка уменьшается и при определенном его значении становится равной нулю. Можно считать, что при этом выбираемая величина точно учитывает проводимость системы. При дальнейшем увеличении  $\kappa$  относительная ошибка изменяет знак и опять увеличивается. Для систем, у которых наблюдается указанная зависимость относительной ошибки от величины  $\kappa$ , небольшие изменения последней мало сказываются на результатах расчета. Далее встречаются магнитные системы, при расчете которых относительная ошибка остается одного знака при изменении величины  $\kappa$ , т. е. расчетные значения индукции в рабочем зазоре оказываются либо больше, либо меньше истинных при выборе величины  $\kappa$  от 1,0 до 2,0.

Эти случаи иллюстрируются кривыми 2 и 3. Однако и в этих случаях при рекомендуемых величинах коэффициента зазора получаемая точность расчета может быть практически приемлемой.

Кривая 1 соответствует сравнительно хорошему совпадению кривой размагничивания магнита, выбранной

для расчета, с истинной, кривая 2 — случаю, когда истинная кривая размагничивания лежит выше расчетной, и кривая 3 — когда истинная кривая размагничивания лежит ниже расчетной. Естественно, что при относительно большом отличии истинной кривой размагничивания от расчетной вопрос о точности расчета ставить нельзя.

Таким образом, приведенные результаты поверочных расчетов показывают, что упрощенный метод применим к расчету магнитных систем самых различных типов с магнитами из любых известных материалов. Относительная ошибка расчета, как правило, не превышает  $\pm 10\%$ . Выбор точного значения коэффициента зазора обычно только уточняет результаты расчета.

#### 4-18. Примеры расчета

*Пример 1.* Поверочный расчет по графо-аналитическому способу магнитной системы громкоговорителя с магнитом из сплава ални 3.

1. Из эскиза системы следует:

$$l_m = 4,2 \text{ см}, s_m = 51 \text{ см}^2, \Delta = 0,13 \text{ см}, s_\Delta = 4,12 \text{ см}^2.$$

2. Определяем полезную проводимость системы:

$$G_u = \frac{\mu_0 s_\Delta}{\Delta} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 4,12 \cdot 10^{-2}}{0,13} = 31,8 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \text{ гн (31,8 см)}.$$

3. По табл. 4-1 выбираем  $\kappa = 1,4$  и находим общую проводимость системы:

$$G_c = \kappa G_u = 44,5 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \text{ гн (44,5 см)}.$$

4. Находим тангенс угла наклона  $\alpha_c$  прямой проводимости системы к оси абсцисс:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha_c &= \frac{G_c l_m}{s_m} = \frac{44,5 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \cdot 4,2}{51} = \\ &= 3,7 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \text{ тл} \cdot \text{м/а (3,7 гс/э)}. \end{aligned}$$

5. На чертеже кривых, определяющих основные магнитные свойства сплава ални 3 (рис. 4-7), проводим прямую проводимости системы по найденному в предыдущем пункте значению  $\operatorname{tg} \alpha_c$ , определяем точку ее пересечения с кривой удельного потока, отдаваемого во

внешнюю цепь (кривая 2), и находим координаты этой точки  $B'$ ,  $H'_m$  [ $B'=0,095$  тл (950 гс),  $H'=20,8$  ка/м (260 э)].

6. Вычисляем величину средней индукции в рабочем зазоре:

$$B_u = \frac{B'_m s_m}{\kappa s_{\Delta}} = 0,84 \text{ тл (8 400 гс)}.$$

Для проверки правильности проведения расчета находим также величину индукции по величине  $H'_m$ :

$$B_u = \frac{\mu_0 H'_m l_m}{\Delta} = 0,84 \text{ тл (8 400 гс)}.$$

По данным измерений (табл. 4-5) получена величина  $B_u=0,88$  тл (8 800 гс), т. е. относительная ошибка составляет около 5%.

Этот расчет можно также провести по кривым зависимости  $B'=f(l_m/s_m)$  для сплава ални 3 (рис. 4-13). При этом первые три пункта соответствуют рассмотренному выше примеру. Далее по отношению  $\frac{l_m}{s_m} = \frac{4,2}{51} = 0,0825$  и  $G_c = 44,5 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9}$  гн (44,5 см) находим  $B' = 0,095$  тл (950 гс) и далее вычисляем, как и раньше, величину  $B_u$ .

**Пример 2.** Требуется рассчитать магнитную систему с магнитом из сплава ални 3 с индукцией в рабочем зазоре около 1 тл (10 000 гс). Заданы размеры зазора:  $\Delta = 0,12$  см и  $s_{\Delta} = 9,85$  см<sup>2</sup>.

1. Определяем полезную проводимость:

$$G_u = \frac{9,85}{0,12} \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} = 82 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \text{ гн (82 см)}.$$

2. Выбираем по табл. 4-1 величину коэффициента зазора  $\kappa=1,5$  и вычисляем проводимость системы:

$$G_c = 123 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \text{ гн (123 см)}.$$

3. Определяем требуемый полезный поток в рабочем зазоре:

$$\Phi_u = 1 \cdot 9,85 \cdot 10^{-2} = 0,000985 \text{ вб (98 500 мкс)}.$$

4. Находим величину потока, которую должен отдавать магнит во внешнюю цепь:

$$\Phi_c = 1,5 \cdot 0,000985 = 0,00148 \text{ вб (148 000 мкс)}.$$

5. По кривым  $B'=f(l_m/s_m)$  (рис. 4-13) или  $G_c = f(l_m/s_m)$  (рис. 4-15) находим отношение  $l_m/s_m$  для данной величины  $G_c \sim 123 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9}$  гн. Получаем  $l_m/s_m \approx 0,15$  (при  $B'=0,3$  тл).

