№ 6. 1898. МАРТЪ.

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Журналъ, издаваемый VI Отдѣломъ

Императорскаго Русскаго Техническаго Общества.

Теоретическое изслѣдованіе и расчетъ многофазныхъ асинхроничныхъ электродвигателей.

Инженеръ-Технологъ А. А. Воронова.

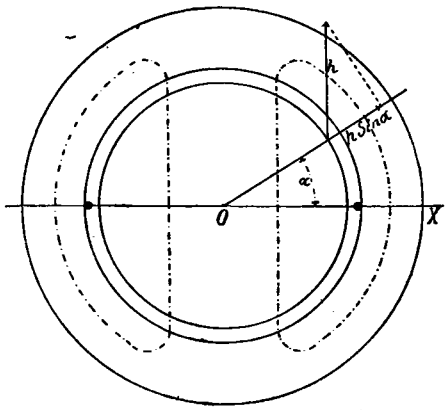
Въ основѣ предлагаемыхъ въ настоящей статьѣ теоретическаго изслѣдованія явленій, происходящихъ въ многофазныхъ асинхроничныхъ электродвигателяхъ, и расчета этихъ двигателей лежитъ тотъ методъ, который былъ предложенъ Гопкинсономъ для расчета трансформаторовъ, именно, методъ опредѣленія всѣхъ явленій въ видѣ функцій дѣйствительно существующаго магнитнаго потока. Этотъ методъ имѣетъ ту несомнѣнную выгоду, что дѣлаетъ совершенно ненужнымъ введеніе въ уравненія коэффиціентовъ самоиндукціи и взаимной индукціи различныхъ обмотокъ, входящихъ въ составъ изучаемаго прибора. Поэтому и въ наши расчеты такіе коэффиціенты различныхъ частей самого двигателя совершенно не входятъ.

Само собою разумѣется, какъ во всѣхъ вообще техническихъ расчетахъ, такъ и въ нашемъ расчетѣ нельзя было обойтись безъ нѣкоторыхъ допущеній и предположеній, дающихъ возможность выразить разсматриваемыя явленія въ видѣ аналитическихъ уравненій. Главнѣйшія наши допущенія состоятъ во первыхъ въ томъ, что въ междужелѣзномъ пространствѣ двуполюснаго двигателя магнитное поле будетъ совершенно однородно, и что характеръ измѣненія радіальныхъ составляющихъ напряженія этого магнитнаго поля будетъ одинаковъ, какъ для двуполюсныхъ двигателей, такъ и для многополюсныхъ, и во вторыхъ въ томъ, что запаздыванія въ перемагниченіи желѣза и являющагося результатомъ этого запаздыванія нѣкотораго отставанія магнитнаго потока не происходитъ.

Такія допущенія, общія всѣмъ аналитическимъ теоріямъ машинъ перемѣннаго тока, дѣлаютъ не вполнѣ точными и основанные на этихъ теоріяхъ техническіе расчеты. Но если являющіяся вслѣдствіе этого ошибки не выходятъ за предѣлы допустимыхъ и неизбѣжныхъ ошибокъ въ техническихъ расчетахъ вообще, то съ такими допущеніями можно вполнѣ примириться. Насколько упомянутыя выше допущенія вліяютъ на точность полученныхъ нами формулъ и основаннаго на нихъ расчета электродвигателей, читатель можетъ судить по приведеннымъ въ концѣ главы IV примѣрамъ расчета.

I. Образованіе вращающагося магнитнаго потока.

§ 1. Магнитный потокъ и магнитное поле, образуемые одной фазой обмотки индуктора. Представимъ себѣ два цилиндра, составленные изъ тонкихъ колецъ, вырѣзанныхъ изъ листового желѣза и изолированныхъ другъ отъ друга и допустимъ, что одинъ изъ этихъ цилиндровъ вставленъ въ другой, какъ показано на фиг. 1, и что между



Фиг. 1.

ними остается нѣкоторый воздушный промежутокъ. Допустимъ далѣе, что на одной изъ обращенныхъ другъ къ другу поверхностей цилиндровъ, напримѣръ, на внутренней поверхности наружнаго цилиндра, наложена обмотка, состоящая изъ двухъ проволокъ, идущихъ по его образующимъ, и что по этимъ проволокамъ проходитъ одинъ и тотъ же электрическій токъ, съ одной стороны по одному направленію, а съ другой по другому. Тогда черезъ оба цилиндра и черезъ воздушный зазоръ между ними прой-

детъ магнитный потокъ, путь котораго показанъ на чертежѣ пунктирными линіями. Этотъ магнитный потокъ образуетъ магнитное поле въ междужелѣзномъ пространствѣ, заключенномъ между обращенными другъ къ другу поверхностями цилиндровъ. Мы допустимъ для упрощенія нашихъ разсужденій и выводовъ, что это поле будетъ совершенно однородно, т. е., что всѣ магнитныя линіи его будутъ прямолинейны и параллельны, и что напряженіе его по направленію магнитныхъ линій во всѣхъ точкахъ междужелѣзнаго пространства будетъ одинаково.

Сдѣланное допущеніе даетъ возможность найти весьма удобное для дальнѣйшихъ нашихъ расчетовъ выраженіе измѣненія по длинѣ окружности плотности магнитнаго потока, пересѣкающаго противулежащія поверхности внѣшняго и внутренняго желѣзныхъ цилиндровъ, или, другими словами, напряженія магнитнаго поля по направленію радіуса.

Возьмемъ на одной изъ обращенныхъ другъ къ другу поверхностей, напримѣръ, на поверхности внутренняго цилиндра безконечно узенькую площадку, отстоящую на уголъ α отъ оси OX перпендикулярной къ направленію магнитнаго поля, и найдемъ величину магнитнаго потока, пересѣкающаго эту площадку.

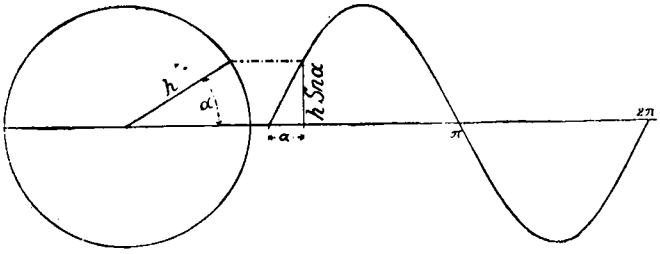
Если обозначимъ діаметръ цилиндра буквой D, длину его буквой l_0, напряженіе магнитнаго поля буквой h, а искомую безконечно малую величину магнитнаго потока обозначимъ черезъ $d\phi$, то можемъ написать, что

$$d\phi = h\,Sn\,\alpha\, l_0 \frac{D}{2}\, d\alpha$$

Здѣсь $l_0 \frac{D}{2}\, d\alpha$ есть поверхность безконечно узкой полоски, а $h\,Sn\,\alpha$ — напряженіе поля по направленію радіуса. Это напряженіе мы будемъ называть *радіальнымъ напряженіемъ магнитнаго поля*. Зависимость его отъ угла α выразится синусоидой, уравненіе которой будетъ

$$y = h\,Sn\,\alpha$$

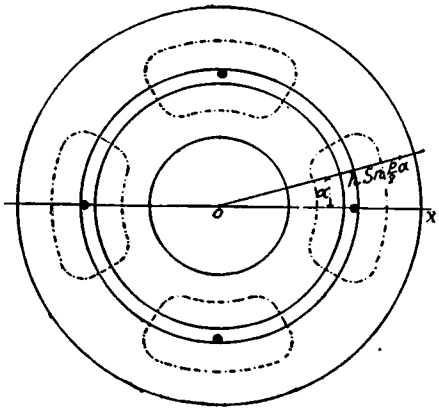
и которая можетъ быть построена въ видѣ діаграммы, какъ показано на фиг. 2.



Фиг. 2.

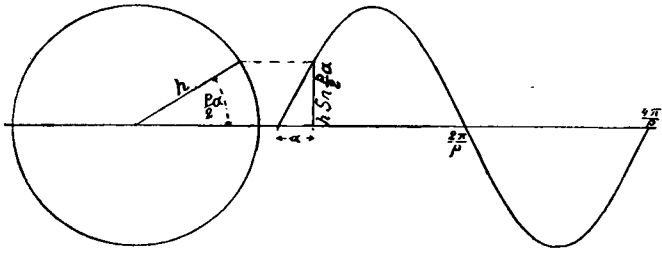
Итакъ мы видимъ, что допущеніе однородности магнитнаго поля въ междужелѣзномъ пространствѣ разсмотрѣнной нами системы, представляющей магнитную цѣпь двуполюснаго двигателя, приводитъ къ условію измѣненія радіальнаго напряженія магнитнаго поля по синусоидѣ. Это же послѣднее условіе можетъ быть допущено съ одинаковымъ удобствомъ, какъ для двигателя двуполюснаго, такъ и для многополюснаго.

Дѣйствительно, положимъ, что на поверхности цилиндра, служащаго индукторомъ, проволоки наложены такимъ образомъ что получается не два, а большее число полюсовъ, напримѣръ, четыре, какъ показано на фиг. 3. Въ



Фиг. 3.

междужелѣзномъ пространствѣ такой системы, очевидно, уже не можетъ быть однороднаго магнитнаго поля, но мы можемъ допустить, что характеръ измѣненія радіальнаго напряженія магнитнаго поля въ этомъ случаѣ также выра-



Фиг. 4

жается синусоидой, причемъ въ этой синусоидѣ будетъ столько періодовъ по окружности, сколько паръ полюсовъ въ индукторѣ. Слѣдовательно, одинъ періодъ будетъ соотвѣтствовать дугѣ $\alpha = \frac{4\pi}{p}$, гдѣ p есть число полюсовъ индуктора (фиг. 4); синусоида же выразится уравненіемъ такимъ

$$y = h\ Sn \frac{p}{2} \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (1)$$

гдѣ h есть наибольшее напряженіе поля.

Опредѣлимъ теперь зависимость между напряженіемъ поля h и величиной магнитнаго потока ϕ, соотвѣтствующаго одному полюсу. Элементарное выраженіе этого потока будетъ

$$d\phi = h\ Sn \frac{p}{2} \alpha\, l_0\, \frac{D}{2}\, d\alpha$$

а полный магнитный потокъ выразится интеграломъ этого выраженія, взятымъ въ предѣлахъ, соотвѣтствующихъ полупеpіоду синусоиды или одному полюсу, т. е. интеграломъ такимъ

$$\phi = \int_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{2\pi}{p}} \frac{l_0 D}{2} h \, Sn \frac{p\alpha}{2} \, d\alpha$$

Этотъ интегралъ можетъ быть представленъ въ такомъ видѣ:

$$\phi = \frac{l_0 D}{p} h \int_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{2\pi}{p}} Sn \frac{p\alpha}{2} \, d \frac{p\alpha}{2}$$

и рѣшеніе его будетъ слѣдующее:

$$\phi = \frac{l_0 D}{p} h \left[-Cos \frac{p\alpha}{2} \right]_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{2\pi}{p}}$$

Подставивъ въ это выраженіе указанные предѣлы, получимъ

$$\phi = \frac{2 l_0 D}{p} h \quad . \; . \; . \; . \; . \; (2)$$

или

$$h = \frac{p}{2 l_0 D} \phi \quad . \; . \; . \; . \; (2')$$

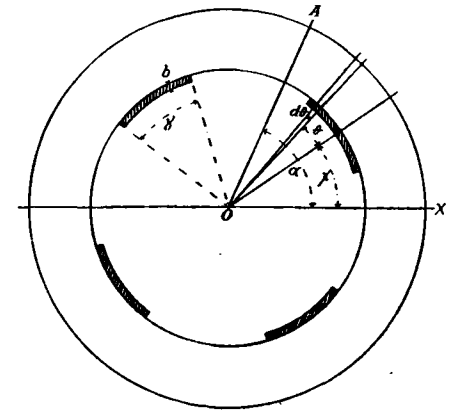
Если обозначимъ магнитное сопротивленіе всей магнитной цѣпи для потока, выходящаго изъ одного полюса буквой $\mathfrak{R}$, то зависимость магнитнаго потока ϕ отъ силы тока въ проволокѣ i въ нашемъ случаѣ, когда каждая часть обмотки заключенная между двумя смежными полюсами, состоитъ только изъ одной проволоки, выразится слѣдующимъ образомъ:

$$\phi = \frac{4\pi i}{\mathfrak{R}}$$

Найдемъ теперь эту зависимость для того случая, когда обмотка составлена не изъ одной только проволоки, а изъ цѣлаго ряда ихъ. Но такъ какъ величина магнитнаго потока будетъ зависѣть не отъ числа проволокъ и силы тока въ отдѣльности, а отъ произведенія этихъ величинъ, то это произведеніе мы вполнѣ можемъ замѣнить равнымъ ему произведеніемъ площади поперечнаго сѣченія всѣхъ проволокъ на плотность тока въ нихъ. Такая замѣна сдѣлаетъ наши выводы болѣе простыми и болѣе общими.

