

А в стан В, є процес необоротний, якщо процес, що має єдиним своїм результатом повернення системи із стану В в А, неможливий.

Тут слова „єдиним результатом“ мають той самий зміст, як і в формулюванні другого принципу (§ 239), тобто заборону будьяких змін термодинамічного стану навколишніх (які не входять до складу системи) тіл.

§ 249. Приклади необоротних процесів. Найтипівішим прикладом необоротного процесу є *тертя*.

При терті, які б не були конкретні умови процесу, робота, направлена на подолання сил тертя, іде спершу на нагрівання тертьових поверхень, а потім, завдяки тепловіддаванню, — на нагрівання шарів речовини тертьових тіл, які лежать глибше, і навколишніх тіл. Через те що зворотне некомпенсоване перетворення тепла в роботу неможливе, всякий процес, який супроводиться тертям, є необоротним.

Другим типовим прикладом необоротного процесу є теплообмін при скінченній різниці температур. Цей процес необоротний тому, що *неможливо здійснити процес, який має єдиним своїм результатом зворотний перехід тепла від тіла холодного до більш нагрітого.*

Те, що зворотний перехід тепла від тіла холодного до більш нагрітого не може виникнути і відбуватися самовільно, є очевидним і виходить безпосередньо з поняття температури. Важливо те, що штучно процес цей ні при яких умовах не може бути здійсненим без компенсації.

Справді, щоб перенести тепло від тіла холодного до більш нагрітого, не роблячи ніяких змін у стані навколишніх тіл, необхідно було б: відняти теплоту у холодного тіла (це можливо), перетворити її некомпенсовано в роботу (це неможливо), витратити здобуту роботу на збільшення внутрішньої енергії нагрітого тіла (це можливо). Через те що складовою частиною цього процесу повинне було б бути в дійсності неможливе некомпенсоване перетворення тепла в роботу, то і весь процес у цілому неможливий; отже, процес тепловіддавання при скінченній різниці температур є необоротним.

Розглянемо ще один типовий приклад необоротного процесу — *нерівноважне розширення*.

Уявимо собі ізольовану систему, яка складається з тіла (наприклад, газу), вміщеного в термічно непроникний циліндр з рухомим поршнем. Припустимо, що сам поршень невагомий, але навантажений гириями. Нехай раптом навантаження з поршня знято; тіло зазнає нерівноважного розширення. При цьому воно не виконує роботи і, таким чином, енергія його залишається незмінною. Чи оборотний цей процес? Питання зводиться до того, чи можливий процес, єдиний результат якого полягав би в стиску тіла без зміни його внутрішньої енергії. На стиск тіла треба витратити роботу; щоб внутрішня енергія тіла не збільшувалася, треба відняти від нього еквівалентну кількість тепла; нарешті, щоб ніяких змін в оточенні не сталося, треба було б цю відняту у тіла теплоту некомпенсовано перетворити в роботу, а це — неможливе. Отже, нерівноважне розширення тіл — необоротне.

§ 250. Точний зміст термінів: „рівноважний“ і „нерівноважний“ процес. *Ми називаємо процес рівноважним, якщо, поперше, зазнаючи цього процесу, система проходить ряд рівноважних станів, які безперервно ідуть один за одним (§ 211), і якщо, подруге, зазнаючи зазначеного процесу, система виконує найбільшу роботу, яку вона здатна виконати, проходячи заданий безперервний ряд рівноважних станів.*

Тут, як і завжди, ми говоримо про „виконання роботи“ в алгебричному розумінні; може статися, що найбільша робота, яку в заданих умовах система здатна виконати, є величина від’ємна; це означає, що процес через необхідність зв’язаний з витратою роботи; щоб він був рівноважним, необхідно, щоб витрата роботи була мінімальною.

§ 251. Умови, які забезпечують рівноважність процесу. Вкажемо ті умови, яких повинно бути додержано, щоб була забезпечена рівноважність процесу.

Перша умова полягає в тому, що *забороняється різко, великим стрибком змінювати спричинювані впливи*; наприклад, забороняється різко змінювати тиск, температуру середовища і т. ін. В силу цієї умови рівноважний процес через необхідність повинен складатися з величезної кількості елементарних ступенів.

Друга умова полягає в тому, що *процес повинен відбуватися дуже повільно*. Ця умова є обов'язковою тому, що для кожного елементарного ступеня процесу, який переводить систему з рівноважного стану в суміжний, теж рівноважний стан, потрібен скінчений, а не елементарно малий, проміжок часу; число ж окремих ступенів процесу дуже велике, і тому загальна тривалість процесу надзвичайно велика.

§ 252. **Нерівноважність процесу як ознака його необоротності.** Нехай нам дано якусь ізольовану систему тіл. В середині неї може відбуватися ряд процесів, у наслідок яких система переходить з часом із стану A в B . Можна довести, що коли хоча б один із процесів всередині системи відбувався нерівноважно, то в цілому перехід системи $A \rightarrow B$ необоротний. *Необхідна і достатня умова оборотності полягає в тому, щоб усі процеси, які відбуваються в системі, проходили рівноважно*¹⁾.

Чим менш рівноважний процес, чим швидше він відбувається, тим більший степінь його необоротності.

Спостережувані в природі і в техніці процеси всі тією або іншою мірою нерівноважні, а тому необоротні. Проте, вивчення ідеалізованих нами оборотних процесів є важливою справою, воно приводить термодинаміку до відкриття закономірностей, які іншим шляхом було б важко виявити.

§ 253. **Теорема про зростання ентропії.** Ми встановили ознаку необоротності процесу; цією ознакою є його нерівноважність. Зрозуміло, що ознака ця може бути використана лише в тому випадку, коли точно відомо, як саме відбувався процес.

Проте, з самого означення поняття необоротності виходить, що для розв'язання питання, чи оборотний чи ні будьякий заданий процес, який переводить ізольовану систему з стану A в стан B , зовсім нема потреби знати, як саме відбувався цей процес. Досить знати тільки вихідний і кінцевий стан системи; зіставляючи ці стани, можна вияснити, чи можливий чи неможливий процес, який має єдиним своїм результатом повернення системи у вихідний стан; якщо — неможливий, то, значить, процес $A \rightarrow B$ являв собою необоротний процес, якщо — можливий, то, значить, процес $A \rightarrow B$ був процесом оборотним.

Звідси треба зробити висновок, що, крім розглянутої вище ознаки необоротності, яка була встановлена відповідно до характеру перебігу процесу, повинна існувати ще одна ознака необоротності, яка базується на зіставленні кінцевого стану ізольованої системи з початковим станом. Необоротність процесу повинна залишати якийсь слід, спричинюваний зміною термодинамічного стану тіл, які входять у систему. Отже, є змога відшукати кількісну міру необоротності. Цією кількісною мірою необоротності є зростання ентропії ізольованої системи. Виявляється (це доводять у термодинаміці), що:

ентропія ізольованої системи або залишається незмінною, якщо про-

¹⁾ На цій підставі часто користуються термінами „оборотний“ і „необоротний“ там, де, строго кажучи, слід було б застосовувати терміни „рівноважний“ і „нерівноважний“. Тільки про такий процес, який являє собою перехід ізольованої системи з одного стану в інший, можна сказати, що він оборотний або необоротний. Якщо ж маємо на увазі неізольовану систему, то, будучи точними у формулюванні думок, ми повинні застосовувати терміни „рівноважний“ і „нерівноважний“.

цес, зазначаний системою, оборотний, або ж зростає, якщо процес — не-оборотний. Отже, ні при яких умовах ентропія ізольованої системи не може меншати.

§ 254. Термодинамічний зміст поняття про ентропію. Із зазначеного в § 248 ясно, що коли б існувала можливість некомпенсовано перетворювати тепло в роботу, то всі процеси були б оборотні. Нехай ізольована система зазнає процесу $A \rightarrow B$. Природною мірою необоротності цього процесу є найменша кількість тепла, яке треба було б некомпенсовано перетворити в роботу, щоб здійснити процес, який має єдиним своїм результатом повернення системи у вихідний стан. Термодинамічний аналіз, проте, показує, що обчислення цього мінімуму тепла являє труднощі. Завдання значно спрощується, якщо ми умовимося при визначенні цього мінімуму тепла не користуватися тепловідхідними тілами, охолодженими нижче 1° абсолютної шкали. При цій умові мінімум тепла, яке треба було б некомпенсовано перетворити в роботу, щоб „цілком обернути“¹⁾ процес $A \rightarrow B$, якраз дорівнює ентропії системи в стані B відносно стану A .

Ми розглядаємо ізольовану систему; значить, в обох зіставлюваних нами станах A і B система має рівну щодо величини енергію. Кількісно внутрішня енергія не змінилася. Але чи не повинні ми поряд з кількісним визначенням внутрішньої енергії говорити також і про якість внутрішньої енергії? Так, повинні. При незмінній кількості внутрішня енергія може змінюватися якісно.

Теплота неповноцінна порівняно з роботою (§ 241). Це має своїм наслідком неповноцінність внутрішньої енергії порівняно з іншими видами енергії. На відміну, наприклад, від енергії тяжіння, запаси²⁾ внутрішньої енергії ми звичайно не можемо цілком використати у формі роботи: якусь частину внутрішньої енергії ми змушені брати у формі тепла.

Яка саме частина внутрішньої енергії буде віддана обов'язково в формі тепла, а не роботи, це залежить від термодинамічного стану тіла і від тих можливостей, які ми маємо при виборі температури теплодержуючого тіла.

Якщо тіло поміщено в середовище, з яким воно перебуває в тепловій рівновазі, і якщо ми не маємо тіл з нижчою температурою, то найменша частина внутрішньої енергії, яка обов'язково буде віддана у формі тепла, а не роботи, дорівнює добуткові абсолютної температури тіла на його ентропію (Гельмгольд назвав цю величину TS зв'язаною енергією).

Ентропія є мірою неповноцінності (знеціненості) внутрішньої енергії. Зростання ентропії при необоротних процесах відбувається тому, що нерівноважність процесу ще більшою мірою знецінює внутрішню енергію.

Відзначимо, що замість слів „неповноцінність“ і „знеціненість“ внутрішньої енергії часто говорять „розсіяння“ внутрішньої енергії, „деградація“ її, „ентропійність“ її. Усі ці терміни означають те саме.

§ 255. Статистичний характер ентропії. Протилежно до першого принципу другий принцип термодинаміки має статистичну основу. Події мікросвіту (співударіння молекул, теплове випромінювання атомів) підлягають законові розподілу випадкових подій, так званому законові великих чисел; це виявляється в неповноцінності тепла порівняно з роботою або, що те саме, в неможливості некомпенсованого перетворення теплоти в роботу.

1) Взяті тут у лапки слова „цілком обернути“ треба розуміти як коротке позначення того, що системі, яка зазнала необоротного процесу, ми хочемо вернути у вихідний стан, не роблячи при цьому ніякої зміни в навколишніх тілах. ¶

2) Поняття „запас енергії“ базується на зіставленні заданого стану тіла з якимсь початковим станом. Тут ми вважаємо, що початковим вибрано той стан, при якому енергія мінімальна (стан недеформованого кристала при абсолютному нулі).

Другий принцип не можна прикласти до окремої молекули або до малого числа молекул. Іноді кажуть, що він у цьому разі є неправильним. Це не зовсім так. Другий принцип був би неправильним, якби він містив у собі будьякі твердження, що стосуються окремої молекули. Але легко бачити, що другий принцип нічого не говорить з приводу того, якою повинна бути поведінка окремої молекули або малої групи молекул: він у цьому разі нічого не говорить з тієї простої причини, що до окремої молекули не можна застосувати поняття тепла (§ 229). Поняття: тепло, температура, ентропія мають сенс тільки щодо достатньо великого агрегату молекул.

Статистичний характер другого принципу було виявлено з повною ясністю особливо працями Больцмана і Гіббса. Больцман встановив, що з молекулярно-кінетичного погляду суть другого принципу полягає ось у чому:

„Природа прагне від станів менш імовірних до станів більш імовірних“. Найімовірнішим є рівномірний розподіл молекул по всьому об'єму, зайнятому тілом. Найімовірнішим є якийсь цілком певний розподіл швидкостей молекул — максвеллів розподіл швидкостей (§ 139). Якщо в системі існує нерівномірний розподіл молекул по об'єму або розподіл швидкостей, який відхиляється від закону Максвелла, то, коли зовнішні впливи на систему будуть усунені, в ній самі собою виникнуть процеси, які, кінець-кінцем, приведуть систему в найімовірніший стан.

З макрофізичного погляду ці процеси будуть полягати у вирівнюванні густини, у вирівнюванні температури, у вирівнюванні тисків, у вирівнюванні так званих хемічних потенціалів і т. ін.

Залежно від умов, у які поставлено тіло, той або інший стан тіла є найімовірнішим. Наприклад, у полі тяжіння найімовірнішим є деякий цілком певний розподіл молекул; для газу це буде той розподіл, який відповідає барометричному законові зміни густини (*e*-положення Больцмана, § 179).

Якщо всередині тіла ми переставимо молекули, помістивши одну будь-яку молекулу на місце другої, а ту — на місце першої, і якщо подібну ж заміну ми зробимо щодо швидкостей молекул, то від цього, зрозуміло, термодинамічний стан тіла не зміниться. Припустимо, що ми підрахували число всіх молекулярних перестановок таких, щоб термодинамічний стан тіла при цьому не змінився. Для різних термодинамічних станів того самого тіла це число буде, взагалі кажучи, неоднакове. Це саме число й називають термодинамічною імовірністю стану тіла.

Із зазначеного ясно, що між ентропією тіла та імовірністю стану є зв'язок: обидві ці величини зростають, коли ізольована система зазнає необоротного процесу. Співвідношення, яке існує між цими двома величинами (для газу), можна встановити, ґрунтуючись на найпростіших властивостях ентропії та імовірності стану. Для цього треба тільки зіставити, як змінюються ці дві величини залежно від кількості речовини при незмінності її термодинамічного стану. Пригадаємо, що ентропія газу пропорційна його кількості (§ 245). Візьмемо будь-який об'єм газу і обережно, не змінюючи стану газу, розділимо перегородкою цей об'єм газу на дві частини; очевидно, що ентропія всієї кількості взятого газу дорівнюватиме сумі ентропій двох його частин:

$$S = S_a + S_b.$$

Тепер запитаємо себе: чому дорівнює термодинамічна імовірність W усієї взятої кількості газу, якщо термодинамічні імовірності двох його частин дорівнюють W_a і W_b ? Щоб правильно відповісти на це запитання, треба мати на увазі, що імовірність будь-якої сукупної події дорівнює добутку всіх імовірностей окремих подій. Наприклад, нехай імовірність виграшу на

лотерейний білет є P_1 ; припустимо, що ми маємо ще другий лотерейний білет, для якого імовірність виграшу є P_2 ; тоді імовірність, що ми виграємо на один з них, буде $P_1 + P_2$, але імовірність, що виграють одночасно обидва білети, дорівнюватиме добуткові $P_1 \cdot P_2$. Аналогічно імовірність стану W усїєї взятої кількості газу дорівнює добуткові імовірностей двох його частин:

$$W = W_a \cdot W_b.$$

Отже, підсумовуванню ентропій відповідає множення термодинамічних імовірностей. Такого роду зв'язок між величинами матимемо тоді, коли перша з цих величин S пропорціональна логарифмові другої величини W . Отже, ентропія газу пропорціональна логарифмові його термодинамічної імовірності¹⁾:

$$S = k \ln W + \text{const.} \quad (29)$$

Больцман показав, що коефіцієнт пропорціональності k для одного моля дорівнює універсальній газовій сталій R , поділеній на число молекул у молі:

$$k = \frac{R}{N} = 1,37 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{градус}}.$$

§ 256. Теорема про стійку рівновагу ізольованої термодинамічної системи. Процес, що його зазнає ізольована система, може бути або оборотним або необоротним. У першому випадку ентропія ізольованої системи залишається незмінною, у другому — ентропія зростає. Звідси ясно, що:

коли ентропія системи досягне максимуму, ізольована система перебуватиме в стані стійкої рівноваги. Вона може бути виведена з цього стану тільки з допомогою зовнішніх впливів.

Візьмемо, наприклад, склянку води і, ізолювавши її у тепловому відношенні від навколишнього середовища, киємо в неї досить великий кусок мідного купоросу. Частина мідного купоросу розчиниться, і при цьому температура води трохи знизиться (розчинення багатьох інших тіл супроводиться, навпаки, підвищенням температури). Розчинення припиниться тоді, коли ентропія системи — в даному разі сума ентропій мідного купоросу і його водного розчину — досягне максимуму.

§ 257. Ізотермічна теплота і робота. Теорема про вільну енергію. На практиці часто доводиться мати справу з системами, які у тепловому відношенні не тільки не ізольовані від середовища, що оточує їх, але, навпаки, поставлені в такі умови, що, не зважаючи на процеси, які в них відбуваються, температура їх весь час підтримується приблизно сталою.

Якщо ми звернемося до прикладу, наведеного наприкінці попереднього параграфа, то зможемо твердити, що в цьому випадку (коли температуру води підтримують сталою) розчиниться більша кількість мідного купоросу. Стан рівноваги буде інший; він не буде вже відповідати максимумів ентропії купоросу і його водного розчину. Звичайно, і в цьому разі можна застосувати ту саму теорему про максимум ентропії, якщо знову вивчати ізольовану систему, яка включає в себе в даному разі не тільки склянку з розчином мідного купоросу, а й середовище, в якому ця склянка перебуває. Але це ускладняє справу, і в цьому нема потреби,

¹⁾ Багато хто вважає, що наведена формула, яка зв'язує ентропію з термодинамічною імовірністю, справедлива не тільки для газів, але також і для рідин, і для твердих тіл. Розв'язання цього питання ускладняється необхідністю брати до уваги в цьому разі вияв сил поверхневого натягу, в наслідок яких неможливо, наприклад, поділити краплю рідини на дві краплі так, щоб термодинамічний стан рідини залишився зовсім незмінним.

бо для важливого випадку ізотермічних процесів термодинаміка встановлює особливий критерій¹⁾ рівноваги.

Пригадаймо те, що було сказано в § 254 про величину TS . Ця величина (за термінологією Гельмгольца — зв'язана енергія) являє ту частину внутрішньої енергії тіла, яка може бути одержана нами тільки у формі тепла, якщо забирати тепло при температурах не нижче T . Решта — повноцінна частина внутрішньої енергії $U - TS$ при тих самих умовах може бути одержана у формі роботи. Цю повноцінну частину внутрішньої енергії називають вільною енергією і звичайно позначають літерою F .

Нехай система ізотермічно переходить із стану C_1 в C_2 . Приріст ентропії системи дорівнює зведеній теплоті цього процесу $S_2 - S_1 = \frac{Q_{t=\text{const}}}{T}$.

Тут $Q_{t=\text{const}}$ є теплота, надана системі; бажаючи відмітити, що температура залишається незмінною, величину $Q_{t=\text{const}}$ звичайно називають захованою теплотою: захована теплота топлення, випаровування і т. д. Заховану теплоту часто позначають літерою r ($Q_{t=\text{const}} = r$). Ми бачимо, що захована теплота ізотермічного процесу іде на збільшення знеціненої частини внутрішньої енергії:

$$r = T(S_2 - S_1). \quad (30)$$

Роботу, виконувану системою при ізотермічному процесі, позначимо через $A_{t=\text{const}}$. Система виконує роботу за рахунок убутку внутрішньої енергії ($U_1 - U_2$) і за рахунок надаваного системі тепла Q . Отже $A_{t=\text{const}} = U_1 - U_2 + TS_2 - TS_1$. Сполучаючи в правій частині цього виразу середні і крайні члени і маючи на увазі, що $U_1 - TS_1$ є вільна енергія F_1 , яка властива системі в стані C_1 , і $U_2 - TS_2$ є вільна енергія F_2 в стані C_2 , ми бачимо, що при ізотермічному процесі система виконує роботу за рахунок убутку вільної енергії:

$$A_{t=\text{const}} = F_1 - F_2. \quad (31)$$

Наприклад, гальванічний елемент виконує роботу (роботу електричного струму), яка дорівнює убуткові вільної енергії речовин, що хемічно реагують в елементі. При ізотермічному дробленні рідини на краплі ми витрачаємо роботу, направлену проти сил поверхневого натягу; ця витрачана нами робота дорівнює приростові вільної енергії рідини (§ 187).