6. Находим площадь поперечного сечения и длину магнита:

$$s_m = \frac{\Phi_c}{B'} = 49,5 \text{ см}^2;$$

$$l_m = (l_m/s_m) s_m = 0,15 \cdot 49,5 \approx 7,5 \text{ см}.$$

На этом проектирование системы можно считать законченным. Далее по полученным данным следует начертить эскиз системы, произвести конструктивный расчет и выпустить рабочие чертежи спроектированной системы.

| № п/п.                        | Материалы                        | Основная страна применения | Номинальное содержание элементов, %  | $B_r$ , т.с | $H_c$ $\cdot 10^{-3}$ , а/м | $(BH)_{max} \times 10^{-3}$ , Дж/м <sup>3</sup> |
|-------------------------------|----------------------------------|----------------------------|--------------------------------------|-------------|-----------------------------|---|
| Стали с закалкой на мартенсит |                                  |                            |                                      |             |                             |   |
| 1                             | Углеродистая сталь               | —                          | 1С, 0,5Мп, остальное Fe              | 0,8600      | 48                          | 0,18  |
| 2                             | Вольфрамовая сталь               | —                          | 5W, 1С, остальное Fe                 | 1,1100      | 52                          | 0,30  |
| 3                             | 3%-ная хромистая сталь           | —                          | 3,5Cr, 1С, 0,4Мп, остальное Fe       | 0,9700      | 63                          | 0,29  |
| 4                             | 2%-ная кобальтовая сталь (Со040) | ФРГ                        | —                                    | 0,9000      | 70                          | 0,35  |
| 5                             | 5%-ная кобальтовая сталь         | —                          | —                                    | 0,8400      | 130                         | 0,40  |
| 6                             | 10%-ная кобальтовая сталь        | —                          | 10Со, 0,9С, 1,25W, 5Cr, остальное Fe | 0,8000      | 160                         | 0,65  |
| 7                             | 35%-ная кобальтовая сталь        | —                          | —                                    | 0,9500      | 240                         | 0,9   |
| 8                             | 36%-ная кобальтовая сталь        | —                          | 36Со, 7W, 0,5Мп, 3,5Cr, остальное Fe | 0,9600      | 240                         | 0,90  |

Сплавы на основе системы Fe-Ni-Al

|    |                                 |                |                                   |        |     |      |
|----|---------------------------------|----------------|-----------------------------------|--------|-----|------|
| 9  | Железо-никель-алюминиевый сплав | Нидерланды     | —                                 | 0,7800 | 200 | 0,7  |
| 10 | Алнн 3 (АНЗ) по ГОСТ 4402-48    | СССР           | 15,5Al, 24,5Ni, 4Cu, остальное Fe | 0,5400 | 500 | 0,90 |
| 11 | Алнн 95                         | Великобритания | 13Al, 25Ni, 4Cu, остальное Fe     | 0,6200 | 490 | 1,20 |
| 12 | Алнн 95                         | ГДР            | 12Al, 22Ni, остальное Fe          | 0,6500 | 350 | 0,90 |
| 13 | Алнн 120                        | ФРГ            | 12,5Al, 27Ni, 3Cu, остальное Fe   | 0,5800 | 630 | 1,10 |

Продолжение прилож. I

| № п/п. | Материалы                         | Основная страна применения | Номинальное содержание элементов, %       | $B_r$ , т.с | $H_c$ $\cdot 10^{-3}$ , а/м | $(BH)_{max} \times 10^{-3}$ , Дж/м <sup>3</sup> |
|--------|-----------------------------------|----------------------------|---|-------------|-----------------------------|---|
| 14     | Эрстит 120                        | ГДР                        | —   | 0,5700      | 500                         | 1,00  |
| 15     | Эрстит 500                        | —                          | —   | 0,8000      | 600                         | 2,1   |
| 16     | Алннко 160 (Эрстит 700)           | ФРГ                        | 11Al, 24Ni, 9,5Co, 4Cu, остальное Fe      | 0,6200      | 630                         | 1,40  |
| 17     | Алннко 12 (АНК01) по ГОСТ 4402-48 | СССР                       | 10Al, 18Ni, 12Co, 6Cu, остальное Fe       | 0,7000      | 500                         | 1,55  |
| 18     | 110-26-45                         | —                          | —   | 0,8000      | 310                         | 1,10  |
| 19     | 125-13-38                         | —                          | —   | 0,6700      | 470                         | 1,25  |
| 20     | Сплав Fe-Ni-Al                    | —                          | —   | 0,6000      | 440—600                     | 0,9—1,2   |
| 21     | 210-7-36                          | —                          | —   | 0,5700      | 1 000                       | 2,10  |
| 22     | Алннн (АНК) по ГОСТ 4402-48       | СССР                       | 13,5Al, 33Ni, 1Si, остальное Fe           | 0,4100      | 800                         | 1,16  |
| 23     | Нипермаг В                        | США                        | 12Al, 30Ni, 0,4Ti, остальное Fe           | 0,5200      | 720                         | 1,37  |
| 24     | Тиконал 2А                        | Нидерланды                 | —   | 0,5700      | 930                         | 1,7   |
| 25     | Реко 2А                           | Великобритания             | 7Al, 20Ni, 20Co, 7Cu, 6,5Ti, остальное Fe | 0,5500      | 1 000                       | 2,0   |
| 26     | Эрстит 1000                       | —                          | —   | 0,5250      | 980                         | 1,7   |
| 27     | Алннко 1                          | США                        | 12Al, 21Ni, 5Co, остальное Fe             | 0,7100      | 450                         | 1,40  |
| 28     | Алннко 2                          | То же                      | 10Al, 19Ni, 12,5Co, остальное Fe          | 0,7350      | 610                         | 1,63  |
| 29     | Алннко 3                          | То же                      | 12Al, 25Ni, остальное Fe                  | 0,6900      | 475                         | 1,43  |
| 30     | Алннко                            | Румыния                    | —   | 0,7000      | 500                         | 1,6   |
| 31     | Алннко                            | Франция                    | —   | 0,7400      | 450                         | 1,5   |
| 32     | Магннко (АНК04 по ГОСТ 4402-48)   | СССР                       | 9Al, 13,5Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe      | 1,2200      | 540                         | 3,8   |