Итакъ допустимъ, что обмотка состоитъ не изъ отдѣльныхъ проволокъ, а что каждая часть ея заключенная между двумя смежными полюсами, представляетъ сплошной слой, обнимающій уголъ γ (фиг. 5), и положимъ что по этому слою проходитъ токъ одинаковой плотности во всѣхъ частяхъ. Эту плотность, выраженную въ абсолютныхъ единицахъ на квадратный сантиметръ, мы обозначимъ буквой δ.

Такую обмотку можно разсматривать какъ бы состоящею изъ безконечнаго числа безконечно узкихъ элементовъ. Каждая система соотвѣтственныхъ элементовъ всѣхъ частей обмотки соз-



Фиг. 5.

дастъ свой собственный магнитный потокъ и свое магнитное поле, а всѣ элементы въ совокупности дадутъ равнодѣйствующій потокъ и равнодѣйствующее поле.

Разсмотримъ, напримѣръ, магнитное поле, создаваемое системою какихъ нибудь элементовъ вырѣзанныхъ угломъ $d\theta$ и отстоящихъ отъ средины слоевъ на уголъ θ. Допустимъ при этомъ для общности, что средина перваго слоя отстоитъ отъ постоянной оси OX на какой нибудь уголъ χ. Тогда элементарный магнитный потокъ, создаваемый разсматриваемою системою элементовъ обмотки, будетъ равенъ

$$\frac{4\pi b \frac{D}{2} \delta \, d\theta}{\mathfrak{R}}$$

Наибольшее напряженіе магнитнаго поля, создаваемаго этимъ потокомъ, на основаніи уравненія 2', будетъ

$$\frac{p}{2 l_0 D} \frac{4\pi b \frac{D}{2} \delta \, d\theta}{\mathfrak{R}} \text{ или } \frac{\pi p b \delta}{l_0 \mathfrak{R}} d\theta,$$

а напряженіе по какому нибудь направленію OA будетъ

$$dy = \frac{\pi p b \delta}{l_0 \mathfrak{R}} Sn \frac{p}{2} [\alpha - (\chi + \theta)] \, d\theta.$$

Полное же напряженіе по направленію OA, создаваемое токами всей обмотки, выразится интеграломъ этого выраженія, взятымъ въ предѣлахъ отъ $\theta = -\frac{\gamma}{2}$ до $\theta = +\frac{\gamma}{2}$.

Слѣдовательно

$$y = \frac{\pi p b \delta}{l_0 \mathfrak{R}} \int_{\theta=\gamma/2}^{\theta=+\gamma/2} Sn \frac{p}{2} (\alpha - \chi - \theta) \, d\theta.$$

Входящій въ это выраженіе интегралъ рѣшается слѣдующимъ образомъ:

$$\int_{\theta=-\frac{\gamma}{2}}^{\theta=+\frac{\gamma}{2}} Sn\frac{p}{2}(\alpha-\chi-\theta)\,d\theta =$$

$$= -\frac{2}{p}\int_{\theta=-\frac{\gamma}{2}}^{\theta=+\frac{\gamma}{2}} Sn\frac{p}{2}(\alpha-\chi-\theta)\,d\,\frac{p}{2}(\alpha-\chi-\theta) =$$

$$= \frac{2}{p}\left[Cos\frac{p}{2}\left((\alpha-\chi)-\frac{\gamma}{2}\right)-\right.$$

$$\left.-Cos\frac{p}{2}\left((\alpha-\chi)+\frac{\gamma}{2}\right)\right] =$$

$$= \frac{4}{p}\,Sn\frac{p\gamma}{4}\,Sn\frac{p}{2}(\alpha-\chi).$$

Подставивъ полученный результатъ въ выраженіе для y, получимъ слѣдующее уравненіе:

$$y = \frac{\pi p b\delta}{l_0\,\mathfrak{R}}\,\frac{4}{p}\,Sn\frac{p\gamma}{4}\,Sn\frac{p}{2}(\alpha-\chi).$$

Обозначивъ затѣмъ черезъ q_1 площадь поперечнаго сѣченія всей разсматриваемой обмотки, можемъ написать

$$q_1 = p\frac{D}{2}\gamma b$$

откуда

$$pb = \frac{2q_1}{D\gamma}$$

Подставивъ послѣднюю величину въ выраженіе для y, вмѣсто pb, получимъ

$$y = \frac{2\pi q_1\delta}{l_0 D\mathfrak{R}}\,\frac{4}{p\gamma}\,Sn\frac{p\gamma}{4}\,Sn\frac{p}{2}(\alpha-\chi).$$

Послѣднее уравненіе можно представить въ такомъ видѣ:

$$y = h\,Sn\frac{p}{2}(\alpha-\chi), \quad \ldots\ldots (3)$$

гдѣ

$$h = \zeta_1\frac{2\pi q_1\delta}{Dl_0\mathfrak{R}}, \quad \ldots\ldots (4)$$

причемъ

$$\zeta_1 = \frac{Sn\frac{p\gamma}{4}}{\frac{p\gamma}{4}} \quad \ldots\ldots (5)$$

Имѣя выраженіе наибольшаго напряженія магнитнаго поля h, можемъ, на основаніи уравненія 2, написать слѣдующее выраженіе магнитнаго потока:

$$\phi = \zeta_1\frac{4\pi q_1}{p\mathfrak{R}}\delta \quad \ldots\ldots (6)$$

Если по обмоткѣ идетъ токъ перемѣнный, то δ, а слѣдовательно и величины ϕ и h будутъ также перемѣнныя; а потому и ординаты кривой, показанной на фиг. 4, будутъ измѣняться въ зависимости отъ времени, но такимъ образомъ, что нулевыя точки ея будутъ оставаться на своихъ мѣстахъ, т. е., ординаты синусоиды будутъ измѣняться, но сама она не будетъ перемѣщаться вдоль по окружности.

Если сила тока измѣняется по синусоидѣ, то для величины δ можно дать слѣдующее общее выраженіе:

$$\delta = \Delta_1\,Sn\,(kt-\beta) \quad \ldots\ldots (7)$$

Здѣсь Δ_1 есть наибольшая величина плотности тока, k—угловая скорость измѣненія фазы тока, t—время, а β—нѣкоторый уголъ.

Подставивъ равную δ величину въ выраженіе 6, получимъ

$$\phi = \zeta_1\frac{4\pi q_1\Delta_1}{p\mathfrak{R}}\,Sn\,(kt-\beta).$$

Это выраженіе можно написать въ такомъ видѣ:

$$\phi = \phi_0\,Sn\,(kt-\beta) \quad \ldots\ldots (8)$$

гдѣ

$$\phi_0 = \zeta_1\frac{4\pi q_1\Delta_1}{p\mathfrak{R}} \quad \ldots\ldots (9)$$

Послѣдняя величина представляетъ наибольшую величину магнитнаго потока, которая будетъ получаться при

$$Sn\,(kt-\beta) = 1.$$

Подставивъ величину ϕ изъ уравненія 8 въ уравненіе 2, получимъ

$$h = \frac{p}{2l_0 D}\,\phi_0\,Sn\,(kt-\beta) \quad \ldots (10)$$

Уравненіе 8 выражаетъ зависимость отъ времени магнитнаго потока ϕ, а уравненіе 10—зависимость отъ времени наибольшаго радіальнаго напряженія поля, образуемаго этимъ потокомъ.

Подставивъ величину h изъ уравненія 10 въ уравненіе 3, получимъ

$$y = \frac{p}{2l_0 D}\,\phi_0\,Sn\,(kt-\beta)\,Sn\frac{p}{2}(\alpha-\chi) \quad (11)$$

Произведеніе синусовъ въ этомъ уравненіи, на основаніи тригонометрической формулы:

$$2\,Sna\,.\,Snb = Cos\,(a-b) - Cos\,(a+b),$$

можно представить въ такомъ видѣ, гдѣ $\beta' = \frac{p}{2}\chi$:

$$Sn(kt-\beta)\,Sn\left(\frac{p\alpha}{2}-\beta'\right)=\frac{1}{2}\left[Cos\left(kt-\beta-\frac{p\alpha}{2}+\beta'\right)-Cos\left(kt-\beta+\frac{p\alpha}{2}-\beta'\right)\right]=$$

$$=\frac{1}{2}\left[Cos\left(kt-\frac{p\alpha}{2}\right)Cos(\beta-\beta')+Sn\left(kt-\frac{p\alpha}{2}\right)Sn(\beta-\beta')-Cos\left(kt+\frac{p\alpha}{2}\right)Cos(\beta+\beta')-\right.$$

$$\left.-Sn\left(kt+\frac{p\alpha}{2}\right)Sn(\beta+\beta')\right].$$

Подставивъ послѣднее выраженіе, вмѣсто произведенія синусовъ въ уравненіе 11 и замѣнивъ въ немъ косинусы зависящихъ отъ времени угловъ синусами, на основаніи равенства

$$Cosa=\pm Sn\left(a\pm\frac{\pi}{2}\right),$$

получимъ

$$y=\frac{p}{2l_0D}\cdot\frac{1}{2}\mathcal{J}_0\left[Sn\left(kt-\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)Cos(\beta-\beta')+Sn\left(kt-\frac{p\alpha}{2}\right)Sn(\beta-\beta')+\right.$$

$$\left.+Sn\left(kt+\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)Cos(\beta+\beta')-Sn\left(kt+\frac{p\alpha}{2}\right)Sn(\beta+\beta')\right]\quad\ldots\ldots\ldots(12)$$

Этимъ окончательнымъ уравненіемъ мы и воспользуемся для примѣненія нашихъ разсужденій къ случаю многофазныхъ токовъ.

§ 2. *Магнитный потокъ и магнитное поле, образуемые нѣсколькими фазами обмотки индуктора.* Если на индукторѣ наложены не одна, а нѣсколько одинаковыхъ обмотокъ, по которымъ проходятъ токи съ одинаковыми періодами и одинаковыми амплитудами, но различающіеся фазами, для которыхъ, слѣдовательно, будутъ одинаковы величины $\mathcal{J}_0$ и k, но различны величины β и β', то эти токи въ каждый моментъ времени будутъ создавать равнодѣйствующее поле, напряженіе котораго по направленію, взятому подъ угломъ α къ линіи OX, будетъ равняться суммѣ напряженій составляющихъ полей.

