

549
Д. К. Аркадьев

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ
БЕЗ
ПРОВОДОВ

40.9.60(3)

№ 7. МАРТ 1920

ИЗДАНИЕ РАДИОТЕЛЕГРАФНОГО ОТДЕЛА
НАРОДНОГО КОМИССАРИАТА ПОЧТ И ТЕЛЕГРАФОВ.

Печатается при Нижегородской Радиолaborатории.

СОДЕРЖАНИЕ.

Работы В. К. Аркадьева в области магнетизма	стр. 134
Теория намагничения тела в постоянном и переменном полях и ее приложение к практическим вопросам электротехники. В. К. Аркадьев	135

Работы В. К. Армадьева в области магнетизма.

В помещаемой ниже статье автор излагает результаты своих исследований по магнетизму; они касаются как чисто практических вопросов, так и теории магнитных явлений.

В начале здесь описывается простой способ быстрой оценки по внешней форме проницаемости железных сердечников, что бывает нужно для вычисления коэффициентов самоиндукции катушек или коэффициентов взаимной индукции трансформаторов с разомкнутой магнитной цепью. Проницаемость таких сердечников может почти не зависеть ни от силы поля, ни от сорта примененного железа; очень часто проницаемость зависит только от формы железа, напр. от отношения длины к диаметру и т. п.

Далее указывается весьма простое условие для рациональной конструкции дросселей, наиболее выгодной в смысле накопления магнитной энергии.

Вторая часть статьи рассматривает явления в переменном магнитном поле. Здесь подробно разбирается процесс образования токов Фуко и дается объяснение таким явлениям, как аномальное намагничивание, заключающееся в том, что в железе северный полюс иногда появляется на месте южного и наоборот.

Если железный сердечник составлен из проволок настолько тонких, что задерживающее влияние токов Фуко делается ничтожным, то в железе обнаруживается особая магнитная вязкость, в свою очередь задерживающая размагничивание или намагничивание железа. В статье указана скорость этого процесса, недавно измеренная Б. А. Введенским.

Намагничивание железа в быстро-переменных полях являлось предметом весьма многочисленных и разноречивых исследований. Эти данные здесь приводятся в согласие и при их сопоставлении впервые выясняется зависимость проницаемости от силы поля при разных периодах. Оказывается, что даже при $4 \cdot 10^7$ перемен в секунду проницаемость железа в полях в десятки и свыше тысячи гаус того же порядка, как и в постоянном поле. Из этого следует, что в беспроволочной телеграфии нам не приходится опасаться утраты железом его способности сильно намагничиваться.

Как показали работы Аркадьева, проницаемость падает до единицы только в полях, меняющихся около $5 \cdot 10^{10}$ раз в секунду. Это оказалось возможным обнаружить при помощи полученных им *очень коротких*¹⁾ электрических волн в проволоках (1,3 см). Теория, развитая Аркадьевым, позволяет из этого явления исчезновения магнитных свойств вычислить размеры Веберовских молекулярных магнитов, их собственные периоды и трение той среды, в которой они находятся.

Теория намагничивания тела в постоянном и переменном полях и ее приложение к практическим вопросам электротехники.

В. К. Аркадьева.

I. Намагничивание в постоянном или в медленно меняющемся поле.

§ 1. Теория магнитной цепи и теория размагничивающего фактора. § 2. Намагничивание вещества, материала и тела. § 3. Магнитные коэффициенты вещества и материала, коэффициент заполнения. § 4. Магнитные коэффициенты тела и форм. § 5. Частные случаи намагничивания. § 6. Работа намагничивания тела. § 7. Проницаемость цилиндра. § 8. Проницаемость тороида. § 9. Вычисление самоиндукции и взаимной индукции катушек. § 10. Числовые примеры.

II. Намагничивание в быстромеменяющемся поле.

§ 11. Намагничивание статическое и динамическое.

А. Запаздывание вследствие токов Фуко.

§ 12. Процесс изменения намагничивания тела. § 13. Запаздывание намагничивания в синусоидальном поле. § 14. Запаздывание намагничивания в произвольно меняющемся поле. § 15. Расчет допустимого диаметра проволоки в сердечнике.

Б. Запаздывание вследствие специфических свойств веществ.

§ 16. Свободное изменение намагничивания вещества. § 17. Вынужденное намагничивание в поле токов высокой частоты. § 18. Перемагничивание в поле наиболее быстрых электрических колебаний. § 19. Молекулярная теория динамического намагничивания и размеры элементарных магнитов. § 20. Практические выводы.

Настоящая статья представляет собой развитие обзора моих работ по магнетизму, изложенного применительно к запросам электротехники. Обзор был составлен по любезному предложению председателя Российского Общества Радионинженеров, проф. В. К. Лебединского, и доложен в Москве, в заседании Общества 14 июля 1918 года.

Приведу список моих работ, на которые мне придется сослаться в тексте.

¹⁾ Наиболее короткие волны в воздухе (0,6 см длиной) были получены, как известно, П. Н. Лебедевым.

Магнитные коэффициенты формы, вещества и тела. Ж. Р. Ф.—Х. О., Ф. О., 46, 22, 1914. Обозначение в тексте: I и № страницы.

Отражение электрических волн от проволок. Ж. Р. Ф. О., 45, 45, 1913. Обозначение: II.

Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten. Ann. d. Ph., 45, 133, 1914. III.

Поглощение электрических волн в параллельных проволоках. Ж. Р. Ф. О., 44, 165, 1912. IV.

Магнитные свойства ферромагнитных металлов, как функция длины волны. Ж. Р. Ф. О., 45, 103, 1913. V.

Das Verschwinden der ferromagnetischen Eigenschaften bei den kürzesten elektrischen Wellen. Phys. Zeitschr. 14, 561, 1913. VI.

Теория электромагнитного поля в ферромагнитном металле. Ж. Р. Ф. О., 45, 312, 1913. VII.

Eine Theorie des elektromagnetischen Feldes in den ferromagnetischen Metallen. Ph. Zs., 14, 928, 1913. VIII.

В настоящей статье, кроме материала, заключающегося в перечисленных работах, введены также и некоторые новые данные. Так, при изложении теории намагничивания тела при помощи применяющихся мной коэффициентов формы и тела я учитываю еще степень заполнения тела веществом (проволочные и пластинчатые сердечники), даю объяснение происхождению дугообразных кривых намагничивания (§ 5, d), вычисляю дифференциальную проницаемость тела (§ 9, d), выясняю процесс размагничивания тела (§ 12), явления диффузии магнетизма в железе, влияние формы тела на токи Фуко и на проницаемость тела в переменном поле, нахожу основание для систематизации разнообразнейших данных других авторов о проницаемости железа в многопеременном поле и устанавливаю согласие этих данных друг с другом (§ 17).

I. Намагничивание в постоянном или медленно-меняющемся поле.

§ 1. *Теория магнитной цепи и теория размагничивающего фактора.* Обычно при расчете электромагнитных машин для выяснения размеров железных частей пользуются так называемой теорией магнитной цепи, позволяющей с достаточной точностью вычислять сопротивление этой цепи магнитному потоку и отсюда определять магнитодвижущую силу, которую надлежит выбрать при данном магнитном проводнике. Однако эта теория становится почти совершенно неприложимой, когда мы имеем дело с очень большим воздушным промежутком в цепи, т. е. когда магнитная цепь представляет собой контур с сильно разведенными концами. В этом случае вычисления становятся проще, если мы будем принимать в расчет размагничивающее действие магнитных масс, находящихся на концах железного магнитного проводника, поле которых направлено обратно действию намагничивающей силы. Поставленная таким образом задача приводит к вполне строгому вычислению намагничивания эллипсоида. Для тел же всех

остальных форм вопрос может быть решен с приближением, достаточным для выяснения практических вопросов.

Эллипсоид во всех своих частных случаях единственное тело строго однородным намагничиванием, т. е. с таким, что каждый элемент объема имеет одну и ту же интенсивность намагничивания. Мы начнем с рассмотрения намагничивания такого тела.

Пусть эллипсоид одной из своих осей ориентирован в направлении однородного поля H (черт. 1 стр. 138), которое я буду называть *внешним* намагничивающим полем или полем, *намагничивающим тело*. Тогда согласно тому способу описания этих явлений, которым я хочу здесь воспользоваться, я скажу, что в направлении этого поля на теле появятся наведенные противоположные магнитные массы $+m$ и $-m$, которые своим присутствием вызовут появление нового поля. Не трудно видеть, что направление последнего (черт. 2 стр. 138) будет совпадать с направлением внешнего поля перед телом и позади него и будет направлено против него во всем пространстве между массами $+m$ и $-m$.

Если бы тело, будучи вынесено из поля H , сохранило все свое намагничивание, то поле, образованное последним, имело бы вид, представленный на черт. 2. Это есть диаграмма поля, образуемого двумя равными и противоположными магнитными массами. Когда же наше тело находится в поле H , то собственное поле тела, налагаясь на внешнее, изменяет последнее так, как это показано на черт. 3: внешнее поле усиливается перед телом и позади его, ослабляется в пространстве между магнитными массами, так как здесь поле тела направлено обратно внешнему. В теории магнитной цепи это выражают словами, говоря, что силовые линии поля устремляются в тело с большей проницаемостью, сгущаясь в теле в виде линий индукции (не показанных на чертеже) и делаясь более редкими около тела.

Понятно, что поле, обусловливаемое намагничиванием тела и направленное внутри тела обратно внешнему полю H , пропорционально намагниченности тела I , т. е. магнитному моменту одного куб см. Теория показывает, что в эллипсоиде размагничивающее поле кроме того еще и однородно. Поэтому, обозначая константу пропорциональности через κ , найдем, что в каждой точке тела действует размагничивающая сила H_1 :

$$H_1 = -\kappa I. \quad (1)$$

Коэффициент κ называется *размагничивающим фактором*. Он тем меньше, чем дальше отстоят наведенные магнитные массы, т. е. чем больше растянутость тела или его относительная длина λ , представляющая собой отношение длины к поперечным размерам тела.

Пара—и ферромагнитные тела, как и вещество их, всегда намагничиваются в направлении внешнего поля H . Это значит, что внутри

Имя мое Д. И. Абрамова.



Рис. 1.

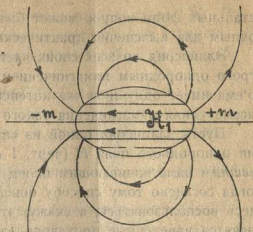


Рис. 2.

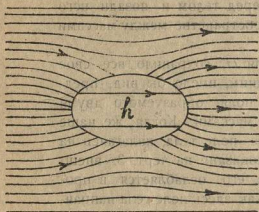


Рис. 3.

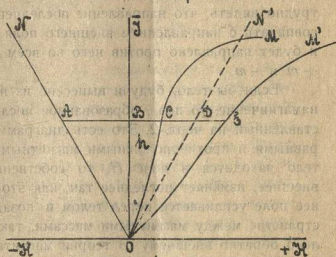


Рис. 4.

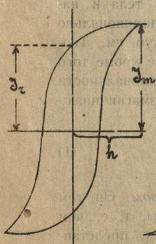


Рис. 5.

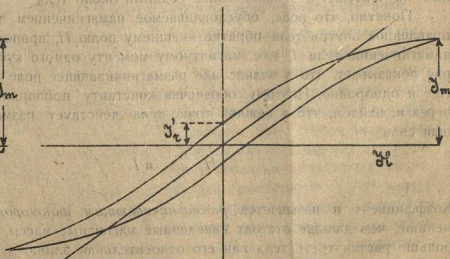
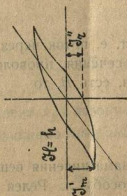
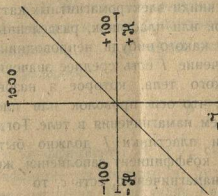


Рис. 6.

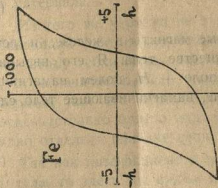
Ви емаме од Ви. Апригуба.



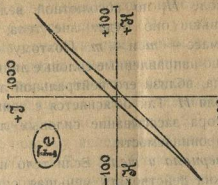
Зепм. 7.



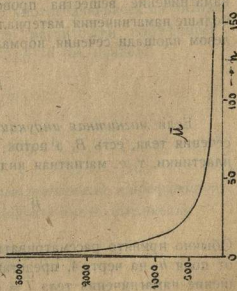
Зепм. 8.



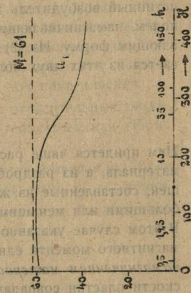
Зепм. 9.



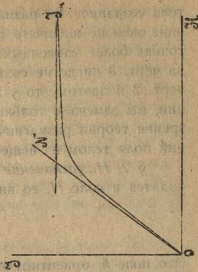
Зепм. 10.



Зепм. 11.



Зепм. 12.



Зепм. 13.

тела созданное им размагничивающее поле H_1 по абсолютной величине меньше внешнего поля H ; еще меньше оно будет вне тела, в точках более удаленных от магнитных масс $+m$ и $-m$. Поэтому то на черт. 3 нигде не сохранились обратно направленные силовые линии черт. 2 и поэтому то у поверхности тела, вблизи его нейтральной линии, мы замечаем только ослабление поля H . Так объясняется с точки зрения теории размагничивающего фактора засасывание силовых линий поля телом из вещества большей проницаемости.