| № п/п. | Материалы                  | Основная страна применения | Номинальное содержание элементов, %     | $V_r$ , т.г | $H_c \cdot 4\pi \cdot 10^{-3}$ , а/м | (ВН) <sub>макс</sub> × $4\pi \cdot 10^{-3}$ , Дж/м <sup>3</sup> |
|--------|----------------------------|----------------------------|---|-------------|--------------------------------------|---|
| 33     | Аллико 200                 | ФРГ                        | 10Al, 22Ni, 15Co, 3Cu, остальное Fe     | 0,7500      | 760                                  | 1,9   |
| 34     | Алкомакс                   | Великобритания             | 6,5Al, 11Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe    | 1,2000      | 460                                  | 3,5   |
| 35     | Алкомакс 2                 | То же                      | 8Al, 11,5Ni, 22Co, 4Cu, остальное Fe    | 1,2400      | 575                                  | 4,3   |
| 36     | 405-20-56                  | —                          | —                                       | 1,2000      | 630                                  | 4,05  |
| 37     | Алкомакс 3                 | Великобритания             | 8Al, 13Ni, 24Co, 6Cu, 1Nb, остальное Fe | 1,2200      | 635                                  | 4,8   |
| 38     | Тиконал 3.8                | Нидерланды                 | —                                       | 1,2000      | 625                                  | 4,1   |
| 39     | Аллико 5 "Нуflux"          | США                        | 8Al, 15Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe      | 1,2400      | 575                                  | 4,5   |
| 40     | Аллико 5                   | То же                      | —                                       | 1,2500      | 600                                  | 5,25  |
| 41     | Аллико 400. Коэригит 400K  | ФРГ                        | 8Al, 15Ni, 24Co, 3,5Cu, остальное Fe    | 1,1000      | 650                                  | 4,1   |
| 42     | Слав МК                    | Япония                     | 8Al, 14,5Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe    | 1,2000      | 600                                  | 4,5   |
| 43     | Аллико 500                 | ФРГ                        | 8,5Al, 14Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe    | 1,2000      | 630                                  | 4,5   |
| 44     | Тиконал G                  | Нидерланды                 | 8Al, 14Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe      | 1,3480      | 583                                  | 5,7   |
| 45     | Тиконал GG                 | То же                      | —                                       | 1,3800      | 750                                  | 8,8   |
| 46     | Аллико 9                   | США                        | 7Al, 15Ni, 34Co, 4Cu, 5Ti, остальное Fe | 1,0400      | 1700                                 | 9,6   |
| 47     | Аллико монокристаллический | То же                      | 8Al, 15Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe      | 1,4000      | 860                                  | 10,0  |

| № п/п.                        | Материалы   | Основная страна применения | Номинальное содержание элементов, %  | $V_r$ , т.г       | $H_c \cdot 4\pi \cdot 10^{-3}$ , а/м | (ВН) <sub>макс</sub> × $4\pi \cdot 10^{-3}$ , Дж/м <sup>3</sup> |
|-------------------------------|---|----------------------------|--|-------------------|--------------------------------------|---|
| 48                            | Аллико со столбчатой кристаллизацией и направленным дендритным твердением | ФРГ                        | 7,2Al, 37,7Co, 5,2Ti, остальное Fe   | 1,0950            | 1450                                 | 12,0  |
| 49                            | Кунико (1)  | США                        | —  | 0,3400            | 710                                  | 0,90  |
| 50                            | Платинакс 2   | —                          | 50Cu, 21Ni, 29Co   | 0,6500            | 4600                                 | 9,5   |
| 51                            | Силманал  | —                          | 86,7Ag, 8,8Mn, 4,45Al  | 0,550             | 550                                  | 0,08  |
| Металлопластические материалы |   |                            |  |                   |                                      |   |
| 52                            | Тромалит 600  | —                          | —  | 0,3500            | 600                                  | 0,6   |
| 53                            | Тромалит T800   | —                          | —  | 0,4200            | 800                                  | 1,0   |
| 54                            | Тромалит T800S  | —                          | —  | 0,5000            | 800                                  | 1,2   |
| 55                            | Феррит бария 1Б1  | СССР                       | Оксидные (ферритовые) материалы<br>BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>                                 | 0,1900—<br>0,2200 | 1800—1600                            | 0,8—1,1   |
| 56                            | Коэрокс 100   | ФРГ                        | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,2200            | 1930                                 | 1,1   |
| 57                            | Феррит KWH (Маниперм)   | ГДР                        | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,2000            | 1600                                 | 0,8   |
| 58                            | Феррит D  | Чехословакия               | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,1800            | 1500                                 | 0,75  |
| 59                            | Феррокслур 300  | ФРГ                        | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,3700            | 1900                                 | 2,9   |
| 60                            | Феррокслур 300R, Оксит 300  | То же                      | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,3700            | 1900                                 | 2,9   |
| 61                            | Магнадур <sup>2</sup>   | Великобритания             | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,3700            | 1950                                 | 3,3   |
| 62                            | Феррит бария 2БА  | СССР                       | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,3000—<br>0,3500 | 2900—2300                            | 2,0—2,9   |
| 63                            | Коэрокс 300K  | ФРГ                        | BaO·6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 0,3400            | 1400                                 | 2,9   |
| 64                            | Барий-строшневый феррит   | США                        | SiO <sub>2</sub> ; BaO; Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>   | 0,4200            | 2300                                 | 4,1   |
| 65                            | Вектолайт   | —                          | 30Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 44Fe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> ; 26Co <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 0,1600            | 900                                  | 0,5   |

## Магнитные стали, выпускаемые в СССР (по ГОСТ 6862-54)

| Марки сталей | Номинальное содержание элементов, %   | $B_r$ , тл | $H_c \cdot 10^{-3}$ , а/м | $B_r H_c \cdot 10^{-5}$ , Дж/м <sup>3</sup> |
|--------------|---------------------------------------|------------|---------------------------|---|
|              |                                       |            |                           |   |
| ЕХ           | 1С, 1,5Сг, 0,3Мп,<br>остальное Fe     | 0,9000     | 58                        | 0,55  |
| ЕХЗ          | 1С, 3Сг, 0,3Мп,<br>остальное Fe       | 0,9500     | 60                        | 0,60  |
| Е7В6         | 0,7С, 0,4Сг, 5,5W,<br>остальное Fe    | 1,0000     | 62                        | 0,65  |
| ЕХ5К5        | 1С, 6Сг, 6Со,<br>остальное Fe         | 0,8500     | 100                       | 0,9   |
| ЕХ9К15М      | 1С, 9Сг, 15Со, 1,5Мо,<br>остальное Fe | 0,8000     | 170                       | 1,4   |

## ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Литые железо-никель-алюминиевые сплавы для постоянных магнитов, выпускаемые в СССР  
(по ГОСТ 4402-48 и 9575-60)

| № п/п. | Марка сплавов   | Номинальное содержание элементов, %    | $B_r$ , тл                            | $H_c \cdot 10^{-3}$ , а/м | $B_r H_c \cdot 10^{-5}$ , Дж/м <sup>3</sup> |
|--------|---|--|---------------------------------------|---------------------------|---|
|        |   |  |                                       |                           |   |
| 1      | АН1 (ални 1) по ГОСТ 4402-48                                    | 11Al, 22Ni, остальное Fe               | 0,7000                                | 250                       | 0,70  |
| 2      | АН2 (ални 2) по ГОСТ 4402-48                                    |  | 13Al, 24,5Ni, 3,5 Cu,<br>остальное Fe | 0,6000                    | 430   |
| 3      | АН3 (ални 3) по ГОСТ 4402-48<br>или ЮНД4 по ГОСТ 9575-60        | 15,5Al, 23,5Ni, 4Cu,<br>остальное Fe   | 0,5000                                | 500                       | 0,90  |
| 4      | АНК (алникс) по ГОСТ 4402-48                                    | 13,5Al, 33,0Ni, 1Si,<br>остальное Fe   | 0,4000                                | 750                       | 1,10  |
| 5      | ЮНД12 по ГОСТ 9575-60   | 11Al, 30Ni, 12Cu,<br>остальное Fe      | 0,5000                                | 650                       | 1,10  |
| 6      | ЮНД8 по ГОСТ 9575-60  | 11Al, 28Ni, 8Cu,<br>остальное Fe       | 0,6000                                | 550                       | 1,30  |
| 7      | АНК01 (алнико 12) по ГОСТ 4402-48                               | 10Al, 18Ni, 12Co, 6Cu,<br>остальное Fe | 0,6800                                | 500                       | 1,40  |
| 8      | АНК02 (алнико 15) по ГОСТ 4402-48<br>или ЮНДК15 по ГОСТ 9575-60 | 9Al, 20Ni, 15Co, 4Cu,<br>остальное Fe  | 0,7500                                | 600                       | 1,5   |

| № п/п. | Марки сплавов   | Номинальное содержание элементов, %       | $V_T, \text{мл}$ | $H_c \cdot 10^{-3}, \text{а/м}$ | $(EH)_{\text{макс}} \times 10^{-3}, \text{ОЖ/М}^2$ |
|--------|---|---|------------------|---------------------------------|--|
|        |   |   |                  |                                 |  |
| 9      | АНК03 (аллико 18) по ГОСТ 4402-48 или ЮНДК18 по ГОСТ 9575-60          | 10Al, 19Ni, 18Co, 3Cu, остальное Fe       | 0,9000           | 650                             | 2,40   |
| 10     | ЮНДК35Т5 по ГОСТ 9575-60  | 8Al, 15Ni, 35Co, 4Cu, 5Ti, остальное Fe   | 0,8000           | 1 100                           | 3,5  |
| 11     | ЮНДК24Т2 по ГОСТ 9575-60  | 9Al, 14Ni, 24Co, 4Cu, 2Ti, остальное Fe   | 1,1000           | 730                             | 3,7  |
| 12     | АНК04 (аллико 24, магнико) по ГОСТ 4402-48 или ЮНДК24 по ГОСТ 9575-60 | 9Al, 13,5Ni, 24Co, 3Cu, остальное Fe      | 1,2300           | 550                             | 3,8  |
| 13     | ЮНДК24Б по ГОСТ 9575-60   | 9Al, 14Ni, 24Co, 4Cu, 0,8Nb, остальное Fe | 1,2000           | 640                             | 4,0  |
| 14     | ЮНДК25А по ГОСТ 9575-60   | 9Al, 14Ni, 25Co, 4Cu, остальное Fe        | 1,3300           | 680                             | 6,6  |
| 15     | ЮНДК25БА по ГОСТ 9575-60  | 9Al, 15Ni, 25Co, 4Cu, 0,8Nb, остальное Fe | 1,2800           | 780                             | 6,6  |

ПРИЛОЖЕНИЕ 4  
Основные физические магнитные величины и их единицы измерения в системах МКСА (СИ) и СГС

| Наименование физических величин             | Система МКСА или СИ   |                                       |  | Система СГС                    |   |
|---|-----------------------|---------------------------------------|--|--------------------------------|---|
|   | Буквенные обозначения | Наименование единицы измерения        | Сокращенное обозначение единицы измерения      | Наименование единицы измерения | Сокращенное обозначение единицы измерения |
| Магнитный поток (поток магнитной индукции)  | Ф                     | вебер или вольт-секунда               | вб<br>1 вб = 10 <sup>8</sup> мкс               | максвелл                       | мкс                                       |
|   |                       |                                       |  |                                |   |
| Магнитная индукция                          | В                     | вебер на квадратный метр или тесла    | вб/м <sup>2</sup><br>1 мв = 10 <sup>4</sup> зс | гаусс                          | зс  |
|   |                       |                                       |  |                                |   |
| Магнитодвижущая сила и разность потенциалов | F                     | ампер или ампер-виток                 | а<br>ав<br>1 а = 1,256 зб                      | гильберт                       | зб  |
|   |                       |                                       |  |                                |   |
| Напряженность магнитного поля               | H                     | ампер на метр или ампер-виток на метр | а/м<br>ав/м<br>1 а/м = 0,01256 э               | эрстед                         | э   |
|   |                       |                                       |  |                                |   |