Обозначивъ это равнодѣйствующее напряженіе буквой Y, можемъ написать слѣдующее уравненіе:

$$Y=\Sigma y=\frac{p}{2l_0D}\cdot\frac{1}{2}\mathcal{J}_0\left[Sn\left(kt-\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)\Sigma Cos(\beta-\beta')+Sn\left(kt-\frac{p\alpha}{2}\right)\Sigma Sn(\beta-\beta')+\right.$$

$$\left.+Sn\left(kt+\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)\Sigma Cos(\beta+\beta')-Sn\left(kt+\frac{p\alpha}{2}\right)\Sigma Sn(\beta+\beta')\right]\quad\ldots\ldots\ldots(13)$$

Уравненіе 13 показываетъ, что магнитное поле, создаваемое индукторомъ, можно разсматривать какъ бы состоящимъ изъ четырехъ составляющихъ полей, уравненія которыхъ будутъ

$$Y_1=\frac{p}{2l_0D}\cdot\frac{1}{2}\mathcal{J}_0\,Sn\left(kt-\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)\Sigma Cos(\beta-\beta')$$

$$Y_2=\frac{p}{2l_0D}\cdot\frac{1}{2}\mathcal{J}_0\,Sn\left(kt-\frac{p\alpha}{2}\right)\Sigma Sn(\beta-\beta')$$

$$Y_3=\frac{p}{2l_0D}\cdot\frac{1}{2}\mathcal{J}_9\,Sn\left(kt+\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)\Sigma Cos(\beta+\beta')$$

$$Y_4=-\frac{p}{2l_0D}\cdot\frac{1}{2}\mathcal{J}_0\,Sn\left(kt+\frac{p\alpha}{2}\right)\Sigma Sn(\beta+\beta')$$

Эти четыре уравненія представляютъ синусоиды, амплитуды которыхъ не измѣняются, узловыя же точки перемѣщаются съ нѣкоторыми постоянными угловыми скоростями.

Дѣйствительно, узловыя точки всѣхъ четырехъ синусоидъ получатся при условіяхъ

$$kt-\frac{p\alpha-\pi}{2}=n\pi$$

$$kt-\frac{p\alpha}{2}=n\pi$$

$$kt+\frac{p\alpha-\pi}{2}=n\pi$$

$$kt+\frac{p\alpha}{2}=n\pi$$

гдѣ n есть цѣлое число, измѣняющееся отъ 0 до p.

Угловыя же скорости перемѣщенія узловыхъ точекъ выразятся производными угловъ α по времени t. Эти производныя будутъ для первыхъ двухъ уравненій

$$\frac{d\alpha}{dt}=+\frac{2k}{p}$$

а для послѣднихъ двухъ уравненій

$$\frac{d\alpha}{dt}=-\frac{2k}{p}$$

Онѣ показываютъ, что первыя два поля вращаются со скоростью $+\frac{2k}{p}$, а послѣднія два — со скоростью $-\frac{2k}{p}$, слѣдовательно въ обратную сторону.

Для того, чтобы магнитное поле было постояннымъ и вращалось съ постоянною скоростью въ какую либо сторону, должно быть или

$$Y_3=0 \text{ и } Y_4=0$$

или же

$$У_1 = 0 \quad и \quad У_2 = 0$$

Для перваго необходимо, чтобы

$$\Sigma Cos(\beta + \beta') = 0 \quad и \quad \Sigma Sn(\beta + \beta') = 0 \quad . (14)$$

Для втораго же необходимо, чтобы

$$\Sigma Cos(\beta - \beta') = 0 \quad и \quad \Sigma Sn(\beta - \beta') = 0 \quad . (14')$$

Если обмотки будутъ наложены на индукторѣ такимъ образомъ, что для всѣхъ фазъ будетъ соблюдено условіе

$$\beta' = \pm \beta, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

какъ это всегда и дѣлается при устройствѣ многофазныхъ двигателей, то условія 14 и 14′ замѣнятся слѣдующими двумя общими условіями

$$\Sigma Cos\, 2\beta = 0 \quad и \quad \Sigma Sn 2\beta = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

при чемъ условія 14 будутъ соблюдены при $\beta' = +\beta$, а условія 14′ при $\beta' = -\beta$.

Уравненіе 13, при соблюденіи условій 15 и 16, приметъ слѣдующій видъ:

$$У = \frac{p}{2l_0 D} \cdot \frac{z_1}{2} \phi_0 \; Sn\left(kt \mp \frac{p\alpha - \pi}{2}\right) \quad . (17)$$

гдѣ z_1 обозначаетъ число фазъ въ обмоткѣ индуктора.

Это послѣднее уравненіе выражаетъ синусоиду, постоянная амплитуда которой, представляющая наибольшее напряженіе равнодѣйствующаго магнитнаго поля, выразится слѣдующимъ образомъ:

$$H = \frac{p}{2l_0 D} \cdot \frac{z_1}{2} \phi_0$$

Величина же равнодѣйствующаго магнитнаго потока, на основаніи уравненія 2, будетъ

$$\Phi = \frac{z_1}{2} \phi_0$$

или, на основаніи уравненія 9,

$$\Phi = \zeta_1 \frac{2\pi Q_1 \Delta_1}{p\mathfrak{R}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

гдѣ $Q_1 = z_1 q_1$ есть площадь поперечнаго сѣченія всей обмотки индуктора.

Этотъ магнитный потокъ будетъ вращаться съ постоянной скоростью въ ту или другую сторону, смотря по тому, будетъ ли $\beta' = +\beta$ или $\beta' = -\beta$, т. е., смотря по тому, какъ направлены токи въ обмоткахъ.

Узловыя точки синусоиды, выражаемой уравненіемъ 17, получатся при условіи

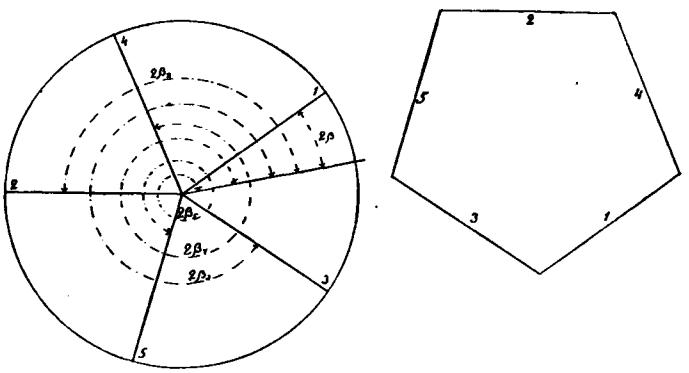
$$kt \mp \frac{p\alpha - \pi}{2} = \pi n$$

Угловая же скорость перемѣщенія этихъ узловыхъ точекъ, а слѣдовательно, и всего магнитнаго поля, выразится первой производной угла α, опредѣляемаго послѣднимъ условіемъ, по времени. Обозначивъ эту угловую скорость черезъ ω_0, получимъ

$$\omega_0 = \pm \frac{2k}{p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Знаки + и — въ этомъ выраженіи показываютъ, что направленіе вращенія магнитнаго поля можно измѣнять, измѣняя знаки при углѣ β, т. е. дѣлая отстающія фазы опережающими или обратно.

Условія 16 будутъ соблюдены въ томъ случаѣ, когда многоугольникъ, построенный подобно многоугольнику силъ на радіусахъ круга, проведенныхъ подъ углами 2β отъ постоянной оси OX, замкнется самъ собою, какъ это показано для пяти фазъ на фиг. 6. На практикѣ обыкновенно примѣняются только двѣ или три фазы; въ первомъ случаѣ, т. е. при двухъ фазахъ, углы β дѣлаются равными O и $\frac{\pi}{2}$, во второмъ же случаѣ, т. е. при трехъ фазахъ, эти углы дѣлаются равными O, $\frac{2\pi}{3}$ и $\frac{4\pi}{3}$. Не трудно видѣть, что эти величины угловъ β вполнѣ удовлетворяютъ условію 16.



Фиг. 6.

Примѣчаніе. Въ двигателяхъ, питающихся однофазнымъ перемѣннымъ токомъ, получаются двѣ фазы посредствомъ двухъ параллельныхъ вѣтвей съ различной емкостью, самоиндукціей или сопротивленіемъ; но при этомъ одна фаза отличается отъ другой на уголъ менѣе 90°, обыкновенно не болѣе 45°. Уравненіе 13 показываетъ, что и въ этомъ случаѣ можетъ быть получено постоянное магнитное поле, вращающееся съ по-

стоянной скоростью. Дѣйствительно, условія 14 и 14′ для этого случая даютъ

$$Cos\,(\beta_1+\beta_1')+Cos\,(\beta_2+\beta_2')=0$$

$$Sn\,(\beta_1+\beta_1')+Sn\,(\beta_2+\beta_2')=0$$

или же

$$Cos\,(\beta_1-\beta_1')+Cos\,(\beta_2-\beta_2')=0$$

$$Sn\,(\beta_1-\beta_1')+Sn\,(\beta_2-\beta_2')=0$$

Можно принять, что $\beta_1=\beta_1'=O$, тогда для выполненія приведенныхъ выше условій должно быть

$$\beta_2'=\pi\pm\beta_2$$

Уравненіе 13 получаетъ въ этомъ случаѣ видъ такой:

$$У=\pm\frac{p}{2l_0D}\mathcal{F}_0\,Sn\beta_2\cdot Sn\left(kt\pm\frac{p\alpha}{2}-\beta_2\right)$$

Величина равнодѣйствующаго магнитнаго поля при этомъ выразится слѣдующимъ образомъ:

$$\Phi=\mathcal{F}_0\,Sn\beta_2$$

гдѣ $\mathcal{F}_0$ есть общая величина каждаго изъ составляющихъ магнитныхъ потоковъ. Угловая скорость вращенія магнитнаго поля въ этомъ случаѣ выразится также формулой 19.

Если въ обмоткѣ индуктора дѣйствуетъ только одна фаза перемѣннаго тока, то въ уравненіи 13 можно принять, что $\beta=\beta'=O$, при чемъ это уравненіе получаетъ такой видъ:

$$У=\frac{p}{2l_0D}\cdot\frac{1}{2}\mathcal{F}_0\left[Sn\left(kt-\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)+Sn\left(kt+\frac{p\alpha-\pi}{2}\right)\right]$$

Это же послѣднее уравненіе показываетъ, что перемѣнное поле, производимое однофазнымъ токомъ, можно разсматривать какъ бы состоящимъ изъ двухъ полей, вращающихся съ одинаковой угловой скоростью $\omega_0=\frac{2k}{p}$, но въ разныя стороны, и образуемыхъ равными и постоянными по величинѣ потоками $\frac{1}{2}\mathcal{F}_0$.

§ 3. *Мощность, идущая на нагрѣваніе обмотки индуктора.* Мгновенная мощность, идущая на нагрѣваніе обмотки одной фазы выразится, какъ извѣстно, произведеніемъ сопротивленія этой обмотки, r_1 на квадратъ силы тока i, т. е. r_1i^2. Если мы обозначимъ число проволокъ одной фазы черезъ m_1, а среднюю длину одной проволоки черезъ l_1, то сопротивленіе r_1 будетъ равно $\rho m_1\frac{l_1}{\sigma_1}$, гдѣ ρ есть удѣльное сопротивленіе мѣди; сила же тока i равна $\sigma_1\delta_1$. Поэтому можемъ написать, что

$$r_1i^2=\rho l_1m_1\sigma_1\delta^2$$

Но такъ какъ $m_1\sigma_1=q_1$, то

$$r_1i^2=\rho l_1q_1\delta^2$$

Подставивъ сюда вмѣсто δ равную ему величину изъ уравненія 7, получимъ

$$ri^2=\rho l_1q_1\Delta_1^2Sn^2(kt-\beta).$$

На основаніи же тригонометрической формулы

$$Sn^2a=\frac{1}{2}\,(1-Cos2a)$$

это уравненіе можно написать въ такомъ видѣ:

$$ri^2=\frac{1}{2}\,\rho l_1q_1\Delta_1^2[1-Cos\,(2kt-2\beta)]$$

или

$$ri^2=\frac{1}{2}\,\rho l_1q_1\Delta_1^2\,(1-Cos2kt\,Cos2\beta-Sn2kt\,Sn2\beta)$$

Мгновенная мощность, идущая на нагрѣваніе всей обмотки индуктора, выразится суммой этихъ величинъ, взятыхъ для всѣхъ фазъ обмотки; а потому, обозначивъ эту мощность черезъ w_1, можемъ написать такое уравненіе:

$$w_1=\frac{1}{2}\rho l_1q_1\Delta_1^2(z_1-Cos2kt\,\Sigma Cos2\beta-Sn2kl\,\Sigma Sn2\beta)$$

На основаніи же условія 16 и принявъ во вниманіе, что $z_1q_1=Q_1$, получимъ величину w_1 окончательно въ такомъ видѣ:

$$w_1=\frac{1}{2}\,\rho l_1Q_1\Delta_1^2\quad\ldots\ldots(20)$$

Это выраженіе показываетъ, что мощность, идущая на нагрѣваніе всей обмотки индуктора, есть величина постоянная, хотя мощность, идущая на нагрѣваніе обмотки одной фазы, представляетъ величину перемѣнную.