§ 2. *Намагничивание вещества, материала и тела.* Если тело находится в поле H , то внутри тела должна действовать меньшая сила

$$h = H - iI. \quad (2)$$

Это поле h , ориентирующее элементарные магниты в железе, и есть истинный возбудитель магнетизма в веществе тела. Я его называю полем, намагничивающим вещество, а поле $+H_1$ полем намагничивающим форму. Из (2) следует, что поле, намагничивающее тело, складывается из этих двух полей

$$H = h + H_1. \quad (3)$$

Нам придется чаще рассматривать тела, состоящие не из сплошного материала, а из раздробленного — сердечники электромагнитных катушек, составленные из железных проволок или пластинок, разделенных большими или меньшими промежутками какого-нибудь непроводника. В этом случае указанное выше намагничение I есть среднее значение магнитного момента единицы объема такого тела, которое я назову *намагничиванием материала*. Мы примем, что оси проволок или пластинок совпадают с направлением намагничивания в теле. Тогда намагничение вещества проволоки или пластинки I должно быть больше намагничения материала $\bar{I}$. Если коэффициент заполнения железом площади сечения, нормального к намагничению, есть c , то

$$I = c\bar{I}. \quad (4)$$

Если магнитная индукция материала, т. е. поток через 1 кв см сечения тела, есть B , а поток через 1 кв см сечения проволоки или пластинки, т. е. магнитная индукция вещества, есть $\bar{B}$, то

$$\bar{B} = (B - h) c + h. \quad (5)$$

Обычно принято рассматривать зависимость намагничивания вещества I от поля h ; на черт. 4, представляющем по способу д. Релея соотношение намагничивания тела $\bar{I} = c I$ от силы внешнего поля H , кривая

ОМ представляет зависимость намагничивания материала $I = c I$ от поля h . Абсциссы прямой ON указывают размагничивающую силу H_1 , соответствующую при данном и некотором намагничивании материала I . Если кривая намагничивания материала OM указывает силу h , нужную для намагничивания вещества, то теперь нетрудно найти кривую намагничивания тела: для достижения намагничивания I надо побороть размагничивающее поле BA силой $BD = -BA$ и намагнитить вещество силой BC ; поэтому необходимая для этого сила выразится через $BD + BC = BD + DE = BE$. Отсюда следует, что кривая намагничивания тела OM' будет получена наложением абсцисс кривой OM на прямую ON' : кривая намагничивания тела есть *скошенная* вправо кривая намагничивания материала.

Из того же чертежа не трудно видеть, что чем больше размагничивающий фактор, тем ближе к прямой ON' кривая намагничивания тела; этому сближению способствует также близость кривой OM к OJ , т. е. значительность коэффициента магнитной восприимчивости материала или его проницаемости. В действительности кривая OM' иногда настолько близко подходит к прямой ON' , что часто бывает трудно отделить влияние свойств материала на ход намагничивания.

Так как коэффициент c зависит только от относительных размеров тела, то здесь мы видим пример того, как геометрическая форма тела может исказить свойства его вещества.

§ 3. *Магнитные коэффициенты вещества и материала.* Если относящаяся к полю h магнитная восприимчивость есть x_h , а проницаемость μ_h , то мы найдем для намагничивания вещества J и индукции B выражения:

$$J = x_h \cdot h \quad \text{и} \quad B = \mu_h \cdot h. \quad (6)$$

Эти коэффициенты x_h и μ_h суть обычно употребляющиеся магнитные коэффициенты, которые я буду называть магнитными коэффициентами вещества. Подставляя J и B из (6) в (4) и (5), найдем:

$$\bar{J} = c x_h h = x_h h \quad (7)$$

$$\bar{B} = (c \mu_h + 1 - c) h = \mu_h \cdot h. \quad (8)$$

Коэффициент x_h я назову *восприимчивостью материала*, а коэффициент μ_h — *проницаемостью материала*. Для них мы имеем выражения:

$$\bar{x}_h = c x_h \quad \text{и} \quad \bar{\mu}_h = c \mu_h + 1 - c. \quad (9)$$

При больших μ_h последнее выражение переходит в следующее:

$$\mu_h \approx C \mu_h \cdot h \text{ и } \mu_h \approx C \mu_h \cdot h \quad (10)$$

Так как $B = 4\pi J + h$, то

$$4\pi x_h h + h = \mu_h h \text{ и } \mu_h = 4\pi x_h + 1 \quad (11)$$

Выясним теперь соотношение между полем, намагничивающим вещество, h и полем, намагничивающим тело, H . По (3), (1) и (7) находим:

$$H = h(1 + ix_h) = h(1 + i\mu_h x_h); \quad (12)$$

откуда

$$h = \frac{H}{1 + i\mu_h x_h} = \frac{H}{1 + i\mu_h x_h} \quad (13)$$

Так как в ферромагнитных телах x_h зависит весьма сложным образом от h , то для определения H и h приходится пользоваться в обоих случаях только формулой (12); при определении поля h подбирают такие сопряженные значения h и x_h или h и μ_h , которые дают заданное H .

Подставляя в (13) x_h из (11), найдем:

$$h = H \frac{4\pi}{4\pi + i(\mu_h - 1)} \quad (14)$$

§ 4. *Магнитные коэффициенты тела и формы.* Мы видели выше, что при больших значениях x , μ или i кривая намагничивания тела определяется не столько свойствами его материала, сколько коэффициентом i , зависящим от формы тела. При этом кривая намагничивания тела, т. е. функция $J = f(H)$ весьма близка к прямолинейной зависимости. Если является удобным выражать намагничение J и индукцию B по внутреннему полю h через переменные коэффициенты x и μ , то тем более естественным явится выражение J и B по внешнему полю H через почти постоянные иногда коэффициенты x_1 и μ_1 :

$$J_h = x_1 \cdot H \text{ и } B_h = \mu_1 \cdot H \quad (15)$$

Отсюда, имея в виду (7) и (8), найдем:

$$x_h \cdot h = x \cdot H \text{ и } \mu_h \cdot h = \mu_1 \cdot H, \quad (16)$$

что вместе с (13) и (14) даст:

$$x_1 = x_h \cdot \frac{1}{1 + \mu x_h}, \quad (17)$$

$$\mu_1 = \mu_h \cdot \frac{4\pi}{4\pi + \mu(\mu_h - 1)}. \quad (18)$$

Коэффициенты x_1 и μ_1 я назову *восприимчивостью тела* и *проницаемостью тела*, как совмещающего в себе определенные геометрические и физические свойства.

Из этих формул, а еще нагляднее из черт. 4 (стр. 138), следует, что восприимчивость и проницаемость тела возрастают вместе с восприимчивостью и проницаемостью материала его. При этом они приближаются к некоторым предельным значениям k и m , которые я назову *восприимчивостью формы* и *проницаемостью формы* данного тела:

$$k = \lim_{x_h \rightarrow \infty} x_1 = \frac{1}{\mu}, \quad (19)$$

$$m = \lim_{\mu_h \rightarrow \infty} \mu_1 = \frac{4\pi}{\mu}. \quad (20)$$

Отсюда находим:

$$m = 4\pi k. \quad (21)$$

Так как и в однородно намагничиваемом теле зависит только от формы его, то k и m такого тела определяются только его формой.

Выразим теперь h , x_1 и μ_1 через k и m :

$$h = H \frac{k}{k + x_h}, \quad h = H \frac{m}{m + \mu_h - 1} \quad (22)$$

$$x_1 = \frac{k x_h}{k + x_h}, \quad \mu_1 = \frac{m \mu_h}{m + \mu_h - 1}. \quad (23)$$

Симметричность полученных функций указывает, что коэффициенты формы в этих выражениях играют одинаковую роль с коэффициентами материала. При этом в зависимости от условий на первый план могут выступать то одни, то другие, так как для тех случаев, когда $\bar{x}_h$ и $\bar{\mu}_h$ значительно больше k и m , выражения (23) можно написать в виде:

$$x_1 = k \left(1 - \frac{k}{\bar{x}_h}\right) \quad \text{и} \quad \mu_1 = m \left(1 - \frac{m-1}{\bar{\mu}_h}\right). \quad (24)$$

Здесь множители в скобках представляют поправочные биномы, мало отличающиеся от 1. Подобно этому, когда k и m значительно больше $\bar{x}_h$ и $\bar{\mu}_h$, мы имеем:

$$x_1 = \bar{x}_h \left(1 - \frac{\bar{x}_h}{k}\right) \quad \text{и} \quad \mu_1 = \bar{\mu}_h \left(1 - \frac{\bar{\mu}_h-1}{m}\right). \quad (25)$$

Не трудно видеть также, что как коэффициенты формы, так и коэффициенты материала можно рассматривать, как некоторые предельные значения коэффициентов тела: мы приходим к первым при возрастании до бесконечности коэффициентов материала, и ко вторым при возрастании коэффициентов формы¹⁾.

Определим теперь *проницаемость элемента тела*, т. е. отдельной проволоки, или пластинки сардечника; обозначим эту проницаемость через $\mu_{,,}$. Под действием внешнего поля H элемент тела приобретает индукцию $\mu_{,,}H$, которая определится проницаемостью вещества μ и действующим на вещество полем h . В таком случае по (22)

$$\mu_{,,}H = \mu_h \cdot H \frac{m}{m + \mu_h - 1}$$

и

$$\mu_{,,} = \frac{m \mu_h}{m + \mu_h - 1} = \mu_1 \cdot \frac{\mu_h}{\bar{\mu}_h}. \quad (26)$$

Если μ_h очень велико, то приблизительно

$$\mu_{,,} = \frac{m}{c}. \quad (27)$$

¹⁾ Этот способ изложения законов намагничивания был мной предложен в статье I.

§ 5. Частные случаи намагничения: а) Кривая гистерезиса материала и тела. Легко усмотреть, что так же, как скашивается восходящая начальная ветвь кривой намагничения (черт. 4) точно также должна скашиваться и вся петля гистерезиса.

Из черт. 5, 6 и 7 (стр. 138) видно, что для достижения того же максимального намагничения J_m на тело надо действовать большей силой H , чем только на материал его (h), а та же сила h , действуя на тело, вызовет меньшее максимальное намагничение J_m^1 .

б) Постоянство проницаемости тела в умеренных полях.

Рассмотренное выше сложение свойств тела из свойств его формы и свойств его материала на черт. 8 представлено графически в применении к циклическому намагничению.

Первая диаграмма представляет собой кривую намагничения эллипсоида, магнитный коэффициент вещества которого (χ или μ) бесконечно велик. Отношение его длины к диаметру $\lambda = 16$ и его восприимчивость $\chi_1 = \kappa = 8$. На второй диаграмме представлена кривая намагничения мягкого железа, а на третьей — кривая намагничения эллипсоида, заполненного этим железом. Мы видим, что третья кривая мало отличается от первой: обе стороны петли почти сливаются и намагничение можно принимать пропорциональным силе поля; коэффициентом же пропорциональности при этом служит величина χ_1 , весьма близкая в данном случае к κ . Эта разница уменьшается с длиной эллипсоида и в случае шара она была бы настолько мала, что при том же масштабе рисунка ее нельзя было бы заметить на чертеже. Наоборот, в случае очень длинного эллипсоида (200 диаметров) кривая намагничения тела мало отличалась бы от кривой намагничения материала.

На черт. 11 и 12 представлены кривые проницаемости, которые соответствуют намагничиванию вещества и намагничиванию эллипсоида с $\lambda = 16$; μ_1 вычислено по форм. (23). Мы видим, что у короткого тела μ_1 почти постоянно и близко к μ^1 .

с) Уклонение μ_1 от постоянства в сильных полях. Если в начале кривой намагничения материала k и μ очень велики и и также велико, то кривая намагничения J тела имеет вид гиперболы, асимптотами которой служат, во первых, линия ON и, во вторых, линия, параллельная оси абсцисс и определяемая максимумом намагничения тела в бесконечно сильных полях. Это есть так называемая

¹⁾ Поэтому, если хотят определить восприимчивость вещества, исследуя его в виде тела малой λ , напр. шара, то приходится прибегать к особым ухищрениям. См. определение проницаемости стального шара у Weber'a, Ann. d. Ph., 18, 395, 1905.

гиперболовидная кривая намагничения. Действительно, когда намагничение достигает насыщения, то восприимчивость уменьшается; в результате петля намагничения тела должна уклоняться от прямолинейной формы, загибаясь в горизонтальном направлении. Такая кривая представлена на черт. 13.

Определим, до каких значений μ , должна упасть проницаемость материала, чтобы проницаемость тела μ_1 , отличалась на долю δ м от проницаемости формы m . В этом случае

$$\mu_1 \delta = \frac{m \mu}{m + \mu} - 1 = m - \delta m,$$

откуда

$$\mu_\delta = (m - 1) \frac{1 - \delta}{\delta} \quad (28)$$

Это выражение позволяет составить след. таблицу для вычисления тех значений μ_δ , при которых проницаемость тела составляет часть $(1 - \delta)$ м от проницаемости формы.

ТАБЛИЦА I.

100. δ %	0	1	2	5	10	20	30	50
$\mu_\delta \cdot \frac{m - 1}{m}$	∞	99	49	19	9	4	2,33	1

Зная μ , по кривой или таблице намагничения материала, не трудно определить и то поле h , в котором проницаемость тела на δ , 100% уклоняется от проницаемости формы. Соответствующую этому силу внешнего поля H можно определить и по (22); проще однако она узнается следующим образом. Подставляя μ , из (28) в (22), находим:

$$H = \frac{h}{\delta} \cdot \frac{m - 1}{m} \quad (29)$$

Так как m обыкновенно много больше 1, то можно принять:

$$H = \frac{h}{\delta} \quad (30)$$

d) Изменение проницаемости неоднородно намагничивающихся тел. Представим себе, что намагничиваем неко-

торый комплекс тел с различными проницаемостями m . Тогда одни тела, входящие в комплекс, приблизятся к насыщению раньше, другие позже. Гиперболовидные кривые их будут иметь горбы на разных расстояниях от оси ординат. Если мы будем оценивать общее намагничение этих тел, то кривая намагничения комплекса должна иметь несколько горбов; и именно столько, сколько разных проницаемостей m . Если число тел с различными m очень велико и крайние m сильно отличаются друг от друга, то отдельные изгибы, сливаясь в непрерывную дугу, дают *дугообразную кривую намагничения*, на которой однако могут быть заметны небольшие горбы, если одни m преобладают над другими. Таковы кривые намагничения железных порошков¹⁾, т. е. частицы их, состоя из плоских и удлиненных зерен, самым разнообразным образом расположены относительно направления поля.