| Наименование физических величин       | Система МКСА или СИ   |                                       | Система СГС  |   |
|---------------------------------------|-----------------------|---------------------------------------|--|---|
|                                       | Буквенные обозначения | Наименование единицы измерения        | Сокращенные обозначения единицы измерения  | Сокращенное обозначение единицы измерения               |
|                                       |                       |                                       |  |   |
| Магнитная постоянная                  | $\mu_0$               | генри на метр                         | $2\text{н}/\text{м}$<br>$1\text{ гн}/\text{м} = \frac{10^7}{4\pi} \text{ зс}/\text{э}$ | гаусс на эрстед<br>$2\text{с}/\text{э}$                 |
| Абсолютная магнитная проницаемость    | $\mu_a$               | генри на метр или тесла-метр на ампер | $2\text{н}/\text{м}$<br>$1\text{ гн}/\text{м} = \frac{10^7}{4\pi} \text{ зс}/\text{э}$ | гаусс на эрстед<br>$2\text{с}/\text{э}$                 |
| Относительная магнитная проницаемость | $\mu_a/\mu_0$         | безразмерная                          | 1  | безразмерная  |
| Магнитное сопротивление               | R                     | единица на генри                      | $1/2\text{н}$<br>$1/2\text{н} = \frac{4\pi}{10^9} \text{ в}/\text{см}$                 | единица на сантиметр<br>$1/\text{см}$                   |
| Магнитная проводимость                | G, g                  | генри                                 | $2\text{н}$<br>$1\text{ гн} = \frac{10^9}{4\pi} \text{ см}$                            | сантиметр<br>$\text{см}$                                |
| Плотность магнитной энергии           | w                     | джоуль на кубический метр             | $\text{дж}/\text{м}^3$<br>$1\text{ дж}/\text{м}^3 = 10 \text{ эрг}/\text{см}^3$        | эрг на кубический сантиметр<br>$\text{эрг}/\text{см}^3$ |

ЛИТЕРАТУРА

1. Кантер А. С., Постоянные магниты, ОНТИ, 1938.
2. Сливинская А. Г., Гордон А. В., Постоянные магниты, изд-во «Энергия», 1965.
3. Мельников Ю. А., Постоянные магниты электровакуумных СВЧ приборов, изд-во «Советское радио», 1967.
4. Permanent magnets: materials and applications, Electromech. Design, 1966, vol. 10, № 7, p. 199—211.
5. Займовский А. С. и Чудновская Л. А., Магнитные материалы, Госэнергоиздат, 1957.
6. Бозорт Р., Ферромагнетизм (перевод с англ.), Изд-во иностранной литературы, 1956.
7. Постоянные магниты, Справочник (перевод с англ.), Госэнергоиздат, 1963.
8. Преображенский А. А., Магнитные материалы, изд-во «Высшая школа», 1965.
9. Reinboth H., Technologie und Anwendung magnetischer Werkstoffe, 2 Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin, 1963.
10. Zumbusch W., Neuere Entwicklung der Dauermagnete aus Eisen-Nickel-Aluminium-Legierungen mit und ohne Zusatz von Kupfer, Kobalt und Titan, deren Formgebung und Anwendung, E. u. M., 1942, Jg 60, № 51/52, S. 533—547.
11. Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ОНТИ, ч. 1, 1935.
12. Stille U., Der Entmagnetisierungsfaktor und Entelektrisierungsfaktor für Rotationsellipsoide, Arch. für Elektrotechnik, 1944, Bd 38, № 3/4, S. 91—101.
13. Parker R. J., Analytical method for permanent-magnet design-1, El. Manufacturing, 1960, vol. 66, № 3, p. 102—109.
14. Scott K. L., Magnet steel and permanent magnets-relationships among their magnetic properties, Bell System Technical J., 1932, vol. 11, № 3, p. 383—401.
15. Elenbaas W., Dauermagnete, Ztschr. techn. Phys., 1933, Jg 14, S. 191—197.



16. Underhill E., Designing stabilized permanent magnets Electronics, 1944, vol. 17, № 1, p. 118—121, 310, 313, 314, 316.
17. Hickey J. S., The use of an ellipsoidal permanent-magnet for a collimating field, Proc. IRE, 1953, vol. 41, № 3, p. 396—397.
18. Fay J. E., Parker R. J., Permanent magnet leakage permeance evaluation based on polar radiation analogy, J. Appl. Phys. 1960, vol. 31, приложение к № 5, p. 188—189.
19. Glass M. S., Straight-field permanent magnet of minimum weight for TWT focusing, Proc. IRE, 1957, vol. 45, № 8, p. 1100—1105.
20. Кирко И. М., О подобии и аналогии электромагнитных явлений, Труды ин-та физики АН Латв. ССР, 1954, вып. VII, физика, стр. 5—28.
21. Busch J., Zur Theorie permanenter Magnete, ETZ, 1901, Bd 22, № 11, S. 234.
22. Busch J., Permanente Magnete, ETZ, 1904, Bd 25, S. 118, 309, 521.
23. Купфмюллер К., Основы теоретической электротехники (перевод с нем.), Госэнергоиздат, 1960.
24. Weichsel H., Permanente Magnete, ETZ, 1904, Bd 25, № 2, S. 34—35.
25. Hiecke R., Permanente Magnete, ETZ, 1904, Bd 25, S. 35—36, 205, 394.
26. Fischer W., Betrachtungen zum Aufbau des elektrischen Flugzeugbordgeräte nach dem Drehspulprinzip, Luftfahrt-Forschung, 1939, Bd 16, № 7, S. 391—401.
27. Evershed S., Permanent magnets in theory and practice, JIEE, 1920, vol. 58, p. 780—825.
28. Drysdale C. V., Jolley A. C., Electrical measuring instruments, vol. I, E. Benn, London, 1924.
29. Drysdale C. V., Jolley A. C., Electrical measuring instruments, pt. 1, 2 ed. Revised by G. F. Thagg, Wiley and Sons, New York, 1952.
30. Parker R. J., Analytical method for permanent-magnet design-2, El. Manufacturing, 1960, vol. 66, № 4, p. 154—162, 330, 332.
31. Fontaine R., Méthodes de calcul des aimants permanents et de leurs circuits magnétiques, 2-e cycle Journées aimant permanent, Paris, 1965, p. F1—F10.
32. Пикю Р., Постоянные магниты, Расчет и техника применения (перевод с франц.), ГНТИ, 1931.
33. Чуваев С. Н., Расчет постоянных магнитов с максимальным использованием энергии, «Электричество», 1939, № 6, стр. 69.
34. Hornfeck A. J., Edgar R. F., The output and optimum design of permanent magnets subjected to demagnetizing forces, Trans. Am. IEE, 1940, vol. 59, p. 1017—1024.