(Продолженіе слѣдуетъ).

Къ вопросу о зубчатыхъ арматурахъ.

Статья В. Ф. Миткевича.

Какъ извѣстно, *зубчатыми арматурами* называются такія арматуры, въ которыхъ желѣзные сердечники снабжены выступающими зубцами; въ промежуткахъ между этими зубцами и наматывается проволока арматуры. Арматуры подобнаго устройства извѣстны, собственно говоря, уже давно. Такъ, напримѣръ, къ этому типу принадлежитъ арматура Пачинотти, устроенная еще въ 1865 году. Въ этой арматурѣ, равно какъ и въ арматурѣ Брёша, число зубцовъ сравнительно невелико. Это представляетъ нѣкоторыя неудобства, такъ какъ влечетъ за собою появленіе токовъ Фуко въ полюсныхъ поверхностяхъ. Поэтому въ дальнѣйшихъ усовершенствованіяхъ зубчатыхъ арматуръ стремились увеличить возможно болѣе число зубцовъ; далѣе, по той же причинѣ стремились придать зубцамъ наиболѣе подходящую форму. Съ этою цѣлью часто дѣлаютъ на-

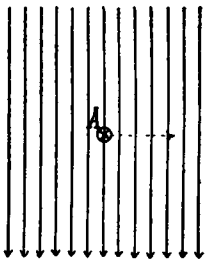
ружную щель между зубцами очень узкую, достаточную лишь для введенія проволоки; внутри же между зубцами щель расширяется и, такимъ образомъ, въ этомъ каналѣ накладывается проволока въ нѣсколько рядовъ. Наконецъ, Броунъ прямо укладываетъ проводники въ каналы высверленные въ сердечникѣ. Арматура Броуна представляетъ собою зубчатую арматуру, въ которой наружная щель между зубцами совершенно, такъ сказать, атрофировалась.

Зубчатыя арматуры имѣютъ свои достоинства. Во-первыхъ, конструкція зубчатой арматуры весьма хороша въ механическомъ отношеніи, такъ какъ проводники держатся въ промежуткахъ между зубцами очень просто и не требуется никакихъ особыхъ приспособленій для ихъ укрѣпленія. Во-вторыхъ, въ машинахъ съ зубчатыми арматурами междужелѣзное пространство очень мало, слѣдовательно въ нихъ сравнительно не велико магнитное сопротивленіе и потому затраты на возбужденіе въ нихъ меньше, чѣмъ въ машинахъ съ обыкновенными арматурами при одинаковой, конечно, мощности. Должно здѣсь же замѣтить, что уменьшеніе междужелѣзнаго пространства, влекущее за собою экономію въ затратахъ на возбужденіе, имѣетъ часто слѣдствіемъ усиленіе реакціи арматуры. Это неудобство зубчатой арматуры должно, однако, разсматривать не какъ органическій ея недостатокъ, а лишь какъ временное несовершенство. Мы говоримъ такъ потому, что въ послѣднее время выдающимися электротехниками обращено серьезное вниманіе на это обстоятельство и между прочимъ уже выработано нѣсколько типовъ *такой обмотки* арматуры, при которой реакція ея если не совершенно, то въ весьма значительной степени ослабляется (обмотки Мордэя и др.)

Итакъ, мы выше привели два преимущества зубчатыхъ арматуръ: механическая прочность конструкціи и уменьшеніе затратъ на возбужденіе. Но еще большее значеніе имѣютъ слѣдующія два достоинства. Первое—проводники, помѣщенные внутрь желѣза, вообще защищенные магнитными экранами, *почти* не испытываютъ тангенціальнаго дѣйствія со стороны магнитнаго поля: это дѣйствіе испытываетъ желѣзо, а не мѣдь. Второе—въ этихъ проводникахъ *почти* нѣтъ паразитныхъ токовъ и потому они не должны быть составными, а могутъ быть сплошными стержнями. Эти два свойства зубчатыхъ арматуръ были указаны уже нѣсколько лѣтъ тому назадъ Сильванусомъ Томпсономъ и Свинбурномъ. Однако должно замѣтить, что до послѣдняго времени не существовало никакихъ болѣе или менѣе опредѣленныхъ объясненій физической стороны происходящихъ въ зубчатой арматурѣ явленій. Это и было причиной того, что въ послѣднее время возгорѣлась очень сильная журнальная полемика по вопросу о зубчатыхъ арматурахъ. Возникла эта полемика вслѣдъ за весьма интереснымъ докладомъ Мордэя въ Лондонскомъ Institution of Electrical Engineers въ засѣданіи, происходившемъ 20 мая 1897 года. Докладъ Мордэя касался разсмотрѣнія наиболѣе раціональной конструкціи динамомашины; при этомъ докладчикъ склоняется, между прочимъ, въ пользу зубчатыхъ арматуръ. Для того, чтобы не оставалось больше сомнѣнія по вопросу о томъ, испытываютъ ли проводники въ зубчатыхъ арматурахъ тангенціальное дѣйствіе, Мордэй произвелъ спеціальный опытъ, къ которому мы ниже обратимся. Физическаго объясненія Мордэй не далъ.

Возникшая послѣ доклада Мордэя полемика выяснила, что всѣми вообще говоря признается *практически* доказаннымъ фактъ, что проводники въ зубчатыхъ арматурахъ не испытываютъ тангенціальнаго дѣйствія и не нагрѣваются отъ токовъ Фуко. Что же касается до объясненія этого, то здѣсь съ самаго же начала возникли принципіальныя разногласія. Появился цѣлый рядъ статей, принадлежащихъ перу разныхъ лицъ: Доливо-Добровольскаго, Дю-Буа, Русселя, Прайса и другихъ. Присоединяясь вполнѣ ко взглядамъ Русселя и Бэйли, мы намѣрены представить въ нижеслѣдующихъ строкахъ картину явленій, происходящихъ въ зубчатой арматурѣ.

1. Чтобы упростить разсужденія, мы сначала представимъ себѣ слѣдующій случай. Пусть въ нѣкоторомъ однородномъ магнитномъ полѣ (фиг. 7) находится мѣдный проводникъ, слѣдъ котораго показанъ на чертежѣ въ А. Положимъ, что напряженіе магнитнаго поля будетъ H, длина проводника — l. Если теперь проводникъ станетъ двигаться вправо, какъ показано стрѣлой, то онъ начнетъ перерѣзывать силовыя линіи магнитнаго поля и въ немъ возникнетъ нѣкоторая электродвижущая сила. Величина электродвижущей силы индукціи выражается, какъ извѣстно, числомъ силовыхъ линій, перерѣзываемыхъ проводникомъ въ единицу времени. Обозначивъ скорость движенія проводника черезъ v, электродвижущую силу, появляющуюся въ нашемъ проводникѣ, можемъ изобразить такъ:



Фиг. 7.

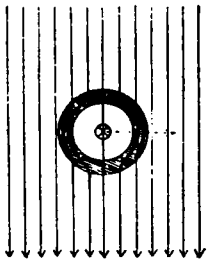
$$E = Hlv \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

Обратимъ особенное вниманіе на то обстоятельство, что v есть скорость движенія проводника *относительно* силовыхъ линій.

2. Если теперь окружимъ проводникъ желѣзной трубкой по всей длинѣ проводника внутри магнитнаго поля, то получимъ распредѣленіе силовыхъ линій, подобное изображенному на фиг. 8.

Вслѣдствіе большой магнитной проницаемости

желѣза, силовыя линіи пойдутъ преимущественно по стѣнкамъ трубки; внутри же ея, тамъ, гдѣ помѣщенъ нашъ проводникъ, поле будетъ сравнительно весьма слабое: напряженіе поля внутри трубки будетъ значительно меньше H — напряженія поля снаружи трубки. Разсмотримъ теперь, что произойдетъ при движеніи окруженнаго желѣзной трубкой проводника по направленію, показанному стрѣлкой. Положимъ, что скорость движенія по прежнему равна v. Намъ, собственно говоря, необходимо знать скорость перемѣщенія проводника относительно силовыхъ линій. Въ случаѣ изображенномъ на фиг. 7, эта скорость была тождественна со скоростью движенія проводника вообще. Этого нельзя сказать про разбираемый теперь случай (фиг. 8). Дѣло въ томъ, что если бы желѣзная труба оставалась неподвижною, а внутри ея двигался проводникъ, тогда онъ дѣйствительно перерѣзывалъ бы со скоростью своего движенія, т. е. со скоростью v, силовыя линіи, заключающіяся внутри трубки. Положимъ, что напряженіе поля внутри трубки равно H_1 (H_1, вообще говоря, очень мало по сравненію съ H). Въ такомъ случаѣ при движеніи проводника внутри трубки въ немъ появилась бы электродвижущая сила



Фиг. 8.

$$E_1 = H_1\, lv \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

Если бы проводникъ оставался *неподвижнымъ*, а передвигалась по направленію стрѣлки одна лишь трубка, защищающая проводникъ отъ внѣшняго поля, то въ проводникѣ *тоже* индуктировалась бы электродвижущая сила вслѣдствіе того, что движеніе трубки вправо (напримѣръ) вызоветъ внутри трубки движеніе поля въ обратную сторону, т. е. въ данномъ случаѣ влѣво; слѣдовательно, въ этомъ случаѣ въ проводникѣ будетъ индуктироваться электродвижущая сила того же направленія, что и электродвижущая сила E_1 (2). Такимъ образомъ оказывается, что если въ магнитномъ полѣ будетъ двигаться со скоростью v проводникъ, окруженный желѣзной трубкой и неразрывно съ нею связанный, то скорость v_1 перемѣщенія проводника относительно тѣхъ силовыхъ линій, которыя онъ перерѣзываетъ внутри трубки, будетъ больше v, ибо она слагается изъ двухъ частей: скорости движенія проводника и скорости перемѣщенія силовыхъ линій внутри трубки.

Итакъ, скорость v_1 больше v. Это вполнѣ естественно и необходимо вытекаетъ изъ того обстоятельства, чти магнитныя силовыя линіи мы представляемъ себѣ, какъ непрерывныя замкнутыя кривыя. Дѣйствительно, если въ магнитномъ полѣ движется со скоростью v проводникъ, окруженный желѣзной трубкой, то онъ перерѣжетъ въ единицу времени *столько же* силовыхъ линій, какъ если бы онъ не былъ окруженъ желѣзомъ, ибо магнитныя силовыя линіи *непрерывны*. Но такъ какъ внутри желѣзной трубки напряженіе магнитнаго поля H_1 значительно менѣе H, то должно существовать соотношеніе:

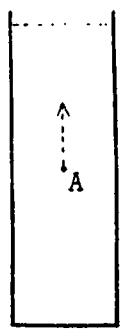
$$v_1 = \frac{vH}{H_1}.$$

Такимъ образомъ въ случаѣ, изображенномъ на фиг. 8, электродвижущая сила индукціи будетъ

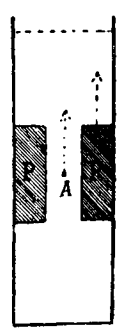
$$E = H_1\, l \frac{vH}{H_1} \quad \ldots\ldots\ldots (3)$$

Выраженіе (3) тождественно съ (1), т. е. въ проводникѣ, движущемся въ магнитномъ полѣ, индуктируется одна и та же электродвижущая сила независимо отъ того, окруженъ ли онъ желѣзнымъ экраномъ или нѣтъ. Этотъ выводъ вполнѣ подтверждается на динамомашинахъ, снабженныхъ зубчатыми арматурами.