Одна з найважливіших теорем термодинаміки така: якщо температуру і об'єм системи зберегти незмінними, то всередині системи відбуватимуться тільки такі процеси, які супроводяться убутком вільної енергії або (при рівноважному перебігу) не змінюють її величини.

Коли умовами досліду гарантована незмінність температури і об'єму, станові стійкої рівноваги відповідає мінімум вільної енергії.

§ 258. Тепловміст. Важливим завданням термодинаміки є вивчення процесів якісної зміни речовини: переходу тіла з одного агрегатного стану в інший, хемічних реакцій, розчинення речовин і т. д. В цих випадках ізотермічна теплота являє собою заховану теплоту якісного перетворення речовини: заховану теплоту випаровування, заховану теплоту топлення, заховану теплоту розчинення і т. д. Ми будемо вважати, що вона віднесена до одного моля речовини.

Нехай $V_{\text{рід}}$ є об'єм одного моля рідини при температурі T і при тиску p і $V_{\text{пара}}$ є об'єм одного моля насиченої пари при тій самій температурі і при тому самому тиску. Процес кипіння відбувається при незмінній тем-

¹⁾ Ознака; від грецького *kritein* — відокремлювати, розв'язувати (лат. *critorium*).

пературі і при незмінному тиску; це є, отже, процес ізотермічний і одночасно ізобарний. Виконувана при цьому системою робота дорівнює добуткові тиску на приріст об'єму:

$$A = p(V_{\text{пара}} - V_{\text{рід}}).$$

Захована теплота випаровування (теплота паротворення), теплота топлення і т. ін.—кожна з цих кількостей тепла іде на приріст внутрішньої енергії і на виконання роботи розширення:

$$r = (U_{\text{пара}} - U_{\text{рід}}) + p(V_{\text{пара}} - V_{\text{рід}}). \quad (32)$$

Для зручності обчислень часто об'єднують внутрішню енергію з добутком pV і суму цих величин називають умовно тепловмістом (деякі автори називають цю величину ентальпією). Часто тепловміст позначають літерою I :

$$I = U + pV.$$

Теплота паротворення являє собою різницю тепловмістів насиченої пари і рідини:

$$r = I_{\text{пара}} - I_{\text{рід}}. \quad (33)$$

Аналогічна рівність справедлива також і для теплоти топлення і для теплоти, фактично виділюваної при хемічній реакції, наприклад, при горінні, якщо реакція ця відбувається під незмінним тиском. Кипіння і топлення відбуваються не тільки ізобарно, але разом з тим ізотермічно. А тому захована теплота паротворення і топлення може бути обчислена також за формулою § 257:

$$r = T(S_{\text{пара}} - S_{\text{рід}}).$$

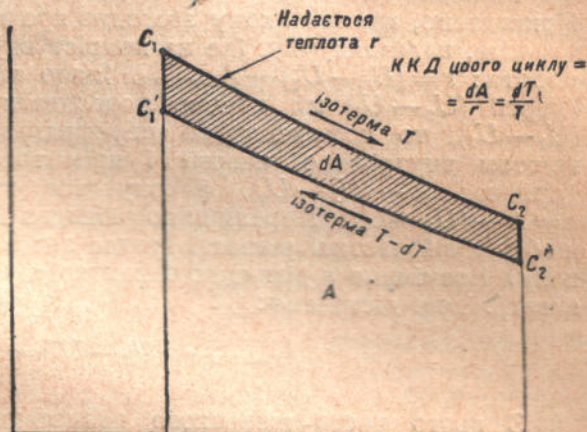


Рис. 257. Схема до виведення рівняння Гіббса — Гельмгольца.

§ 259. Рівняння Гіббса — Гельмгольца. Ми введемо рівняння, яке за величиною захованої теплоти ізотермічного процесу r дозволяє наперед визначати, як буде змінюватися ізотермічна робота $A_{T=\text{const}}$, якщо ізотермічний процес проводити при більш високій або більш низькій температурі.

Уявимо собі, що якесь тіло при абсолютній температурі T зазнає ізотермічного процесу і, виконуючи при цьому роботу $A_{T=\text{const}}$, переходить із стану C_1 в C_2 . Проведемо через ці два крайні стани C_1 і C_2 ізохори (рис. 257) і поряд з зазначеним ізотермічним процесом розглянемо аналогічний ізотермічний процес між тими ж ізохорами, але при температурі трохи нижчій $T-dT$; у цьому випадку тіло переходить із стану C_1' в C_2' і виконує роботу, яку можна позначити через $A_{T=\text{const}} - d(A_{T=\text{const}})$.

Якби ми змусили розглядане тіло виконати цикл: $C_1 \rightarrow C_2 \rightarrow C_2' \rightarrow C_1' \rightarrow C_1$, то коефіцієнт корисної дії цього елементарного циклу¹⁾ дорівнював би відношенню різниці температур dT до абсолютної температури T (§ 242). Виконана при цьому циклі робота дорівнювала б $d(A_{T=\text{const}})$, а теплота, віддана нагрівником, являла б собою заховану теплоту ізотермічного про-

¹⁾ Зазначений елементарно малий цикл відрізняється від циклу Карно на величинні нескінченно малі другого порядку.

цесу $C_1 \rightarrow C_2$, рівну r . К. к. д. циклу є відношення роботи циклу, в даному випадку $d(A_{t=\text{const}})$, до теплоти, відданої нагрівником, у даному разі до r . Отже:

$$\frac{d(A_{t=\text{const}})}{r} = \frac{dT}{T}. \quad (34)$$

Це є рівняння Гіббса—Гельмгольца, яке показує, що коли здійснення ізотермічного процесу потребує витрати тепла ($r > 0$), то ізотермічна робота $A_{t=\text{const}}$ зростає при підвищенні температури; якщо ж здійснення розгляданого ізотермічного процесу супроводиться віддаванням тепла ($r < 0$), то ізотермічна робота $A_{t=\text{const}}$ убуває при підвищенні температури.

Рівняння Гіббса—Гельмгольца звичайно пишуть трохи інакше. Пригадаємо, що при якому завгодно процесі, зокрема і при ізотермічному, теплота, надавана тілу, іде на приріст внутрішньої енергії і на виконання роботи: $r = (U_2 - U_1) + A_{t=\text{const}}$. Якщо замість приросту внутрішньої енергії $(U_2 - U_1)$ ми хочемо розглядати убуток внутрішньої енергії $(U_1 - U_2)$, то сказане треба перефразувати так: робота виконується коштом внутрішньої енергії і крім того друга частина роботи, що дорівнює $A - (U_1 - U_2)$, виконується коштом наданого тілу тепла: $r = A - (U_1 - U_2)$. Перепишемо рівняння Гіббса—Гельмгольца так, щоб у лівій частині рівності стояла захована теплота ізотермічного процесу r , і замінимо r різницею виконаної тілом роботи і убутку внутрішньої енергії. Тоді дістанемо:

$$A_{t=\text{const}} - (U_1 - U_2) = T \frac{d(A_{t=\text{const}})}{dT}. \quad (34a)$$

З цього часто вживаного написання рівняння Гіббса—Гельмгольца ми бачимо, що ізотермічна робота може бути більша або менша, ніж убуток внутрішньої енергії, залежно від знака похідної, яка стоїть у правій частині рівності. Слід пам'ятати, що по суті виводу величина $d(A_{t=\text{const}})$ у зазначеній похідній означає алгебричне збільшення ізотермічної роботи, спричинюване тільки підвищенням температури на dT , але не якиминбудь іншими причинами; величина $A_{t=\text{const}}$ залежить від початкового і кінцевого об'ємів системи; а тому, зіставляючи ізотермічні процеси при температурі $T + dt$ і при температурі T , треба в обох цих випадках виходити з однакових початкових об'ємів і зводити систему до однакових кінцевих об'ємів.

Пригадаємо, що ізотермічна робота виконується коштом вільної енергії: $A_{t=\text{const}} = F_1 - F_2$. Підставивши у рівняння Гіббса—Гельмгольца замість $A_{t=\text{const}}$ убуток вільної енергії, дістанемо третє, теж часто вживане, написання цього найважливішого рівняння термодинаміки:

$$(F_1 - F_2) = (U_1 - U_2) + T \frac{d(F_1 - F_2)}{dT}. \quad (34b)$$

§ 260. Рівняння Клапейрона—Клаузіуса. Застосуємо рівняння Гіббса—Гельмгольца до процесів кипіння і топлення; для цього напишемо це рівняння (34) у такій формі:

$$r = T \frac{d(A_{t=\text{const}})}{dT}.$$

У даному випадку ізотермічна робота $A_{t=\text{const}}$ являє собою одночасно роботу ізобарного розширення від об'єму, що зайнятий одним молям рідини, до об'єму одного моля пари. Температура кипіння залежить від тиску; збільшення тиску на dp має своїм наслідком підвищення температури

кипіння на dT ; при цьому робота розширення зростає на величину $d(A_{t=\text{const}}) = (V_{\text{пара}} - V_{\text{рід}}) \cdot dp$. Підставляючи цей вираз для $d(A_{t=\text{const}})$ у рівняння Гіббса — Гельмгольца, дістанемо:

$$r = (V_{\text{пара}} - V_{\text{рід}}) \cdot T \frac{dp}{dT}. \quad (35)$$

Це рівняння має назву рівняння Клапейрона — Клаузіуса. З допомогою цього рівняння можна обчислити теплоту паротворення; для цього треба знати залежність тиску насиченої пари від температури або (це те саме) залежність точки кипіння від тиску. На практиці так і роблять: вимірюють при різних температурах тиск насиченої пари.

Звідси визначають значення похідної $\frac{dp}{dT}$ для різних температур і з допомогою рівняння Клапейрона — Клаузіуса знаходять величину захованої теплоти паротворення r для різних температур кипіння. Знаючи r як функцію температури за формулами попередніх параграфів (формули 30 і 33), можна обчислити ентропію і тепловміст насиченої пари для яких завгодно температур кипіння.

Складені так таблиці величин r , S і I для води, вуглекислоти, амоніаку та інших рідин мають широке застосування в теплотехніці.

Рівняння Клапейрона — Клаузіуса за суттю виведення можна застосувати не тільки до процесу кипіння рідини, але також і до топлення, розчинення, до ізотермічної реакції і т. ін. Зрозуміло, що в цих випадках у правій частині рівняння замість різниці $(V_{\text{пара}} - V_{\text{рід}})$ буде відповідна різниця кінцевого і початкового об'ємів системи; p і T будуть означати тиск і температуру рівноваги, наприклад, рівновагу твердого тіла і його розтопу, якщо r означає заховану теплоту топлення.

У багатьох випадках рівняння Клапейрона — Клаузіуса може бути спрощене. Так, при обчисленні захованої теплоти випаровування малолетких рідин, при обчисленні теплоти сублімації (випаровування) твердого тіла, при обчисленні теплоти розчинення поганорозчинних речовин і взагалі в усіх тих випадках, коли густина газоподібної фази дуже мала, можна прийняти такі спрощення: поперше, можна не зважати на величину мольного об'єму конденсованої фази у порівнянні з величиною мольного об'єму пари; на цій підставі в правій частині рівняння замість різниці об'ємів пишуть просто об'єм пари; по-друге, можна вважати, що мольний об'єм насиченої пари у зазначених випадках визначається газовим рівнянням $V_{\text{пара}} = \frac{RT}{p}$. Беручи до уваги, що

$\frac{dp}{p} = d \ln p$, дістаємо таку широко застосовувану в фізичній хемії спрощену (наближену) форму рівняння Клапейрона — Клаузіуса:

$$r \approx RT^2 \frac{d \ln p}{dT}. \quad (36)$$

Ця наближена формула зручна тим, що для користування нею нема потреби знати густину або мольний об'єм насиченої пари.

§ 261. Тепловий закон Нернста. Ще раз уявимо собі тіло, яке зазнає рівноважного тиску в циліндрі, що в тепловому відношенні ізольований від навколишнього середовища. Температура тіла при цьому рівноважному адіабатному стиску зростає. Чому? Треба думати тому, що молекули тіла, ударяючись об поршень, що рухається їм назустріч, відлітають з більшою швидкістю; в наслідок цього мірою стиску молекулярно-кінетична енергія тіла збільшується. Слід уявити собі, що поршень рухається

нескінченно повільно; яканебудь молекула, ударяючись об поршень, зазнає нескінченно малого приросту швидкості, але зате вона раніш, ніж поршень, пройде помітну віддаль, встигне ударитися об поршень безліч разів і в результаті дістане помітний приріст кінетичної енергії.

Але припустимо, що в початковий момент під поршнем перебуває кристал, охолоджений до абсолютного нуля. Чи буде цей кристал нагріватися в наслідок рівноважного, отже, нескінченно повільного адиабатного стиску? Якщо при абсолютному нулі молекули нерухомі (а внутрішньоатомні рухи в даному разі нас не цікавлять), то поршень, переміщений нескінченно повільно, буде тільки відтіснити молекули, обережно

переборюючи діючі між ними сили відштовхування, і не видно, щоб він міг надати молекулам якоїнебудь швидкості коливного руху. Звідси можна зробити висновок, що розпочатий при абсолютному нулі рівноважний адиабатний стиск кристала не спричинить розігрівання кристала. Отже, приходимо до цікавого і на перший погляд несподіваного висновку, що *ізотерма абсолютного нуля збігається з адиабатою* (рис. 258).

Ми розглянули тут процес стиску кристала. Нема підстави думати, що в разі якогонебудь іншого рівноважного процесу буде інакше. А тому можна висловити таке загальніше твердження: який завгодно рівноважний

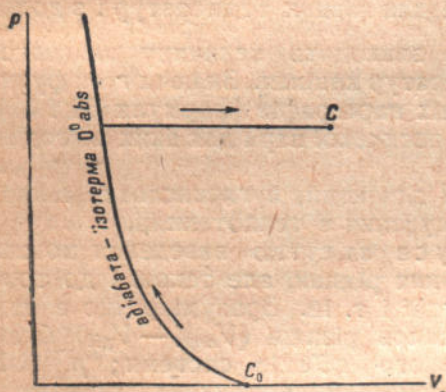


Рис. 258.

ний адиабатний процес, розпочатий при абсолютному нулі, не приводить до розігрівання системи. Беручи до уваги, що ентропія за самим означенням залишається незмінною при якому завгодно рівноважному адиабатному процесі, висловлене твердження можна виразити так: *при абсолютному нулі всі рівноважні процеси відбуваються без зміни ентропії*. В цьому твердженні полягає фізична суть закону, встановленого Нернстом у 1906—1911 рр. на основі вимірювання теплоемностей тіл при низьких температурах¹⁾.

Пригадаємо, що ентропія, подібно до енергії, являє собою різницеву величину; вона має фізичний зміст тоді, коли вказано початковий стан, з яким зіставляється заданий стан тіла. Умовилися розглядати конденсований стан при абсолютному нулі як початковий; інакше кажучи, конденсованому тілу (кристалові) при абсолютному нулі приписують ентропію, яка дорівнює нулеві, а під ентропією тіла в будьякому іншому стані розуміють суму зведених теплот, що їх треба надати тілу, щоб, виходячи із зазначеного початкового стану, через рівноважний процес привести тіло в даний стан. Обчислені так значення ентропії часто називають абсолютними значеннями ентропії.

Як найпростіше можна обчислити ентропію? Найлегше може бути виміряна теплоємність тіла при сталому тиску C_p . Грунтуючись на законі Нернста, ми покажемо тепер, що для обчислення абсолютних значень ентропії треба виміряти, як змінюється величина C_p залежно від температури аж до гранично низької температури. Нехай заданий стан тіла, ентропію якого треба обчислити, характеризується абсолютною температурою T і тиском p . Уявимо собі, що ми взяли те саме тіло при $T=0$

¹⁾ Математично закон Нернста можна формулювати по-різному; одним із таких формулювань є наведене наприкінці даного параграфу рівняння для обчислення ентропії.

і $p = 0$. У цьому (початковому) стані його ентропія $S = 0$. Піддамо тіло рівноважному адиабатному стисковій доті, поки його тиск не досягне заданого значення p . Згідно з законом Нернста нульова адиабата збігається з ізотермою абсолютного нуля (рис. 258), і, отже, ентропія і температура тіла залишаться рівними нулеві. Тепер почнемо нагрівати тіло, зберігаючи тиск на нього незмінним, і будемо нагрівати його так доти, поки температура його не досягне заданого значення T . Коли нагрівають тіло при сталому тиску, то, щоб підвищити температуру тіла на dT , треба кожного разу надавати тілу теплоти $C_p dT$, при цьому ентропія його зростає на $dS = \frac{C_p dT}{T}$. Сума (інтеграл) цих величин, взята для всього інтервала температур від 0 до T , буде являти собою абсолютне значення ентропії:

$$S = \int_0^T \frac{C_p dT}{T} \quad (37)$$

(інтегрування проводиться при сталому тиску).

Тут найважливіше те, що для обчислення абсолютного значення ентропії досить знати, як теплоємність тіла C_p змінюється залежно від температури, і нема потреби знати, як вона залежить від тиску (абож від густини) тіла.

§ 262. Про так звану „теплову смерть“ всесвіту. Нерідко можна спостерігати, що висновки точних наук, цілком достовірні в тій галузі, для якої ці висновки призначені, проникаючи в філософію, дають ґрунт для сміливих, але непереконаливих узагальнень. Прикладом може бути проблема так званої „теплової смерті“ всесвіту. Цій проблемі було приділено немало уваги і філософами і фізиками, не зважаючи на те, що сама постановка цієї проблеми в корені помилкова.

З термодинамічної теореми про зростання ентропії ізольованої системи (при необоротних процесах) було зроблено неправильний висновок, що ентропія всесвіту прямує до якогось максимуму. Коли цей максимум буде досягнутий, далі зростання ентропії стане неможливим, усі процеси припиняться, і всесвіт прийде до стану „теплової смерті“. Ми постійно спостерігаємо, що самовільно виникаючі процеси завжди відбуваються в напрямі вирівнювання температур або часто в напрямі вирівнювання тисків і інших факторів інтенсивності. Під станом „теплової смерті“ розуміють такий стан всесвіту, коли в усіх ділянках всесвіту температура стане однаковою і коли розподіл інших факторів інтенсивності стане таким, що більше не буде вже існувати причин, здатних викликати будьякі процеси.

Якщо справедливе таке узагальнення теореми про зростання ентропії і якщо всесвіт існував вічно, то виникає питання: чому ж стан „теплової смерті“ ще не досягнутий? Фізики не могли дати задовільної відповіді; це використали філософи ідеалістичної школи для спекулятивних висновків.

Спробуємо вяснити суть методологічної помилки, яка породила цю хибну проблему „теплової смерті“ всесвіту.