35. Edwards A., Hoselitz K., Permanent-magnet design, El. Rev., 1944, vol. 135, p. 165.
36. Ziegler H. K., Optimum design of permanent magnets, El. Engng, 1953, vol. 72, № 5, p. 445.
37. Ben Uri J., Zur Berechnung von Dauermagnete, E. u. M., 1951, Jg 68, № 8, S. 197—202.
38. Кантер А. С., К расчету постоянных магнитов, «Электричество», 1935, № 17, стр. 34.
39. Кантер А. С., К расчету магнитных цепей с возбуждением постоянными магнитами, Известия АН СССР, серия техническая, 1945, № 6, стр. 523—530.
40. Разумовский Н. Н., Расчет магнитов, Бюллетень ВЭО, 1930, № 11—14, стр. 282, «Вестник электропромышленности», 1930, № 12, стр. 428.
41. Разумовский Н. Н., Выбор основных размеров магнитной системы магнитоэлектрических приборов, «Вестник электропромышленности», 1931, № 7, стр. 256—266.
42. Разумовский Н. Н., Применение метода постепенного интегрирования к магнитным системам, подвергнутым магнитной стабилизации частичным размагничиванием, Известия электропромышленности слабого тока, 1940, № 11, стр. 56—58.
43. Разумовский Н. Н., Расчет методом постепенного интегрирования магнитов, собранных после намагничивания, Известия электропромышленности слабого тока, 1940, № 12, стр. 61—64.
44. Разумовский Н. Н., Расчет магнитной системы измерительного прибора с внутрирамочным магнитом, «Вестник электропромышленности», 1957, № 5, стр. 28, стр. 9—12.
45. Cioffi P. P., Stabilized permanent magnets, Trans. Am. IEE, 1948, vol. 67, p. 1540—1543.
46. Schad, Über die Berechnung von Dauermagneten unter Benutzung neuzeitlicher Magnetstähle, El. Anzeiger, 1937, Bd 54, № 14, S. 286—288.
47. Mahner H., Berechnung von Magnetsystemen mit starrem Magneten, ETZ-A, 1962, Bd 83, № 23, S. 780—786.
48. Fischer J., Abriss der Dauermagnetkunde, Springer, Berlin, 1949.
49. Heuer H., Konstruktive Gesichtspunkte bei der Entwicklung von Kernmagnet-Drehspulsystemen, Elektrotechnik, 1952, Jg 6, № 2, S. 62—65.
50. Gfrörer H., Über die Auswahl des Magnetmaterials bei der Dimensionierung der magnetischen Kreise, Elektrotechnik, 1952, Jg 6, № 3, S. 97—99.

51. Kohout F., Dauermagnete in der Messtechnik, Elektro-technik, 1953, Jg 7, № 7, S. 330—333.
52. Погожев С. А., Расчет постоянных магнитов кольцеобразной формы, «Электричество», 1939, № 8, стр. 63.
53. Fahlenbrach H., Die Dauermagnete und ihre Anwendung in der Praxis, Metall, 1953, Jg 7, № 11/12, S. 413—421.
54. Latscher F., Moderne Dauermagnete und ihre Anwendung, E. u. M., 1952, Jg 69, № 8, S. 188—192.
55. Urk A. Th. van, The use of modern steels for permanent magnets, Philips Techn. Rev., 1940, vol. 5, № 2, p. 29—35.
56. Hadfield D., Permanent magnet design, Special considerations affecting electrical instruments, El. Times, 1947, vol. 111, № 2889, 2890, 2891, p. 290—294, 323—329, 357—359.
57. Underhill E. M., Permanent magnet design, Electronics, 1943, vol. 16, № 12, p. 126.
58. Underhill E. M., Considerations in the design of permanent magnets for use with microwave tubes, J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, № 3, p. 1147—1150.
59. Wentworth B. W., Ellis E. L., Stabilization prediction for permanent-magnet field motors and generators, J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, № 3, p. 1143—1146.
60. Magnetic circuit № 2, Electronic Engng, 1958, vol. 30, № 363, p. 65.
61. Makino N., Mishima M., Design of permanent magnet, J. Soc. Instrum. Technol. Japan, 1955, vol. 5, № 11, p. 548—553.
62. Tyrrell A. J., The design and application of modern permanent magnets, J. British I. Radio Engrs, 1946, vol. 6, p. 178—214.
63. Cedighian S., Magneti permanenti, Elektrotechnica (Buc.), 1953, № 10, p. 21—26.
64. Megaw E. C., Magnet design for large air-gaps, JIEE, 1946, vol. 93, pt IIIA, p. 939—948.
65. Permanent magnets and magnetism, ed. D. Hadfield, Iliffe Books, London, 1962.
66. Hug A., Permanente Magnete, die Bemessung ihres Krieses, ETZ, 1952, Bd 73, № 2, S. 41.
67. Hennig G., Dauermagnet-technik, Franzis, München, 1952.
68. Tyack F., Design and application of modern permanent magnets, Mining El. a. Mech. Engr, 1952, vol. 32, № 381, p. 361—375.
69. Jekelius K., Grundlagen des permanent-magnetischen Konzentriersystems bei Braunschen Röhren, FTZ, 1952, Jg 5, S. 320—326.
70. Merz A., Zur Berechnung von Dauermagnetkreisen, Elektrotechnik, 1952, Jg 6, S. 364—366.