За такие отдельные тела можно считать отдельные части одного тела, неоднородно намагничивающегося, т. е. так, что одни части его намагничиваются раньше, другие позже. Поэтому тело с неоднородным намагничением может иметь ломаную кривую, состоящую из нескольких загибов. Такова, напр. кривая роста поля между полюсами электромагнита Вейса²⁾.

Таково должно быть объяснение дугообразных кривых намагничения. Обычно же такое постепенное загибание кривой рассматривают, как постепенное увеличение размагничивающего фактора, происходящее при росте намагничения. В таком случае прямая ON (черт. 4) обращается в кривую, загнутую в сторону отрицательных абсцисс (см. § 7).

е) Остаточное намагничение. Из черт. 6 и 5 не трудно видеть, что для тела и материала его задерживательная сила одна и та же. Если последняя не велика, как на черт. 5, 6 и 7, то остаточное намагничение тела значительно меньше, чем остаточное намагничение материала.

Рассчитаем величину того уклонения проницаемости тела от проницаемости формы, которое обуславливается остаточным намагничением.

Кривая намагничения тела (черт. 6 и 7) координатными осями рассекается на прямолинейные отрезки. Обозначая h_r задерживательную силу данного сорта железа, для остаточного намагничения найдем, что $J_2 = x_1 h_r$; поле, действующее внутри вещества, есть $iJ_r = i x_1 h_r$. Поэтому остаточная индукция в теле $B_r = 4\pi J_r = i J_r =$

¹⁾ См. W. Trenkle, Ann. d. Ph., 19, p. 692, 1906. Ch. Maurain, Eclair. El., 34, 465, 1903.

²⁾ P. Weiss, Journ. d. Ph., 6, 353, 1907. Ж. Р. Ф. О., 47, ч. II. (Вопр. физ. 6) 269, 1915.

$= 4\pi x_1 h_r - x_1 h_r$. Заменяя x_1 через k , найдем на основании (21) и (19)

$$B_r = m h_r - h_r = (m - 1) h_r. \quad (31)$$

§ 6. Работа намагничивания тела. а) Работа гистерезиса. Из рассмотрения черт. 5 и 6 следует, что работа, затрачиваемая на гистерезис, при перемагничивании от $-\bar{J}$ до $+\bar{J}$ не зависит от формы тела: действительно, площадь петли от скашивания не меняется. Наоборот, если вещество и тело подвергаются действию переменного поля $+H$, то первое (черт. 5) намагничивается больше, а второе (черт. 7) меньше; вместе с тем для первого и площадь петли гистерезиса больше, чем для второго.

Работа намагничивания¹⁾ может быть представлена в виде

$$W = \int H dJ;$$

на основании ур. (3), выражающего, что поле, намагничивающее тело, складывается из поля, намагничивающего материал, и поля, намагничивающего форму, найдем:

$$W = \int h dJ + \int H_1 dJ.$$

Первое слагаемое, которое представляет собой работу намагничивания материала, при размагничивании почти не возвращается, т. к. в значительной мере переходит в теплоту гистерезиса. Практическое значение имеет только второе слагаемое¹⁾, которое представляет собой полезную энергию намагниченного тела.

б) Энергия соленоида. Рассмотрим теперь энергию, запасенную в соленоиде, содержащем железный сердечник. Положим сначала, что проницаемость μ_1 есть постоянная величина.

При увеличении магнитного потока, пронизывающего контур, на dQ , энергия его увеличивается на $dW = j dQ$, где j — сила тока в контуре. Если площадь n оборотов соленоида есть nS , то $Q = SnB = Sn\mu_1 H$ и $dQ = Sn\mu_1 dH$; далее, если l длина соленоида, то $j = lH/4\pi n$. Отсюда $dW = Sl\mu_1/4\pi \cdot H dH$. Обозначив объем соленоида Sl через v , найдем для запасенной в нем энергии выражение:

$$W = \frac{v\mu_1}{8\pi} H^2.$$

¹⁾ Lord Rayleigh, Phil. Mag., 22, 175, 1886.

Постараемся теперь выяснить влияние гистерезиса на запас энергии в катушке.

Магнитная индукция в теле может быть представлена в виде:

$$B = 4\pi\bar{J} + H - \mathfrak{n}\bar{J}.$$

Отсюда

$$dQ = Snd\bar{B} = Sn[(4\pi - \mathfrak{n})d\bar{J} + dH]$$

и

$$dW = \frac{Sl}{4\pi} [(4\pi - \mathfrak{n})Hd\bar{J} + HdH].$$

Имея в виду, что $H = h + \mathfrak{n}\bar{J}$, получим:

$$dW = \frac{v}{4\pi} [(4\pi - \mathfrak{n})(h d\bar{J} + \mathfrak{n} J dJ) + HdH].$$

Как мы видели, величина $h d\bar{J}$ не имеет практического значения, т. к. это есть энергия, не возвращаемая при размагничивании сердечника. Наоборот, остальные члены выражают полезную энергию соленоида. Пренебрегая остаточным намагничиванием, которое в случае мягкого железа почти не имеет значения, и интегрируя от 0 до J , найдем, что запас энергии будет представлен следующим выражением:

$$W = \frac{v}{8\pi} [(4\pi - \mathfrak{n}) J^2 + H^2].$$

Так как $J = x_1 H$, то

$$W = \frac{H^2 v}{8\pi} [1 + (4\pi - \mathfrak{n}) x_1^2],$$

откуда мы видим, что если размагничивающий фактор $\mathfrak{n}$ равен нулю, то есть в случае замкнутого тороида или бесконечно длинного цилиндра, магнитная энергия в соленоиде такая же, как если бы в нем железного сердечника не было. Энергия соленоида не велика также, если сердечник очень короток, т. к. его намагничение тогда слишком слабо. Действительно, если $\mathfrak{n} = 4\pi$, что соответствует плоской пластинке, намагничиваемой перпендикулярно ее плоскости, то энергия W , как и при вполне замкнутой магнитной цепи, не отличается от энергии пустого соленоида. Это указывает, что при некоторой определен-

ной форме сердечника энергия соленоида может быть максимум. Я показал¹⁾, что это бывает тогда, когда

$$m = \mu_h + 1. \quad (32)$$

Действительно, если мы представим предыдущее выражение W так:

$$W = \frac{H^2 v}{8\pi} \frac{m \mu_h^2 + m^2 - m}{(m + \mu_h - 1)^2},$$

то обнаружим, что оно имеет максимум при $m = \mu_h + 1$. Это значит, что для вычисленной нами части энергии сердечник оказывается наиболее выгодным тогда, когда его проницаемость формы близка к его проницаемости вещества. Сила внутреннего поля при этом по форм. (22)

$$h = H \frac{m}{2(m-1)},$$

или, при большом m ,

$$h = \frac{H}{2}. \quad (33)$$

с) Приложения. Релэй показал²⁾, что вторичное напряжение индуктория всецело определяется энергией, запасенной в самоиндукции его первичной катушки. При большом и быстром падении магнитного потока в сердечнике, его энергия частью идет на заряджение конденсатора, частью на заряджение емкости вторичной обмотки индуктория. Вильсоны³⁾ магнитную энергию некоторого соленоида аккумуляруют в конденсаторе, который затем заставляют разряжаться через малую самоиндукцию трансформатора высокой частоты. Построенный на этом принципе аппарат они считают удобным и легким прибором для получения высоких напряжений. Из этого мы видим, что задача построения самоиндукции с наибольшей емкостью для накопления магнитной энергии электрического тока представляется не лишней важности и специального интереса.

¹⁾ Г. стр. 31 и 33. Для максимума энергии намагничиваемого тела я нахожу $k = x_h$.

²⁾ L. Reyleigh, Phil. Mag., 2, 581, 1901.

³⁾ E. Wilson a. W. H. Wilson, докл. Брит. Ассон. в сент. 1910 г., Phys. Zst. 11, 1156, 1910.

Я указал условия, при которых сердечник обладает наибольшей емкостью: для этого проницаемость его вещества должна быть равна проницаемости его формы. Действительно, если в данной катушке мы можем изменять проницаемость формы ее сердечника, то оказывается, что только при вполне определенной величине ее действие катушки есть optimum. Так, неопубликованные опыты, которые я производил с индукториями с полужамкнутой магнитной цепью, показывают, что действие индуктория оказывается наиболее выгодным в том случае, когда воздушный промежуток имеет вполне определенную величину, т. е. когда проницаемость формы его сердечника близка к вероятному значению проницаемости железа. В согласии с этим стоят и исследования таких индукториев, произведенные Клингельфусом¹⁾.

Что касается прямых катушек, то наиболее выгодная длина их λ находится в зависимости от силы тока или поля H ; при этом λ может колебаться в весьма широких пределах, как напр., от 30 до 100. Однако обычная более короткая форма этих катушек, не соответствуя наиболее экономному использованию материала, представляет известные удобства как в смысле постоянства проницаемости, так и в смысле меньшей потери на гистерезис.

Действительно, определим отношение работы гистерезиса T к работе W , поглощаемой при каждом намагничивании катушки. Первая есть $T = \tau \cdot B^{1.6} \cdot sl$, а вторая, как мы видели,

$$W = \frac{\mu_1 H^2 l s}{8\pi};$$

отсюда

$$\frac{T}{W} = \frac{8\pi\tau}{H^{0.4}} \cdot \mu_1^{0.6}.$$

Мы видим, что при одной и той же силе поля в катушке потеря будет тем больше, чем больше μ_1 , т. е. в сердечниках большей длины.

§ 7. Проницаемость цилиндра. Рассмотрев общие законы намагничивания тела, обратимся к частным случаям, имеющим для нас особый интерес.

Проницаемость цилиндра может быть вычислена по его размагничивающему фактору (форм. 20), который непосредственно и определялся различными исследователями. Так как цилиндр представляет собой тело с неоднородным намагничиванием (§ 1), то можно гово-

¹⁾ Fr. Klingelfuss, Ann. d. Ph., 5, 837, 1901.

рять о намагничении его середины, его концов или о каком-либо среднем значении намагничения всего цилиндра. Намагничение в средней части является наиболее сильным, т. к. размагничивающее действие концов в середине цилиндра меньше и потому размагничивающий фактор, отнесенный к середине, является наименьшим. Это показал Бенедикс¹⁾, производивший измерения намагничения средней части цилиндра при помощи баллистического гальванометра. Мэнн, исследовавший действие намагниченного цилиндра на магнетометр, получил большие величины²⁾, т. к. магнетометрический метод оценивает намагничение и распределение магнитных масс по всей длине цилиндра. Определяя размагничивающий фактор в зависимости от силы намагничения, Мэнн нашел, что он до 1% постоянен в пределах $300 < I < 800$ и увеличивается при больших намагничениях (см. § 5, d). Бенедикс же показал, что баллистический фактор в этих пределах намагничения меньше магнетометрического приблизительно на 1% и делается еще меньше при больших намагничениях.

Для определения коэффициента индукции катушки, равномерно намотанной на цилиндрический сердечник, должны были бы быть сделаны специальные определения размагничивающего фактора. Однако я нашел (см. § 10, a), что магнетометрические данные Мэнна, как учитывающие среднее намагничение, здесь оказываются вполне пригодными, т. к. они дают вполне удовлетворительное согласие вычисления с опытом. В следующей таблице приведены проницаемости цилиндров разной длины, вычисленные по ф. (20) на основании магнетометрических определений Мэнна, дающих точные значения в промежутке $300 < I < 800$ cgs.

¹⁾ C. Benedicks, Ann. d. Ph., 6, 726, 1901.

²⁾ Ch. R. Mann, Über Entmagnetisierungsfaktoren kreiszylindrischer Stäbe. Диссерт., Berlin, 1895. Приведу еще другие работы, посвященные этому вопросу:

Ascoli. Atti d. R. Ac. d. Linc., (5) 6, II sem. 129. 1897. Определяет размагничивающие факторы пучков проволок и цилиндров.

Du Bois. Ann. d. Phys. 7, 942, 1902. Замечание по поводу статьи Бенедикса.

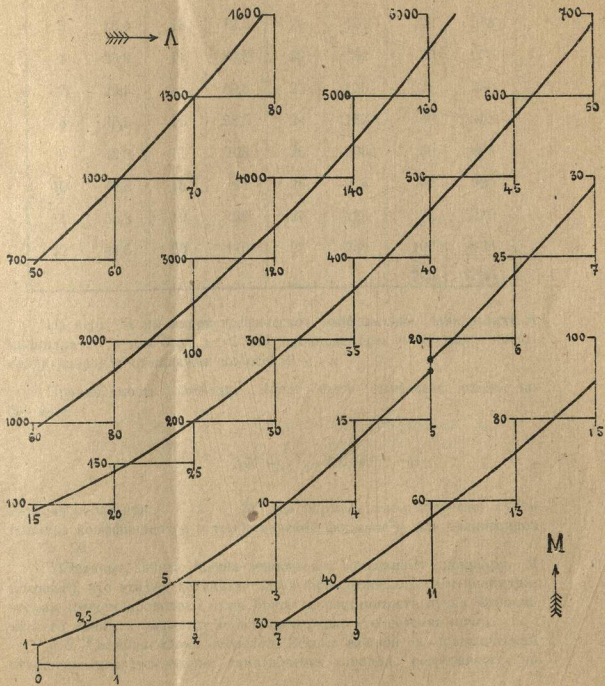
S. Thompson a. Moss. Phil. Mag. (6), 17, 729, 1909. Исследовали стержни с квадратным сечением.