Завжди, коли ми хочемо зробити якесь узагальнення, ми повинні насамперед зважити, чи законне це узагальнення, чи не перейдемо ми, йдучи шляхом узагальнень, тієї границі, де кількість переходить у якість. Приклад: теорема про зростання ентропії правильна і для великих і для малих тіл, але вона втрачає зміст, якщо її прикладати до надто малих крупинок речовини, розміри яких сумірні з розмірами молекул (§ 209); для таких крупинок речовини поняття ентропії позбавлене фізичного змісту.

До таких крупинок не можна прикладати другий принцип термодинаміки з тієї простої причини, що для них стирається відмінність між поняттям роботи і тепла (§ 228).

Якщо ми хочемо будьщо екстрапольовати закони термодинаміки на всесвіт у цілому і якщо для цього ми ризикуємо розглядати всесвіт як ізольовану термодинамічну систему, то ми обов'язково повинні врахувати можливість якісної зміни екстрапольованих нами законів і використовуваних нами понять.

Спробуємо пояснити цю думку порівнянням. Ідучи за фантазією, уявімо собі, що ми дивимось на зоряний світ, як дивимось на склянку води. Ми не могли б розрізнити окремі зорі. Зоряний світ здавався б нам якимось суцільним супракосмічним тілом. На такій же підставі і з тих же причин, у наслідок яких ми вважаємо, що вода в склянці перебуває в рівноважному стані, ми, можливо, вирішили б, що спостережуване нами супракосмічне тіло досягло максимуму супраентропії і перебуває в якомусь суправрівноважному стані. З погляду „надзорної термодинаміки“ це є стан „теплової смерті“ світу, так само як з погляду звичайної термодинаміки рівноважний стан води, молекули якої завжди рухаються, є стан „теплової смерті“ води.

Небесні тіла носяться у світовому просторі подібно до молекул газу. В житті всесвіту переважне значення мають розподіл небесних тіл у просторі і напрям їх швидкостей. Якщо припустити, що існує така величина, яка заслуговує на назву ентропії всесвіту, то безперечно, що ця величина залежить переважно від „зоряної густини“ (число зір у космічній одиниці об'єму) і від „зоряної температури“ (середня інтенсивність руху зір), але не від густини зір і не від температури зір. Тому, якщо існує така величина, яка заслуговує на назву ентропії всесвіту, то це є зовсім особлива величина, якась супраентропія, яка не має, мабуть, нічого спільного із сумарною макроентропією небесних тіл, що входять до складу всесвіту, і вже в усякому разі не дорівнює їй.

Термодинамічний закон зростання макроентропії небесних тіл передбачає напрям процесів, що відбуваються в надрах і на поверхні небесних тіл. Але цей закон нічого не може нам сказати про долю всесвіту в цілому. Для перебігу супракосмічних процесів, у які втягнені мільярди зір, зовсім не має значення, де і коли яканебудь зоря погасне і де виникне нова зоря.

РОЗДІЛ XI.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОТЕХНІКИ.

§ 263. Паливо. Сучасний розвиток техніки вимагає величезного витрачання палива. З фізичного погляду всі види палива є акумуляторами¹⁾ сонячної енергії, проте, процеси нагромадження її відбуваються надзвичайно повільно. Природні палива за геологічним віком можуть бути розміщені в ряд: клітковина, торф, буре вугілля, кам'яне вугілля, антрацит. Наймолодшою за своїм походженням є клітковина, найдавнішим — антрацит. Повільність утворення палив, які мають промислове значення, змушує теплотехніку розглядати їх (крім клітковини і торфу) як акумулятори невідновлюваних запасів енергії.

Близько 90% усіх видів енергії, що їх використовує промисловість, становить енергія палива. Світовий видобуток і споживання кам'яного вугілля за останні сімдесят років зросло майже в 16 раз, досягнувши, заокруглено, 1300 млн. *t*. За шістдесят років світове споживання нафти зросло в 70 раз і оцінювалось на 1924 р. в 141 млн. *t*. Швидкий ріст споживання палив ставить перед сучасною фізикою проблему розв'язання майбутнього „паливного голоду“; поточними ж завданнями теплотехніки є раціональне і економічне використання палива в усіх галузях промисловості і техніки.

В СРСР запаси кам'яного вугілля в умовному паливі²⁾ по всіх районах Союзу виражаються в сумі 880 млрд. *t*³⁾. Близько 74,5% цих запасів припадає на Кузбас і тільки 12,2% на Донецький басейн. Щодо виробітку, то покищо видобуток кам'яного вугілля розгортається переважно в Донбасі і становить понад 70% загального видобутку; Кузбас і Донбас є найголовнішими паливними базами Союзу як басейни великої потужності і високої якості вугілля.

Нафта є дорогоцінним джерелом не тільки паливним через дуже високу теплотворну здатність (10000 *кг-кал* на 1 *кг*), але й джерелом, що дає ряд цінних продуктів, як бензин, гас, високосортні мастила і т. д. Запаси нафти становлять 5 млрд. *t* умовного палива. За кількістю запасу нафти СРСР стоїть на першому місці серед інших країн.

Запас дров становить 19 млрд. *t*, торфу — 51 млрд. *t* умовного палива.

§ 264. Склад палива і його теплотворна здатність. Склад палива визначається як органічними властивостями палива, що залежать від геологічного походження його, так і умовами видобування його і зберігання.

Позначимо буквами С, Н, О, N, S, А, W вагові кількості, що містяться в 1 *кг* палива, відповідно: вуглецю, водню, кисню, азоту, сірки, золи і вологи. Зрозуміло, що

$$C + H + O + N + S + A + W = 1 \text{ кг.}$$

¹⁾ Від латинського *accumulo* — нагромаджую.

²⁾ Умовним прийнято вважати паливо, кілограм якого при повному згоранні виділяє 7000 *кг-кал*.

³⁾ „Генеральный план электрификации СССР“, т. I, вид. 1932 р.

Органічні властивості палива визначаються кількістю вуглецю (С), водню (Н), кисню (О) і азоту (N); суму $C + H + O + N$ називають органічною частиною палива. Кількість сірки (S), золи (A), вологи (W) характеризує засміченість палива; вона в значній мірі залежить від умов видобування і зберігання палива; суму $S + A + W = B$ називають паливним баластом¹).

Основними горючими елементами є вуглець (С) і водень (Н). В більшості випадків вуглець і водень є в паливі у вигляді складних вуглеводнів.

Теплова цінність палива визначається теплотворністю, або так званою теплотворною здатністю палива. Під теплотворністю простого або складного горючого розуміють теплоту, виділювану одним кілограмом палива (а для газоподібного звичайно 1 м³ палива) при його повному згоранні.

Розрізняють два види теплотворності: вищу (калориметричну) і нижчу (робочу). Справа в тому, що водяна пара, яка утворюється в продуктах згорання, конденсуючись, виділяє теплоту паротворення. Під нижчою теплотворною здатністю розуміють ту кількість тепла, яка виділиться при повному згоранні палива, але в припущенні, що волога продуктів згорання лишається в пароподібному стані. У величину нижчої теплотворної здатності не входить, таким чином, тепло, яке виділилося б з водяної пари при її конденсації. У вищій теплотворній здатності це враховано. В звичайних топочних пристроях температура димових газів, які виходять з топки, така висока, що водяна пара сконденсуватись не може. Тому нижчу теплотворність, яку використовують у звичайних умовах, називають також робочою, або корисною.

1 кг водню (Н), повністю згораючи в кисні, виділяє 28700 кг-кал (нижча теплотворна здатність); коли ж врахувати тепло, яке утворюється також від конденсації водяної пари, то 34100 кг-кал (вища теплотворна здатність).

1 кг вуглецю (С), згораючи цілком у кисні, виділяє 8140 кг-кал. При неповному згоранні:

1 кг вуглецю (С), згораючи в кисні з утворенням вуглецьII-оксиду СО, виділяє 2440 кг-кал;

1 кг сірки (S), згораючи в кисні в SO₂, виділяє 2220 кг-кал.

Теплотворна здатність складних палив визначається або спалюванням у спеціальних калориметрах, або підраховуванням за наближеними формулами за складом палива.

Дюлон запропонував для визначення вищої теплотворної здатності користуватись формулою

$$Q_{\text{вищ}} = 8140 \cdot C + 34100 \cdot \left(H - \frac{O}{8} \right) + 2500 \cdot S \text{ кг-кал.} \quad (1)$$

В основі формули лежить передумова, що теплотворна здатність палива є сумою кількостей тепла, виділюваних складовими. Далі, у формулі припускається, що кисень (О), який є в складі палива, зв'язує кількість водню, що дорівнює $O/8$ (бо за реакцією $2H_2 + O_2 = 2H_2O$ на 1 вагову частину кисню припадає, наближено, $\frac{1}{8}$ частина водню). За змістом формули Дюлона цей „зв'язаний“ водень при згоранні палива тепла не виділяє, тому при підраховуванні припускається, що тепло виділяє тільки „вільний“ водень, кількість якого становитиме $(H - O/8)$.

Щоб знайти нижчу теплотворну здатність, треба з вищої відняти теплоту паротворення всієї кількості водяної пари, наявної в продуктах

¹ Сірку відносять до баласту умовно, бо надзвичайно шкідливий вплив мають її продукти згорання (SO₂) на метали і на живі організми. Взагалі ж наявність сірки повинна характеризувати органічну частину.

згорання. Кількість водяної пари становитиме $9H + W$ [$9H$ виходить за наведеною вище реакцією згорання водню: H_2O вагою в дев'ять раз більше, ніж узято водню H ; W — вміст водяної пари в продуктах згорання коштом вологи палива (W — доданок баласту)]. Тоді робоча теплотворна здатність за Дюлоном становитиме:

$$Q_{роб} = 8140 \cdot C + 34100 \cdot \left(H - \frac{O}{8} \right) + 2500 \cdot S - 600 \cdot (9H + W) \text{ кг-кал.} \quad (2)$$

Числом 600 наближено оцінюється теплота паротворення 1 кг водяної пари.

Такий же характер має часто застосовувана формула Спілки німецьких інженерів:

$$Q_{роб} = 8100 \cdot C + 29000 \cdot \left(H - \frac{O}{8} \right) + 2500 \cdot S - 600 \cdot W \text{ кг-кал.} \quad (3)$$

В СРСР дуже поширена формула Д. І. Менделєєва:

$$Q_{роб} = 8100 \cdot C + 30000 \cdot H - 2600 \cdot (O - S) - 600 \cdot (9H + W) \text{ кг-кал.} \quad (4)$$

Усі наведені формули мають емпіричний характер і служать тільки для наближених розрахунків. Для газоподібного палива існують аналогічні формули, які дають теплотворність за об'ємним складом.

Приклад обчислення теплотворної здатності палива.

Нехай хімічний аналіз показав, що 1 кг кам'яного вугілля містить: 0,72 кг С; 0,06 кг Н; 0,12 кг О; 0,02 кг S і 0,06 кг води.

Знаходимо за формулою Спілки німецьких інженерів робочу теплотворну здатність цього вугілля:

$$Q = 8100 \cdot 0,72 + 29000 \left(0,06 - \frac{0,12}{8} \right) + 2500 \cdot 0,02 - 600 \cdot 0,06 = 5976 \text{ кг-кал.}$$

§ 265. Схема теплосилової установки. Теплові двигуни є перетворювачами внутрішньої енергії палива в механічну роботу. В найзагальнішому вигляді тепловий двигун можна подати схемою, даною на рис. 259.

Робоче тіло — теплоносій, залишивши теплогерело і проходячи через органи регулювання, вступає в орган розподілу. Розподільний орган керує впуском теплоносія в робочу порожнину. В робочій порожнині здійснюється процес, у результаті якого частина тепла Q_1 , внесеного теплоносієм, переходить у механічну роботу A . Невикористане тепло Q_2 переходить до тепловідхідного тіла.

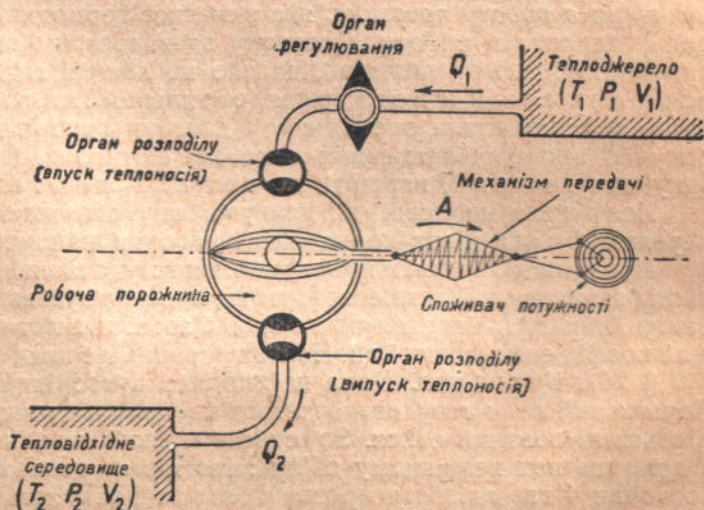


Рис. 259. Загальна схема теплового двигуна.

Теплогерело і тепловідхідне середовище є обов'язковими елементами установки; без них неможливо побудувати безперервно діючий двигун (§ 240). Співвідношення між параметрами ($p_1, v_1, T_1; p_2, v_2, T_2$), які

характеризують початковий і кінцевий стан робочого тіла, визначають можливу економічність двигуна.

В парових установках тепłodжерелом є пароутворювач (котел), а тепловідхідним середовищем — конденсатор, у який вступає спрацьована пара. В двигунах внутрішнього згорання тепłodжерелом є зайнята газова сумішка, а тепловідхідним середовищем — атмосферне повітря.

Органи регулювання змінюють кількість теплоносія, що вступає в машину, залежно від витрати енергії споживачем.

Характер робочої порожнини може бути різний. У поршневих двигунах це розширювальний циліндр, так званий робочий циліндр. Теплоносій, вступаючи в нього, розширюється і виконує роботу, пересуваючи поршень. Для передачі роботи тут застосовують так званий кривошипний механізм.

В інших двигунах, які називаються лопаточними, теплоносій з регулюючого пристрою вступає в проміжні органи, які відіграють роль перетворювачів його внутрішньої енергії в кінетичну енергію. Основним типом цього класу двигунів є турбіни. Набувши великої швидкості, теплоносій прямує в робочі порожнини, утворені лопатками, розміщеними на турбінному колесі. Коштом процесів, що відбуваються в міжлопаточних просторах, створюється обертаючий момент вала турбіни.

§ 266. Двигуни внутрішнього згорання. Конструктивне вдосконалення двигунів внутрішнього згорання відбувалось порівняно повільно. Спочатку двигуни внутрішнього згорання застосовувались тільки в області малопотужних установок; пізніше вони відвоювали собі керівну роль у легкому транспорті і в ряді інших галузей техніки. Авіація зобов'язана своїми успіхами двигунам внутрішнього згорання. В майбутньому двигуни внутрішнього згорання, конкуруючи з паровими машинами і турбінами, очевидно, дістануть перевагу на фронті залізничного і морського транспорту.

Вдала в економічному відношенні ідея двигунів внутрішнього згорання полягає в тому, щоб *саме паливо, вірніше продукти його згорання, перетворити в робочу речовину*, яка здійснює термодинамічний цикл перетворення теплоти в роботу. Спочатку здавалося, що для цього можуть бути використані тільки виключні, далеко не дешеві, види палива — сумішки горючих газів з повітрям (світільний газ), але з часом помилковість цього погляду стала очевидною, і двигуни внутрішнього згорання благополучно пройшли знаменний шлях від світільного газу і спирту до бензину, гасу, нафти і, нарешті, до важких нафтових відходів.

Коефіцієнт корисної дії двигунів внутрішнього згорання в $2\frac{1}{2}$ рази перевищує коефіцієнт корисної дії парових машин.

Принцип дії і шляхи конструктивного удосконалення двигунів внутрішнього згорання найлегше зрозуміти, проаналізувавши спершу ті термодинамічні цикли, здійснення яких могло б забезпечувати цим двигунам найбільший коефіцієнт корисної дії. Найважливішими є цикл Отто і цикл Дізеля.

§ 267. Цикл Отто. Цикл цей подано в координатах p, V на рис. 260. Початковий стан газу визначається на діаграмі точкою 1. В точці 1 починається адіабатний стиск. За стиском, який закінчується в точці 2, йде нагрівання при незмінному об'ємі: газ дістає теплоту Q . Потім від точки 3 до точки 4 газ адіабатно розширюється. Замикається цикл охолодженням газу при сталому об'ємі: газ віддає теплоту Q_0 .

Дуже важливим для розгляданого циклу, так само як і для розглянутого нижче циклу Дізеля, є *стиск робочого тіла перед наданням йому тепла*. Характеристикою стиску є відношення об'ємів на початку і на кінці стиску, яке називається *ступенем стиску*

$$\epsilon = \frac{V_1}{V_2}.$$

Обчислення, яке легко може бути виконане з допомогою рівнянь Клапейрона і Пуассона (§ 146 і 235), показує, що термодинамічний коефіцієнт корисної дії циклу Отто дорівнює:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\chi-1}} \quad (5)$$

Тут χ — показник у рівнянні адиабати.

§ 268. Цикл Дізеля. Замкнений круговий процес, запропонований Дізелем, показано на рис. 261.

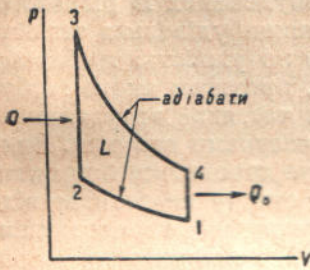


Рис. 260. Цикл Отто.

У цьому циклі процесові надання теплоти, яке провадиться при незмінному тиску, теж передує адиабатний стиск газу — лінія 1, 2. Робота виконується газом при ізобарному розширенні 2, 3 і головним чином при дальшому адиабатному розширенні 3, 4. Цикл замикається відніманням тепла при незмінному об'ємі. Обчислення показує, що термодинамічний коефіцієнт корисної дії циклу Дізеля дорівнює:

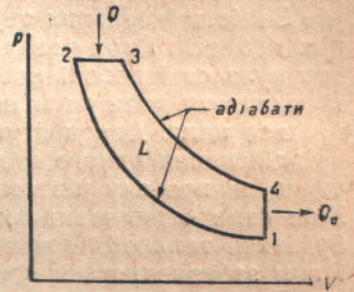


Рис. 261. Цикл Дізеля.

де ε означає степінь стиску ($\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$), а ρ є так званий степінь попереднього (ізобарного) розширення:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\chi-1}} \cdot \frac{\rho^{\chi-1}}{\chi(\rho-1)}, \quad (6)$$

де ε означає степінь стиску ($\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$), а ρ є так званий степінь попереднього (ізобарного) розширення:

$$\rho = \frac{V_3}{V_2}$$

Зіставляючи формули для к. к. д. циклів Отто і Дізеля, бачимо, що кожний з цих циклів тим більш економічний, чим більший степінь стиску ε .

Важливо зіставити ці цикли при однаковому максимальному тиску, бо максимальний тиск почасти визначає умови розрахунку машини на міцність. Наведені нижче числа показують, що при однаковому максимальному тиску цикл Дізеля є більш економічним, ніж цикл Отто:

	$p_{\max} = 35 \text{ ат}$			$p_{\max} = 50 \text{ ат}$		
	ε	ρ	$\eta \cdot 100$	ε	ρ	$\eta \cdot 100$
Цикл Отто	8	—	57%	11	—	62%
„ Дізеля	13	1,5	61%	16	1,4	65%

Цикл Карно (§ 242), здійснений між тими ж границями температур, мав би трохи більший коефіцієнт корисної дії, але процесам, які відбува-

ються в двигуні внутрішнього згорання, практично неможливо надати такого характеру, щоб дістати цикл Карно.