71. Rettinger M., Practical elektroacoustics, Chemical Publishing Co., New York, 1955.
72. Moerder C., Grundlagen der Drehspulinstrumente und verwendete Systeme, Braun, Karlsruhe, 1960.
73. Ротштейн М. С., Применение метода последовательного приближения при конструировании магнитных цепей для микрофонов и громкоговорителей, Труды ИРПА, 1954, № 1, стр. 64—78.
74. Kässler H., Wirtschaftlich zweckmässigste Auslegung von Drehspulsystemen mit Aussenmagneten und Kernmagneten, VEB Verlag Technik, Berlin, 1954.
75. Hrabak I., Některe vlastnosti magneticky tvrdeho ferritu, Slabopoudy Obz., 1956, Sv. 17, № 12, S. 714—719.
76. Tenzer R. K., Estimating leakage factors for permanent magnets from geometry of magnetic circuit, El. Manufacturing, 1957, vol. 59, № 2, p. 94—97.
77. Ротерс Г., Электромагнитные механизмы (перевод с англ.), Госэнергиздат, 1949.
78. Maynard C. A., Analysis and design of permanent magnet, Machine Design, 1957, vol. 29, № 8, p. 122—143.
79. Suxtus K., Zehler V., Die Streuung in Dauermagnetkreisen, AEG-Mitt., 1962, Bd 52, № 5/6, S. 205—210.
80. Falkus A. E., Loudspeaker magnet design. With special reference to capped cylindrical slugs of alcomax III, Wireless World, 1960, vol. 66, № 1, p. 41—44.
81. Falkus A. E., Design of ceramic loudspeaker magnets, Wireless World, 1963, vol. 69, № 7, p. 320—323.
82. Cohardt A., Loudspeaker structure with strontium ferrite magnets, Trans. IRE on Audio, 1962, vol. AU-10, № 6, p. 164—170.
83. Ford L. A., Platinum alloy permanent magnets, Platinum Metals Rev., 1964, vol. 8, № 3, p. 82—90.
84. Parker R. J., Trends in loudspeaker magnet structure, J. Audic Engng Soc., 1964, vol. 12, № 3, p. 236—239.
85. Schüler K., Der Einsatz von Dauermagneten in der Feinwerktechnik, Feinwerktechnik, 1964, Jg 68, № 9, S. 362—372.
86. Jaouen J., Calcul approximatif des aimants par analogie, 2-e cycle Journées aimant permanent, Paris, 1966, p. E1—E11.
87. Калмыков И. З., Аналитическое выражение кривой размагничивания постоянных магнитов, «Вестник электропромышленности», 1963, № 1, стр. 71—73.
88. Асташевская Т. С., К расчету постоянных магнитов, Известия вузов, «Электромеханика», 1964, № 3, стр. 295—304.
89. Асташевская Т. С., К расчету магнитных систем с постоянными магнитами, «Электричество», 1967, № 8, стр. 79—80.

90. Löbl O., Zur Kenntnis des permanent-magnetischen Feldes, Arch. El., 1926, Bd 16, № 6, S. 37.
91. Fischer J., Beitrag zur Abschätzung des magnetischen Kreises von Dauermagneten, Z. techn. Phys., 1943, Bd 42, № 7, S. 149—162.
92. Cornelius P., Electrical theory on the Giorgi system, Clever-Hume Press, London, 1961.
93. Мильштейн В. Н., К расчету цепей с постоянными магнитами типа поляризованных реле, «Электросвязь», 1940, № 1, стр. 24—25.
94. Сенкевич А. М., Постоянные магниты (пособие к проектированию), изд. ВВИА им. Жуковского, 1947.
95. Hamburger G. L., Discussion on the design and application of modern permanent magnets, J. British Inst. Radio Engrs, 1946, vol. 6, № 6, p. 247.
96. Michel A., Veyret L., Étude de l'influence de la forme des aimants sur le magnétisme remanent, Revue générale Él., 1924, t. 15, p. 43.
97. Merz L., Kernmagnetmesswerke als Strom- und Spannungsmesser, Arch. techn. Messen, 1948, S. 721—729.
98. Reynst M. F., Langendam W. T., Design of ferroxdure loudspeaker magnets, Philips techn. Rev., 1962/1963, vol. 24, № 4/5, p. 150—156.
99. Коген-Далин В. В., Шатуновский В. Л., Об электрическом моделировании систем с постоянными магнитами, Известия АН СССР, отделение технических наук, Энергетика и транспорт, 1965, № 6, стр. 94—97.
100. Wurr J. C., The design of bowl magnets using the electrolytic tank, IRE Intern. Conv. Rec., 1961, pt. 6, p. 267—272.
101. Hobson P. T., Chutt E. S., Osmond W. F., Measurement of magnetic properties of fine wire, Electronic Engng, 1947, vol. 19, № 238, p. 383—388.
102. Кантер А. С., Коэффициент использования постоянных магнитов, «Электричество», 1944, № 7, стр. 22.
103. Лукьянов С. В., Расчет постоянного магнита непостоянного сечения, Научные записки Львовского политехнического ин-та, 1955, вып. 34, серия электротехническая, № 8, стр. 181—189.
104. Арнольд Р. Р., Магнитные головки для аппаратуры звукозаписи, Труды Всесоюзного научно-исследовательского института звукозаписи, 1958, вып. 3.
105. Hoselitz K., Ferromagnetic properties of metals and alloys, Clarendon Press, Oxford, 1952.
106. Львова Л. М., Старение железо-никель-алюминиевых

магнитов, «Электричество», 1944, № 4, стр. 23.

107. Neumann H., Herstellung räumlich und zeitlich konstanter Magnetfelder für Messzwecke, Arch. techn. Messen, 1940, Z-60-1, Z-60-2, Z-60-4.

108. Cockroft J. D., Ellis F. R. S., Kershaw H., A permanent magnet for  $\beta$ -ray spectroscopy, Proc. Royal Societe, 1932, vol. 135, p. 628.

109. Briggs G. H., A large permanent magnet for experiments on the deflection of  $\alpha$ - and  $\beta$ -particles, J. Sci. Instr., 1932, vol. 9, p. 5—8.

110. Арнольд Р. Р., Исследование магнитных систем громкоговорителей, Труды Всесоюзного научно-исследовательского кинофотоинститута, 1949, вып. X, стр. 166—181.

111. Holland-Moritz H., Zur Dimensionierung der Eisen-teile von Dauermagnetkreisen, Elektrotechnik, 1953, Jg 7, S. 437—439.

112. Plesset E. H., Harnwell G. P., Seidl F. G. P., Permanent magnet  $\beta$ -ray spectrograph, Rev. Sci. Instr., 1942, vol. 13, p. 351—361.