R. Gans, Beibl., 34, 612, 1910, указывает на ошибки в предыдущей работе.

C. G. B. Shuddemagen, Phys. Rew. 31, 165, 1910; Proc. Amer. Acad. 43, 183, 1907. Определяет по способу Бенедикса размагничивающий фактор стержней то $\Delta < 200$ и обнаруживает зависимость его от толщины стержня.

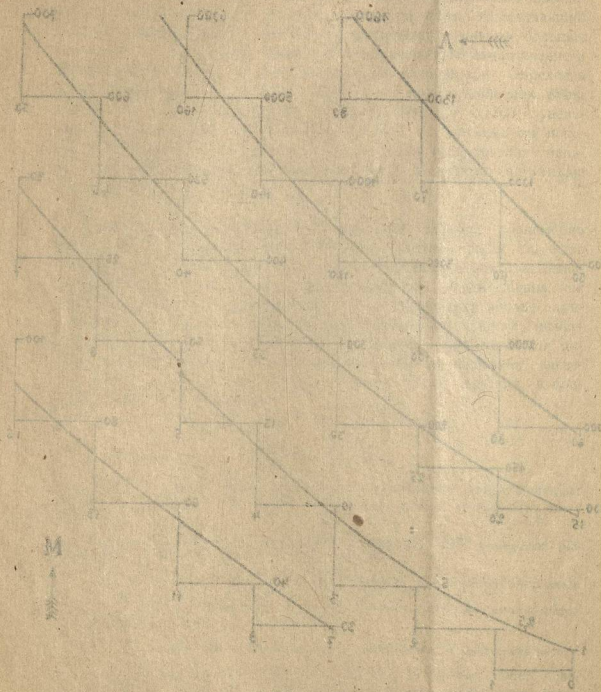
Du Bois, Ber. d. D. Ph. Ges., 15, 305, 1913. Вычисляет поперечный размагничивающий фактор эллиптических цилиндров. См. I, стр. 34.

И маме В. К. Апраксина.



Sept. 14.

ಅವಲೋಕನದ ಸಹಿತ ಸಮೀಕ್ಷಣದ ವಿಧಾನ



ಪ್ರಾಚೀನ

Таблица II.

Проницаемость цилиндра.

Λ	м	Λ	м	Λ	м	Λ	м
5	18,4	13	72,5	21	151	29	258
6	23,9	14	80,8	22	162	30	273
7	29,5	15	89,5	23	175	35	360
8	35,5	16	98,5	24	187	40	458
9	42,3	17	108	25	200	50	688
10	49,2	18	118	26	214	60	960
11	56,8	19	129	27	228	70	1270
12	64,5	20	140	28	242	100	2425
						200	8250

На черт. 14 мы имеем графическое изображение зависимости m цилиндра от Λ для $5 < \Lambda < 160$; проницаемость m круглого эллипсоида дана для отношения его осей $0 < \Lambda < 7$.

Проницаемость цилиндра может быть вычислена также по формуле

$$m = \frac{\Lambda^2}{2,72 \lg_{10} \Lambda - 0,69},$$

которая верна при $9 < \Lambda < 28$. Эта формула мной получена путем подбора коэффициентов в теоретической формуле³⁾ для эллипсоидов с $\Lambda > 50$.

Указанные данные Мэнна относятся к массивному цилиндру. Я показал⁴⁾, что эти же величины могут быть относимы и к цилиндрическим пучкам проволоки, если брать за растянутость пучка отношение его длины к диаметру описанного около его сечения круга.

§ 8. Проницаемость тороида. Весьма важной в практическом отношении является теория намагничивания тороида, разрезанного по

³⁾ Теоретические формулы для вычисления проницаемостей формы эллипсоидов мной собраны в статье I.

⁴⁾ Статья I, стр. 38.

радиусу. Исследования дю-Буа и Лемана дают возможность легко вычислить размагничивающий фактор тороида по его среднему радиусу R , ширине выреза d и радиусу поперечного сечения r ; по формуле Лемана для проницаемости формы тороида можно получить выражение:

$$\mu = C \left(\frac{1}{d} + \frac{7}{r} \right), \quad (34)$$

где $C = 2\pi R - d$, т. е. средняя окружность тороида. Эта формула может быть применяема при сравнительно узких вырезах, когда $3d < r$; если d еще меньше, $300d < r$, то достаточную точность дает выражение

$$\mu = \frac{C}{d}. \quad (35)$$

Выражения, аналогичные (34) и (35), можно получить и из теории магнитной цепи. Так как линии магнитного поля в воздушном промежутке d сильно расходятся и тем больше, чем больше d , то сечение воздушного промежутка для магнитного потока представится в виде $s + ad$, где s — сечение железа. Поэтому магнитное сопротивление выреза можно положить равным

$$\frac{d}{s + ad}.$$

Так как под проницаемостью тороида μ_1 можно разумеать среднюю магнитную проницаемость тороида, если рассматривать его, как однородный магнитный проводник, то

$$\frac{2\pi R}{s\mu_1} = \frac{2\pi R - d}{s\mu} + \frac{d}{s + ad}.$$

Отсюда

$$\mu_1 = \frac{2\pi R (s + ad) \mu}{ds\mu + (2\pi R - d)(s + ad)};$$

и

$$\lim_{\mu \rightarrow \infty} \mu_1 = \mu = 2\pi R \left(\frac{1}{d} + \frac{a}{s} \right).$$

Коэффициент a для малых воздушных промежутков с большой площадью сечения (динамо-машины) равен $0,8P$, где P —периметр сечения железа, ограничивающий промежуток¹⁾. Для круглого сечения $s = \pi r^2$ и $P = 2\pi r$, почему $a = 1,6 \cdot \pi r$ и

$$m = 2\pi R \left(\frac{1}{d} + \frac{1,6}{r} \right). \quad (36)$$

Это совпадает с (34) при d очень малом, т. к. то и другое выражение приводят к (35).

Если вырез d выразить в процентах окружности r или в градусах дуги α , то формула (35) примет вид:

$$m = \frac{100}{p} = \frac{360}{\alpha}. \quad (37)$$

Последняя формула, как и (35), верна при очень малых вырезах ($300 d < r$), когда рассеяние силовых линий в воздухе ничтожно мало. Поэтому теорией магнитной цепи, обычно излагающейся в учебниках и не предусматривающей этого рассеяния, следует пользоваться весьма осмотрительно.

Рассеяние при $3d < r$ по Леману выражается так:

$$n = 1 + 7 \frac{d}{r}, \quad (38)$$

где n есть отношение всего числа силовых линий, проходящих через сечение железа тороида в части, диаметрально противоположной вырезу, к числу силовых линий, проходящих через площадь, равную сечению железа (πr^2). Сила поля в разрезе поэтому будет равна

$$H^1 = \frac{\mu_1 H}{n}.$$

Если μ очень велико и $\mu_1 = m$, то подставляя m из (34), найдем:

$$H^1 = \frac{m}{n} H = \frac{C}{d} H. \quad (39)$$

Настоящие формулы (34) и (38), как и коэффициенты m цилинд-

¹⁾ См. А. А. Петровский, Электричество и магнетизм, стр. 387, Изд. 1917.

ров (§ 7), по исследованиям Лемана дают точность до 2%, если $300 < I < 800$, а $3800 < B < 10000$.

§ 9. *Вычисление самоиндукции и взаимной индукции катушек.* Проницаемость сердечника катушки μ_1 может быть вычислена по различным значениям проницаемости материала сердечника т. е. величины $\mu h = c(\mu_h - 1) + 1$.

а) *Интегральный ток первого замыкания.* Если мы хотим знать величину взаимной индукции для вычисления интегрального тока, протекающего во вторичной цепи после замыкания тока в первичной обмотке, то, если сердечник не имеет никакого начального намагничивания, мы должны взять значение проницаемости, соответствующее намагничиванию от 0 до той степени, которая отвечает полю h . Последнее вычисляется по H помощью формулы (22), причем H определяется по константам обмотки катушки и по силе тока в ней.

в) *Проницаемость при прерывистом токе.* Пусть теперь сердечник намагничивается прерывистым током, т. е. периодически изменяющимся от 0 до некоторого значения i , что, можно считать, имеет место в индукторных. В таком случае, строго учитывая особенности явления гистерезиса, мы должны знать те предельные значения B , которые устанавливаются при многократном изменении поля от $-h_1$ до $+h$, где $-h_1$ есть размагничивающее поле сердечника $-iI_r$, обуславливаемое остаточным магнетизмом, а $+h$ — поле, возбуждаемое током в катушке. Однако мы не сделаем большой ошибки, если вычислим нужное нам изменение индукции $B - B_r$ следующим образом. Взяв из так называемой кривой коммутирования соответствующее полю h значение μh , по нему вычислим μ и помощью формулы (23) μ_1 ; остаточную индукцию B_r вычислим по формуле (31), для чего только надо знать коэрцитивную силу вещества h_r . Таким образом изменение индукции в сердечнике катушки выразится так:

$$B - B_r = \frac{\mu M}{m + \mu - I} \cdot H - (m - I) h_r.$$

Петля гистерезиса в таком процессе обычно бывает узкая и прямая, почему изменение намагничивания сердечника будет особенно близко к прямолинейной зависимости. Проницаемость μ_1 , которая здесь будет иметь непосредственное значение для вычисления коэффициента взаимной индукции или самоиндукции, определится так:

$$\mu_1 = \frac{B - B_r}{H} = \frac{\mu M}{\mu + m - I} - (m - I) \frac{h_r}{H}. \quad (40)$$

с) *Интегральный ток за полупериод первичного тока.* Пусть теперь мы хотим знать взаимную индукцию катушки для вычисления интегрального тока за полупериод переменного тока. В таком случае, чтобы знать полное изменение потока, пронизывающего обороты обмотки, пропорциональное $2\bar{B}$, нам надо знать μ_h , соответствующее переменному полю в железе, достигающему крайних значений $\pm h$. Это значение μ_h следует взять из кривой коммутирования и по форм. (23) определить μ_1 .

д) *Дифференциальная проницаемость тела.* Определим коэффициент взаимной индукции трансформатора, по первичной обмотке которого проходит постоянный ток, меняющийся в силе. Это имеет место в телефонных трансформаторах. Вторичный ток здесь обуславливается изменением индукции ΔB , происходящим при изменении поля на величину ΔH . Отношение

$$\frac{\Delta B}{\Delta H} = \frac{dB}{dH}$$

можно назвать *дифференциальной проницаемостью тела.*

Представим эту величину так:

$$\frac{dB}{dH} = \frac{dB}{dh} \cdot \frac{dh}{dH} \quad (41)$$

Заменяя в (22) μ_h через $\frac{B}{h}$, найдем

$$h = \frac{Hm - B}{m - 1} \quad \text{и} \quad \frac{dh}{dH} = \frac{m}{m - 1} - \frac{1}{m - 1} \cdot \frac{dB}{dH}$$

Подставляя в (41), найдем:

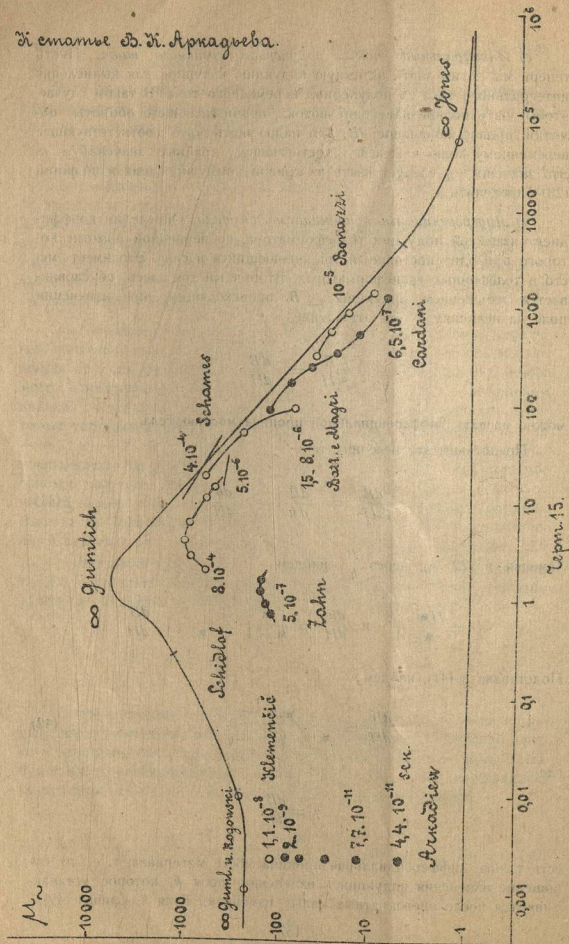
$$\frac{dB}{dH} = \frac{m\mu^c}{m + \mu^c - 1}, \quad (42)$$

где

$$\mu^c = \frac{dB}{dh}$$

есть т. наз. дифференциальная проницаемость материала, т. е. то отношение изменения индукции к изменению поля h , которое устанавливается после многократных малых изменений поля h . Сличая (42) с

И статья Б. И. Аркадьева.