§ 269. Реальний цикл двигуна внутрішнього згорання. Здійснення в циліндрі двигуна безперервно повторюваного рівноважного і термодинамічно замкненого процесу натрапляє фактично на непереборні труднощі. Стінки циліндра, його дно і поршень у періоди розширення і стиску повинні були б мати властивості повної нетеплопровідності, щоб була забезпечена адіабатність цих процесів. З другого боку, в періоди надання тепла, якщо його підводити ззовні, і в періоди віднімання тепла стінки циліндра повинні були б особливо добре проводити тепло.

Замість ідеальних термодинамічних циклів, побудованих із рівноважних процесів і тому нездійснених на практиці, машинобудівельна техніка висунула свої робочі процеси. Щоб дістати більшу потужність, треба або збільшувати розміри машини або зменшувати час, протягом якого відбувається цикл. Для двигунів внутрішнього згорання час, який витрачається на здійснення одного циклу, вимірюється сотими частками секунди. Звичайно, ні про яку рівноважність при таких умовах не доводиться й думати. Зате саме через швидкість процесів розширення і стиску не встигає відбуватись теплообмін між робочою речовиною й навколишнім середовищем, і цим забезпечується відносна адіабатність зазначених процесів.

Реальний цикл, періодично повторюваний двигуном внутрішнього згорання або паровою машиною, з термодинамічного погляду є, строго кажучи, розімкненим циклом: спрацьований газ або пару видаляють з машини, і для виконання повторного процесу вводять нову кількість його. За короткий проміжок часу можна відвести тепло не інакше, як видаленням з циліндра самого газу або пари.

Цикл парової машини замикається поза циліндром, бо спрацьована пара, випущена в конденсатор або в атмосферу, кінець-кінцем сконденсується у воду, яка матиме в результаті ту саму температуру, як і вода, введена в паровий котел. Трохи інакше з двигунами внутрішнього згорання: викинуті з циліндра спрацьовані гази охолонуть, але в паливо, яке вступає в циліндр, вони не перетворюються. Проте, і в цьому випадку оцінку роботи двигуна можна робити так, як коли б мав місце круговий процес. Це стає навіть неминучим, якщо ми хочемо застосувати до двигуна внутрішнього згорання ту загальну схему теплового двигуна, яка була викладена в § 265. З погляду згаданої схеми у двигунів внутрішнього згорання горюча сумішка газу являє собою одночасно і теплджерело і робочу речовину. Строго кажучи, тут немає тепловіддаючого і теплоодержуючого тіл, а є тільки одно тіло — робоча сумішка газів, але при бажанні ми могли б відокремити процес згорання робочої сумішки від процесу розширення газоподібних продуктів горіння. Ми могли б, наприклад, спалювання горючої сумішки провадити в топці, а циліндр наповнювати раніше заготовленими ще не нагрітими газами, тотожними за хемічним складом з продуктами горіння палива.

Для горючої сумішки газів як для теплджерела важливим є процес згорання. Але коли ту саму горючу сумішку газу ми розглядаємо як робочу речовину, ми не повинні враховувати зміни хемічної будови, якої зазнає ця речовина в наслідок згорання. Тому, хоч цикл, здійснюваний робочою речовиною двигуна внутрішнього згорання, ні всередині циліндра, ні поза циліндром не є замкненим, але для оцінки економічності двигуна це не має значення.

Для досягнення найбільшого к. к. д. намагаються наблизити реальний цикл до циклів Отто або Дізеля.

Є два типи двигунів внутрішнього згорання: двигуни з чотиритактним процесом і двигуни з двотактним процесом (§ 270 і 271). Реальний цикл

кожного з цих типів двигунів, залежно від способу (вірніше від часу) подачі палива в циліндр, може бути наближений або до циклу Отто або до циклу Дізеля.

В двигунах, реальний цикл яких близький до циклу Отто, заряджають циліндр перед стиском сумішкою палива з повітрям або ж паливо впорскують в циліндр під час стиску. На кінець стиску, коли в циліндрі повинен статись спалах, введене в циліндр паливо в наслідок інтенсивного перемішування його з повітрям і в наслідок підвищення температури є вже досить добре підготовленим для швидкого згорання. Підготовлена так сумішка займається від електричної іскри і згорає так швидко, що процес згорання відбувається майже при незмінному об'ємі. Щоб уникнути передчасного самозаймання горючої сумішки в двигунах, які працюють за циклом Отто, доводиться обмежуватись порівняно невеликим ступенем стиску (від $\epsilon=3,5$ до $\epsilon=7$). К. к. д. цих двигунів становить, якщо враховувати всі втрати, в середньому 25% (це „ефективний“ к. к. д.). В двигунах, які працюють за циклом Дізеля, на початку стиску циліндр наповнюється чистим повітрям і паливо впорскують в циліндр в самому кінці стиску, коли температура повітря в циліндрі, стисненого до 30—32 ат, уже значно перевищує температуру самозаймання робочої сумішки. Для подолання тиску стисненого повітря паливо доводиться впорскуювати в циліндр з допомогою компресора. Рідке паливо надходить в циліндр у дрібнорозпиленому стані, самозаймається і згорає в міру надходження майже при незмінному тиску. Великий ступінь стиску (від $\epsilon=12$ до $\epsilon=16$) забезпечує двигунам Дізеля досить високий коефіцієнт корисної дії. К. к. д. цих двигунів становить, якщо враховувати всі втрати, приблизно 30—35% (ефективний к. к. д.).

Найвищий коефіцієнт корисної дії (до 37%) мають так звані безкомпресорні дизелі, в яких початкова стадія горіння робочої сумішки відбувається майже при незмінному об'ємі, а наступна стадія горіння триває при тиску, що мало змінюється.

§ 270. Двигуни внутрішнього згорання з чотиритактним процесом. У двигунах даного типу перший хід — всмоктування — відповідає переміщенню поршня за схемою рис. 262 з верхньої „мертвої“ точки в нижню: під час цього ходу повинен бути відкритий всмоктуючий клапан. Коштом утвореного в циліндрі розрідження відбувається наповнення його робочим тілом. У кінці ходу (такту) всмоктуючий клапан закривається. Термодинамічний стан робочого тіла в циліндрі двигуна відповідає

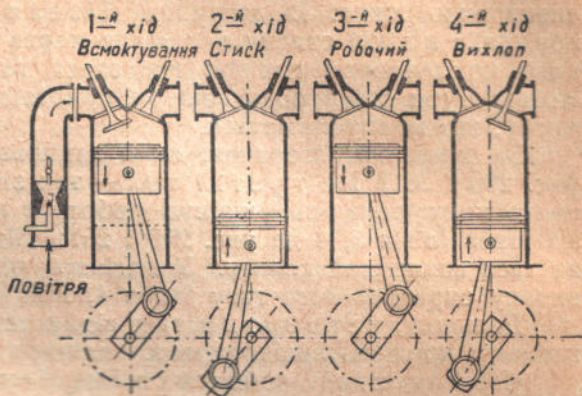


Рис. 262. Схема роботи чотиритактного двигуна.

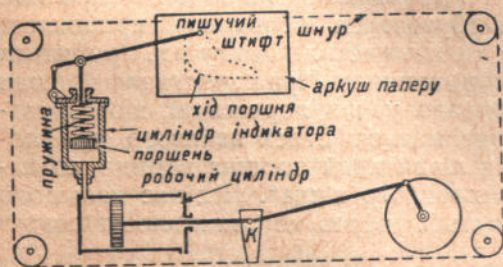


Рис. 263. Індикатор — прилад для вирисовування діаграми циклу.

Бігунок К з допомогою шнура, перекинутого через блоки, рухає аркуш паперу. Зміна тиску в робочому циліндрі записується штифтом, скріпленим з поршнем індикатора.

при цьому початковому станові його в теоретичному циклі¹⁾ (точка 1 на рис. 260 і 261). При другому ході (такті) відбувається стиск, який триває, поки поршень не прийде знову в крайнє верхнє положення (лінія 1, 2 на рис. 260 і 261). В двигунах, які працюють за циклом Отто, в циліндр всмоктується сумішка горючого з повітрям або ж паливо впорскується під час стиску. Запалювання роблять під кінець стиску з допомогою електричної іскри. В двигунах Дізеля в циліндр всмоктується чисте повітря, і в кінці стиску в циліндр через форсунку з допомогою стисненого компресором повітря подається горюче, яке, в наслідок високої температури стисненого повітря, самозаймається і поступово згорає при стиску, що мало змінюється.

За процесом згорання, який замінює надання тепла (лінія 2, 3 на рис. 260 і 261), іде третій такт — так званий робочий хід. Протягом цього ходу поршень виконує роботу в наслідок розширення продуктів згорання (лінія 3, 4 на рис. 260 і 261). Під кінець робочого ходу відкривається вихлопний клапан. У циліндрі різко знижується тиск коштом витоку спрацьованого газу (лінія 4, 1 на рис. 260 і 261).

Дальший, четвертий, такт відбувається при відкритому вихлопному клапані: поршень виштовхує з циліндра продукти згорання (вихлоп).

Чотиритактний робочий процес був запропонований в 1861 р. Бо-Де-Рошем і вперше був технічно застосований в 1877 р. у двигунах Отто.

§ 271. Двигуни внутрішнього згорання з двотактним процесом.

Рис. 264 пояснює принцип будови двигунів з двотактним процесом. Уявимо собі, що, коли поршень був у своєму крайньому лівому положенні (лінія 2, 3 на рис. 260 і 261), у циліндрі двигуна відбулося згорання сумішки горючого з повітрям. Газоподібні продукти згорання, розширюючись, переміщують поршень вправо (робочий хід, лінія 3, 4 на рис. 260 і 261).

Зауважимо, що порожнина, в якій відбувається обертання кривошипа в розглянутих двигунах, робиться герметичною. При пересуванні поршня вправо у цій порожнині, що називається кривошипною камерою, відбуватиметься стиск наявного там повітря. В якийсь момент руху поршня лівий край поршня підійде до наявного в стінці циліндра отвору — „вихлопного вікна“. Під час дальшого руху поршня спрацьовані гази вивуться через це „вихлопне вікно“ з циліндра, і тиск у циліндрі спаде.

Трохи пізніше, під час руху поршня в тому ж напрямі, лівий край поршня відкриє „продувне вікно“; стиснуте повітря з кривошипної камери попрямує через вікно у циліндр і витіснить з циліндра рештки спрацьованих продуктів згорання. Звільнення циліндра від спрацьованих продуктів згорання і наповнення його свіжим повітрям триватиме, поки поршень не прийде в праву „мертву“ точку і на зворотному шляху його поки не закриється вихлопне вікно; після цього відбувається стиск (лінія 1, 2 на рис. 260 і 261), який триває доти, поки поршень не прийде в ліву „мертву“ точку.

Під час стиску (у випадку циклу Отто) або в самому кінці його (у випадку циклу Дізеля) в циліндр впорскується з форсунки рідке

Під час стиску (у випадку циклу Отто) або в самому кінці його (у випадку циклу Дізеля) в циліндр впорскується з форсунки рідке

¹⁾ Тільки для спрощення ми користуємось тут діаграмами теоретичних циклів; слід було б розглядати індикаторну діаграму (рис. 263).

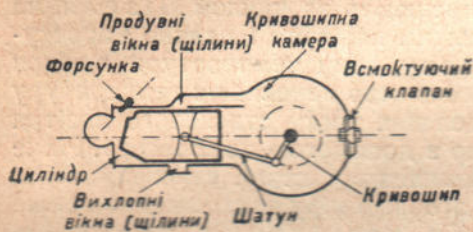


Рис. 264. Схема двотактного двигуна внутрішнього згорання.

паливо в дрібнорозпиленому стані. В деяких двигунах, що працюють за циклом Отто, замість впорскування рідкого палива циліндр заряджається не чистим повітрям, а сумішкою його з горючим. У кінці стиску тим або іншим способом викликається займання сумішки горючого з повітрям, і вся послідовність розглянутих процесів повторюється в тому самому порядку.

§ 272. Головні причини малої економічності парових машин. Парові машини понад 150 років займали перше місце в промисловості і тільки тепер почали поступатися перед паровими турбінами і двигунами внутрішнього згорання. Щодо економічності парові машини значно поступаються перед двигунами внутрішнього згорання; їх к. к. д. становить часто тільки 10—12%. Низький к. к. д. парових машин пояснюється не якимись їх конструктивними дефектами, а, поперше, *малою різницею температур, між якими відбувається цикл парової машини*, і, подруге, *неминучими втратами тепла в топці*.

Максимальний коефіцієнт корисної дії, що його може мати якась теплова машина, не може перевищити того к. к. д., який при заданих границях температур властивий циклові Карно:

$$\eta = \frac{T - T_0}{T}$$

Для парової машини T є температура пари в котлі; при тиску в котлі $p = 12$ атмосфер $T = 460^\circ$. T_0 — температура конденсації спрацьованої пари; у випадку випуску спрацьованої пари в атмосферу $T_0 \approx 373^\circ$; при випуску спрацьованої пари в конденсатор, у якому підтримується тиск у $\frac{1}{10}$ ат, $T_0 = 318^\circ$. Для зазначених умов (при тиску в котлі 12 ат і при випуску пари в конденсатор) $\eta \cdot 100 = 31\%$. Це означає, що не більше 31% тепла, наданого воді, може бути перетворене в роботу. Але приблизно тільки 70% теплоти згорання палива витрачається на нагрівання води; решта виноситься димовими газами; до 10% становлять втрати на тертя, отже, ефективний к. к. д. парової машини в зазначених умовах не може перевищувати 20%¹⁾. Якщо тиск пари в котлі дорівнює 9 ат, то к. к. д. парової машини буде не більший 16%.

Зрозуміло тому, що у відношенні економічності паровим машинам важко конкурувати з двигунами внутрішнього згорання, в яких і температурні границі циклу ширші і усунуто топочні втрати тепла.

§ 273. Цикл парової машини (цикл Ренкіна). За принципом дії парову машину можна було б пристосувати до здійснення циклу Карно. Проте, практично така машина була б непридатна через сповільнений хід процесів і величезні розміри робочого циліндра. Звичайно намагаються наблизити цикл парової машини до так званого циклу Ренкіна, зображеного на рис. 265.

На рис. 265 точка 1 відповідає термодинамічному станові води, яка поступає в паровий котел. Лінія 1,2 зображає процес нагрівання води в котлі до температури кипіння T при тиску p (точка 2). Ізотерма-ізобара 2, 3 зображає процес паротворення; пара, що утворюється, наповнює робочий циліндр, переміщаючи поршень. Виконувана при цьому поршнем робота зображається площею, що міститься між ізохорами, які проходять через

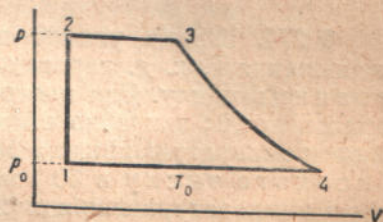


Рис. 265. Цикл Ренкіна.

¹⁾ $0,31 \cdot 0,7 \cdot 0,9 = 0,2$.

точки 2 і 3, і обмеженою зверху лінією 2, 3; цю роботу називають роботою наповнення. Коли частина циліндра буде наповнена паром, припиняють доступ пари в циліндр; це називається відсіканням пари (точка 3). Наступне розширення пари відбувається приблизно адиабатно, поки тиск пари не впаде до того тиску p_0 , який підтримується в конденсаторі. Точка 4 зображає термодинамічний стан пари в конденсаторі (тиск p_0 і температура T_0). Роботу, яку виконує поршень від моменту відсікання пари до моменту, коли починається випуск спрацьованої пари в конденсатор, називають роботою розширення; ця робота зображається площею, розміщеною під лінією 3, 4 і обмеженою зліва і справа ізохорами, які проходять через точки 3 і 4. Заключною стадією циклу є виштовхування спрацьованої пари в конденсатор; при цьому в конденсаторі відбувається конденсація пари у воду тієї ж температури T_0 , як і температура води, що надходить у паровий котел.

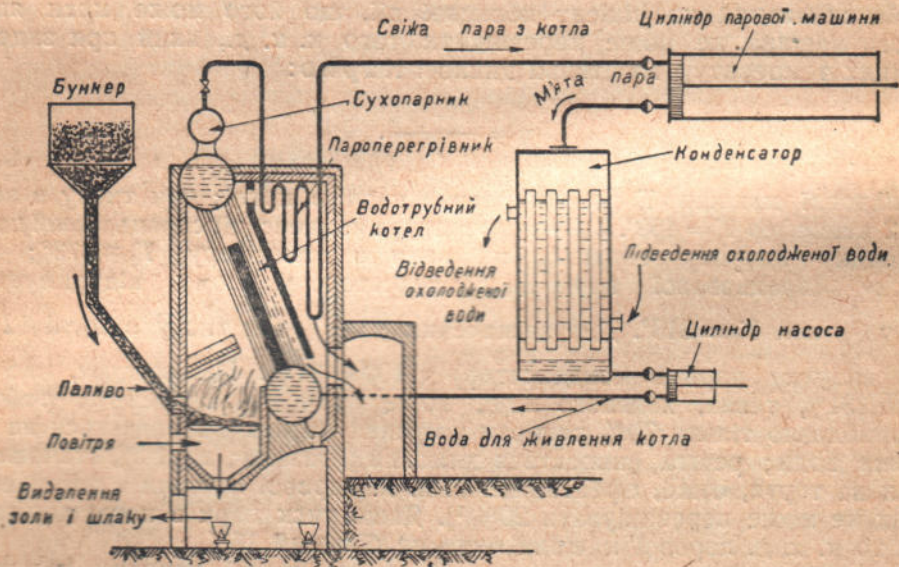


Рис. 266. Схема парової установки.

§ 274. Шляхи удосконалення парових машин. Першим заходом до підвищення к. к. д. парових машин є розширення температурних границь циклу. Для цього намагаються підвищити температуру кипіння води в котлі; звичайно підтримують тиск у котлі 10—16 ат, що відповідає температурі кипіння 180—200° С. Починають вживати парові котли високого тиску в 60 і навіть 120 ат (машини Леффлера), що відповідає температурі кипіння 275 і 322° С. Для зниження температури конденсації спрацьованої пари її випускають не в атмосферу, а в конденсатор, де підтримується тиск приблизно 0,1 ат і де тому пара згущається у воду при 45° С, а не при 100° С, як це було б при випусканні спрацьованої пари в атмосферу.

Другим щодо свого значення заходом до підвищення к. к. д. парових машин є боротьба з передчасною конденсацією пари в циліндрі. Під кінець циклу при випусканні пари в конденсатор стінки циліндра і поршень охолоджуються; тому під час впускання в циліндр нової порції пари з котла частина пари конденсується у воду і у вигляді крапель осідає на стінках циліндра і на внутрішній поверхні поршня. Після відсікання пари під час наступного розширення в наслідок зв'язаного з

розширенням зниження температури ще якась частина пари конденсується у воду. Через те що робота виконується паровою машиною в наслідок тиску пари на поршень, а сконденсована пара вже не робить цього тиску, то зрозуміло, що вся передчасно сконденсована частина пари являє собою абсолютно таку саму непродуктивну витрату пари, як і безпосередній витік пари, що відбувається через недосить щільне прилягання поршня до стінок циліндра.