3. То обстоятельство, что въ случаѣ, изображенномъ на фиг. 8, силовыя линіи бѣгутъ относительно трубки быстрѣе внутри ея, чѣмъ снаружи, представляется на первый взглядъ нѣсколько необычнымъ. Въ виду этого мы считаемъ не безполезнымъ привести весьма простой примѣръ, въ которомъ имѣется нѣчно аналогичное разсматриваемому нами явленію. Возьмемъ нѣкоторый цилиндръ, наполненный какою либо жидкостью (фиг. 9). Помѣстимъ въ жидкости какое либо тѣло A, весьма небольшихъ размѣровъ. Положимъ теперь, что это тѣло A движется со скоростью v по направленію стрѣлки (см. фиг. 9) Тогда мы можемъ сказать, что v и будетъ скорость перемѣщенія тѣла A относительно частицъ жидкости, такъ какъ сама жидкость остается въ покоѣ.



Фиг. 9.



Фиг. 10.

Возьмемъ теперь нѣсколько иной случай. Именно, положимъ, что въ цилиндрѣ, наполненномъ жидкостью (фиг. 10), имѣется поршень PP, представленный на фигурѣ въ сѣченіи. Поршень этотъ снабженъ каналомъ, параллельнымъ оси поршня и цилиндра. Каналъ позволяетъ поршню

свободно двигаться вверхъ или внизъ, такъ какъ жидкость можетъ при движеніи поршня переходить чрезъ каналъ изъ верхняго отдѣленія цилиндра въ нижнее или наоборотъ. Помѣстимъ теперь въ каналѣ поршня по прежнему нѣкоторое тѣло А и разсмотримъ, какова будетъ скорость перемѣщенія этого тѣла А относительно частицъ жидкости, если поршень и *связанное* съ нимъ тѣло А будутъ двигаться по направленію стрѣлки со скоростью v. Обозначимъ искомую скорость относительнаго движенія чрезъ v_1. Очевидно v_1 будетъ неравно v. Дѣйствительно, если бы поршень Р оставался неподвижнымъ, а тѣло А двигалось въ каналѣ поршня со скоростью v, то эта скорость v была бы въ то же время и скоростью перемѣщенія тѣла А относительно частицъ жидкости. Если бы, затѣмъ, тѣло А оставалось неподвижнымъ, а сталъ бы двигаться (по стрѣлкѣ) одинъ поршень, то и въ этомъ случаѣ, *несмотря на неподвижность тѣла* А, это послѣднее стало бы встрѣчаться съ частицами жидкости, двигающейся по каналу (противъ стрѣлки) вслѣдствіе перемѣщенія поршня. Однимъ словомъ, все происходило бы такъ, какъ будто бы и въ данномъ случаѣ само тѣло А двигалось по каналу по направленію стрѣлки.

Если же, наконецъ, будутъ двигаться одновременно поршень и тѣло А, связанные другъ съ другомъ, то v_1—скорость перемѣщенія тѣла А относительно частицъ жидкости—будетъ слагаться изъ двухъ разсмотрѣнныхъ выше скоростей: изъ скорости поступательнаго движенія тѣла А, т. е. изъ v, и изъ скорости движенія частицъ жидкости внутри канала. Такимъ образомъ скорость v_1 больше скорости v и, если мы обозначимъ черезъ S и s площади сѣченій цилиндра и канала въ поршнѣ, то должно имѣть мѣсто слѣдующее соотношеніе:

$$v_1 = \frac{S}{s} v$$

Это соотношеніе необходимо вытекаетъ изъ того обстоятельства, что при движеніи жидкости по трубѣ, имѣющей въ различныхъ мѣстахъ различныя сѣченія, скорости теченія жидкости въ различныхъ частяхъ трубы обратно пропорціональны сѣченіямъ этихъ частей, такъ какъ въ нѣкоторый опредѣленный промежутокъ времени чрезъ каждое сѣченіе протекаетъ одно и то же количество жидкости.

4. Итакъ, въ случаѣ, изображенномъ на фиг. 8 въ проводникѣ будетъ индуктироваться электродвижущая сила:

$$E = H_1 l \frac{Hv}{H_1} = H l v,$$

независимо отъ того, что этотъ проводникъ окруженъ желѣзною трубкою. Проводникъ въ этомъ случаѣ будетъ двигаться въ слабомъ магнитномъ полѣ H_1, но зато онъ будетъ перерѣзывать линіи этого поля съ гораздо большей скоростью, чѣмъ въ случаѣ проводника, не защищеннаго желѣзною трубкою отъ дѣйствія сильнаго внѣшняго магнитнаго поля. Вообще можно сказать, что скорость, съ какою силовыя линіи пробѣгаютъ чрезъ защищенное желѣзомъ пространство, во столько же разъ увеличивается, во сколько возрастаетъ сѣченіе единичной трубки при переходѣ изъ внѣшняго пространства въ пространство экранированное, или же, другими словами, скорость эта возрастаетъ во столько разъ, во сколько уменьшается напряженіе поля.

Электродвижущая сила $E = Hlv$ слагается, собственно говоря, изъ двухъ частей. Одна часть:

$$E_1 = H_1 lv.$$

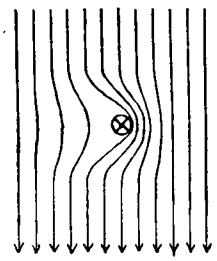
Эта электродвижущая сила индуктируется при движеніи одного проводника внутри трубки. При движеніи же одной только трубки индуктируется въ проводникѣ другая электродвижущая сила:

$$E_2 = Hlv - H_1 lv = (H - H_1)\, lv = H_1\, l \frac{v\,(H - H_1)}{H_1} \quad .$$

Вообще:

$$E = E_1 + E_2.$$

5. Обратимся теперь снова къ случаю, изображенному на фиг. 7. Предположимъ, что проводникъ не движется, и соединимъ его съ источникомъ электрическаго тока. Если токъ идетъ, напримѣръ, отъ читателя чрезъ бумагу внизъ, то мы получимъ картину магнитнаго поля, изображенную на фиг. 11. Назовемъ напряженіе магнитнаго поля—H, длину проводника—l, силу тока—i. Тогда f, сила, которую будетъ испытывать проводникъ съ токомъ въ магнитномъ полѣ, представится такъ:



Фиг. 11.

$$f = H\, l\, i \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (4)$$

Эта сила будетъ стремиться сдвинуть проводникъ влѣво.

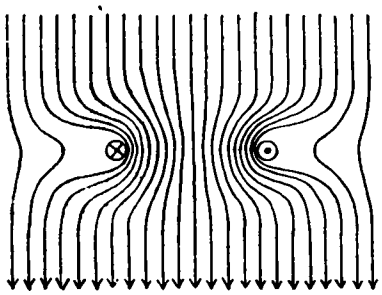
Если теперь мы возьмемъ не одинъ проводникъ, а два прямолинейныхъ проводника, соединенныхъ послѣдовательно (проволочная петля), и пропустимъ чрезъ нихъ токъ силою i, то получимъ то, что изображено на фиг. 12. (Плоскость петли перпендикулярна линіямъ силъ). Въ этомъ случаѣ сила, приложенная къ петлѣ, равна:

$$f = H\, l\, i - H\, l\, i = 0,$$

т. е. петля не будетъ испытывать никакой силы, не будетъ стремиться сдвинуться въ сторону.

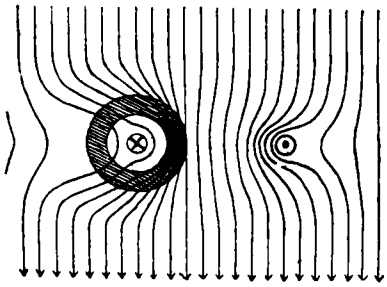
6. Помѣстимъ теперь въ желѣзную трубку

одинъ изъ проводниковъ съ токомъ. Картина магнитнаго поля, получающаяся при этомъ, изо-



Фиг. 12.

бражена на фиг. 13. Опытъ показываетъ, что, если желѣзная трубка составляетъ одно цѣлое съ петлей, эта послѣдняя опять-таки не испытываетъ никакой силы, стремящейся сдвинуть ее;



Фиг. 13.

сила эта равна 0. Но съ другой стороны, сила эта является суммой силъ, приложенныхъ къ отдѣльнымъ частямъ нашей системы. Разсмотримъ, какія это силы. Правый проводникъ находится въ полѣ, напряженіе котораго есть H. Проводникъ же, защищенный желѣзомъ, находится въ гораздо болѣе слабомъ полѣ H_1. Сила, приложенная къ правому проводнику, выражается такъ:

$$f_1 = Hli.$$

Сила, приложенная къ лѣвому проводнику, будетъ:

$$f_2 = -H_1 li.$$

Кромѣ того *нѣкоторая сила приложена къ желѣзной трубкѣ*, защищающей лѣвый проводъ отъ непосредственнаго дѣйствія внѣшняго поля. Положимъ эта сила есть x. Опытъ показываетъ, что сумма всѣхъ трехъ силъ равна нулю, т. е.

$$f = Hli - H_1 li + x = 0$$

Отсюда

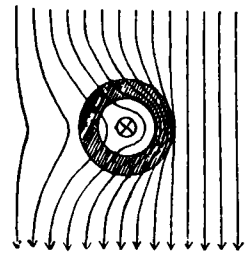
$$x = -(H - H_1)\, li.$$

Итакъ, сила, приложенная къ желѣзной трубѣ, по величинѣ равна:

$$(H - H_1)\, li$$

и направлена также, какъ и сила f_2, приложенная къ проводнику, экранируемому этой трубой.

Представимъ себѣ теперь одинъ только проводникъ, окруженный трубою и помѣщенный въ магнитное поле. Пропустимъ чрезъ него токъ, направленный отъ читателя внизъ чрезъ бумагу. И труба, и самъ проводникъ съ токомъ окажутся въ деформированномъ полѣ (фиг. 14). Сила, приложенная къ проводнику, будетъ:



Фиг. 14.

$$f' = H_1 li.$$

Сила же, приложенная къ желѣзу:

$$f'' = (H - H_1)\, li.$$

Сумма этихъ двухъ силъ будетъ:

$$f = f + f'' = H_1 li + (H - H_1)\, li = H li \quad . \; . \; . \quad (5)$$

Эта сила есть та самая, которая была бы непосредственно приложена къ проводнику, если бы онъ не былъ защищенъ желѣзомъ. На это желѣзо какъ бы переносится точка приложенія большей части силы взаимодѣйствія между магнитнымъ полемъ и токомъ. При этомъ должно замѣтить, что тѣмъ большая часть этой силы оказывается приложенной къ желѣзу, чѣмъ больше экранирующее дѣйствіе его, т. е. чѣмъ меньше будетъ напряженіе магнитнаго поля внутри трубки по сравненію съ напряженіемъ внѣшняго поля. И такъ какъ на самомъ дѣлѣ очень часто H_1 бываетъ значительно менѣе H (въ зубчатыхъ арматурахъ H_1 бываетъ менѣе 1% H), то и оказывается, что практически проводникъ съ токомъ, окруженный желѣзными массами и помѣщенный въ магнитное поле, почти не испытываетъ никакого дѣйствія со стороны этого поля: оно сосредоточивается главнымъ образомъ на желѣзныхъ массахъ.