Упр. 15.

(23), заключаем, что дифференциальная проницаемость тела вычисляется так же по дифференциальной проницаемости материала, как проницаемость тела по проницаемости материала.

е) Максимальная электродвижущая сила индукции определяется по наибольшему значению выражения

$$\frac{dB}{dt} = \frac{dB}{dH} \cdot \frac{dH}{dt}$$

Величина первого множителя не может превосходить по (42) проницаемости формы. Этот множитель, представляющий собой дифференциальную проницаемость тела, тем больше, чем больше дифференциальная проницаемость материала μ ; если изменение индукции происходит в большом интервале, то под наибольшей дифференциальной проницаемостью материала надлежит здесь понимать наибольшее значение $\frac{dB}{dH}$ на кривой намагничения.

Иногда легче усмотреть наибольшее значение $\frac{dB}{dH}$ непосредственно из кривой намагничения тела (черт. 4, 6, 7, 10 и 13). Для сердечников умеренной длины (§ 5, а) в не слишком сильных полях $\frac{dB}{dH}$ почти постоянно и близко к μ и потому величина наведенной электродвижущей силы будет зависеть только от $\frac{dH}{dt}$. В полях более сильных, где уже начинает сказываться насыщение, т. е. когда мы переходим на вторую ветвь гиперболовидной кривой (черт. 13), дифференциальная проницаемость уменьшается. Для очень длинных сердечников и для полузамкнутой и замкнутой магнитной цепи дифференциальная проницаемость тела обладает сложной изменчивостью, свойственной проницаемости вещества.

§ 10. Числовые примеры. а) Сердечник индуктория. На основании изложенной выше теории составим себе картину намагничения сердечника индукционной катушки.

а) Обыкновенно длина сердечника, в зависимости от величины прибора, составляет от 7 диаметров у малых индукториев и до 18 диаметров у больших. Из таблицы II мы видим, что, если $7 < \Delta < 18$, то проницаемость формы должна составлять от 29,5 до 118.

б) Поле внутри катушки определяется по длине ее l см, числу оборотов n и силе тока i амп так:

$$H = \frac{4\pi n}{l} \cdot \frac{i}{10}$$

Если $l = 49,5$ см, $n = 2 \times 148 = 296$ оборотов, то при силе тока 10 ампер поле $H = 75$ гаус. Длина железа в описываемой катушке (индукторий Вс. Комп. Эл.) составляла 55 см при диаметре 4,8 см; отсюда $\Delta = 11,5$, а m по черт. 14 равно 61. По таблице проницаемости мягкого шведского железа¹⁾ находим, что при $h = 1,25$ $\mu = 3680$. Полагая $c = 0,9$, по (10) находим $\mu = 3310$. Сила поля в катушке при этом должна быть по (22) $H = 1,25 \cdot \frac{3370}{61} = 69$ гаус, что соответствует току $i = 9,2$ ампера.

γ) В этом поле проницаемость сердечника по (23) равна $\mu_1 = \frac{61 \cdot 3310}{3370} = 58,9$. Если таблица проницаемостей железа соответствует кривой коммутирования, то это есть проницаемость в переменном поле.

δ) Вычислим самоиндукцию этой катушки.

$$L = \frac{4\pi n^2 s \mu_1}{l} \cdot 10^{-9} \text{ генри.}$$

Так как $s = \pi r^2 = 18$ см², то $L = 0,0239$ генри. Измерение индуктивного сопротивления этой катушки переменным током в 50 периодов в секунду в пределах от 3 до 14 ампер дает постоянную величину в 7,42 ома, откуда $L = 0,0236$ генри. Разногласие, как мы видим, внутри ошибок измерения отдельных величин, входящих в формулу L .

ε) Руководствуясь той же таблицей проницаемости железа, вычислим, при каком токе самоиндукция упадет на 10%, или, что проще и почти одно и то же, при каком токе проницаемость сердечника будет отличаться на 10% от проницаемости формы его.

По табл. I мы видим, что для этого μ должно составлять $9,60 = 540$, а $\mu = 600$. Из таблицы проницаемости железа мы видим, что при этом $h = 25$ гаус, а H , по формуле (3), при этом составляет 250 гаус, сила тока 33 ампера и $\mu_1 = 55$. При других значениях силы тока, меньших 33 ампер, проницаемость больше 55 и ближе к проницаемости формы 61. Действительно, упомянутые измерения устанавливают практическое постоянство коэффициента самоиндукции в пределах 3 и 14 ампер. По техническим причинам в этих опытах не представлялось возможным изменять силу тока в более широких пределах, но при очень слабых токах, порядка миллиампера, когда поле h измеряется тысячными гауса, проницаемость μ падает, как известно, до 100-200, и μ_1 может составлять около 38, и, тогда, следовательно, она заметно уклоняется от проницаемости формы.

¹⁾ Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Phys., 1910.

г) Проницаемость для прерывистого тока определится для описанного сердечника, если задерживающая сила $h_r = 0,8$ гауса, так (38):

$$\mu_1 = 60 - \frac{0,8 \cdot 60}{69} = 59,3.$$

Отсюда мы видим, что, учитывая даже остаточное намагничение, мы получаем для проницаемости сердечника значения, близкие к его проницаемости формы.

б) Разрезанный тороид. а) При сборке железного сердечника трансформатора получается зазор $d = 0,1$ мм. При общей длине магнитной цепи в 200 см мы получим по форм. (35) $m = 20000$. Если $\mu = 800$, $c = 0,8$, то $\mu = 640$. По форм. (25) $\mu_1 = 640 (1 - \frac{640 - 1}{20000}) = 620$.

Вследствие большой проницаемости формы уклонение от проницаемости материала здесь не велико.

б) Вычислим теперь намагничение и силу поля массивного разрезанного тороида в виде кольцевого электромагнита Дю-Буа. Если длина его $C = 100$ см, зазор $d = 1$ см, а радиус сечения железа $r = 3$ см, то, по (34), $m = 100 (1 + 2,3) = 333$. Так как $c = 1$, то $\mu = \mu$ и формула (22) примет вид:

$$h = H \frac{m}{\mu_h + m - 1};$$

Это равенство при силе поля $H = 36$ гаусс удовлетворяется, если проницаемость $\mu = 2050$ при $h = 5$ гаусс.

Отсюда $\mu_1 = 287$ и индукция в железе $B = B = 287 \cdot 36 = 10400$.

Рассеяние n по (38) равно $n = 1 + \frac{7}{3} = 3,33$, а сила поля в воздушном промежутке $H' = 10400 : 3,33 = 3150$ гаусс.

II. Намагничение в быстромменяющемся поле.

§ 11. Намагничение статическое и динамическое. До сих пор мы рассматривали намагничение железа под действием постоянного поля, т. е. так называемое *статическое намагничение*. Под действием медленно меняющихся полей намагничение не отличается от статического и наши выводы тогда сохраняют свою справедливость. Но под действием полей очень быстро возникающих и исчезающих и вообще в переменном поле намагничивание тела не успевает принимать значения, которое оно приняло бы в статическом поле, равном данному мгновенному значению переменного поля. Это явление происходит или вследствие развития в железе токов, обуславливаемых изменением маг-

нитной индукции в теле (токов Фуко), или вследствие некоторых специфических свойств вещества железа, обусловливаемых его внутренним строением. Намагничение в поле, меняющемся со временем, я буду называть *динамическим намагничиванием*.

Запаздывание динамического намагничивания мы будем рассматривать в полях, мгновенно изменяющих свое значение, и в полях, меняющихся периодически. Если поле скачком изменяет свою величину и потом сохраняет ее постоянной, то последующее изменение намагничения я буду называть *свободным изменением намагничения тела*. В быстрых периодических полях происходит *вынужденное намагничение*.

Так как запаздывание от токов Фуко может быть значительно больше специфического и часто его сильно маскирует, то мы рассмотрим сначала первое.

А. Запаздывание вследствие токов Фуко.

§ 12. *Процесс изменения намагничения тела.* а) Общая картина изменения намагничения в быстро возникающем поле. Если цилиндр, обладающий электрической проводимостью, расположен своей осью по направлению мгновенно возникающего магнитного поля H , то при первом возникновении поля внутри цилиндра, в его поверхностном слое, вследствие быстрого появления в цилиндре магнитного потока, образуются циркулярные токи, настолько сильные, что своим магнитным полем они сводят почти к нулю поле H внутри цилиндра. Таким образом в первый момент вещество внутри цилиндра как бы защищено от поля H токами, циркулирующими в некотором поверхностном слое. Вблизи же поверхности цилиндра, где внешний защитный слой тока недостаточно толст, поле в цилиндре мало отличается от поля H ; оно равно H у самой поверхности цилиндра. Вследствие сопротивления поверхностные токи быстро ослабевают и магнитное поле начинает проникать во внутреннюю часть цилиндра. Тогда образуются новые токи в нем, уже на большей глубине, но меньшей силы, так как они появляются в пространстве, где поле H уже ослаблено еще не прекратившимися совсем токами у поверхности. Так происходит продвижение магнитной индукции в тело цилиндра.

В начальный момент ток в виде слоя бесконечно большой плотности и бесконечно малой толщины сосредоточен у самой поверхности цилиндра; индукция в поверхностном слое в этот момент равна μH . С течением времени ток в виде расплывающейся волны импульса начинает проникать внутрь. Когда намагничивается весь цилиндр целиком, появляются значительные свободные магнитные массы на концах его, которые начинают ослаблять поле H и потому проникание индукции в цилиндр происходит уже медленнее, а индукция у поверхности, вследствие появления размагничивающего поля, умень-

шается. Только после того, как процесс циркуляции токов закончится, в цилиндре установится статическое намагничение.

Ввиду того, что степень намагничения железа зависит от истории его предшествующих состояний, намагничение, происходящее описанным образом, отличается от намагничения в медленно возрастающем поле, когда почти не происходит образования токов Фуко.

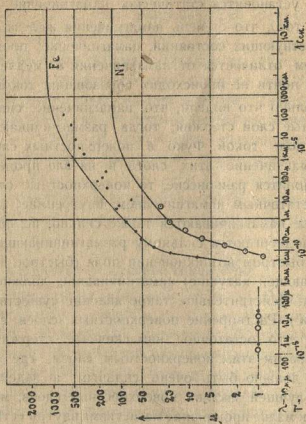
Мы только что видели, что намагничение сначала проникает в поверхностные слои стержня; тогда размагничивающее поле H еще ничтожно, поле токов Фуко в поверхностных слоях не действует и потому намагничение этих слоев в начале процесса очень сильное; когда установится равновесие, то поверхностные слои будут обладать большим остаточным намагничением; внутренние же части цилиндра не только не намагничиваются также сильно, но под действием верхних слоев подвергаются сильному размагничивающему действию. Поэтому при быстром возникновении поля (быстрое возбуждение тока в намагничивающей катушке) намагничивание должно мало проникать внутрь тела. Действительно, такое явление существует, его подробно описал Риги¹⁾. Растворение поверхностных слоев стержня в кислоте показывает, что остаточное намагничение стержня обуславливается главным образом этим поверхностным слоем, где намагничение, как мы видели, должно быть очень сильным, а задерживательная сила, вследствие лучшей закалки поверхностных слоев, может быть больше.

Так как малое проникание магнетизма внутрь есть следствие размагничивающего действия концов и быстрого появления магнитного поля, то оно должно быть больше у коротких стержней и в катушках с малой самоиндукцией, т. е. с короткой проволокой. Эти детали также наблюдались Риги.

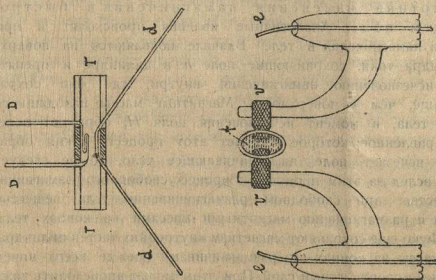
б) Картина изменения намагничения в быстро исчезающем поле. Аналогичные явления происходят и при исчезновении намагничения в теле. Вначале появляются на поверхности цилиндра токи, сохраняющие поле h в цилиндре и препятствующие исчезновению намагничения внутри, где оно сохраняется дольше, чем у поверхности. Магнитные массы, находящиеся на концах тела, в момент исчезновения поля H , образуют поле, обратно направленное, которое ускоряет этот процесс. Таким образом, когда исчезает поле, намагничивающее тело, то не следует думать, что вслед за этим происходит процесс свободного размагничивания вещества: при свободном размагничивании тела вещество понуждается к размагничению магнитными массами на концах тела. Пока токи Фуко еще сохраняют магнетизм внутренних частей цилиндра, магнитные массы на концах его размагничивают прежде всего ничем незащищенный поверхностный слой. При этом может происходить даже

¹⁾ Righi, Mem. d. Bologna, (4), 1, 20 Mai, 1880. См. еще Wiedemann, Die Lehre von der Elektricit., IV, 274, 1885.

- 1-Drude. 2-Klagen u. Rubens. 3-Brennstein.
4-Silberstein. 5-Zinn. 6-Silberstein. 7-Zinn.
8-Zinn. 9-Silberstein u. Magri. 10-Silberstein.



Zeichn. 17.



Zeichn. 16.

перемагничивание верхнего слоя, т. е. появление северного полюса на месте южного. Это есть явление *аномального намагничения*, открытое Ф. Вальтенхофеном¹⁾ и изучавшееся также Риги²⁾ и Фромме³⁾. Если же намагничивающее поле исчезает медленно, то поверхностный слой, который часто является главным носителем остаточного магнетизма, не размагничивается так сильно, как при быстром исчезновении, и остаточный магнетизм тогда бывает больше.