Найкращим заходом проти передчасної конденсації пари є перегрів пари. На шляху з котла в циліндр пару змушують проходити через труби пароперегрівника, які нагріваються топочними газами; пара з насиченої перетворюється в перегріту; звичайно створюють перегрів на $150—200^{\circ}$ так, що при впусканні пари в циліндр хоч і відбувається деяке зниження температури пари, але пара все ще залишається перегрітою, і навіть під час розширення стінки циліндра майже не покриваються вологою¹⁾.

В машинах, які працюють насиченою паром, для зменшення передчасної конденсації зовнішні стінки циліндра нагрівають гарячою паром з допомогою пристрою, який має назву парової обгортки.

Чим ширші температурні границі циклу, тим більш різкого охолодження зазнає кожна нова порція пари, що впускається в циліндр із котла. Тому застосування високого тиску (високого нагріву пари в котлі), з одного боку, підвищує к. к. д. циклу, але, з другого боку, збільшує втрати, пов'язані з передчасною конденсацією пари. Це змушує будувати машини з кількома (частіше — двома) робочими циліндрами, через які послідовно проходить пара, зазнаючи в кожному циліндрі розширення при поступово падаючій температурі. Цим досягають у кожному циліндрі меншої різниці температури між свіжою паром, що поступає в циліндр, і спрацьованою. Тому стінки кожного циліндра, маючи після вихлопу спрацьованої пари температуру не надто низьку порівняно з температурою свіжої пари, не так сильно охолоджують свіжу пару.

§ 275. Парові турбіни. Активна дія пари на лопатки турбіни. В парових турбінах у механічну роботу перетворюється кінетична енергія пари. З котла пара під великим тиском поступає в напрямні апарати („сопла“) турбіни (рис. 267) і в них коштом зниження тиску набуває при виході великої швидкості, приблизно 1000 м/сек. Щоб у соплі якнайповніше перетворювалась внутрішня енергія пари в кінетичну енергію, соплу надають форми каналу, який до виходу розширюється. Залишивши напрямні апарати, пара поступає на лопатки турбінного колеса, тисне на них і приводить робоче колесо турбіни в обертання.

Розрізняють два принципи дії пари на лопатки турбін: активну і реактивну. Для пояснення цих принципів наведено схеми рис. 268 і 269.

Схема рис. 268 зображає лопатки турбіни з поставленим перед ними соплом. Лопатки турбіни закріплені на робочому диску, насадженому на вал турбіни. Робочий диск обертається в площині, перпендикулярній до рисунка; u означає колову швидкість диска. Пара з котла поступає при тиску p_1 до сопла і в ньому, набуваючи прискорення, зазнає спадання

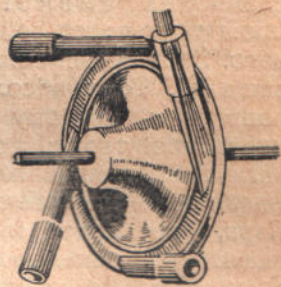


Рис. 267. Сопла і робоче колесо парової турбіни.

¹⁾ На перший погляд може здатись, що перегрів пари повинен збільшувати к. к. д. парової машини не тільки тому, що цим шляхом усуваються втрати, зв'язані з передчасною конденсацією пари, але також і тому, що перегрів значно розширює температурні границі циклу. Виявляється, проте (термодинаміка дозволяє передбачати це), що форма циклу змінюється при цьому в невигідну сторону, і тому розширення температурних границь циклу шляхом перегріву майже не було б ефективним (в розумінні підвищення к. к. д.), коли б не виявлялась інша, важливіша роль перегріву, яка полягає в усуненні передчасної конденсації.

статичного тиску до значення p_2 . Після виходу із сопла пара з швидкістю c_1 поступає на лопатку; w_1 означає ту відносну швидкість, з якою пара протікає вздовж лопатки. Вигнута лопатка відхиляє струмінь пари; завдяки цьому пара тисне на лопатку турбіни з силою, що дорівнює тій відцентровій силі, яку вона розвиває.

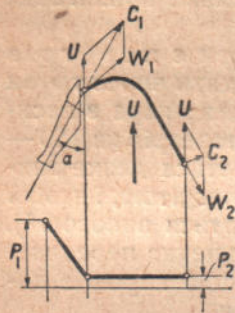


Рис. 268. Активна дія пари на лопатку турбіни.

В наслідок тертя пари об поверхню лопатки відносна швидкість пари трохи знижується; відносна швидкість спрацьованої пари w_2 , додана до колової швидкості u , дає абсолютну швидкість виходу пари c_2 . Якщо не враховувати втрати на тертя пари, то робота, сприйнята лопатками від кожного кілограма пари, що протікає через робоче колесо турбіни, вимірюється убитком кінетичної енергії пари:

$$K = \left(\frac{c_1^2}{g \cdot 2} - \frac{c_2^2}{g \cdot 2} \right) \text{ кгм,} \quad (7)$$

де c виражено в м/сек, а g — в м/сек².

У розгляданому випадку характерні такі явища.

1. Перетворення внутрішньої енергії пари в кінетичну відбувається виключно в напрямних, нерухомих апаратах (у соплах).
2. Тиск пари при виході з сопла (при вході на лопатки) знижений до величини протитиску середовища, отже, при протіканні пари вздовж лопатки тиск лишається незмінним.

3. Оскільки на лопатках тиск пари лишається незмінним, вхідні і вихідні перерізи каналів, утворюваних сусідніми на диску лопатками, роблять однаковими.

Розглянута дія пари дістала назву активної. Турбіни, в яких застосовано активний принцип дії пари, називаються активними турбінами, або турбінами рівного тиску.

§ 276. Реактивна дія пари на лопатки турбіни. На рис. 269 подана схема реактивної дії пари на лопатку турбіни. В цьому випадку пара, проходячи через сопло, зазнає не повного розширення, а тільки часткового. Залишаючи сопло, пара має тиск p_1 більший, ніж протитиск середовища p_1' . Тому абсолютна швидкість входу пари на лопатку c_1 у цьому випадку відповідає не повному перепадові тисків, а тільки різниці їх $p_1 - p_1'$. Лопатки вигнуті і розміщені на ободі так, що міжлопаточні простори являють собою канали із зростаючим перерізом. Пара, протікаючи між лопатками, продовжує розширюватись, і після виходу з лопаток тиск її знижується до протитиску середовища p_2 . Отже, в цьому випадку перетворення внутрішньої енергії пари в кінетичну відбувається в соплах тільки частково і закінчується вже на турбінному колесі в розширених каналах міжлопаточних просторів.

Відносну швидкість течіння пари вздовж лопатки можна дістати так само, як і у випадку схеми рис. 268, розкладом абсолютної швидкості у напрямі колової швидкості і в напрямі дотичної до поверхні лопатки.

В наслідок розширення пари в міжлопаточних каналах відносна швидкість зростає від w_1 до w_2 ; пара дістає прискорення і тому робить на лопатку турбіни, крім тиску відхилення струменя, ще тиск реакції струменя.

Реактивна дія пари характеризується такими моментами.

1. Перетворення внутрішньої енергії пари в кінетичну відбувається як у напрямних апаратах, так і на робочих лопатках турбіни.

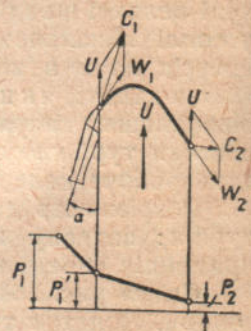


Рис. 269. Реактивна дія пари на лопатку турбіни.

2. Тиск пари при вході на лопатки більший від тиску при виході з них. Таким чином, у реактивній турбіні по сторонах робочого диска тиск неоднаковий; з боку входу є деякий надвишок тиску. Цим зумовлена друга назва реактивних турбін — „турбіни надвишкового тиску“.

3. Щоб забезпечити найкращі умови для прискорення пари при протіканні її через робоче колесо, вихідні перерізи каналів, утворених лопатками, роблять ширшими, ніж вхідні.

§ 277. Многосхідчасті турбіни. Для забезпечення найбільшого к. к. д. треба, щоб колова швидкість u лопаток турбіни становила у випадку активної турбіни приблизно половину швидкості виходу пари із сопла (§ 80), а у випадку реактивної турбіни колова швидкість повинна майже дорівнювати швидкості виходу пари. Точніше: для активної турбіни потрібно, щоб $u = \frac{1}{2} c_1 \cos \alpha$, а для реактивної $u = c_1 \cos \alpha$; кут входу α береться якнайменшим, і тому значення $\cos \alpha$ не дуже відрізняються від одиниці.

Навіть при використанні середніх перепадів тисків абсолютні швидкості витікання пари із сопла будуть порядку 1200 м/сек (це набагато більше, ніж швидкість кулі).

Колова швидкість диска активної турбіни повинна, отже, становити приблизно 600 м/сек. Такий коловий швидкості при діаметрі робочого колеса 1 м відповідає 11,5 тис. оборотів вала на хвилину.

Для зниження числа оборотів турбіни без шкоди для к. к. д. розчленовують роботу пари на кілька східців.

В однодисковій турбіні весь процес перетворення внутрішньої енергії в кінетичну здійснюється з допомогою одного ряду напрямних апаратів, розміщених перед робочим диском. Запровадженням східців тиску поділяють перетворення внутрішньої енергії в кінетичну на кілька етапів. Досягається це тим, що за першим рядом напрямних апаратів і першим робочим диском встановлюють другий ряд апаратів і другий робочий диск і т. д. (рис. 270). У такій многосхідчастій турбіні в кожному її робочому колесі використовується тільки частина всього наявного перепаду тисків; дальша частина його використовується в другому східці і т. д. Східці тиску, запроваджені Чарльсом Парсонсом, допускають роботу пари на лопатках і за активним і за реактивним принципами.

В активних турбінах застосовують ще інший спосіб зниження числа оборотів турбіни, запроваджений Кертіссом, — східці швидкості.

При застосуванні східців швидкості віддавання кінетичної енергії продавиться парю не в одному робочому диску, а в кількох. Пара після виходу з лопаток першого диска поступає на нерухомі проміжні напрямні лопатки. Призначення цих лопаток — змінити напрям руху пари для можливості її входу на лопатки другого обертового диска з метою дальшого віддавання там частини кінетичної енергії. За другим робочим диском ідуть знову напрямні лопатки і т. д.

§ 278. „Зворотний“ цикл. Холодильні машини. Томсонівський принцип динамічного опалення. Цикл, який складається з рівноважних процесів і який потребує для свого проведення витрати роботи, ми назвали вище (§ 231, рис. 249) зворотним циклом. Уявимо собі, що ми змусили робоче тіло, скажемо, пару якоїнебудь легкої рідини, виконувати зворотний цикл. Наприклад, регулюючи тиск пари насосом (компресором), будемо проводити конденсацію пари в рідину при великому тиску і при відповідно високій температурі t , а потім випаровувати одержувану

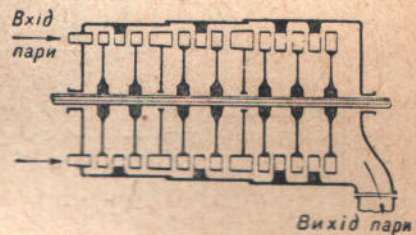


Рис. 270. Схема многосхідчастої турбіни.

рідину при малому тиску і, отже, при низькій температурі t_0 (на рис. 271 подано схему холодильної машини, яка здійснює зазначений цикл). При випаровуванні робоча рідина діставатиме теплоту, яка дорівнює захованій теплоті випаровування від тепловіддаючого тіла, що має низьку температуру t_0 (на рис. 271 — розсіл¹⁾, а при конденсації робоча рідина віддаватиме теплоту теплоодержуючому тілу, що має вищу температуру t (на рис. 271 — вода конденсатора).

Результатом циклу буде перехід тепла від менш нагрітого тепловіддаючого тіла до більш нагрітого теплоодержуючого тіла. Це перенесення тепла від холодного тіла до більш нагрітого не може, проте, бути єдиним результатом циклу (§ 249). Здійснення циклу потребуватиме витрати роботи, перетворюваної в тепло, що йде на додаткове нагрівання тепло-

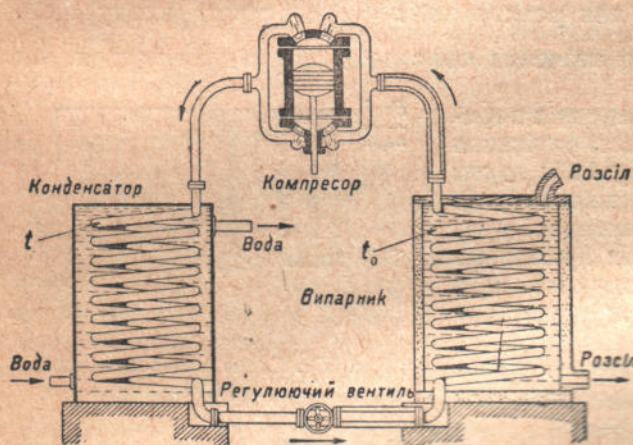


Рис. 271. Схема холодильної машини.

одержуючого тіла; пара робочої рідини, конденсуючись при високій температурі, віддаватиме теплоодержуючому тілу більшу кількість тепла, ніж та теплота, яка була при випаровуванні під зниженим тиском одержана робочою рідиною від тепловіддаючого тіла. Отже, більш нагріте теплоодержуюче тіло діставатиме теплоту, еквівалентну роботі компресора, плюс те тепло, яке при випаровуванні робочої рідини було відібране у менш нагрітого тепловіддаючого тіла.

Зазначений цикл може бути використаний для двох цілей відповідно до тих двох ефектів, які спостерігаються при здійсненні цього циклу. Через те що в даному випадку теплота забирається у холодного тіла, яке від того ще більш охолоджується, зазначений зворотний цикл реалізують у холодильних установках (як робочу рідину в холодильних установках застосовують амоніак, вуглекислоту, сульфід-ангідрид). Другий ефект зазначеного циклу полягає в інтенсивному нагріванні теплоодержуючого тіла; завдяки цьому цей цикл можна з успіхом застосовувати для опалення.

Ідею такого „динамічного опалення“ висунув у 1853 р. Томсон (Кельвін). Довгий час ця ідея була майже забута і тільки в 1920 р. вона була детально розроблена московським фізиком, проф. В. А. Міхельсоном. Міхельсон знайшов, що відповідно до московських кліматичних умов може бути запропонована така система динамічного опалення, яка з погляду витрачання палива повинна бути вдвоє вигіднішою, ніж звичайні системи опалення.

Може здатись парадоксальним, що тут мова йде про опалення приміщення коштом тепла, яке береться у зовнішнього холодного середовища, наприклад, у зовнішніх водойм; проте, це і принципіально і практично цілком здійсненне і не пов'язане навіть ні з якими особливими технічними труднощами.

¹⁾ Найпростішим розсолон може бути розчин кухонної солі у воді; якщо в 100 частинах води розчинено 22,4% солі, то розчин замерзає при $-21,2^{\circ}\text{C}$.

Замість того, щоб спалювати паливо в опалювальних печах, при системі динамічного опалення треба спалювати паливо в топці теплового двигуна, робота якого спрямована на приведення в дію холодильної машини. Теплота палива, перетворена в роботу двигуна, в холодильній машині буде знову перетворена з роботи в теплоту, яка йде на нагрівання опалюваного приміщення; але до цієї кількості тепла, одержаного кінець - кінцем від палива, холодильна машина дістане ще в кілька разів більшу кількість тепла, яке переноситься робочою рідиною машини з холодного зовнішнього середовища в опалюване приміщення. В. А. Міхельсон підрахував, що від спалювання 1 кг кам'яного вугілля замість 8000 кг-кал (теплотворна здатність кращого вугілля) динамічна система опалення дасть опалюваному приміщенню 21 000 кг - кал.

Перехід на систему динамічного опалення — справа недалекого майбутнього.

РОЗДІЛ XII.

ЕЛЕКТРОСТАТИКА І ВЧЕННЯ ПРО МАГНЕТИЗМ.

§ 279. Закон зберігання кількості електрики. Існують два і тільки два роди електрики: одна, одержувана, наприклад, від скла, потертого об амальгамовану шкіру,—„скляна“ (позитивна), і друга—від ебоніту або від смоли, потертої об шерсть,—„смоляна“ (негативна). Тіла, заряджені однорідно, відштовхуються; тіла, заряджені різнорідно, притягуються.

Немає ні одного явища, при якому створюється б або зникав би заряд одного роду; завжди відбувається тільки той або інший розподіл зарядів між різними тілами. При стиканні зарядженого і незарядженого тіл заряд, не змінюючись у величині, розподіляється між тілами, які дотикаються. При терті і при всякому іншому способі електризації одно тіло електризується позитивно, друге—негативно, але так, що алгебрична сума їх зарядів до і після експерименту залишається незмінною. Це—закон зберігання електричного заряду, який нагадує собою закон зберігання кількості речовини. Електричний заряд ми тому в праві називати кількістю електрики. Закон зберігання кількості електрики є одним з основних законів фізики.

§ 280. Закон Кулона. Сила взаємодії двох наелектризованих тіл, розміщених у повітрі або в пустоті далеко від інших наелектризованих тіл, напрямлена по прямій, яка сполучає ці тіла; за величиною ця сила пропорціональна добуткові електричних зарядів тіл і обернено пропорціональна квадратові віддалі між тілами. Це—закон Кулона.

Позначимо силу взаємодії літерою F , електричні заряди—літерами e_1 і e_2 , а віддаль між тілами—літерою r . Закон Кулона можна записати у вигляді такої формули:

$$F = K \frac{e_1 e_2}{r^2}, \quad (1)$$

де K є числовий коефіцієнт, величина якого залежить від вибраних одиниць. Зауважимо, що про певну віддаль r між тілами можна говорити тільки тоді, коли самі наелектризовані тіла малі порівняно з цією віддаллю; строго кажучи, закон Кулона виражає силу взаємодії між двома наелектризованими точками. Коли ж лінійні розміри наелектризованих тіл недосить малі порівняно з віддаллю між тілами, то в цьому випадку сила взаємодії визначиться як рівнодійна всіх сил, збуджених усіма наелектризованими точками тіл.

Закон Кулона аналогічний законів Ньютона для сили всесвітнього тяжіння між двома масами, що тяжіють одна до однієї (§ 6). Посутність відмінність цих законів полягає, проте, в тому, що протилежно до сили всесвітнього тяжіння електростатична взаємодія може бути не тільки притягальною, але й відштовхувальною. Різнойменні заряди притягаються, однойменні—відштовхуються.

Якщо величини e_1 і e_2 мають однакові знаки, то їх добуток додатний; тому додатний знак сили у формулі Кулона означає відштовхування.

Закон взаємодії електричних зарядів був установлений і багато разів перевірений з допомогою прилада, показаного на рис. 272. Кулькам n і m надають однойменного електричного заряду. Щоб зрівноважити силу відштовхування, яка виникає між двома однойменно зарядженими кульками, закручують (з допомогою повертання диска T) тонку дротинку, на якій підвішене коромисло з кулькою m . За кутом кручення дроту визначають силу взаємодії наелектризованих кульок.

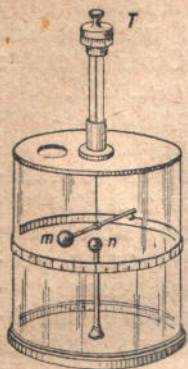


Рис. 272. Крутильні терези, з допомогою яких Кулон у 1785 р. встановив закон взаємодії наелектризованих тіл.

Для розпізнавання наелектризованих тіл служать прилади, які називають електроскопами. Схему електроскопа дано на рис. 273. До мідної дротинки D , яка вгорі має мідну кульку C , прироблені два тонкі листочки з алюмінію EE . Дротинка з листочками вміщена з допомогою ебонітової пробки B всередину металічної коробки A із скляним віконцем. Якщо кульці C надати електричного заряду, то алюмінієві листочки наелектризуються і, відштовхнувшись один від одного, утворять якийсь кут.