113. Rosenblum S., Tsai B., Le grand aiment permanent de Bellevue, Comte Rendu Acad. Sc., 1947, vol. 224, p. 1278—1280.

114. Spreadbury F. G., Permanent magnets, Pitman, London, 1949.

115. Hadfield D., Mawson D. L., Permanent magnets for spectrographs and nuclear physical research, Brit. J. Appl. Phys., 1952, vol. 3, p. 199—202.

116. Shutt R. P., Whittemore W. L., Design of permanent magnets for cloud-chamber work, Rev. Sci. Instr., 1951, vol. 22, № 2, p. 73—76.

117. Mishima T., Makino N., Studies on anisotropic MK permanent magnet (III), Iron and Steel Inst. of Japan, 1957, vol. 43, № 1, p. 43—47.

118. Permanent magnets. Design advisory service. Moving coil applications-1. Electronic and Radio Engrs, 1959, vol. 36, № 1, p. 22.

119. Mimmel H., Tendeloo K., Eigenschaftsuntersuchungen von Dauermagneten für kleine Gleichstrommaschinen, ETZ-A, 1962, Bd 83, № 23, S. 776—780.

120. McCann A. P., Smith F., Jr., Smith J. A. S., Thwaites J. D., Adjustment of the homogeneity of a permanent magnet for high-resolution nuclear magnetic resonance, J. Sci. Instr., 1962, vol. 39, № 7, p. 349—351.

121. Dědek J., Vývoj magnetů a užiti ferritů pro reproduktory, Slaboproudý Obz., 1956, Sw. 17, № 12, S. 711—714.

122. Radio Mentor, 1958, Jg 24, № 3, S. 2.

123. Surugue J., Les aimants permanents et leur calcul, Revue General El., 1936, t. 39, p. 171—178.

124. Primas H., Günthard Hs. H., Ein Kernresonanzspektrograph mit höher Auflösung, Teil II, Beschreibung der Apparatur, Helv. Phys. Acta, 1957, Bd 30, S. 315—330.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |           |
|--|-----------|
| Введение . . . . .   | 3         |
| <b>Глава первая. Основные понятия и определения . . . . .</b>  | <b>5</b>  |
| 1-1. Типы магнитных систем и характеристики магнитных материалов . . . . .   | 5         |
| 1-2. Соотношения при намагничивании . . . . .  | 8         |
| <b>Глава вторая. Расчет прямых постоянных магнитов . . . . .</b>   | <b>11</b> |
| 2-1. Использование для расчета коэффициента размагничивания . . . . .  | 11        |
| 2-2. Определение положения рабочей точки прямых магнитов методом вычисления проводимости . . . . .                         | 17        |
| 2-3. Расчет прямых магнитов по Скотту . . . . .  | 20        |
| 2-4. Эмпирическая формула Андерхилла . . . . .   | 22        |
| 2-5. Использование прямых магнитов для создания магнитных полей в цилиндрических объемах . . . . .                         | 23        |
| <b>Глава третья. Расчет магнитных систем с постоянными магнитами . . . . .</b>   | <b>25</b> |
| 3-1. Общие положения . . . . .   | 25        |
| 3-2. Применение теории подобия . . . . .   | 27        |
| 3-3. Способы расчета, основанные на представлении о магните как источнике постоянной м. д. с. . . . .                      | 27        |
| 3-4. Аналитический метод определения магнитных потоков рассеяния . . . . .   | 29        |
| 3-5. Способы расчета по коэффициентам использования, рассеяния и учета падения м. д. с. в магнитопроводе . . . . .         | 50        |
| 3-6. Аналитическое определение индукции в рабочем зазоре магнитных систем . . . . .  | 73        |
| 3-7. Эквивалентные электрические схемы магнитных систем с постоянным магнитом и их применение при расчетах . . . . .       | 77        |
| 3-8. Полуэмпирические способы расчета . . . . .  | 81        |
| 3-9. Применение моделирования . . . . .  | 87        |
| 3-10. Сравнительная оценка существующих способов расчета . . . . .   | 89        |
| <b>Глава четвертая. Упрощенный метод расчета магнитных систем с постоянными магнитами . . . . .</b>                        | <b>90</b> |
| 4-1. Основные положения метода и анализ эквивалентных электрических схем магнитной системы с постоянным магнитом . . . . . | 90        |
| 4-2. Расчет с использованием дифференциальной магнитной проницаемости в рабочей точке . . . . .                            | 99        |

|   |     |
|---|-----|
| 4-3. Определение энергии, отдаваемой магнитом во внешнюю цепь . . . . .   | 105 |
| 4-4. Уточнение эквивалентной электрической схемы . . . . .  | 108 |
| 4-5. Новые характеристики и параметры для оценки материалов постоянных магнитов . . . . .   | 110 |
| 4-6. Графо-аналитический способ расчета . . . . .   | 115 |
| 4-7. Зависимость коэффициента рассеяния от положения рабочей точки на кривой размагничивания . . . . .  | 116 |
| 4-8. Расчет и проектирование по кривым зависимости от даваемого удельного потока от отношения длины магнита к площади поперечного сечения . . . . . | 120 |
| 4-9. Проектирование магнитных систем с максимальным использованием материала магнита . . . . .  | 124 |
| 4-10. Аналитический способ расчета . . . . .  | 126 |
| 4-11. Расчет по приведенным кривым размагничивания . . . . .  | 129 |
| 4-12. Применение графо-аналитического способа к расчету систем с магнитами, работающими на кривых возврата . . . . .                                | 133 |
| 4-13. Применение графо-аналитического способа к расчету некоторых типов магнитных систем . . . . .  | 136 |
| 4-14. Расчет систем при учете сопротивления магнитопровода . . . . .  | 139 |
| 4-15. Определение остаточной намагниченности в магнитопроводах из магнитно-мягких материалов . . . . .  | 142 |
| 4-16. Временное старение магнитов и рекомендации по проектированию стабильных систем . . . . .  | 144 |
| 4-17. Границы применимости упрощенного метода и точность расчета . . . . .  | 149 |
| 4-18. Примеры расчета . . . . .   | 163 |
| <i>Приложения</i> . . . . .   | 166 |
| <b>Л и т е р а т у р а</b> . . . . .  | 175 |