Так я объясняю установленное Риги практическое правило для получения сильных постоянных магнитов: быстро возникающее и медленно исчезающее намагничивающее поле.

Это правило рассчитано на намагничение как бы ударом: резкий толчек вначале должен сильно выбросить элементарные магниты из их начального направления, медленное же ослабление поля в конце имеет целью как бы сохранить магниты в этом новом положении. Таким выбрасыванием элементарных магнитов объяснял Вальтенхофен открытое им аномальное намагничение, т. е. указанное выше самопроизвольное перемагничивание стержня при быстром устраниении магнитного поля: он думал, что после исчезновения магнитного поля элементарные магниты, возвращаясь в положение равновесия, по инерции переходят через это положение и останавливаются, приняв обратное направление оси. Чтобы такое движение было понятно, необходимо допустить существование у молекулярных магнитов *собственных периодов*; эта гипотеза и была впервые сделана Вальтенхофеном в 1863 году.

Но такие колебания могли бы обнаружиться только тогда, если продолжительность исчезания магнитного поля была бы сравнима с периодом собственных колебаний элементарного магнита; в 1912 году такие колебания были открыты и мне удалось измерить их затухание и период: последний оказался равным около $2 \cdot 10^{-10}$ секунды (см. § 20). Однако процесс исчезновения магнитного поля в катушке и токов Фуко в пучках даже из наиболее тонкой проволоки не может быть настолько быстрым. Действительно, исследования моего сотрудника Б. А. Введенского⁴⁾ (см. § 16) показали, что при наименьших размерах прибора скорость исчезновения постоянного магнитного поля в катушке еще может составлять 10^{-6} секунды: в это время поле успевает упасть до 1%. Введенским была определена также продолжительность циркуляции токов Фуко в бесконечно длинном цилиндре. Его вычисления, вполне подтвердившиеся на опыте, дают следующее выраже-

¹⁾ V. Waltenhofen, Wien. Ber., (2), 48, 564, 1863. Pogg. Ann., 120, 650, 1863.

²⁾ Righi, l. c.

³⁾ Fromme, W. A. 44, 138, 1898. 65, 41, 1898. Ann. d. Ph. 4, 853, 1901.

⁴⁾ Доложено 29 сентября 1918 г. в Моск. Физич. Обществе им. П. Н. Лебедева. Появится в журнале О-ва: „Физика“.

ние для времени изменения магнитной индукции в цилиндрической проволоке радиуса ρ см с удельной проводимостью σ и проницаемостью μ :

$$t = 4\pi\mu\rho^2 \cdot \xi;$$

если поток индукции в цилиндре успел измениться на 50, 70, 80, 90 и 99%, то величина ξ соответственно равна 0,063, 0,148, 0,215, 0,34 и 0,75.

Проводимость железа σ обычно составляет около $7-9 \cdot 10^{-5}$ CGSM, а μ в этих случаях оказывается равным около 100 или 200. В таком случае, при $\mu = 200$ и $\sigma = 7 \cdot 10^{-5}$, время изменения индукции выразится формулой:

$$t = 4\pi \cdot 200 \cdot 7 \cdot 10^{-5} \cdot \rho^2 \cdot \xi = 0,176 \cdot \rho^2 \cdot \xi.$$

При помощи этого выражения легко вычислить, что индукция в наиболее тонких проволоках (0,02 мм диаметром) изменяется на 99% всей величины в течение 10^{-7} секунды.

Но если бы даже процессы в катушке и железе протекали в течение 10^{-10} сек, то и тогда Вальтенхофеновского перекидывания элементарных магнитов по инерции нельзя было бы ждать, так как движение элементарных магнитов в железе и никкеле, вследствие большого трения¹⁾, происходит аperiодически (§. 19).

Прибавлю, что при размагничивании, в момент перемагничивания поверхностного слоя, возможно замыкание внутренних линий индукции тела линиями индукции в его поверхностном слое. В таком случае короткий цилиндр, тело с свободными магнитными массами на концах, превращается как бы в тороид, в тело с замкнутой магнитной цепью, обладающее, как известно, нулевым внешним действием. Происходящие после этого процессы внутреннего распределения магнетизма могут лишь слабо проявляться извне.

с) Изменении намагничивания в периодическом поле. Если цилиндр находится в периодическом магнитном поле, то может случиться, что индукция еще не успела проникнуть внутрь, как внешнее поле H ослабнет и переменит знак. Тогда намагничение все время будет ограничиваться только поверхностным слоем, проникая внутрь цилиндра в виде быстро затухающей периодической волны. Затухание этой волны настолько велико, что каждая последующая амплитуда составляет только 4,2% предыдущей. В этом случае намагничение поверхностного слоя, вследствие малого размагничивающего поля (т. к. среднее намагничение тела здесь меньше статического), будет достигать значений больших, чем при статическом намагничении.

¹⁾ VII и VIII.

Если радиус цилиндра меньше, чем толщина слоя защитных токов, т. е. меньше чем половина длины волны индукции, проникающей в железо, то можно сказать, или что волна будет доходить до оси цилиндра, лишь слабо затухая, или что слой защитных токов не достаточно толст, чтобы анулировать поле у оси $H - \mathbf{i}J_t$, где J_t — среднее намагничение в момент t . Иначе это объясняют еще тем, что в тонких цилиндрических проволоках отношение площади сечения к окружности сечения настолько мало, что электродвижущая сила, порождаемая изменением малого потока индукции, не достаточна, чтобы возбуждать в окружностях, концентрических с осью проволоки, ток, нужный для противодействия полю $H - \mathbf{i}J_t$.

Каждым из этих трех способов можно объяснить причину, почему сердечники катушек раздробляют на отдельные тонкие проволоки или распускают в листы.

§ 13. Запоздывание намагничивания в переменном поле. а) Когда цилиндр достаточно тонок, то в синусоидальном поле он намагничивается почти равномерно по всему сечению. Расчет этого случая здесь может быть приведен; он нам достаточен для приблизительного определения допустимой толщины железной проволоки, достаточной для того, чтобы распределение магнитного потока в ней достаточно мало уклонялось от равномерного.

Точная теория показывает, что уменьшение индукции в переменном поле происходит так, как если бы токи Фуко, наводимые потоком $\pi r^2 B$, циркулировали в стенках трубки толщины $\delta = r \sqrt{\frac{5}{48}} = 0,323 r$, где r — радиус проволоки. Пусть эти проволоки образуют пучок с проницаемостью формы μ , и пусть под действием переменного поля $H = H_0 \cdot \cos nt$ внутри проволоки действует переменное поле h . Электродвижущая сила в поверхностном слое есть $E = \pi r^2 \cdot \frac{dB}{dt}$, а сила тока i на 1 см длины трубки определится циркулярным сопротивлением 1 см длины трубки $R = \frac{2\pi r}{\sigma}$, где σ — проводимость железа. Поле Δh , образуемое этим током, есть $4\pi i$ или

$$\Delta h = 4\pi \frac{E}{R} = 2\pi r^2 \cdot 0,32 \cdot \frac{dB}{dt} = 2\pi \mu r^2 \cdot 0,32 \cdot \frac{dh}{dt}, \quad (45)$$

что я обозначу через $\frac{dh}{dt}$. Поле, действующее внутри проволоки, выразится так:

$$h = H - \mathbf{i}J - z \frac{dh}{dt} \text{ [ср. выр. (2)].}$$

Замечая, что

$$iJ = \frac{i}{4\pi} \cdot 4\pi \bar{x}h = \frac{\mu-1}{\mu} h,$$

получим:

$$\frac{\mu+1}{\mu} h + \zeta \frac{dh}{dt} = H.$$

Коэффициент при h есть $\frac{\mu}{\mu_1}$ [см. (26)]. Обозначив его через η , найдем:

$$\eta h + \zeta \frac{dh}{dt} = H.$$

Положим $h = h_0 \cos(nt - \alpha)$, где α — разность фаз поля H и h . Подставляя эти значения в предыдущее уравнение, найдем:

$$\eta h_0 \cos(nt - \alpha) - \zeta nh_0 \sin(nt - \alpha) = H_0 \cos nt;$$

правую часть равенства можно представить так:

$$H_0 \cos'(nt - \alpha) \cos \alpha - H_0 \sin(nt - \alpha) \sin \alpha;$$

она будет тождественно равна левой при всех значениях t , если коэффициенты при $\sin$ и $\cos$ переменного угла $(nt - \alpha)$ будут соответственно равны. Поэтому мы имеем:

$$\eta \cdot h_0 = H_0 \cos \alpha$$

$$\zeta nh_0 = H_0 \sin \alpha.$$

Отсюда найдем амплитуду внутреннего поля h_0 :

$$h_0 = \frac{H_0}{V \eta^2 + \zeta^2 n^2} = H_0 \frac{\mu_1}{\mu} \cdot \frac{1}{V 1 + \frac{5\pi^4 \rho^4 \sigma_{\mu,2}^2}{3T^2}},$$

где $T = \frac{2\pi}{n}$ есть период переменного поля.

Для амплитуды индукции тела $\bar{B}_0$ найдем выражение:

$$B_0 = \mu h_0 = H_0 \frac{\mu_1}{\sqrt{1 + \frac{5\pi^4 \rho^4 \sigma^2 \mu_1^2}{3T^2}}} \quad (46)$$

Из формул следует, что при переменных полях вместо статической проницаемости тела μ_1 играет роль некоторый иной коэффициент, который я назову *динамической проницаемостью тела*, или проницаемостью тела при колебаниях, и обозначу через μ_{ω} .

Если размагничивающий фактор тела и равен нулю и если c равно нулю, то $\mu_{\omega} = \mu_1 = \mu$ и

$$\mu_{\omega} \sim \frac{\mu}{\sqrt{1 + \frac{5\pi^4 \rho^4 \sigma^2 \mu^2}{3T^2}}} \quad (47)$$

Из (44) следует, что при вычислении влияния слабых токов Фуко в теле следует считаться не с проницаемостью вещества μ , а с проницаемостью элемента тела:

$$\mu_{\omega} = \mu_1 \cdot \frac{\mu}{\mu_1},$$

которая только в сплошных телах ($c=1$ и $\mu=\mu_1$) равна введенной мной проницаемости тела μ_1 .

Принимая $\sigma = 10^{-9}$ CGSM, для динамической проницаемости тела найдем:

$$\mu_{\omega} \sim \mu_1 (1 - 8 \cdot 10^{-7} \cdot \rho^4 \cdot \frac{\mu_1^2}{T^2}) \quad (48)$$

Полученные мною формулы указывают, что влияние токов Фуко на проницаемость тела при колебаниях зависит от формы тела. В телах коротких токи Фуко действуют слабее, чем в длинных, так как ρ_{ω} в первых меньше.

Проницаемость элемента тела μ_{ω} в коротких телах, т. е. с малым m , мало зависит от проницаемости вещества μ , если μ меняется, хотя и в широких пределах, но все еще остается много больше m . Поэтому и зависимость проницаемости коротких тел от числа перемен поля не будет так сильно меняться с материалом, как это можно было бы думать, применяя обычные формулы Обербека¹⁾ или Ценнека²⁾, в которых не учтено влияние формы тела.

¹⁾ A. Oberbeck, W. Ann., 21, 672, 1884.

²⁾ J. Zenneck, Ann. d. Ph., 11, 1135, 1903; Elektr. Schwing. u. dr. Teleggr., 993, 1905.

б) Толстый цилиндр или, что то же, тонкий цилиндр очень большой проницаемости, представляет собой другой крайний случай, который также легко рассчитать. Ценнее для этого случая, когда индукция не проникает вглубь, дает формулу¹⁾, из которой мы можем получить следующее выражение для бесконечно длинного цилиндра

$$\mu \sim \frac{1}{\pi_0} \sqrt{\frac{\mu T}{2\delta}}. \quad (49)$$

§ 14. Запоздывание намагничивания в произвольно меняющемся поле. Положим, подобно предыдущему, что поле изменяется медленно и, что токи Фуко мало искажают распределение индукции в сечении цилиндра. Пусть при отсутствии токов Фуко индукция в цилиндре растет со скоростью $\frac{dB}{dt}$. На основании (43) поле токов Фуко, которые при этом образуются, определится приблизительно так:

$$h^1 = 2\delta \cdot \frac{d(B - x B)}{dt},$$

где $x B$ — запоздывание индукции; если проницаемость μ , постоянна, как это мы предполагали и раньше, то $x B = h^1 \mu$, или $h^1 = \frac{x B}{\mu}$.

Подставляя h^1 , найдем:

$$\frac{x}{1-x} = 2\delta \mu \cdot \frac{\frac{dB}{dt}}{B}; \quad (50)$$

отсюда легко определить x .

§ 15. Расчет допустимого диаметра проволоки сердечника.

а) По допустимому уменьшению проницаемости при колебаниях. Каков может быть наибольший диаметр проволоки в сердечнике данной Λ , если допускают уменьшение проницаемости в переменном поле на $x \cdot 100\%$?

По формуле (46) находим:

$$x = 8 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\mu^2}{T^2} \cdot \delta^4,$$

откуда

¹⁾ См. цитату 2 предыдущей страницы.

$$\rho = 10 \sqrt{\frac{T}{\mu_{\infty}}} \cdot \sqrt{x}, \quad (51)$$

при чем μ_{∞} определяется по (27).