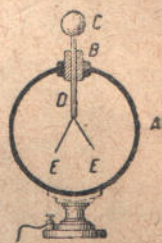


Рис. 273. Електроскоп.

§ 281. Одиниці кількості електрики. Умовились одиницею кількості електрики називати таку кількість, яка діє на рівну

йї кількість електрики, що міститься на віддалі одного сантиметра, з силою однієї дини.

Виражаючи цю умову математично, будемо мати: $e_1 = e_2 = 1$, коли $r = 1$ см і $F = 1$ дині, при чому $K = 1$.

Закон Кулона, отже, в прийнятих нами одиницях матиме вигляд:

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2} \text{ дин.} \quad (2)$$

Встановлену таким чином одиницю кількості електрики називають абсолютною електростатичною одиницею. Далі (§ 320) ми ознайомимося з іншою одиницею кількості електрики, виведеною з законів явищ електромагнетизму, яка має назву абсолютної електромагнітної одиниці. Очевидно, що виведені з двох зовсім різнорідних явищ ці дві одиниці неоднакові. Ми будемо абсолютні електростатичні одиниці позначати знаком $CGSE$.

Практичного застосування електростатична одиниця кількості електрики не має, бо вона надто мала, і величини, які зустрічаються на практиці, виражалися б дуже великими числами; тому за практичну одиницю кількості електрики приймають один кулон, при чому

$$1 \text{ кулон} = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE.}$$

Зрозуміло, що коли заряди e_1 і e_2 виражені в кулонах, r у сантиметрах і F у динах, то коефіцієнт пропорціональності K у формулі Кулона дорівнює вже не одиниці, а $9 \cdot 10^{18}$.

Щоб дістати яскраве уявлення про те, яку величезну кількість електрики являє кулон в порівнянні з електростатичною одиницею, обчислимо силу, з якою 1 кулон діє на інший такий же заряд, що міститься на віддалі 1 км. За законом Кулона маємо: $F = \frac{9 \cdot 10^{18}}{(10^5)^2} \text{ дин} = 9 \cdot 10^9 \text{ дин}$, або в заокруглених числах $F = 0,9$ тонни.

Практично, проте, неможливо наелектризувати тіло так, щоб заряд його дорівнював або був близький до кулона. Такий заряд неможливо

втримати на тілі; він проб'є всяку ізоляцію. Ми вміємо приводити в рух величезні кількості електрики, але змушені обмежуватись надзвичайно малими зарядами, коли хочемо мати електричний заряд у спокої.

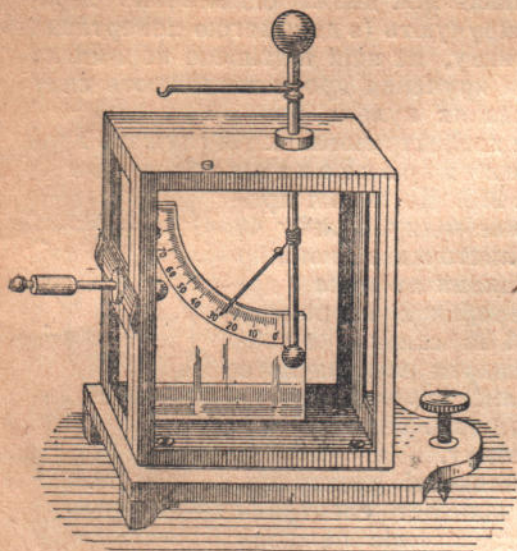


Рис. 274. Електрометр Кольбе.

За кутом відхилення алюмінієвого листочка, який відштовхується від металічного стриженька, можна судити про величину заряду, наданого електрометру.

одним і взаємно знищуються, а решта однойменних зарядів відштовхуватимуться один від одного доти, поки не займуть крайніх можливих положень на провіднику, тобто поки не досягнуть його поверхні, де провідник межує з ізолятором. Якщо у провідника дві поверхні — зовнішня і внутрішня (наприклад, якщо провідник — порожниста куля), то всі заряди зберуться на зовнішній поверхні, бо її точки віддалені одна від однієї далі, ніж точки внутрішньої поверхні.

Взагалі в провідниках електрика в стані рівноваги розміщується на зовнішній поверхні. Кількість електрики, яка припадає на одиницю поверхні провідника, називається поверхневою густиною електрики.

Якщо наелектризований провідник має сферичну форму і віддалений від інших наелектризованих тіл, то поверхнева густина для всіх точок його сферичної поверхні буде однаковою. Якщо провідник здовженої форми, то найбільша густина буде на його кінцях, а найменша — в середині. Якою б не була форма наелектризованого провідника, найбільша густина електрики завжди буде в місцях найбільшої опуклості його поверхні, на ребрах і вістрях. Це пояснюється тим, що заряди, взаємно відштовхуючись, намагаються зайняти положення найбільшої віддаленості один від одного, і, таким чином, значна частина загального заряду провідника виявляється витісненою на частини поверхні, що виступають назовні.

Для визначення величини заряду служать прилади, які називаються електрометрами. Один з таких приладів показаний на рис. 274.

§ 282. Розподіл зарядів на провіднику. Коли ми заряджаємо якийнебудь ізолятор тертям або дотиканням іншого зарядженого тіла, то заряди залишаються в ньому в тих саме місцях, де вони збуджені, отже, розподіл зарядів на ізоляторі можна зробити довільним. Ми можемо, наприклад, зарядити один кінець скляної палички позитивною електрикою, а другий кінець або не заряджати зовсім, або навіть зарядити негативною електрикою.

Інакше стоїть справа в провідниках, де електрика може вільно пересуватись; там далеко не всякий розподіл зарядів може лишатись нерухомим. Якщо уявити собі якийнебудь довільний розподіл зарядів на вилученому провіднику, то насамперед різнойменні заряди притягнуться один

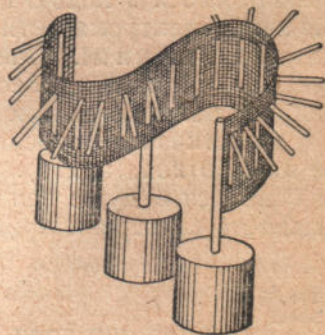


Рис. 275. Якщо зарядити сітку електрикою і вигинати її в ту і другу сторону, то прикріплені до неї тонкі папірці своїм відхиленням показують, що заряди розміщуються на зовнішній поверхні сітки.

§ 283. Вістря провідника. „Електричний вітер“. Провідник, який має вістря і наелектризований досить сильно, швидко втрачає свій заряд. При цьому має місце явище, яке дістало назву „електричного вітру“. Завдяки тому, що густина електрики на вістрі дуже велика, молекули повітря поблизу вістря зазнають дії значних електричних сил; в полі цих сил молекули повітря розщеплюються на іони — частини, заряджені позитивно і негативно (повітря завжди трохи іонізоване; вістря наелектризованого тіла збільшує його іонізацію). Іони, заряджені однорідно з тілом, відштовхуються від вістря, заряджені ж протилежно притягуються до нього; останні, дотикаючись до тіла, нейтралізуються і поступово розряджають провідник; перші, віддаляючись від вістря, викликають явище „електричного вітру“.

Властивість електрики так легко стікати з вістря треба завжди мати на увазі в тих випадках, коли ми хочемо втримати заряд на якомусь провіднику. Для цього недосить оточити цей провідник ізоляторами, але треба ще якнайстаранніше усунути з його поверхні усі вістря або зазублини так, щоб поверхня провідника була абсолютно рівною.

З цієї ж причини всім провідникам, що служать для електричних дослідів і мають вигляд дротин або паличок, надають на кінцях форми гладкої кульки.

§ 284. Явище електростатичної індукції. Один із найцікавіших виявів електростатичних сил полягає в тому, що в якому завгодно провіднику можна дістати електрику без тертя і без дотикання його до зарядженого тіла через самий тільки вплив на цей провідник розміщеного поблизу зарядженого тіла.

В кожному провіднику є завжди позитивна і негативна електрика в рівних кількостях. Коли до провідника наближається наелектризоване тіло, то воно притягує до себе різноманітну і відштовхує однійменну з ним електрику; як тільки обидві ці електрики можуть рухатись по провіднику вільно, вони опиняються на різних кінцях провідника; при цьому на частині поверхні провідника, яка є ближчою до впливаючого тіла, повинна бути електрика, протилежна до впливаючої, тоді як на більш віддалених частинах поверхні — однойменна з впливаючою.

Це явище має назву електростатичної індукції¹⁾ або „електризації через вплив“. Явище це легко можна демонструвати з допомогою двох електроскопів, кульки яких замінені циліндрами *AB* і *CD* (рис. 277). Якщо привести циліндри в дотикання і наблизити заряджене тіло, то помічається розходження листочків електроскопів. Кількості електрики, одержувані шляхом впливу на циліндрах *AB* і *CD*, дорівнюють одна одній. Це легко довести таким чином. Роз'єднавши *AB* і *CD* в присутності наелектризованого (впливаючого) тіла *E*, заберемо це тіло і знову сполу-

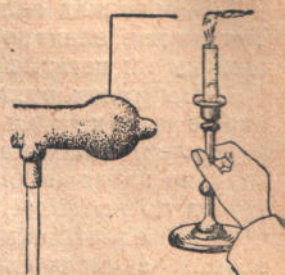


Рис. 276. „Електричний вітер“.

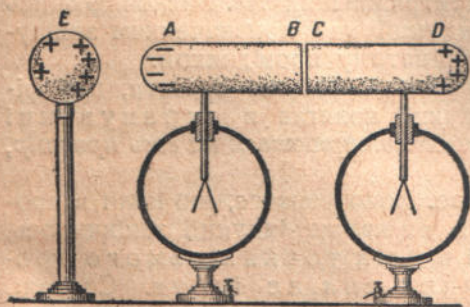


Рис. 277. Електризація через вплив.

При наближенні до провідника *ABCD* позитивно зарядженого тіла *E* в *A* виникає негативний заряд, а в *D* — позитивний заряд. Щоб зберегти ці заряди при усуненні тіла *E*, треба перед тим роз'єднати частини провідника *AB* і *CD*.

¹⁾ Слово „індукція“ походить від латинського слова *induco* — наводжу.

чимо AB і CD ; тоді побачимо, що листочки обох електроскопів одразу сходяться — заряди електроскопів взаємно знищуються, отже, обидва протилежні заряди рівні величиною.

Через те що явище електростатичної індукції полягає в роз'єднанні зарядів, які раніше були в провіднику, то зрозуміло, що *кількості індуктованої позитивної і негативної електрики завжди однакові*.

В розчинах солей носіями електрики є позитивні і негативні іони. Тут явище електростатичної індукції супроводиться одночасним переміщенням як негативних, так і позитивних зарядів.

У металах рухливість властива тільки негативній електриці, носіями якої є електрони. Позитивні основи атомів (позитивні іони металу) закріплені силами взаємодії у вузлах кристалічних ґрат. Наближення позитивно зарядженого тіла до куска металу викликає переміщення електронів до поверхні, поверненої до зарядженого тіла; в зв'язку з цим переміщенням електронів на протилежному кінці куска металу виявляється недостача числа електронів у порівнянні з числом позитивних іонів, тобто виявляється рівна величиною позитивна електризація металу. Коли впливає заряджене тіло усунуте, електрони одразу рівномірно розподіляються по всьому об'єму металу і рухаються між позитивними іонами.

§ 285. Екранування електростатичних сил. Через те що електричні заряди всередині провідника можуть вільно переміщатись під дією електростатичних сил, *для рівноваги електрики на провіднику необхідно, щоб дії всіх електричних зарядів взаємно знищувались у всіх точках провідника*.

Якщо незаряджений провідник введений у простір, в якому діють електричні сили, то одразу виникає явище електростатичної індукції, тобто починається роз'єднання і переміщення зарядів, властивих самому провідникові (в розчинах солей — іонів, у металах — електронів). Явище це триває доти, поки індуктовані заряди не розмістяться на поверхні провідника так, що зумовлені цими індуктованими зарядами сили для всіх точок провідника не будуть рівними величиною, але супротивними напрямом до тих сил, які в цих точках існували до явища індукції. Індуктовані заряди зрівноважують для всіх точок провідника сили, викликані дією зовнішніх відносно провідника наелектризованих тіл. Висловлюючись фігурально, можна сказати, що явище індукції має призначенням знищувати електростатичні сили в просторі, зайнятому провідником.

Цю саму думку можна висловити й інакше. Можна сказати, що фізична суть явища електростатичної індукції полягає в екрануванні електричних сил, при чому це *екранування поширюється на весь простір, обмежений поверхнею провідника*.

Це останнє зауваження дуже важливе. Воно означає, що коли в провіднику є порожнини, то, після того як явище індукції закінчилось, у цих порожнинах, так само як і в усіх точках самого провідника, ніяких електростатичних сил не існує. Справді, завжди можна собі уявити, що провідник спочатку не мав порожнин (наприклад, можна уявити собі, що порожнини були заповнені ртуттю) і що порожнини були утворені в ньому після того, як установився стан рівноваги індуктованих зарядів на його поверхні. Оскільки порожнина заповнена (скажемо, ртуттю), в ній, за сказаним вище, при рівновазі не може існувати електричних сил; зрозуміло, що видалення ртуті з порожнини не порушить рівноваги і, отже, немає підстав для виникнення електричних сил у порожнині після того, як ртуть із неї буде видалено.

§ 286. Електричний захист. Із сказаного в попередньому параграфі ми можемо зробити такий висновок. Якщо якенебудь тіло оточене з усіх боків провідною оболонкою і ми наблизимо до цієї оболонки з зовнішнього боку якесь наелектризоване тіло, то хоч на зовнішній оболонці

і виникне електрика через вплив, але на тілі, що міститься всередині, ніякого перерозподілу електрики не виявиться.

Ось чому звичайно електроскопи і електрометри мають провідну оболонку; ця оболонка захищає вміщені всередині частини прилада, як, наприклад, алюмінієві листочки, від електричного впливу сторонніх наелектризованих тіл.

Явище електричного захисту перший виявив Фарадей (в 1836 р.), який провів спробу, що демонструє це явище у великому масштабі. Він примістився сам з електроскопом усередині металічної клітки. Клітка була ізольована від землі, і до неї через сильні іскри підводились заряди. Ніяких відхилень електроскопа при цьому не спостерігалось, і сам Фарадей нічого не відчував при проскокуванні електричних іскер на поверхні клітки (клітка Фарадея).

§ 287. Явище поляризації діелектриків. У кожній молекулі речовини ізолятора (діелектрика) міститься одночасно і позитивна і негативна електрика в однакових кількостях; можна сказати тому, що молекула діелектрика містить у собі парні електричні заряди — електричні диполі. Добуток величини заряду на віддалі між зарядами називають моментом диполя (рис. 278).

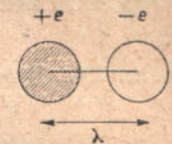


Рис. 278. Момент диполя = $e\lambda$.

Орієнтування молекулярних електричних диполів настільки різноманітне, що діелектрик у своєму звичайному стані не виявляє помітної електризації. На рис. 280а показано такий розподіл парних зарядів у діелектрику, при чому окремі кружечки позначають схематично молекули діелектрика, а білі й чорні їх половини позначають позитивні і негативні заряди.

Якщо тепер наблизити до такого ізолятора наелектризоване тіло, то всі супротивні йому за знаком заряди притягнуться ним, а однойменні відштовхнуться. Хоч у діелектрику і не можуть цілком поділитися парні заряди, як це можливо в провіднику, все таки вони здатні трохи зміститись, залишаючись усередині молекули зв'язаними один з одним, а крім того, самі молекули можуть повертатись (рис. 279). При цьому заряд, супротивний зарядові впливаючого тіла, стане трохи ближче до цього останнього, тоді як однойменний заряд відсунеться далі від впливаючого тіла. Результатом такого зміщення парних зарядів буде електризація поверхні ізолятора і, крім того, особливий стан усередині його,

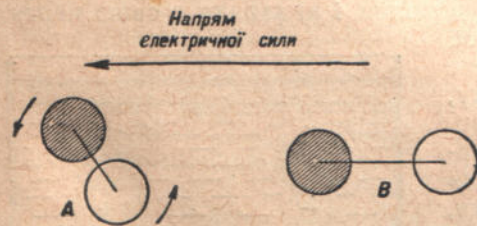


Рис. 279. Орієнтування і збільшення моменту диполя під дією електричної сили.

який має назву поляризації ізолятора і полягає в певному орієнтуванні всіх його молекулярних диполів і в збільшенні моменту диполів.

Звичайно, в наслідок постійного теплового руху молекул і стикання їх одна з однією орієнтування молекулярних диполів буде завжди порушуватись, але коли температура не надто висока, то все таки в середньому результаті буде якась середня орієнтування, якась середня поляризація діелектрика і якась середня електризація його поверхні.

Розрізняють „жорсткі“ і „м'які“ диполі. Якщо під дією електричної сили молекулярні диполі тільки орієнтуються, але момент їх не зростає (не відбувається зміщення внутрішньомолекулярних електричних зарядів), то такі диполі називаються жорсткими. Якщо момент диполя під дією електричної сили зростає, то такий диполь називають м'яким.

Речовини, молекули яких від природи (при відсутності електричних сил) являють собою електричні диполі, називають *полярними речовинами*. Типовими представниками таких речовин є вода, амоніак (NH_3), ефір, ацетон і т. д.

Поряд з полярними діелектриками є і неполярні діелектрики, молекули яких (у наслідок симетричного розподілу внутрішньомолекулярних зарядів), взагалі кажучи, не є диполями, проте, вони стають диполями, коли перебувають під дією електричної сили.

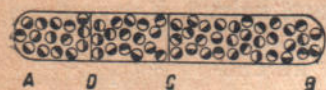


Рис. 280а. Парні заряди в діелектрику.

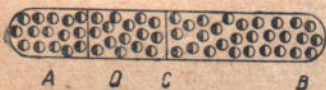


Рис. 280б. Поляризація діелектрика.

Електрична сила розсовує внутрішньомолекулярні електричні заряди так, що центр позитивних зарядів молекули виявляється віддаленим на якусь (звичайно, дуже малу) віддаль λ від центра негативних зарядів молекули. Електричний дипольний момент $e\lambda$ у такої молекули тим більший, чим більша зазначена віддаль λ між центрами її позитивних і негативних зарядів. Ця віддаль зростає при збільшенні електричної сили, що діє на молекулу, тому і електричний момент $e\lambda$ у такого „м'якого“ диполя зростає при збільшенні електричної сили, що діє на молекулу; в першому наближенні вважають, що електричний момент м'якого диполя

пропорціональний величині сили, яка викликає його:

$$e\lambda = \alpha F.$$

Коефіцієнт пропорціональності α називають *поляризованістю* молекули. При поділі поляризованого діелектрика AB (рис. 280б) на дві частини AC і CB , а також і при дальшому поділі ми ніколи не відокремимо позитивної електрики від негативної, припускаючи, звичайно, що при такому механічному роз'єднанні окремі молекули залишаються цілими.

У провідниках електричні заряди не зв'язані один з одним у межах молекули, а вільно переміщуються по провіднику, в наслідок чого при поділі провідника на дві частини легко можна відокремити один від одного і індуктовані на ньому заряди.