7. Выше мы разсматривали экранирующее дѣйствіе желѣзныхъ массъ, окружающихъ проводникъ со всѣхъ сторонъ: мы брали желѣзную трубу, окружающую проводникъ. Подобныя условія весьма часто встрѣчаются на практикѣ. Напримѣръ, это условіе соблюдено въ арматурахъ Броуна. Однако во всѣхъ нашихъ разсужденіяхъ и разсмотрѣніяхъ желѣзо играетъ лишь ту роль, что оно ослабляетъ напряженіе магнитнаго поля въ пространствѣ, занятомъ проводникомъ. Поэтому, собственно говоря, и не важно какую форму имѣютъ желѣзныя массы сосѣднія съ проводникомъ. Если только присутствіе этихъ массъ влечетъ за собою ослабленіе поля въ пространствѣ занятомъ проводникомъ, то въ этомъ случаѣ и

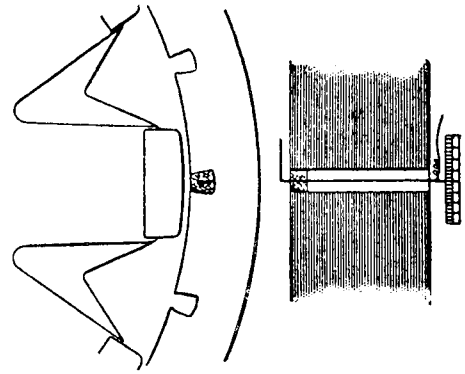
имѣетъ мѣсто все то, о чемъ мы выше говорили; именно во всѣхъ случаяхъ когда только есть это ослабленіе поля, дѣйствіе, которое долженъ былъ бы испытывать проводникъ съ токомъ въ полѣ, переносится отчасти, а иногда практически почти совсѣмъ на ближайшія желѣзныя массы. Подобный случай мы и имѣемъ во всѣхъ вообще зубчатыхъ арматурахъ. Въ нихъ, дѣйствительно, провода защищены желѣзными зубцами отъ дѣйствія внѣшняго магнитнаго поля настолько, что въ промежуткахъ между зубцами, занятыхъ проводами, поле чрезвычайно слабо; вслѣдствіе этого проводники дѣйствительно почти не испытываютъ тангенціальнаго дѣйствія; это послѣднее почти цѣликомъ переносится на желѣзные зубцы, что даетъ зубчатымъ арматурамъ громадное практическое преимущество съ механической точки зрѣнія.

8. Практика зубчатыхъ арматуръ доказываетъ вполнѣ правильность всего того, что мы говорили выше. Дѣйствительно, вслѣдствіе отсутствія въ нихъ тангенціальнаго дѣйствія со стороны магнитнаго поля на провода, нѣтъ надобности дѣлать на этихъ проводахъ такую же солидную въ механическомъ отношеніи изоляцію, какъ въ арматурахъ безъ зубцовъ, гдѣ дѣйствіе внѣшняго поля непосредственно прилагается къ проводникамъ, гдѣ слѣдовательно при всякихъ рѣзкихъ измѣненіяхъ нагрузки, влекущихъ за собою механическіе толчки, изоляція легко можетъ оказаться поврежденной, если она не достаточно прочна.

Намъ, кромѣ того, кажется не безъинтереснымъ сообщить объ опытахъ, произведенныхъ Русселемъ и Мордэемъ для выясненія того, къ чему прилагается дѣйствіе магнитнаго поля въ случаѣ проводника съ токомъ, защищеннаго желѣзомъ.

Руссель произвелъ рядъ опытовъ по схемѣ, изображенной на фиг. 13. Онъ, между прочимъ, обнаружилъ непосредственно силу приложенную къ желѣзной массѣ, окружающей проводникъ съ токомъ. Желѣзо въ его опытахъ не было связано съ проводникомъ, и было свободно подвѣшено. Вся система помѣщалась въ магнитномъ полѣ. При пропусканіи тока по проводникамъ замѣчалось стремленіе желѣза сдвинуться въ сторону; при этомъ чувствительнымъ динамометромъ измѣрялась и самая сила, приложенная къ желѣзу.

Мордэй произвелъ непосредственный опытъ для того, чтобы убѣдиться, что тангенціальное дѣйствіе, испытываемое проводникомъ въ зубчатой арматурѣ, весьма невелико. Опытъ былъ произведенъ съ униполярнымъ альтернаторомъ, у котораго зубчатая арматура неподвижна, индукторъ же подвижной. Расположеніе опыта представлено на фиг. 15. Одна изъ катушекъ арматуры была удалена и въ освободившійся промежутокъ между зубцами былъ помѣщенъ проводникъ въ формѣ мѣдной пластинки, имѣющей 2,5 см. въ ширину и 0,25 см. толщиною. Длина пластинки была равна 25 см. Пластинка была укрѣплена съ одного конца неподвижно, другой конецъ ея оставался свободнымъ и посредствомъ гибкаго проводника присоединялся



Фиг. 15.

къ цѣпи. Кромѣ того, къ свободному концу мѣдной пластинки былъ придѣланъ указатель, а противъ послѣдняго была неподвижно помѣщена шкала съ дѣленіями. Пластинка была послѣдовательно соединена съ четырьмя катушками арматуры, электродинамометромъ Сименса и внѣшнимъ неиндуктивнымъ сопротивленіемъ. Съ такой схемой были произведены слѣдующія наблюденія:

a. Машина была пущена въ ходъ со скоростью, соотвѣтствующею 25 періодамъ въ секунду. Было замѣчено по шкалѣ положеніе указателя. Затѣмъ цѣпь была замкнута и былъ установленъ токъ въ 200 амперъ. Мѣдная пластинка замѣтно вибрировала; однако среднее отклоненіе указателя не превосходило 2 миллиметровъ.

Машина была затѣмъ остановлена и на середину пластинки былъ положенъ грузъ. Оказалось необходимымъ нагрузить 225 граммовъ для того, чтобы получить отклоненіе въ 2 миллиметра. Вычисленія, приведенныя дальше, показываютъ, что при нагрузкѣ въ 200 амперъ къ проводнику должна была бы быть приложена сила въ 2.150 граммовъ. Такимъ образомъ въ этомъ опытѣ къ проводнику оказалась приложенной только одна десятая этой силы. Остальное было приложено очевидно къ желѣзнымъ частямъ арматуры.

b. Машина была установлена такъ, чтобы полюсный выступъ индуктора приходился какъ разъ противъ промежутка между зубцами, какъ это изображено на фиг. 15. Возбужденъ былъ индукторъ и чрезъ пластинку былъ пропущенъ постоянный токъ въ 200 амперъ. Получено было постоянное отклоненіе въ 3 миллиметра, т. е. немного болѣе, чѣмъ въ предшествующемъ случаѣ.

Было извѣстно, что 25 сантиметровъ проводника даютъ въ этой машинѣ 1,38 вольта при частотѣ въ 25 періодовъ въ секунду. Допуская, что не было никакой разности фазъ, можно принять мощность, развиваемую однимъ проводникомъ, равную:

200 амп. $\times$ 1,38 вольта = 276 ваттъ = 28 килограмметровъ въ секунду.

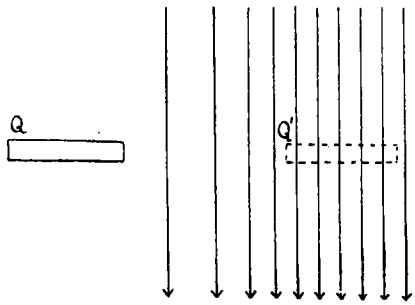
Такъ какъ линейная скорость магнитнаго потока въ междужелѣзномъ пространствѣ была равна 12 метрамъ въ секунду, то слѣдовательно при мощности въ 276 уаттъ проводникъ долженъ былъ бы испытывать дѣйствіе силы:

$$\frac{28}{13} = 2{,}15 \text{ килограмма.}$$

На самомъ же дѣлѣ къ нему была приложена сила въ 225 гр., какъ указано выше. Сравненіе это, конечно, основано на допущеніи строгой прямолинейности проводника, въ дѣйствительности же онъ нѣсколько искривлялся. Однако это искривленіе весьма мало и погрѣшность, вызванная нашимъ допущеніемъ, ничтожна.

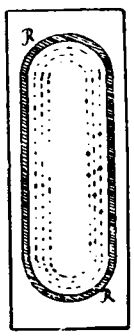
Опыты эти, такимъ образомъ, вполнѣ подтверждаютъ идею, что въ зубчатыхъ арматурахъ тангенціальное дѣйствіе испытывается не проводниками, а желѣзными массами, окружающими ихъ.

9. Возьмемъ нѣкоторую металлическую пластинку Q (см. фиг. 16; пластинка представлена



Фиг. 16.

въ сѣченіи плоскостью чертежа). Какъ извѣстно, при внесеніи ея въ магнитное поле (конечное положеніе указано на фиг. 16 въ Q_1), въ ней возникнутъ паразитные токи, такъ называемые токи Фуко, которые поглотятъ часть энергіи, приводящей пластинку въ движеніе; эта часть энергіи пойдетъ цѣликомъ на нагрѣваніе пластинки и потому во многихъ случаяхъ является совершенно непроизводительной потерей. Возникающіе, при внесеніи пластинки въ магнитное поле, токи имѣютъ направленіе и распредѣленіе, представленное на фиг. 17. Пунктирныя линіи представляютъ собою пути токовъ. Количество энергіи, поглощенное токами Фуко, зависитъ, конечно, прежде всего отъ тѣхъ причинъ, которыми вызывается ихъ появленіе. Такимъ образомъ, можемъ сказать, что энергія токовъ Фуко, зависитъ отъ наличности: во-первыхъ, магнитнаго поля и, во-вторыхъ, движенія пластинки изъ внѣшняго пространства въ пространство, занятое магнитнымъ полемъ. Магнитное поле характеризуется напряженіемъ его H. Движеніе пластинки изъ положенія Q въ положеніе Q_1 (фиг. 16), мы охарактеризуемъ временемъ T, въ теченіе котораго совершается это перемѣщеніе. Такимъ образомъ скажемъ, что энергія токовъ Фуко зависитъ отъ напряженія магнитнаго поля H и времени T, въ теченіе котораго пластинка входитъ въ пространство занятое магнитнымъ полемъ. Кромѣ H и T на потери отъ токовъ Фуко вліяютъ, конечно, и другія обстоятельства; такъ, напримѣръ: размѣры пластинки, проводимость матеріала, изъ котораго она сдѣлана. Для того, чтобы составить себѣ болѣе ясное представленіе о величинѣ потерь на токи Фуко и объ ихъ зависимости отъ тѣхъ или другихъ условій опыта, мы упростимъ наши разсужденія, выдѣливъ при разсмотрѣніи часть пластинки, представленную на фиг. 17 въ видѣ заштрихованной замкнутой полоски R. Для того идеальнаго случая, когда пластинка, переходя изъ положенія Q въ положеніе Q_1, послѣдовательно проходитъ чрезъ *равномѣрно* усиливающееся магнитное поле отъ O до H, мы вправѣ сказать, что потери на токи Фуко въ этой полоскѣ выражаются такъ:



Фиг. 17.

$$W_0 = \left(\frac{N}{T}\right)^2 \frac{1}{r} \cdot T,$$

такъ какъ $\frac{H}{T}$ есть электродвижущая сила индукціи, а r—сопротивленіе полоски, разсматриваемой, какъ настоящій проводникъ. N есть величина магнитнаго потока, пронизывающаго контуръ замкнутой полоски R при конечномъ положеніи пластинки—Q_1. Если назовемъ чрезъ S поверхность контура RR, то можемъ написать:

$$N = SH$$

Для потерь на токи Фуко въ пластинкѣ R получимъ выраженіе:

$$W_0 = \left(\frac{S\,H}{T}\right)^2 \frac{1}{r} \cdot T = \frac{S^2}{r} \cdot \frac{H^2}{T} = K\,\frac{H^2}{T},$$

такъ какъ для данной пластинки и полоски $\frac{S^2}{r}$ есть величина постоянная. Такъ какъ въ разсматриваемомъ нами идеальномъ случаѣ всю пластинку можно разбить на пояса, подобные RR, то вообще вся потеря на токи Фуко въ пластинкѣ выразится подобнымъ же образомъ, т. е.

$$W = K\,\frac{H^2}{T}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Практически мы обыкновенно имѣемъ условія, очень близкія къ разсмотрѣнному выше идеальному случаю. Такъ, въ арматурахъ динамомашинъ проводники проходятъ чрезъ довольно равномѣрно усиливающееся или ослабѣвающее магнитное поле. Поэтому мы для разсмотрѣнія характера потерь на токи Фуко удовольствуемся формулой (6).