Посмотрим, как велико уменьшение проницаемости сердечника индуктория при разряде через него конденсатора. Если емкость конденсатора $0,1 \text{ MF}$, а самоиндукция сердечника $0,024 \text{ генри}$, то период колебаний есть $T = 2\pi \sqrt{10^{-7} \cdot 24 \cdot 10^{-3}} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ сек.}$

Если $\mu_1 = 60$, $c = 0,9$, то $\mu_{\infty} = 66$ и

$$\rho = 10 \sqrt{\frac{3 \cdot 10^{-4}}{66}} \cdot \sqrt{0,1} = 0,012 \text{ см,}$$

это значит, что диаметр железной проволоки должен составлять $0,24 \text{ мм}$, если самоиндукция первичной катушки при колебаниях не должна быть меньше 90% ее нормальной самоиндукции.

б) Отставание индукции при апериодическом изменении силы тока. Обычно диаметр проволоки составляет 1 мм след. $\rho = 0,05 \text{ см}$. Посмотрим, как меняют индукцию токи Фуко при возрастании тока в цепи после ее замыкания. Пусть $L = 0,024$, сопротивление цепи 10 ом ; тогда, если ток возрастает по закону:

$$i = i_0 (1 - e^{-\frac{R}{L} t}),$$

то изменение индукции есть:

$$\frac{dB}{B} = \frac{R}{L} = 417.$$

Полагая $\mu_{\infty} = 66$, $\delta = 10^{-4}$, по (48) находим:

$$\frac{x}{1-x} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 66 \cdot 25 \cdot 10^{-4} \cdot 417 = 1,4\%.$$

с) Трата энергии на токи Фуко. Каково уменьшение проницаемости $x \cdot 100\%$, если тепло токов Фуко составляет $y \cdot 100\%$ тепла гистерезиса? За 1 период тока в 1 кб см цилиндрической про-

волоки теплота токов Фуко есть:

$$\phi = \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{\rho^2 B_0^2}{T} \cdot \frac{\text{эрг}}{\text{кб. см}},$$

а теплота гистерезиса

$$S = \gamma \cdot B_0^{1.6} \cdot \frac{\text{эрг}}{\text{кб. см}}.$$

По условию $\phi = y S$, откуда

$$\rho = \frac{2}{\pi B_0^{0.2}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma T}{\delta}} \cdot \sqrt{y}. \quad (52)$$

Уменьшение проницаемости по (46) при этом составит

$$x = 1,32 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\rho_{\text{н}}^2 \cdot \gamma^2}{B_0^{0.8} \cdot \delta^2} \cdot y^2. \quad (53)$$

Если $y = 1$, $\delta = 10^{-4}$, $\rho_{\text{н}} = 66$, $\gamma = 0,002$ и $B_0 = 10^4$, то $x = 1,45 \cdot 10^{-4}$. Обычно уменьшают диаметр проволоки настолько, чтобы тепло Фуко не было больше тепла гистерезиса. Происходящее при этом уменьшение проницаемости, как мы видим, составляет только 1,45 десятичных доли.

В. Запаздывание вследствие специфических свойств вещества.

§ 16. Свободное изменение намагничения вещества. Выше мы видели, что уменьшением диаметра проволоки замедляющее влияние токов Фуко можно сделать произвольно малым. Между тем в 1851 г. Гельмгольц высказал предположение, что все же может существовать определенная конечная скорость намагничения, которая должна обнаружиться в достаточно тонких проволоках, когда отсутствует влияние токов Фуко. Однако эта скорость оказалась настолько большой, что ни Гельмгольцу, ни последующим исследователям долго не удавалось ее обнаружить. Только в 1907 г. Гильдемейстер¹⁾ при помощи маятника-прерывателя современной конструкции подошел к измерению таких коротких промежутков времени, что можно было определить при помощи маятника и баллистического гальванометра время, течение которого исчезает намагничение в пучках из тонкой проволоки. Гильдемейстер находит, что при диаметрах проволоки в 0,028 и 0,0185

¹⁾ М. Gildemeister, Ann. d. Ph., 23, 401, 1907.

см размагничение происходит с одинаковой скоростью: именно, убывая по кривой, близкой к экспоненциальной, оно уменьшается до $1/2$ в среднем в течение $3 \cdot 10^{-6}$ сек и до $1/10$ в течение $7 \cdot 10^{-6}$ сек.

На основании (48) легко определить, действительно ли токи Фуко в этих опытах были сведены к нулю. Если магнетизм падал с указанной скоростью, то процесс его исчезания может быть выражен так:

$$B = B_0 \cdot e^{-\frac{t}{4,3 \cdot 10^{-6}}}$$

откуда

$$\frac{dB}{dt} = -2,3 \cdot 10^5 \cdot B$$

Для наиболее тонкой проволоки ($r = 0,0092$ см), полагая $\lambda = 10^{-4}$ и $\mu = 200$ (так как в опытах Гильдемейстера $22,7 < \lambda < 35,6$), найдем:

$$\frac{x}{1-x} 2,200 \cdot 10^{-4} \cdot 9,2^2 \cdot 10^{-6} \cdot 2,3 \cdot 10^5 = 0,77,$$

что указывает, что влияние токов Фуко еще должно было быть весьма значительным. В виду этого в Москве Б. А. Введенский предпринял по моему предложению более глубокое исследование этого явления. Варируя диаметр проволок в более широких пределах (от 1,74 до 0,043 мм), а также изучая процессы намагничивания, размагничивания и перемагничивания в прямых лучках, тороидах и порошках железа и его магнитных соединений, Введенский выяснил, что действительно существует определенная скорость изменения магнетизма, которая не зависит уже от внешних геометрических размеров тела и обуславливается внутренним (молекулярным или кристаллическим) строением вещества железа. Он находит, что, в зависимости от степени намагничивания, магнетизм спадает на $1/2$ в течение от $0,4 \cdot 10^{-6}$ до $2,3 \cdot 10^{-6}$ секунды.

§ 17. *Вынужденное перемагничивание в поле токов высокой частоты.* С вопросом о процессе свободного изменения намагничивания вещества железа тесно связан вопрос о вынужденном перемагничивании его в периодически меняющемся поле.

а) Первое обстоятельное исследование в этом направлении принадлежит М. Вину¹⁾, который исследовал намагничение проволочных тороидов в синусоидальных полях с числом периодов в 1 сек от 128

¹⁾ M. Wien, W. A. 66, 859, 1898. Ann. d. Ph. 18, 1077, 1905.

до 520. Ток получался при помощи „сирены переменного тока“, которая была непосредственной предшественницей известной теперь лабораторной машины Долежалека. Для получения синусоидального тока сиреной возбуждались колебания в цепи из конденсатора и самоиндукции. Вин определял кривую индукции в железе, разлагая ее на гармонические слагающие и применяя в мостике измерительной схемы, как нулевой прибор, вибрационный гальванометр или оптический телефон, резонирующие на соответствующий период, он находил амплитуды гармонических конститuentов индукции. Проницаемость для данной частоты им определялась, как отношение амплитуды гармонической составляющей индукции к амплитуде гармонической составляющей поля соответствующего периода. Исследование показало, что железо действительно обнаруживает запаздывание намагничивания, которое значительнее в мягком железе, чем в жестком, и больше для толстых проволок (0,0265 см диам.), чем для тонких (0,0055 см). Уменьшение индукции в первом случае достигает 40%. Теплота гистерезиса уменьшается в слабых полях ($H_0 < 0,3$ гауса) и увеличивается в сильных (13 гаус); разница доходит до 70%. В твердом железе процентная разница много меньше, абсолютная же того же порядка. Из своих наблюдений Вин заключает, что в быстро переменных полях железо делается в магнитном отношении как бы тверже.

Поправочный член динамической проницаемости (форм. 46) для наибольших диаметра и частоты составляет в опытах Вина около 1%; для оценки значения полученных результатов эта величина имеет весьма большое значение, так как у некоторых авторов она непомерно велика, указывая, что токи Фуко не были исключены. В дальнейшем я постоянно буду ее приводить, обозначая через x .

б) Гюй и Карпова²⁾ поставили себе целью определить изменение проницаемости при уменьшении периода от $3,3 \cdot 10^{-3}$ сек до $8,2 \cdot 10^{-4}$ сек со всей степенью точности, которую допускает измерение электрометром эффективной разности потенциалов на концах обмотки тороида. Последний состоял из железной проволоки диаметром 0,04 мм; при этом x было не больше $10^{-6}\%$; опыт дал отрицательный результат.

с) Шиллоф³⁾ определял магнитную индукцию тороида при помощи брауновой трубки; катушка действовавшая своим магнитным полем на катодный луч, обладала большой самоиндукцией; она была соединена со вторичной обмоткой тороида. Если поток в тороиде Φ , то

$$-\frac{d\Phi}{dt} = L \frac{di_2}{dt} + Ri_2;$$

²⁾ C. E. Guye et Karpova, Arch. d. Gen., 30, 326, 1910.

³⁾ A. Schilldorf, Arch. d. Gen., 20, 258, 1905.

при большом L

$$\phi = -Li_2$$

Таким образом отклонение луча, пропорциональное i_2 , могло служить мерой индукции в железе тороида. В следующей таблице приведены значения проницаемости $\mu \sim \frac{B_0}{H_0}$ для отожженной проволоки в 0,04 мм и 0,2 мм диаметром, вычисленные мной по максимальным значениям B и H , которые дает Шидлов для периода в 8.10^{-4} сек.

0,04 мм	$\frac{2}{\pi} H_0$	= 2,2	3,2	4,6	5,3	8,4	14,4
	μ	= 114	240	930	1010	855	550
0,2 мм	$\frac{2}{\pi} H_0$	= 2,1	3,0	4,2	5,2	12,3	14,5
	μ	= 576	830	985	927	545	487

В этих измерениях x составляло не более 1,25%.

д) Брауновской трубкой пользовались также Бателли и Магри¹⁾, которые определяли петлю гистерезиса при 50 и 10000 периодах в 1 сек. Они исследовали железную проволоку в 0,03 и 0,01 см диаметром и стальную в 0,005 см; оказалось, что железная проволока в 0,03 см обнаруживает расширение петли, проволока же в 0,01 и 0,005 при указанном числе периодов никакого различия не обнаруживает. Отсюда они заключили, что расширение петли обуславливалось токами Фуко и что специфического запаздывания они не наблюдали. Действительно, x в этих наблюдениях могло превосходить 100%.

е) Корбино²⁾, при помощи брауновской трубки наблюдавший в 1903 году обнаруженное Вином "затвердевание", настаивает, что таковое, а не токи Фуко, имело место в опытах Бателли и Магри с проволокой в 0,93 см; меньшие же диаметры, по мнению Корбино, не обнаруживают расширения петли вследствие магнитной твердости материала: это обычная особенность очень тонких железных проволок и лент.

ф) Бонацци³⁾ при помощи вращающегося зеркала определял отдельные полупериоды разряда конденсатора через катушку длиной в 103 см; в ней находились пучки из 300—600 проволок длиной в 90—100 см и диаметром 0,098 мм. Считая, что средняя сила поля состав-

¹⁾ A. Battelli e L. Magri, Rend. d. R. Ac. d. L., 15, 485, 1906.

²⁾ N. Corbino, Rend. d. R. Ac. d. L., 16, I сем., 167, 1907.

³⁾ O. Bonazzi, N. Cim., 20, (5) 361, 1910.

ляла $\frac{2}{\pi}$ максимальной, можно из данных Бонаци получить такую таблицу проницаемости за первый полупериод, составлявший несколько сотысячных секунды:

$$\frac{2}{\pi} H_0 = \begin{matrix} 280 & 630 & 980 & 1690 \\ \mu_{\sim} = & 42,9 & 31,5 & 20,3 & 13,1 \end{matrix}$$

Полагая $\mu_{\sim} = 42,9$ и $T = 10^{-5}$, для x находим значение 1%. Числа этой таблицы мной выбраны так, что они наиболее близки к средним значениям многих величин, полученных Бонаци.

г) Александерсон,¹⁾ пользуясь альтернатором от 1770 до 200000 периодов в 1 сек, исследовал тороид из железной ленты в 0,076 мм толщины. Проницаемость ее при этом падала с 2250 до 180 (поле от 2 до 5 гаус); такое уменьшение проницаемости Александерсон объясняет токами Фуко, которые действительно должны были быть довольно значительны; специфическое же запаздывание он отрицает, не приводя однако для этого достаточно веских оснований.

h) Шамес²⁾, работая с незатухающими колебаниями вольтовой дуги, определял кажущееся сопротивление соленоида с пучком из 100 железных проволок 0,0513 мм диаметром. Число периодов он мог варьировать от 2400 до 220000 в 1 секунду. При силе поля 20 гаус проницаемость падала с 750 до 330; x достигало, как вычисляет Шамес, 13%.

Нужно заметить, что метод Шамеса не безупречен: он исследовал не достаточно длинные пучки ($\lambda = 100$) и не вводил поправки на размагничивающее поле, почему погрешность иногда достигала 50%; кроме того, как указывает Цан³⁾, число перемен поля у него находилось в зависимости от исследуемого материала.

i) В другой своей работе Бателли и Магри⁴⁾ определяли по величине самоиндукции проницаемость железного кольца в 296 см диаметром. Через кольцо разряжался конденсатор, период колебаний которого измерялся при помощи вращающегося зеркала. Так как сила тока при искровом разряде уменьшается по закону⁵⁾

$$i = i_0 (1 - kt) \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

¹⁾ E. F. W. Alexanderson, El. t. Zs., 32, 1078, 1911.

²⁾ L. Schames, Ann. d. Ph., 27, 64, 1908.

³⁾ H. Zahn, Verh. d. D. Ph. Ges., 11, 377, 1909.

⁴⁾ A. Battelli e L. Magri, Rend. d. R. Ac. d. L., 15, 2 и 63, 1906.