§ 288. Взаємодія наелектризованих тіл, занурених у діелектричне середовище. Взаємодія двох наелектризованих тіл, взагалі кажучи, залежить від того, чи перебувають поблизу них інші тіла чи ні, бо на сусідніх тілах з'являються нові заряди через вплив, і ці заряди в свою чергу взаємодіють з попередніми. Таким чином, завдання розшукування сили взаємодії дуже ускладнюється навіть і в тому випадку, коли наявним є тільки одне стороннє тіло. Одна з таких задач має найбільше значення; це саме той випадок, коли стороння речовина, яка не проводить електрики, заповнює собою весь простір між наелектризованими тілами.

Уявимо собі, що дві супротивно наелектризовані кульки взаємодіють одна з однією в пустоті, а потім ми занурюємо їх в ізолюючу рідину, наприклад, гас. Сила взаємодії між кульками при зануренні в гас зменшується приблизно вдвоє проти тієї сили, яка спостерігалась між ними в повітрі або в пустоті. Зменшення сили взаємодії між кульками відбувається від того, що гас поляризується. Біля поверхні позитивно зарядженої кульки зосереджуються негативні заряди молекулярних диполів гасу (рис. 281), а біля негативно зарядженої кульки — пози-

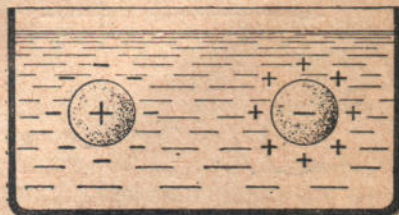


Рис. 281.

§ 290. **Магнітний залізняк.** В деяких місцевостях, між іншим у нас на Уралі, зустрічається залізна руда, яка має властивість притягувати до себе залізні предмети. Ця руда є хемічна сполука заліза з киснем Fe_3O_4 і називається магнітним залізняком.

Кусок магнітного залізняка являє собою природний магніт. Залізо, сталь, нікель і в меншій мірі інші тіла в присутності магнітного залізняка набувають магнітних властивостей.

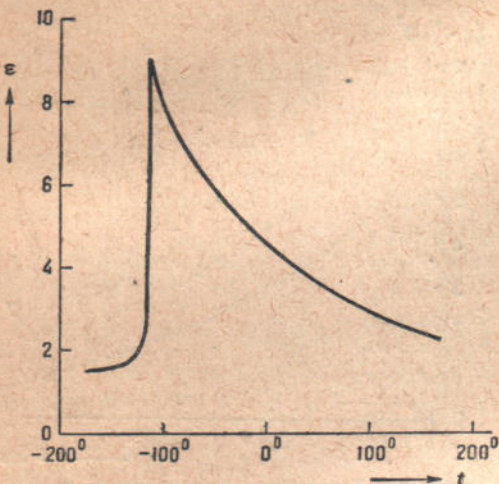


Рис. 283. Діелектрична стала етилового ефіру як функція температури.

Це збудження магнітних властивостей в залізі, в нікелі і т. д. при наближенні до них куска магнітного залізняка являє собою, як побачимо нижче, явище, подібне до поляризації діелектрика.

При наближенні наелектризованого тіла до діелектрика діелектрик поляризується; на його кінці, поверненому до наелектризованого тіла, зосереджуються заряди супротивного знака, і тому діелектрик у пустоті завжди притягується наелектризованим тілом. При усуненні впливаючого наелектризованого тіла, поляризація зникає.

Так само і магнітні властивості заліза, нікелю й інших тіл майже зникають, як тільки усунуто причину, що викликала їх. Усі ці тіла, які в тій чи

іншій мірі намагнічуються завдяки тільки наявності куска магнітного залізняка, швидко розмагнічуються при усуненні магнітного залізняка.

Винятком є сталь і деякі спеціальні стопи. Магнітні властивості сталі, збуджені присутністю магнітного залізняка, довго зберігаються при усуненні його. Тому сталь є матеріалом для виготовлення штучних магнітів (особливо хромова, вольфрамова і кобальтова сталь).

§ 291. **Полюси магніта.** Якісно степінь намагнічування легко можна визначити з величини тих залізних предметів, які, будучи притягнуті магнітом, втримуються ним.

Всякий магніт має найбільшу силу притягання біля кінців (приблизно на $\frac{1}{12}$ довжини від кінця); ця сила поступово зменшується в міру наближення до середини, де вона дорівнює нулеві.

Місця магніта, які мають найбільшу силу притягання, мають назву полюсів.

Обидва полюси магніта цілком подібні своїми притяжними діями, проте, легко довести, що вони не однакові.

Для цього досить підвісити магніт на нитці в горизонтальному положенні; він встановлюється тоді в певному положенні так, що один кінець його повернений на північ, другий — на південь. Кінець магніта, повернений на північ, називається північним полюсом, другий кінець його — південним полюсом.

Одноименні полюси магнітів відштовхуються, різноименні притягуються.

Для пояснення певного орієнтування магніта на Землі треба припу-

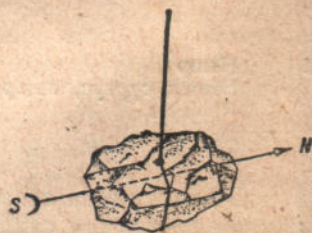


Рис. 284. Кусок магнітного залізняка, підвішений на нитці, встановлюється так, що вісь, яка проходить через його полюси, утворює малий кут з меридіаном.

стити, що Земля є теж магніт, що її „південний“ магнітний полюс міститься десь у північній півкулі, біля північного географічного полюса, а „північний“ — у південній; тоді стає зрозумілим, що в наслідок притягання цими полюсами різнойменних полюсів магніта цей останній устанавлюється в напрямі, близькому до напрямку меридіана (рис. 285).

Два різні магніти однакової сили, покладені один на одного різнойменними полюсами, не виявляють ніякої магнітної дії.

Дії двох полюсів завжди супротивні одна одній. Якщо один з них назвати позитивним, то другий можна назвати негативним.

Прийнято позитивний знак приписувати магнетизмові північного полюса, негативний знак — магнетизмові південного полюса.

§ 292. Закон Кулона для магнітних сил. Закони взаємодії магнітних полюсів, як і закони електростатичних взаємодій, були вивчені Кулоном. Трудність цих дослідів полягала в неможливості відокремити позитивний магнетизм від негативного.

Якщо відламати ту частину магніта, в якій ми припускали наявність позитивного магнетизму, то ця частина магніта стає знову цілим магнітом з обома полюсами — північним і південним. Які б малі частини магніта не відокремлювати, в них завжди буде два протилежні полюси. Щоб устанавити вплив по можливості на один полюс, Кулон користувався дуже довгими магнітами. Через те що магнітні дії з віддаленням від полюса швидко слабнуть, при значній довжині магніта можна вважати, що всієї дії зазнає один найближчий полюс, другий же, хоч і існує в тому ж магніті, але настільки віддалений від місця, яке вивчається, що на його вплив можна не зважати.

Кулон встановив, що полюси дуже довгих магнітів притягуються (різнойменні) або відштовхуються (однойменні) за тим же законом, як і електричні заряди, а саме: *два однойменні магнітні полюси взаємно відштовхуються з силою, пропорційною добуткові їх магнітних мас і обернено пропорційною квадратові віддалі між полюсами.*

За одиницю магнетизму, або одиницю магнітної маси, приймають таку кількість магнетизму, яка діє на рівну їй кількість, що міститься на віддалі 1 см, із силою в 1 дину. Цю одиницю називають абсолютною магнітною (або електромагнітною) одиницею магнетизму.

В цих одиницях закон Кулона може бути записаний так:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2} \text{ дин} \quad (4)$$

(віддаль r між взаємодіючими полюсами тут вимірюється в сантиметрах).

Щоб скласти собі наочне уявлення про величину абсолютної одиниці магнетизму, зазначимо, що магнітна маса полюса для в'язальної спиці товщиною 1 мм, намагніченої до насичення, дорівнює приблизно 20 одиницям.

Приклад. Визначити силу взаємодії між двома магнітними полюсами з магнітними масами в 50 і 100 одиниць, розміщеними одна від однієї на віддалі 25 мм (на дію інших полюсів магнітів не зважати).

Маємо: $m_1 = 50$, $m_2 = 100$, $r = 2,5$ см.

Отже:

$$F = \frac{50 \cdot 100}{2,5^2} = 800 \text{ дин} = 0,81 \text{ г}^*.$$



Рис. 285. Земля являє собою магніт. Магнітні полюси Землі не збігаються з географічними полюсами. На рисунку зображені, силові лінії магнітного поля Землі.

§ 293. Фізична суть намагнічування. Ні в постійному магніті, ні в залізі, намагніченому через вплив, неможливо виділити й ізолювати магнетизм одного якогонебудь знака.

Те саме спостерігаємо при електростатичній поляризації діелектриках: там відокремлення одного заряду від другого теж неможливе. Магнітна поляризація в багатьох відношеннях аналогічна електростатичній поляризації в діелектриках.



Рис. 286. Залізо намагнічується в присутності магніта, при чому в залізі біля полюсів магніта виникають протилежні за знаком полюси.

Ми уявляємо собі яку завгодно речовину, здатну намагнічуватись, складеною з безлічі молекулярних магнітів, розміщених безладно. Кожній молекулі цієї речовини (заліза, нікелю і т. д.) ми приписуємо, таким чином, властивості елементарного магніта.

Завдяки безладному розміщенню молекулярних магнітів загальна їх дія дорівнює нулеві, і речовина не намагнічена. На ці молекулярні магніти діють, поперше, пружні сили, які їх втримують у стані рівноваги, і подруге, сила, аналогічна тертю,— коерцитивна (затримна) сила. Коли яканебудь речовина, здатна намагнічуватись, наприклад, залізо, внесена в простір, де діють магнітні сили, зовнішні магнітні сили орієнтують молекулярні магнітики; залізо поляризується. Після того, як усі молекулярні магніти вже встановились у напрямі зовнішніх магнітних сил, далі збільшення поляризації стає неможливим, досягається стан магнітного насичення.

Якщо усунути дію зовнішніх магнітних сил, що викликали намагнічування заліза, пружні сили починають повертати молекулярні магнітики в попереднє положення; проте, в наслідок паралельного орієнтування молекулярні магніти діють один на одного, і пружні сили вже не можуть повернути їх у попередній безладний стан; створюється явище залишкового магнетизму. Орієнтоване розміщення молекулярних магнітників є по суті нестійким, але воно підтримується коерцитивною силою, про походження якої можна робити різні гіпотези.

З викладеного погляду речовина є тим більш намагнічена, чим більшого ступеня упорядкованості досягнуто в розміщенні молекулярних магнітів.

Яким би не було походження коерцитивної сили, можна з певністю сказати, що тепловий рух молекул повинен руйнувати орієнтацію молекулярних магнітників. Справді, дослід показує, що при нагріванні намагнічування ослаблюється.

При сильному нагріві (заліза до 780°, нікелю до 350°) речовина втрачає здатність до залишкового намагнічування.

Сила магнітів зменшується також при струсах, бо струси дезорієнтують молекулярні магніти. Але в процесі намагнічування ті самі струси відіграють сприятливу роль, бо вони ослаблюють силу тертя між елементарними магнітиками. Залізний стрижень у присутності магніта намагнічується далеко сильніше, коли вдаряти по цьому стрижню молотком.

Зауважимо, що коли ми хочемо довго зберігати постійні магніти намагніченими, то необхідно насамперед оберігати їх від дії сторонніх магнітів. Для цього найкраще робити їх підковоподібними і замикати їх при зберіганні невеликим куском заліза, так званим якорем (рис. 286).

Крім того, треба захищати магніти від великих струсів і від змін температури.

§ 294. Закон Кулона для взаємодії намагнічених тіл, вміщених у парамагнітне або діамагнітне середовище. Якщо поблизу магніта міс-

тяться інші тіла, то в них теж виникає магнетизм через вплив, у наслідок чого розрахунок магнітної взаємодії дуже ускладнюється.

Нам особливо важливо розглянути той випадок, коли стороннє тіло займає весь простір між взаємодіючими магнітними полюсами. Цей випадок цілком аналогічний тому, який було розглянуто вище в § 288, де мова йшла про електростатичну взаємодію наелектризованих тіл, занурених у діелектричне середовище.

Як результат магнітної поляризації середовища, в яке вміщені розглядані магнітні полюси, змінюється величина сили їх взаємодії. Цей результат можна ввести в розрахунки з допомогою якогось коефіцієнта μ , аналогічного діелектричній сталій ϵ ; коефіцієнт μ називають магнітною проникністю.

Подібно до закону для електричних зарядів, занурених у діелектрик, закон Кулона для магнітних полюсів, уміщених в якенбудь середовище, можна написати в такому вигляді:

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}. \quad (5)$$

Зауважимо, що для сильно магнітних речовин, наприклад, для заліза, коефіцієнт μ не є стала величина, а залежить від величини діючих магнітних сил.

Для речовин, які називають парамагнітними, μ — більше одиниці; отже, в парамагнітному середовищі магнітні взаємодії слабші, ніж у пустоті.

Речовини, для яких μ — менше одиниці, називають діамагнітними; в діамагнітному середовищі полюси магніта взаємодіють сильніше, ніж у пустоті.

Збільшення сили взаємодії магнітних полюсів у діамагнітному середовищі зумовлюється тим, що діамагнітне середовище намагнічується протилежно до парамагнітного середовища. Парамагнітне тіло, вміщене між полюсами магнітів, намагнічується так, що поблизу позитивного полюса магніта в парамагнітному тілі з'являється негативний полюс. Утворені різнойменні полюси притягуються один до одного, тому парамагнітні тіла завжди втягуються в простір між полюсами сильного магніта (рис. 287). Протилежно до цього діамагнітне тіло, вміщене між полюсами магніта, намагнічується так, що поблизу кожного полюса магніта в діамагнітному тілі утворюються однойменні магнітні полюси, тому діамагнітне тіло виштовхується з простору між полюсами магніта (рис. 288).



Рис. 288. Полум'я виштовхується з простору між полюсами магніта, бо газ, які утворюють полум'я, діамагнітні.

§ 295. Магнітна проникність. Числове значення магнітної проникності μ , подібно до числового значення діелектричної сталої ϵ , залежить від структури молекул речовини.

Для величезної більшості тіл μ мало відрізняється від одиниці, лише на кілька мільйонних часток більше або менше від неї.

Тільки три елементи: залізо, нікель і кобальт різко виділяються серед усіх інших. Їх парамагнетизм такий сильний, що μ виражається сотнями і тисячами. Магнітні властивості цих елементів і в інших відно-

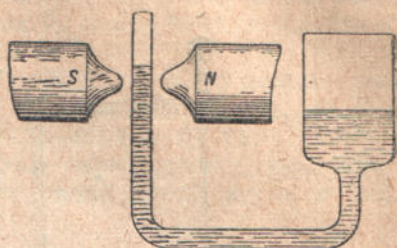


Рис. 287. Магнітні сили втягують парамагнітну рідину в простір між полюсами магніта.

шеннях відрізняються від решти елементів. Група цих трьох речовин дісталася за назвою важливішого її представника — заліза — назву феромагнітних тіл (по-латині ferrum — залізо). Деякі стопи металів, які не мають жодного з цих трьох елементів, також виявляються феромагнітними.

Парамагнітними тілами є: манган, хром, платина, алюміній, розчини солей заліза.

Найбільшу діамагнітність має бісмут. У меншій мірі діамагнітні: цинк, свинець, мідь, срібло, золото, сірка, віск, смоли, більша частина солей, деякі гази. Вода слабо діамагнітна.

Значення μ для феромагнітних тіл залежать від напруженості поля H („напру-

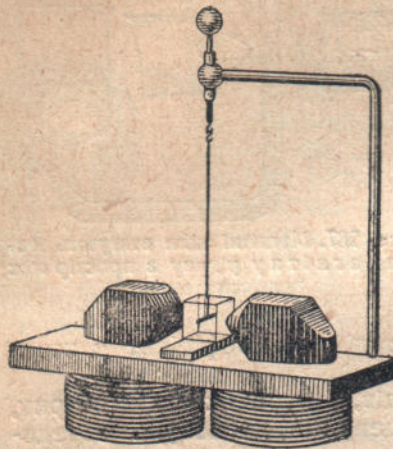


Рис. 289. Стрижень, виготовлений з парамагнітної речовини, підвішений між полюсами магніта, встановлюється вздовж прямої, яка проходить через полюси магніта; стрижень з діамагнітної речовини встановлюється перпендикулярно до цієї лінії (метод Фарадея). Парамагнітний стрижень, занурений у ще більш парамагнітну рідину, встановлюється подібно до діамагнітного стрижня.

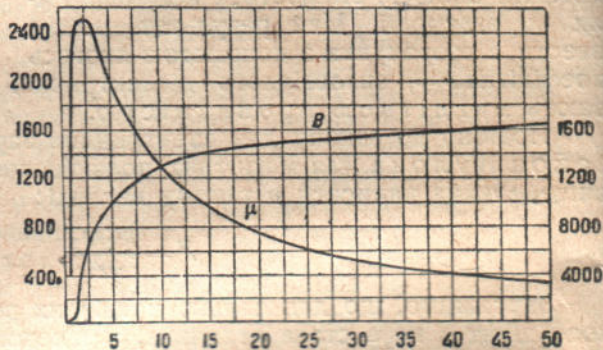


Рис. 290. Залежність магнітної проникності заліза від сили поля.

На осі абсцис відкладені значення сили поля H у ерстедах; на осі ординат — значення магнітної проникності μ . Крива B зображає добуток $\mu \cdot H$ (числа праворуч відносяться до цього добутку).

женість поля“ H — це сила, яка діє в речовині на одиницю позитивного магнетизму; § 296). При деякій властивій даній феромагнітній речовині напруженості поля μ досягає максимуму, потім, при дальшому збільшенні напруженості поля, μ спадає (рис. 290). Наводимо максимальні значення μ :

	μ_{\max}		μ_{\max}
Залізо м'яке	6200	Нікель	300
Сталь (незагартована)	375	Кобальт	175
Сталь вольфрамова	110		

§ 296. Силеве поле. Напруженість поля. Простір, в якому діють сили, називається силовим полем. Залежно від природи діючих сил ми розрізняємо: поле всесвітнього тяжіння (або інакше гравітаційне поле), електричне поле, магнітне поле, поле пружних сил.

Силу, яка діє в якійнебудь точці простору на одиницю кількості позитивної електрики або на одиницю кількості позитивного магнетизму (на одиничний магнітний полюс), ми називаємо напруженістю поля, напруженістю електричного або відповідно — напруженістю магнітного поля. Поряд з назвою „напруженість поля“ будемо вживати також іншої: „сила поля“¹⁾.

¹⁾ Величину, яка названа тут силою поля або напруженістю, в деяких курсах фізики називають також напругою поля. Це приводить, проте, до плутанини понять, бо в електротехнічній літературі слово „напруга“ вживається зовсім в іншому розумінні, а саме, воно вживається як синонім слова „потенціал“ (про цю величину говоритимемо пізніше).

В німецькій літературі: Feldstärke — сила, або напруженість, поля, Spannung — напруга, або потенціал.

Силове поле в кожній своїй точці характеризується певним числовим значенням і напрямом напруженості поля в цій точці. Умовимося позначати напруженість електричного поля літерою E , напруженість магнітного поля — літерою H .