10. Примѣнимъ теперь формулу (6) къ проводникамъ арматуръ динамомашинъ. Въ армату-

турахъ простыхъ проводники находятся непосредственно въ томъ магнитномъ полѣ, которое возбуждается въ междужелѣзномъ пространствѣ индукторами. Это поле бываетъ сравнительно велико; напряженіе его достигаетъ иногда до 5.000 или 6.000 C. G. S. При такихъ большихъ значеніяхъ H потери на токи Фуко въ проводникахъ бываютъ на столько значительны, что съ ними приходится считаться. Если тѣ же проводники будутъ намотаны между желѣзными зубцами или просто въ каналахъ, просверленныхъ въ желѣзной массѣ, то хотя H въ междужелѣзномъ пространствѣ и велико, въ пространствѣ, занятомъ проводниками, напряженіе поля значительно меньше и вообще по абсолютной величинѣ не велико даже въ максимальныхъ своихъ значеніяхъ. По виду формулы (6) ясно, что потери на токи Фуко въ проводникахъ арматуры пропорціональны квадрату максимальнаго напряженія магнитнаго поля, въ которомъ находятся проводники. Съ другой стороны, время, потребное для перехода проводника отъ поля O до максимума H одно и то же для простыхъ и зубчатыхъ арматуръ. Очевидно поэтому, что потери на токи Фуко въ проводникахъ меньше въ зубчатыхъ арматурахъ, чѣмъ въ простыхъ (при тѣхъ же, конечно, размѣрахъ проводниковъ). Такъ, напримѣръ, если H_1—напряженіе поля между зубцами—только въ 10 разъ меньше H—напряженія поля въ междужелѣзномъ пространствѣ,—то потери на токи Фуко въ проводникахъ уменьшатся въ 100 разъ. Практически же, какъ мы выше уже замѣчали, H_1 бываетъ часто меньше 1% H. Потери на токи Фуко въ этихъ случаяхъ пренебрежимы.

В. Миткевичъ.

X—лучи.

Продолжая оповѣщать читателей нашего журнала о современномъ положеніи вопроса о природѣ x—лучей (см. Эл. 1896, стр. 81, 1897, стр. 1 и 166), въ настоящей статьѣ мы коснемся двухъ работъ: одна изъ нихъ принадлежитъ самому проф. Рентгену, другая семидесятилѣтнему англійскому ученому Г. Стоксу. Сопоставленіе этихъ работъ имѣетъ особый интересъ въ виду того, что ихъ авторы являются крупными представителями двухъ борящихся воззрѣній на причину x—лучей—катодный потокъ.

Извѣстно, что еще задолго до открытія Рентгена раздѣлились мнѣнія о природѣ того прямолинейнаго потока, который исходитъ отъ катода въ разрѣженномъ газѣ. На родинѣ Крукса установилось представленіе объ этихъ „катодныхъ лучахъ", какъ дѣйствительномъ потокѣ заряженной матеріи, отлетающей отъ катода; въ Германіи же детально разработывалась теорія катоднаго потока, какъ эфирныхъ лучей, несущихъ колебанія, подобныя свѣтовымъ. Блестящіе опыты Ленарда (см. Эл. 1894, 90), выпустившаго катодный потокъ на воздухъ изъ трубки (чрезъ алюминіевое окно), казалось, не оставляли сомнѣнія въ правотѣ нѣмецкой школы. Мыслимо ли, чтобы потокъ матеріи прошелъ сквозь металлическую пластинку! Тогда какъ, съ другой стороны, свойство лучей „свѣта" проходить сквозь тонкій слой металла извѣстно уже давно.

Въ другомъ опытѣ Ленардъ показалъ, что катодные лучи существуютъ и въ пустотѣ, а слѣдовательно, для ихъ существованія не нужно матеріи. Непосредственно образовать эти лучи въ пустотѣ невозможно, такъ какъ Круксова трубка при слишкомъ большомъ разрѣженіи газа не дѣйствуетъ, но нужно было лучи, образовавшіеся въ обычной трубкѣ, выпустить чрезъ „окно" въ трубку пустую; оказалось, что они продолжаютъ свой путь и въ этой послѣдней. Ниже мы упомянемъ, какъ можно объяснить эти опыты съ точки зрѣнія англійской школы, теперь же перейдемъ къ статьѣ Рентгена, остающагося и въ своемъ третьемъ мемуарѣ „о свойствахъ x—лучей" сторонникомъ традицій нѣмецкой науки. По мнѣнію Рентгена x—лучи образуются въ тѣхъ частяхъ стеклянной стѣнки Круксовой трубки или въ тѣхъ точкахъ металлическаго антикатода, въ которыя попадаютъ катодные лучи. Считая катодные, какъ и иксъ—лучи за эфирныя колебанія, Рентгенъ стремится лишь объяснить процессъ образованія x—лучей какимъ нибудь знакомымъ уже явленіемъ, наблюдаемымъ на лучахъ свѣтовыхъ. Онъ признаетъ происхожденіе x-лучей вполнѣ аналогичнымъ явленію флюоресценціи, въ которой фіолетовые или зафіолетовые лучи, падая напр. на растворъ хлорофилла, возбуждаютъ волны другой длины, чѣмъ какую имѣютъ сами. Въ подтвержденіе своей аналогіи Рентгенъ приводитъ подмѣченный имъ фактъ, что наиболѣе сильное излученіе x—лучей происходитъ подъ угломъ около 80° къ перпендикуляру, возстановленному къ плоскости антикатода. Подобно тому, наиболѣе сильный свѣтъ флюоресценціи испускается подъ большими углами къ поверхности флюоресцирующаго тѣла; это объясняется малымъ поглощеніемъ свѣта флюоресценціи въ тѣлѣ, испускающемъ его.

Для Стокса подобные доводы мало убѣдительны. Возможность отклонить магнитомъ катодный потокъ, его механическія дѣйствія (приводить во вращеніе мельничку, помѣщенную на его пути), доказываютъ для англійскаго ученаго матеріальность этого потока. Правда, Стоксъ также признаетъ невозможнымъ предположить, что матеріальный потокъ проходитъ сквозь алюминіевое окно въ опытѣ Ленарда; но онъ полагаетъ, что потокъ, оканчиваясь съ одной стороны окна, воспроизводится у другой стороны. Стоксъ уподобляетъ это явленіе тому, что наблюдается напр. въ мѣдной электролитической ваннѣ, если въ нее опустить между электродами третью мѣдную пластинку: іоны будутъ остановлены этою пластинкою, но ихъ передвиженіе будетъ воспроизводиться по другую ея сторону. Опытъ Ленарда съ катодными лучами сквозь пустоту Стоксъ объясняетъ невозможностью получить совершенную пустоту, а всякій остатокъ матеріи можетъ быть сочтенъ достаточнымъ для поддержанія матеріальнаго катоднаго потока.

Строго придерживаясь матеріальной теоріи катодныхъ лучей, Стоксъ признаетъ однако за x—лучами характеръ эфирныхъ волнъ подобныхъ волнамъ свѣта. При такой постановкѣ вопроса является чрезвычайно затруднительнымъ понять процессъ образованія x—лучей изъ ударовъ матеріальныхъ частицъ объ антикатодъ: „Какъ же дѣйствуетъ, говоритъ Стоксъ, молекула, оторвавшаяся отъ катода и встрѣтившая антикатодъ? Она можетъ дѣйствовать двумя различными способами. Она можетъ дѣйствовать какъ матеріальная масса, правда, чрезвычайно малая, благодаря своей живой силѣ, или какъ тѣло заряженное статически. Дать вамъ подходящее физическое объясненіе того, что такое статически заряженное тѣло—выше моихъ силъ. Недавно я разговаривалъ объ этомъ съ лордомъ Кельвиномъ, и онъ сказалъ мнѣ, что, по его мнѣнію, физическое представленіе, какое должно себѣ составить о заряженномъ тѣлѣ, пока еще сокрыто. Однако мы должны разсматривать въ высокой степени вѣроятнымъ, что когда заряженныя частицы встрѣчаютъ антикатодъ, онѣ производятъ какое то возмущеніе въ эфирѣ. Это возмущеніе въ эфирѣ распространяется по всѣмъ направленіямъ отъ того мѣста, гдѣ оно произведено, и такимъ образомъ каждая частица, достигшая антикатода, является источникомъ эфирныхъ возмущеній, распространяющихся во всѣ стороны". Съ этого момента явленіе

вполнѣ раскрывается для Г. Стокса. Этотъ ученый знаменитъ своими работами по оптикѣ; его работы охватывали оптическіе явленія въ столь широкой формѣ, ставили вопросы въ столь общемъ видѣ, что авторъ ихъ теперь находитъ возможнымъ возвратиться къ своимъ формуламъ для объясненія тѣхъ неожиданныхъ свойствъ, какими обладаютъ x—лучи.

Подъ неожиданными свойствами мы разумѣемъ здѣсь не то, что x—лучи проходятъ чрезъ дерево, довольно толстыя пластинки металловъ, и сильно поглощаются стекломъ. Природа щедро разсыпала всевозможныя градаціи поглощенія различныхъ лучей различными тѣлами; въ этомъ отношеніи красный лучъ, непропускаемый синимъ стекломъ, удивителенъ не менѣе x—луча. Но освѣдомленный оптикъ чувствуетъ себя безсильнымъ понять, почему x—лучи не отражаются, не преломляются, не загибаютъ въ тѣнь (явленіе диффракціи). Вѣдь это основныя качества всякой волны! Какъ могутъ существовать лучи, несущіе волны, лишенныя основныхъ своихъ качествъ?

Переходимъ къ изложенію попытокъ Стокса объяснить эти свойства x—лучей. Начинаемъ съ труднѣйшаго— отсутствіе диффракціи. Изъ всѣхъ явленій диффракціи наибольшее значеніе для опытовъ съ x—лучами имѣло бы то, что тѣни, отбрасываемыя непрозрачными предметами, были бы нерѣзкими, представляли бы *постепенный* переходъ отъ ярко освѣщеннаго поля къ вполнѣ черной тѣни. Явленія эти объясняются тѣмъ, что всякая точка, на которую надвигается свѣтовая волна, освѣщается (т. е. испытываетъ эфирное возмущеніе), не отъ одной ближайшей центральной части волны, но отъ всей ея *поверхности*. Края то волнъ и бросаютъ свѣтъ внутрь экрана. Давно уже Стоксъ предложилъ весьма общую теорію диффракціи, по которой эфирное возмущеніе въ любой точкѣ опредѣляется суммированіемъ дѣйствій не только всей поверхности волны, но всего *объема*, въ которомъ происходитъ эфирное волненіе. Такое широкое воззрѣніе привело уже тогда къ нѣкоторымъ замѣчательнымъ выводамъ, теперь же можетъ даже заставить предполагать напередъ, что диффракція у x—лучей должна быть очень незначительна. Дѣйствительно, x—волны образуются отъ того „дождя молекулъ, который льетъ съ заряженнаго катода, молекулъ, слѣдующихъ одна за другой, какъ водяныя капли во время ливня". Онѣ безпорядочно ударяютъ объ антикатодъ, и каждая возбуждаетъ *одну* совершенно независимую волну. Эта волна распространяется въ видѣ тончайшаго слоя, тогда какъ при всякомъ явленіи свѣтовомъ, какъ бы кратко оно ни было, источникъ успѣваетъ испустить огромное число волнъ, слѣдующихъ одна за другою, занимающихъ значительную толщу. Это не имѣло бы никакого значенія въ обыкновенной теоріи диффракціи, ибо играетъ роль только поверхность волны, но, понятно, весьма важно въ теоріи Стокса, и онъ показываетъ, что изъ всей x—волны, посылаемой въ ту или иную точку, дѣйствуетъ только узкая центральная часть, а это именно и исключаетъ возможность, какъ видно изъ предъидущаго, явленій диффракціи. Вотъ почему радіографическіе снимки представляютъ такія рѣзкія очертанія, не смотря на большіе размѣры флюоресцирующаго пятна, излучающаго x—лучи. Каждый лучъ представляетъ собою строго прямую линію перпендикулярную къ поверхности волны, и не можетъ случиться, чтобы въ одно и тоже мѣсто достигали лучи отъ разныхъ волнъ, одинъ искажая тѣни, отбрасываемыя другимъ.