⁵⁾ I. Zenneck, Lehrb. d. dr. Tel., p. 17, 1913.

то заметив, что за первый полупериод средняя сила тока есть

$$\frac{i}{2} \frac{T}{T} = \frac{2}{T} \int_0^T i dt = i_0 \int_0^T (1 - kt) \sin \frac{2\pi}{T} t dt = i_0 \left(\frac{2}{\pi} - \frac{kT}{2\pi} \right),$$

найдем среднюю силу тока за все время колебаний

$$i = \frac{i_0}{t} \int_0^t (1 - kt) \left(\frac{2}{\pi} - \frac{kT}{2\pi} \right) dt = i_0 \left(\frac{1}{\pi} - \frac{kT}{4} \right)$$

Величина kT представляет собой уменьшение амплитуды за 1 период. Так как наблюдается несколько колебаний, то очевидно, что $0 < kT < \frac{1}{2}$. В таком случае

$$\frac{1}{\pi} > \frac{1}{\pi} - \frac{kT}{4} > \frac{7}{8\pi}$$

т. е. заключается между 0,318 и 0,278. Положив его равным 0,3 и умножив на него максимальную силу поля, даваемую Бателли и Магри, получим такую таблицу:

$0,3 H_0$	= 19,5	54	102×10^{-6} сек
$\mu \sim$	= 600	240	70
T	= 1,455	2,89	

к) Кардани¹⁾ определял проицаемость по нагреванию проволок, через которые происходил разряд конденсатора с периодом около $6,5 \cdot 10^{-7}$ сек. Зная потенциал, емкость конденсатора и его период, а также диаметр проволок, можно вычислить силу тока и, следовательно, среднюю силу поля у поверхности проволоки; таким образом я получил таблицу:

$0,3 H_0$	= 96	176	264	378	555	1320
$\mu \sim$	= 125	70,6	46,4	25,0	15,6	7,6

¹⁾ P. Cardani, N. Cim., 7, (4), 229, 1898. Критический обзор литературы по теплоте гистерезиса в переменном поле разного периода дан в статье Morton G. Lloyd, Bull. of t. B. of st., 5, 381, 1909.

l) По способу Шамеса Цан¹⁾ определял проницаемость пучка проволок диам. 0,0454 мм при периоде в $5 \cdot 10^{-7}$ сек. Устранив введением большой самоиндукции влияние исследуемого железа на период, Цан впал в другую крайность; при указанных диаметре и периоде токи Фуко должны были быть довольно значительны: χ оказывается более 200%. Измеренная им проницаемость обнаруживает максимум при силе поля около 1,2 гауса, будучи при этом равной 154. По указанной причине эту величину следует признать слишком малой.

m) Конечно, все эти определения, произведенные в самых разнообразных условиях и на железе самых различных образцов, должны давать трудно сравнимые числа. Это усугубляется еще неопределенностью самой величины „проницаемость при колебаниях“: иногда дается проницаемость для крайних значений намагничения (Шидлоф), иногда какое нибудь трудно определимое ее среднее значение, как например в наблюдениях Бонаци; М. Вин μ определяет, как отношение гармонических конституент индукции и поля. Проницаемость, после всех поправок на форму тела, может быть еще искажена влиянием гистерезиса: он увеличивает индуктивное сопротивление катушки, если определяют μ по самоиндукции (Шамес, Бонаци), и увеличивает нагревание проволоки, если μ определяют по Джоулевому теплу, выделяемому проволокой при пропускании через нее многопеременного тока колебаний.

Наконец в последнем случае мы определяем проницаемость не только как среднюю по времени, но и по месту: у поверхности проволоки поле сильнее, чем внутри, между тем мы определяем нагревание всей проволоки. То же относится и к определению μ по самоиндукции проволоки (Бателли и Магри).

Несмотря на это и на кажущуюся разноречивость существующих в литературе данных о проницаемости в переменном поле, мне удалось их систематизировать и привести к удовлетворительному согласию. Для этого достаточно вычислить указанным мной способом среднюю по времени силу поля и выразить графически зависимость μ от средней величины H .

На черт. 15 (стр. 158) по оси x отложены lgH , а по оси y $lg\mu$; сплошная кривая представляет собой проницаемость не отожженного шведского железа до 4500 гаус — по измерениям Гумлиха²⁾, а для более сильных полей (21500 гаус и 51600 гаус) по данным Юинга и Лоу³⁾ и Джонеса⁴⁾. Здесь же нанесенные величины μ при колебаниях в сильных полях при периодах в миллионные доли секунды в общем сравнительно немного уклоняются от хода статической кривой. Большие уклонения наблюдаются в области слабых полей.

¹⁾ H. Zahn, l. c.

²⁾ E. Gumlich, El.-t. ZS., 30, 1065, 1909.

³⁾ Ewing a. Low, Trans. R. Soc. 180, 221, 1889.

⁴⁾ Jones, W. A. 57, 273, 1896.

§ 18. Перемагничивание в полях наиболее быстрых электрических колебаний. В многопеременных магнитных полях электрических волн, измеряемых несколькими метрами, не замечается той сильной зависимости проницаемости от амплитуды поля, которая резко обнаруживается при волнах до сотен метров. В этой области производили определения Биркеланд¹⁾ ($\lambda = 7$ мт) и Джон²⁾ ($\lambda = 5,1$ мт). Первый измерял поглощение волн, распространяющихся в проволоках, и нашел, что $49 < \mu < 68$. Второй из измерения разности длин волн в медной и железной проволоке нашел $84 < \mu < 107$. Клеменчич³⁾ по нагреванию проволоки током волны в 3,3 мт вычислил проницаемость для железа ($\mu = 118$) и для никкеля ($\mu = 27$).

Все эти данные указывали, что в быстро меняющихся полях электрических колебаний проницаемость железа еще весьма значительна, хотя и меньше, чем в статических или медленно меняющихся полях. С другой стороны мы знали, что все оптические явления в области световых и более длинных волн (до 0,0025 см) протекают так, как если бы железо и другие ферромагнитные металлы были немагнитны. Это заставляло думать, что в области между гертцевыми волнами и тепловыми волнами Рубенса проницаемость падает до 1. Действительно, наблюдения, произведенные мной над отражением электрических волн от решеток из очень тонких проволок (0,02—0,05 мм диаметром) показали, что при длине волны в 3 см железная решетка отражает столько же, сколько и латунная равного ей удельного сопротивления. При волнах же в 5,10 и особенно 30 см железная решетка, а также никкелевая, начинает отличаться от решеток из немагнитных металлов равного им удельного сопротивления; это указывало на увеличение магнитной проницаемости с длиной волны.

Действительно, измерения, произведенные мной при исследовании поглощения электрических волн, распространяющихся в двух параллельных проволоках, показали, что при длине волны в 72,7 см проницаемость железа почти того же порядка, как и в опытах Клеменчича, т. е. около 100, начиная же с длины волны в 10 см она быстро падает, обращаясь в 1 в случае никкеля при $\lambda = 2$ см и в случае железа, как показывает экстраполяция, при длине волны в 5-10 мм.

Для производства этих измерений необходимо было иметь метод для возбуждения в проволоках очень коротких электрических волн; до того времени (1911 г.) наиболее короткие волны, полученные в проволоках (Маркс), составляли 4 см; мне удалось получить волны в проволоках до 1,27 см длиной; для этого служил алюминиевый вибратор *vv* (черт. 16 стр. 164) длиной в 0,3 см; средняя часть его (разрядный промеж.) была введена в стенки тонкой резиновой трубки с аце-

¹⁾ M. Birkeland, C. R. 116, 93, 499, 625, 1893.

²⁾ Ch. E. St. John, Phil. Mag. (5) 38, 425, 1894. 39, 297, 1895.

³⁾ J. Klemencic, W. A. 50, 456, 1893; 53, 707, 1894.

тоном в 1,7 мм диаметром; длина искры в ацетоне составляла от 0,01 до 0,03 мм. Вибратор находился в фокальной линии маленького гертцевского зеркала; вторичное зеркало заключало в себе линейный резонатор rr длиной в 0,485 см; от средней части его шли две натянутых параллельных проволоки DD , по которым и распространялись наведенные в резонаторе колебания; резонатор был укреплен на „испанской жилке“ dd .

Для получения более длинных волн (2,3; 4,82; 10,63; 23,8 см) служили аналогичные приборы соответственно большего размера, вплоть до гертцевских зеркал в 2 метра высотой, дававших волны в 72,7 см длиной.

Начерт. 17 (стр. 164) представлены наибольшие из чисел, полученных мной и другими наблюдателями¹⁾. Мы видим, что проникаемость в области наиболее коротких электрических волн быстро падает, переходя таким образом к тем значениям, которые она имеет в области тепловых и световых колебаний.

§ 19. Молекулярная теория динамического намагничивания и размеры элементарных магнитов. Открытое таким образом исчезновение магнитных свойств железа и никкеля в быстро меняющихся магнитных полях я нашел возможным объяснить²⁾ тем, что молекулярные магниты, из которых по теории Вебера состоят ферромагнитные вещества, обладают собственными периодами колебаний. Если внешнее поле имеет период больший, чем их собственный, то магниты сравнительно легко переводятся переменным полем из одного положения в другое. Если периоды совпадают, то элементарные магниты, насколько это позволяет большое трение, обнаруживают резонанс; в более быстро меняющихся полях, вследствие запаздывания фазы, магниты могут принимать положение, обратное направлению магнитной силы, почему вещество окажется сильно диамагнитным: при таких периодах поля динамическая проникаемость вещества должна быть меньше 1. При еще более быстрых полях магниты уже не будут успевать следовать за полем, так как их инерция тогда будет уже слишком велика, и все вещество при таких быстрых периодах окажется в магнитном отношении инертным.

Действительно, наблюдения над поглощением электрических волн в проволоках³⁾ указывают на существование некоторого максимума поглощения, за которым наступает минимум; для Ni этот минимум лежит около $\lambda = 1,3$ см, где $\mu \sim 0,8$. Из формы этих кривых можно определить собственную длину волны элементарного магнита, которая оказалась равной 5,9 см для железа и 7,3 см для никкеля.

Развитая мной теория намагничивания позволяет вычислить по начальной проникаемости (т. е. по μ в слабых полях), по намагничению

¹⁾ V, 103 и VI.

²⁾ VI, 317; VII.

³⁾ II, 101.

единицы массы при насыщении и по собственному периоду момент инерции отдельного элементарного магнита, а по моменту—его размеры. Действительно, предполагая что он имеет форму, не слишком уклоняющуюся от шара, легко вычислить радиус элементарного магнита¹⁾, который для железа оказывается равным $9,4 \cdot 10^{-9}$ см, и для никкеля $8,3 \cdot 10^{-9}$ см.

Форма кривой зависимости поглощения от длины волны позволяет судить также о величине внутреннего трения в железе. Оказывается, что оно настолько велико, что собственные колебания магнитов апериодичны; в железе трение в 3,5 раза больше критического (т. е. того, при котором T делается равным ∞), а в никкеле оно больше критического в 2,5 раза. Если предположить, что это трение имеет механическое происхождение, то вычисление показывает, что оно того же порядка, как и трение в водороде.

§ 20. *Практические выводы.* Посмотрим, какое практическое значение может иметь специфическое запаздывание при свободном и при вынужденном изменении магнетизма.

а) На основании данных Гильдемейстера и особенно Введенского о продолжительности свободного изменения намагничивания мы можем сказать, что во всех случаях практики, где мы имеем дело с быстрым исчезанием магнитного потока (размыкание цепи индуктория, самоиндукции искровых зажигателей и т. д.), замедление этого процесса не может обуславливаться специфическими свойствами железа. Большая часть магнетизма, особенно при сильных намагничиваниях, исчезает много быстрее, чем обычно исчезает ток в катушке. Время последнего процесса определяется или сопротивлением и продолжительностью искры размыкания, или, при отсутствии искры, периодом колебаний катушки, разряжающей свою магнитную энергию в конденсатор, что бывает в индукториях, или просто заряжающей емкость концов своей обмотки. Длина волны происходящих при этом колебаний, вследствие большой проницаемости сердечника и большой емкости, должна быть много больше удвоенной длины проволоки обмотки l ; это значит, что поле в течение $1/4$ периода должно спасть в промежуток времени в десятки раз больший, чем $2l/3 \cdot 10^{10} \cdot 4$ сек; так, при длине обмотки $l = 200$ мт это время в десятки раз больше $3 \cdot 10^{-7}$ сек.

б) Точно также из сказанного в § 17 о вынужденном намагничивании следует, что при периодах в миллионные и десятиmillionные доли секунды проницаемость еще весьма значительна, что и делает возможным построение альтернаторов на сотни тысяч периодов в секунду. В беспроводной телеграфии в настоящее время не предвидится применения таких быстрых колебаний, при которых железо могло бы оказаться недостаточно магнитным; можно было бы говорить только об увеличении потерь на гистерезис при увеличении числа пе-

¹⁾ VI, 338.

ремен поля. Однако в слабых многопеременных полях тепло гистерезиса видимо меньше, чем при статистическом намагничении. Необходимость избегать токов Фуко заставляет пользоваться очень тонким материалом при быстрых колебаниях, который в магнитном отношении всегда тверже; между тем более твердый материал меньше меняет проницаемость и тепло гистерезиса при уменьшении периода; это должно повлечь независимость магнитных коэффициентов того или иного прибора от числа перемен тока.

Москва

В. ЛЕБЕДИНСКИЙ

Печатание "ТитБл" № 7 закончено 31 марта 1920 г.

Редатор: В. ЛЕБЕДИНСКИЙ.

Цена отдельного № 7 двадцать пять рублей.