Такимъ образомъ объясненіе отсутствія диффракціи Стоксъ находитъ въ своей давно уже составленной теоріи. Но эта теорія не помогаетъ ему выяснить причину того, что x-лучи не преломляются, не отражаются. Размышляя объ этихъ послѣднихъ качествахъ, Стоксъ приходитъ къ новому, какъ кажется, вполнѣ оригинальному представленію самого процесса преломленія.

Задумываясь надъ опытами съ лучами Рентгена, Стоксъ поставилъ себѣ такой вопросъ: когда лучъ свѣта входитъ въ преломляющую среду, напр. призму, происходитъ ли преломленіе его (т. е. измѣненіе длины волны) въ первый же моментъ, или для *установленія* новыхъ волнъ нуженъ извѣстный промежутокъ времени, въ теченіе котораго происходитъ безпорядочное волненіе, немедленно затѣмъ затухающее? Раньше Стоксъ отвѣтилъ бы, что преломленіе происходитъ въ тотъ самый моментъ, когда лучъ входитъ въ призму, но теперь онъ склоняется къ другой мысли. Ему представляется, что эфирныя волны (колебанія эфира), вошедшія въ преломляющую среду, сперва мало по малу раскачиваютъ молекулы тѣла, обладающія, сравнительно, громадною массою, и только послѣ этого выработается нѣкоторое устойчивое колебаніе эфира съ матеріею. Не нужно думать, что переходное состояніе займетъ много времени: если на раскачиваніе матерьяльныхъ частицъ потребуется напр. даже сто тысячъ эфирныхъ импульсовъ (отдѣльныхъ волнъ), то все таки по времени оно займетъ лишь одну 40-билліонную часть секунды, т. е. промежутокъ, не могущій быть замѣченнымъ на опытѣ *). Но какое рѣшительное значеніе будетъ имѣть этотъ ничтожный промежутокъ времени на преломленіе x—лучей: согласно толкованію Стокса, x—волна не только не повторяется 100 тысячъ разъ, но не сопровождается даже и второю подобною себѣ. Отсюда слѣдуетъ, что x—колебанія не могутъ значительно увлечь матерьяльныя частицы, что между ними и колебаніями частицъ не должно устанавливаться нѣкоторое устойчивое равновѣсіе, при которомъ измѣнились бы и сами x—колебенія, и x—лучъ пройдетъ сквозь тѣло неизмѣненнымъ.

Подобное же разсужденіе Стоксъ считаетъ примѣнимымъ и къ отраженію.

Наоборотъ, поглощеніе луча тѣломъ происходитъ именно тогда, когда у частицъ тѣла не является устойчивыхъ колебаній, и когда онѣ постоянно отдаютъ свои колебанія сосѣднимъ, сами же постоянно возобновляютъ свое неустойчивое колебаніе подъ дѣйствіемъ эфирныхъ волнъ и такимъ образомъ постоянно отнимаютъ у эфира его энергію. Это именно и происходитъ въ случаѣ x—лучей.

Итакъ x—лучи испытываютъ одно лишь поглощеніе. Они болѣе или менѣе пропускаются всѣми тѣлами и болѣе или менѣе поглощаются всѣми же; такъ какъ не существуетъ преломленія, то можно предположить, что всѣ тѣла равнозначны для x—лучей, и различаются только по массѣ своихъ частицъ (см. Эл. 1897, стр. 167). Для x—лучей нѣтъ различія между бѣлой и черной бумагой какъ нѣтъ различія между золотомъ и алюминіемъ, взятыми въ толщахъ, соотвѣтственныхъ ихъ плотностямъ.

Лучи Беккереля (урановые) Стоксъ считаетъ явленіемъ промежуточнымъ между x—лучами и обыкновенными свѣтовыми. Эфирныя колебанія, производимыя молекулами урана „достаточно неправильны, чтобы пройти сквозь черный картонъ, и достаточно правильны, чтобы обнаружить свойство преломленія".

В. Л.

ОБЗОРЪ.

Опытъ устраненія неправильностей въ качаніи часоваго маятника. — Извѣстно что часовой маятникъ качается не такъ правильно, какъ свободно висящій; треніе механизма и упругость якоря отзываются нѣкоторыми неправильностями на его движеніи. Въ часахъ особенно точныхъ это неудобство обыкновенно устраняется подходящимъ подборомъ колесъ, чѣмъ достигаютъ равномѣрности и постоянства въ уклоненіи маятника отъ правильнаго хода, такъ что разница показаній отъ истиннаго времени не превышаетъ нѣкоторой доли секунды.

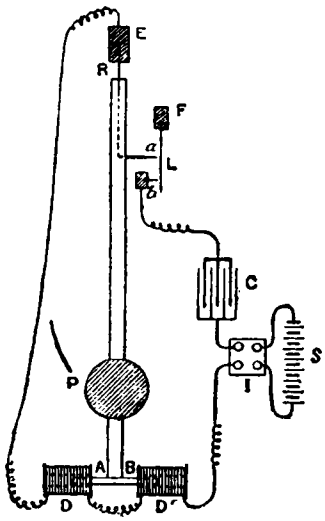
*) Для поясненія своей мысли Стоксъ напоминаетъ, какъ образуется звукъ фортепьяно: это не будетъ звукъ, издаваемый струною, и не звукъ, издаваемый резонаторнымъ ящикомъ, но звукъ, соотвѣтствующій колебаніямъ струны и резонаторнаго ящика, какъ сложной системы тѣлъ.

Но возможно и совершенно устранить всякія неправильности въ его движеніи. Безъ сомнѣнія онѣ зависятъ отъ мгновенныхъ силъ, дѣйствующихъ на маятникъ въ разныхъ точкахъ его пути. Изъ разсмотрѣнія эффектовъ ими производимыхъ легко вывести слѣдующее положеніе: чтобы мгновенная сила, разсматриваемая сама по себѣ, не производила неправильностей въ движеніи маятника, необходимо и достаточно совпаденія между моментомъ ея дѣйствія и моментомъ прохожденія маятника черезъ положеніе равновѣсія (т. е. черезъ отвѣсную линію).

Предположимъ, что въ одной и той же точкѣ пути маятника, онъ испытываетъ два толчка одинаковой силы и направленія; одинъ при его поднятіи, другой при опусканіи; тогда одинъ толчекъ произведетъ опаздываніе, другой ускореніе; уклоненія маятника по величинѣ будутъ равны, а по знаку противоположны.

Задача заключается въ томъ, чтобы осуществить систему, дающую мгновенные толчки равной силы и въ опредѣленной точкѣ пути маятника.

Система эта можетъ быть чисто механическая, и такая уже построена Г. Липпманомъ, но еще не испытана



Фиг. 18.

имъ, другая, построенная имъ же, электрическая система представлена схематически на прилагаемомъ рисункѣ.

Она дѣйствуетъ не гальваническимъ токомъ, а зарядами и разрядами статическаго электричества.

Конденсаторъ C (microfarad) періодически приводимый въ соединеніе съ полюсами незамкнутой батареи S заряжается до отказа. Прерыватель J дѣйствующій также періодически разъединяетъ баттарею съ конденсаторомъ и вслѣдствіе того мѣняетъ знакъ заряда послѣдняго заряженія и разряженія; такимъ образомъ производимыя проходятъ черезъ катушки D и D', внутри которыхъ ходитъ горизонтальный намагниченный стержень AB неподвижно прикрѣпленный къ маятнику. Это приспособленіе. какъ извѣстно, употреблено впервые Корню. Стержень получаетъ рядъ толчковъ попеременно положительныхъ и отрицательныхъ такой же продолжительности, какъ статическія заряженія и разряженія, которыя ихъ порождаютъ.

Моментъ явленія опредѣляется контактомъ металлическаго стерженька *a*, прикрѣпленнаго къ маятнику; съ упругой легкой платиновой проволочкой L: эта послѣдняя одновременно соединяетъ контакты *a* и *b* и замыкаетъ цѣпь для заряда C*ba*REDD'.

Малѣйшее уклоненіе маятника влѣво тотчасъ же нарушаетъ соединеніе въ *a*, подобное же уклоненіе вправо размыкаетъ цѣпь въ *b*; такимъ образомъ при отклоненіяхъ маятника въ обѣ стороны мостикъ (L) функціонируетъ въ моменты одинаковыхъ его положеній относительно вертикали и толчокъ, сообщенный при паденіи маятника, слѣдовательно, заставляющій часы уходить впередъ, компенсируется толчкомъ въ обратномъ направленіи при его поднятіи.

Дѣйствіе этого приспособленія тѣмъ отчетливѣе, чѣмъ тоньше проволочка L, чѣмъ легче, слѣдовательно, ея контактъ.

На схематическомъ рисункѣ для ясности оба контакта a и b представлены разомкнутыми. Въ дѣйствительности проволока L вслѣдствіе упругости всегда замыкаетъ контактъ *b*, кромѣ того, случая, что сама бываетъ отодвинута стержнемъ *a*.

Микрометренный винтъ перемѣщаетъ неподвижный контактъ *b* такъ, чтобы соединеніе происходило въ моментъ, когда маятникъ вертикаленъ. Часть проволоки L между *a* и *b* настолько ничтожна, что ее можно разсматривать, какъ несгибаемую.

Элементъ S имѣетъ, конечно, постоянную разность потенціаловъ, а средняя сила тока даваемаго имъ равна $2 \times 0{,}000110$ ампера.

Сила каждаго толчка, попеременно положительнаго и отрицательнаго, опредѣлется только количествомъ пробѣгающаго по цѣпи электричества; сопротивленіе и качество контактовъ не входятъ въ разсчетъ; электродвижущая сила и емкость конденсатора одни только являются опредѣляющими моментами, а они остаются постоянными въ теченіе каждой четной и нечетной секунды.

Размыканіе цѣпи обходится безъ искръ, потому что конденсаторъ заряжается черезъ вліяніе, электрическое равновѣсіе устанавливается и размыканіе происходитъ въ цѣпи, не имѣющей тока.

Приспособленіе это, изобрѣтенное Г. Липпманомъ дѣйствуетъ весьма исправно.

(L'Électricien).

Динамо постояннаго тока необыкновенной мощности. Самая мощная динамо постояннаго тока изъ всѣхъ до сихъ поръ извѣстныхъ сооружается обществомъ General Electric C° въ Шенектеди для общества трамваевъ въ Луивилѣ. Эта 22-хъ полюсная динамо будетъ производить при нормальномъ ходѣ 2400 киловаттовъ, съ угловой скоростью 75 оборотовъ въ минуту. Въ случаѣ крайности ея полезное дѣйствіе можетъ быть увеличено еще на $^1/_3$ и возрасти до 3200 киловаттовъ. Внѣшній діаметръ сердечника, на который насажены индукторы 5,7 м.; ширина его 1,25 м. Діаметръ арматуры 3,8 м.; діаметръ коммутатора 2,9 м.; діаметръ вала 58 см.; длина арматуры 1,5 м.; коммутатора 53 см. Арматура и коллекторъ вѣсятъ 38 тоннъ; вся машина 80 тоннъ. До этой динамо наибольшей мощностью въ въ 1500 киловаттовъ обладала динамо, приводившая въ движеніе внутреннюю желѣзную дорогу на выставкѣ въ Чикаго 1893 г. Динамо такого типа была установлена въ Филадельфіи, Бостонѣ и Чикаго для трамваевъ или воздушныхъ желѣзныхъ дорогъ. Станція трамваевъ въ Бруклинѣ насчитываетъ 4 такихъ динамо, и тамъ устанавливаютъ теперь 2 другихъ. Когда 2 послѣднихъ будутъ въ дѣйствіи, Бруклинская станція станетъ послѣ станціи Ніагарскихъ водопадовъ наиболѣе мощной электрической станціей на всемъ свѣтѣ, но первенство не долго останется за ней, такъ какъ черезъ 2 года въ Нью-Іоркѣ будетъ воздвигнута станція съ мощностью въ 70000 киловаттовъ, которая будетъ питать всю сѣть городскихъ электрическихъ трамваевъ.

(L'Ind. Électr. № 149).

Редакторъ А. И. Смирновъ.