Якщо в якомунебудь місці електричного поля, де напруженість поля E , ми вмістимо заряд, що має e одиниць кількості електрики, то сила F , яка діє на цей заряд, буде, очевидно, напрямлена в ту саму сторону, що і напруженість поля E , якщо взятий нами заряд позитивний, або в сторону, прямо протилежну, якщо він негативний; величиною ж вона буде в e раз більша напруженості поля:

$$F = eE. \quad (6)$$

І аналогічно, якщо в якомунебудь місці магнітного поля, де напруженість поля H , ми вмістимо магнітний полюс, що містить m одиниць магнетизму (під m розуміємо, так само як вище під e , алгебричну величину, позитивну або негативну), то сила F , яка діє на цей полюс, дорівнюватиме:

$$F = mH. \quad (7)$$

Із закону Кулона випливає, що напруженість поля точкового заряду e в точці A на віддалі r від заряду дорівнює

$$E = \frac{e}{er^2} \quad (8)$$

і напрямлена по радіусу-вектору, проведеному з точки, в якій міститься заряд, у точку A (в сторону від заряду, якщо заряд позитивний, і до заряду, якщо заряд негативний).

І аналогічно, напруженість поля вилученого магнітного полюса m (наприклад, полюса дуже довгого магніта, другий полюс якого міститься далеко за межами розгляданого простору) на віддалі r від полюса дорівнює:

$$H = \frac{m}{\mu r^2}. \quad (9)$$

В загальному випадку, коли поле утворене кількома зарядами або кількома магнітними полюсами (яким завгодно великим числом зарядів або полюсів), для того щоб знайти напруженість поля, треба геометрично додати, послідовно застосовуючи правило паралелограма, напруженості полів, утворених окремими зарядами або відповідно окремими магнітними полюсами.

Абсолютною електростатичною одиницею сили або напруженості електричного поля E є напруженість такого поля, яке діє на абсолютну електростатичну одиницю кількості електрики з силою, що дорівнює одній дині. Ця одиниця напруженості поля не має окремої назви. Аналогічно — одиниця напруженості магнітного поля має назву ерстед. Якщо в даній точці простору напруженість магнітного поля є H ерстедів, то це означає, що в цій точці поле діє на одиницю магнетизму з силою, яка дорівнює H динам.

§ 297. Лінії сил. Якщо від якоїсь точки поля пересуватись у напрямі напруженості поля в даному місці до суміжної точки, потім від цієї другої точки в напрямі напруженості поля в цій точці до третьої і т. д., то в полі буде описана лінія, яка називається силовою лінією. Напрямок силових ліній у кожній точці поля збігається, таким чином, з напрямом напруженості поля.

Електричні силові лінії відповідають шляхам, уздовж яких повинен був би рухатись в електричному полі точковий заряд (позбавлений інерції). В магнітному полі силова лінія вказує шлях, по якому повинен був би рухатись позбавлений інерції магнітний полюс.

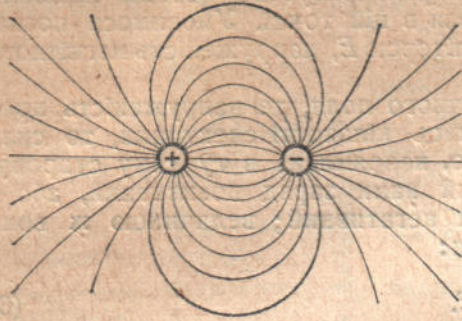


Рис. 291. Силові лінії поля двох рівних різнойменних зарядів.

Силовим лініям слід приписати напрям: за позитивний прийнято той напрям силової лінії, в якому став би рухатись позитивний заряд (або магнітний полюс), протилежний напрям назвемо негативним. Позитивному напрямку силової лінії відповідає напрям від позитивного заряду (або магнітного полюса) до негативного.

Позитивний електричний заряд або магнітний полюс є джерелом

силових ліній, негативний — місцем їх входження.

В „джерелах“ і „місцях входження“, тобто в позитивних і негативних зарядах і полюсах, починаються й закінчуються силові лінії.

Дві силові лінії поля ніколи не перетинаються; якби вони перетнулись, це означало б, що тій самій точці простору відповідають два різні напрями сили поля, що, зрозуміло, є неможливим.

У розміщенні і в формі силових ліній позначаються всі особливості поля. Силові лінії поля, утвореного точковим зарядом або вилученим магнітним полюсом, розходяться по радіусах. Силові лінії між двома наелектризованими площинами являють собою

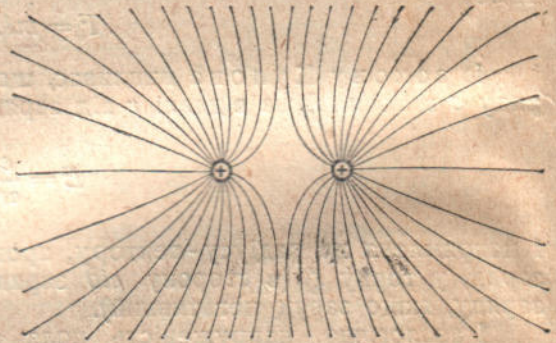


Рис. 292. Силові лінії поля двох рівних однойменних зарядів.

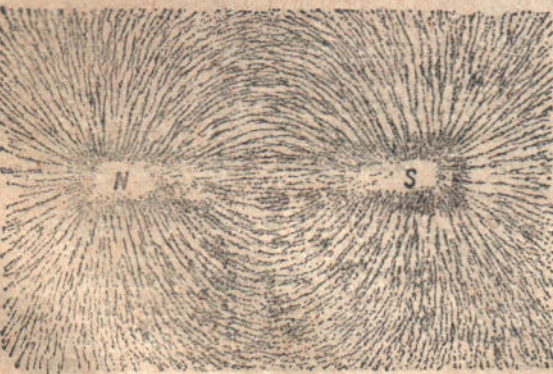


Рис. 293. Зображення силових ліній між полюсами магніта, одержане з допомогою залізних опилків.

сім'ю паралельних прямих. Форму магнітних силових ліній можна стосерігати з допомогою залізних опилків. Над магнітом поміщають аркуш паперу або картону, на якому насипано, по можливості рівномірно і не надто густо, залізні опилки. Попадаючи в магнітне поле, опилки намагнічуються, в кожному з них з'являється північний і південний полюси. Протилежні полюси опилків намагаються зблизитись один з одним; цьому заважає, проте, тертя опилків об папір. Але коли постукати по паперу пальцем і таким чином струснути опилки, то тертя опилків об папір зменшиться, і опилки притягнуться один до одного, утворюючи цілу систему кіл і вирісуюючи магнітні лінії сил досліджуваного поля (рис. 293).

Подібним способом з допомогою роздрібнених на порошок кристалів гіпсу можна відтворити картину електричних силових ліній (рис. 294 — 296).

§ 298. Фізична картина електричного і магнітного полів. Одна з найбільш плідних теорій електрики і магнетизму, теорія Фарадея, розвинена Максвеллом і Герцем, встановлює аналогію між простором, в якому діють електричні і магнітні сили, і полем пружних сил у речовині.

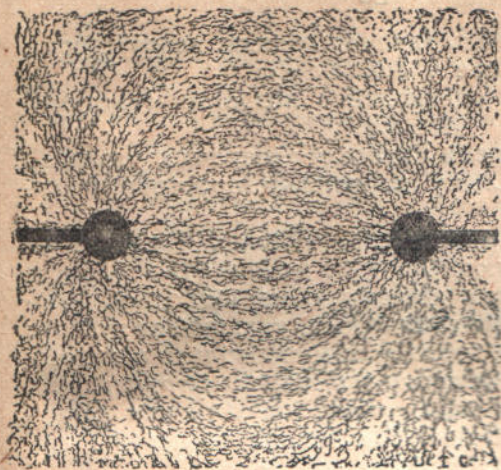


Рис. 294. Зображення силових ліній між двома однойменно зарядженими кулями, одержане з допомогою кристалів хініну у вазеліні.

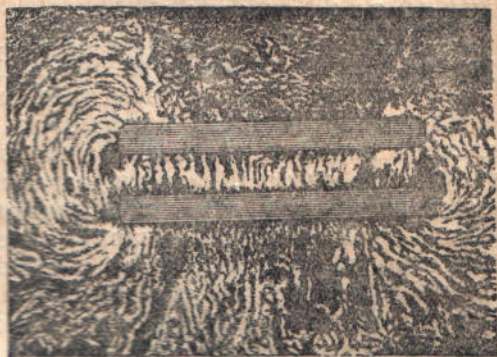


Рис. 295. Зображення силових ліній між двома різнойменно зарядженими смужками станіолу, одержане з допомогою роздрібнених кристалів гіпсу.

З поняттям про пружне поле пов'язане уявлення про особливий стан натягу речовини. Ідучи за теорією Фарадея, ми аналогічно повинні пов'язувати уявлення про електричне і магнітне поля з особливим станом натягу „порожнього“ простору (порожнього — в хемічному розумінні слова, тобто простору, не заповненого якоюнебудь доступною дотикові речовиною).

В період, коли Фарадей і Максвелл створювали теорію електричного і магнітного полів, панувала гіпотеза про існування світового ефіру — середовища, яке заповнює весь простір і пронизує всі тіла. Фарадей уявляв собі електричні і магнітні явища як результат натягів у світовому ефірі.

Безперечно, що при електричних і магнітних явищах середовище, яке оточує заряди і полюси, набуває особливого стану. Не спиняючись на розрахунках, що базуються цілком на законі Кулона, вкажемо, що справа стоїть так, як коли б пучки ліній сил існували реально, подібно до своєрідних пружних ниток, *натягнених поздовжньо, а в поперечному напрямі стиснених взаємним відштовхуванням.*

При цьому виявляється, що силу натягу P (пучка силових ліній), віднесена до одного квадратного сантиметра площинки, перпендикулярної до напрямку силових ліній, треба прийняти рівною:

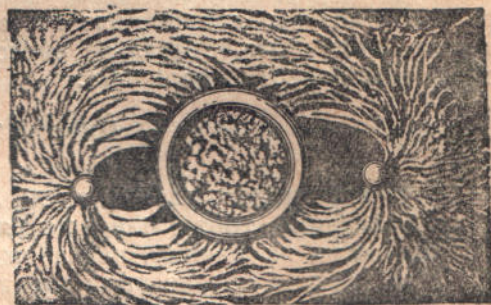


Рис. 296. Металічне кільце в полі двох різнойменних зарядів. Силкові лінії полюсів прямують до кільця і на поверхні його перериваються; всередині кільця поля немає. Зображення поля одержано з допомогою роздрібнених кристалів гіпсу.

$$\text{для електричного поля.... } P = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}, \quad (10)$$

$$\text{для магнітного поля..... } P = \frac{\mu H^2}{8\pi} \quad (11)$$

(якщо E виражене в абсолютних електростатичних одиницях напруженості поля і H в ерстедах, то P буде виражене у динах/см²).

Тими ж формулами визначається однаковий з поздовжнім натягом бічний тиск силових ліній.

§ 299. Густота силових ліній. Теорема Гаусса. Безперечно, уявлення про силові лінії дозволяє внести найбільшу наочність і простоту у вивчення електричних і магнітних явищ.

Через кожную точку поля можна провести силову лінію. Число силових ліній нічим не обмежене; вирисовуючи поле, їх можна було б рисувати і дуже густо і, навпаки, на великих віддальах одна від одної. Умовимось вибирати густоту ліній, які зображають поле, так, щоб ця густота визначала величину сили (напруженості) поля. Будемо проводити в даному місці стільки ліній, щоб через кожний квадратний сантиметр перерізу, перпендикулярного до ліній, проходило число ліній, яке дорівнює напруженості поля. Якщо сила поля дорівнює E одиниць, то через 1 см² поперечного перерізу треба провести E ліній.

Цей спосіб зображення електричних і магнітних полів має дуже важливу перевагу: одні й ті ж лінії зображають поле на всьому його протязі, при чому за загальним числом ліній, що виходять назовні з якоїнебудь замкненої поверхні, можна судити про кількість електрики (а в магнітному полі про кількість магнетизму), що міститься в просторі, обмеженому цією поверхнею.

Справді, оточимо якийнебудь точковий заряд e сферичною поверхнею з радіусом r . Через те що силові лінії поля напрямлені по радіусах, а поверхня кулі всюди перпендикулярна до радіуса, через кожний квадратний сантиметр поверхні кулі, за умовою, повинно проходити число ліній, рівне напруженості поля на цій поверхні, тобто $\frac{e}{\epsilon r^2}$ ліній, де ϵ діелектрична стала середовища, яке ми вважаємо однорідним. Поверхня кулі дорівнює $4\pi r^2$. Отже, загальне число ліній N , які виходять назовні з усїєї сферичної поверхні, дорівнює:

$$N = 4\pi r^2 \cdot \frac{e}{\epsilon r^2} = \frac{4\pi e}{\epsilon}.$$

Для позитивного заряду число ліній N додатне, для негативного заряду N від'ємне, тобто лінії входять у поверхню кулі.

Це число, як бачимо, не залежить від r . Як на близьких віддальах, так і на далеких обране нами зображення поля, при якому густота силових ліній виражає напруженість поля, здійснюється з допомогою тих самих ліній. Лінії починаються або кінчаються тільки на зарядах (або на магнітних полюсах).

Гаусс довів, що наведена вище формула для числа ліній N може бути поширена на будьяке число як завгодно розміщених зарядів, а в магнітному полі — на будьяке число магнітних полюсів.

Теорему Гаусса можна сформулювати так: якщо зображення поля вирисовує так, що густота силових ліній у кожному місці зображає напруженість поля, то з усякої замкненої поверхні, яка охоплює заряди e_1, e_2, e_3, \dots , виходить алгебричне число ліній:

$$N = \frac{4\pi}{\epsilon} (e_1 + e_2 + e_3 + \dots), \quad (12)$$

і аналогічно для магнітного поля:

$$\Phi = \frac{4\pi}{\mu} (m_1 + m_2 + m_3 + \dots). \quad (13)$$

Якщо ми проведемо замкнену поверхню, яка не містить усередині себе зарядів або ж містить усередині себе рівне число позитивних і негативних зарядів, то алгебричне число ліній, які виходять з цієї поверхні, дорівнюватиме нулеві: з поверхні буде виходити стільки ж ліній, скільки входить у неї. Через те що вільного магнетизму не існує (магнітні полюси завжди попарно зв'язані один з одним), у магнітному полі з усякої поверхні виходить і входить у неї рівне число ліній.

§ 300. Лінії індукції. Потік індукції. Головні переваги тієї картини поля, яку дістаємо при вирисовуванні силових ліній, відпадають, як тільки середовище поля буде неоднорідне.

Якщо електричне поле заповнене різними діелектриками або якщо магнітне поле заповнене речовинами з різними магнітними проникностями, то в цих випадках теорема Гаусса в наведеному вище формулюванні для розрахунків непридатна.

Так, наприклад, уявимо собі, що точковий заряд e вміщений у центрі повітряної бульбашки, яка міститься, скажімо, в маслі, діелектрична стала якого ϵ (діелектрична стала повітря близька до одиниці).

Тоді навколо заряду в повітрі $\epsilon 4\pi e$ ліній, і густина їх біля самої поверхні повітряної бульбашки, що має форму кулі з радіусом r , дорівнює $\frac{e}{r^2}$. По той же бік цієї поверхні, в маслі напруженість поля і густина ліній дорівнюють $\frac{e}{\epsilon r^2}$, тобто в ϵ раз

менше, і загальне число ліній, що виходять із поверхні, теж в ϵ раз менше, воно дорівнює $\frac{4\pi e}{\epsilon}$ замість $4\pi e$. При переході через границю розділу діелектриків, таким чином, втрачено якесь число ліній (рис. 297).

В нашому випадку силові лінії перпендикулярні до поверхні розділу. В загальному випадку, коли силові лінії проходять під кутом до поверхні розділу, нормальні складові електричного або магнітного поля зазнають такого ж стрибка, як і в розглянутому випадку нормального падіння.

Якщо одно середовище має діелектричну сталу ϵ_1 і магнітну проникність μ_1 , а друге — відповідно ϵ_2 і μ_2 , то стрибок нормальних складових визначатиметься такими рівняннями:

$$\epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2} \quad \text{і} \quad \mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2},$$

де E_{n1} і H_{n1} — нормальні складові в першому середовищі, E_{n2} і H_{n2} — нормальні складові в другому середовищі.

Тангенціальні складові, паралельні границі розділу, змінюються неперервно, без будьякого стрибка, при переході з одного середовища в друге. Через це відбувається „заломлення“ силових ліній на границі двох середовищ.

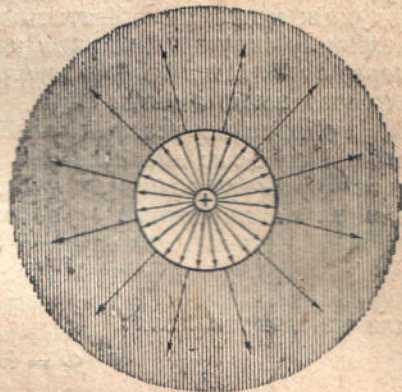


Рис. 297. Електричний заряд розміщений у центрі повітряної бульбашки, що міститься в маслі. На поверхні розділу повітря — масло частина силових ліній переривається.

Щоб зберегти всі переваги, які випливають з теореми Гаусса, *замість напруженості, яка зазнає стрибка на поверхні розділу двох середовищ, треба ввести нову величину, для якої такого стрибка не було б.* Неважко вказати таку величину. Через те що при переході в середовище з діелектричною сталою ϵ сила поля E і число ліній, які її зображають, зменшується в ϵ раз, введемо величину для електричного поля: $D = \epsilon E$ і аналогічно для магнітного поля: $B = \mu H$.

Очевидно, що ці величини лишаються незмінними при переході в нове середовище (E і H зменшуються в стільки ж разів, у скільки разів зростають ϵ і μ). Величину $D = \epsilon E$ називають електричною індукцією, величину $B = \mu H$ називають магнітною індукцією. Одиниця магнітної індукції має назву гаусс.

Так само, як раніше поле зображали з допомогою силових ліній, густотою яких вимірювали силу поля, ми можемо тепер зображати *лінії індукції, які збігаються в напрямі з силовими лініями.* (Тільки в кристалах індукція може не збігатись у напрямі з силою поля). Щоб зобразити величину індукції, ми знов умовимось *проводити через 1 см² поперечного перерізу стільки ліній індукції, скільки одиниць у числі D або, для магнітного поля, в числі B .*

Головна перевага індукції полягає в безумовній застосовуваності теореми Гаусса: *загальне алгебричне число ліній індукції N , які проходять через будьяку замкнену поверхню, не залежить від діелектричних і магнітних властивостей середовища і дорівнює для електричного поля:*

$$N = 4\pi(e_1 + e_2 + e_3 + \dots), \quad (14)$$

для магнітного поля:

$$\Phi = 4\pi(m_1 + m_2 + m_3 + \dots), \quad (15)$$

де $e_1, e_2, \dots, m_1, m_2, \dots$ — заряди і магнітні полюси, які містяться всередині цієї поверхні (див. останній абзац попереднього параграфа). Ці формули правильні незалежно від того, чи є в полі діелектрики і як вони розміщені.

У пустоті число ліній індукції і число силових ліній збігається.

Число ліній індукції, які проходять крізь якунебудь поверхню, проведену в полі, називають потоком індукції крізь дану поверхню. Одиницею потоку магнітної індукції є потік крізь один квадратний сантиметр, в кожній точці якого індукція дорівнює одному гауссові; ця одиниця потоку індукції називається максвел.

Величина потоку індукції відіграє основну роль в електротехнічних розрахунках.

§ 301. Потенціал (напруга) поля. Про величину сили ми судимо або з прискорення, якого сила надає тілу, або з величини деформації тіла, яке викликає ця сила, або, нарешті, з величини роботи, яку сила виконує при переміщенні її точки прикладання.

Щоб зробити цей останній спосіб математично точним і легко застосовуваним у практичних розрахунках, вводиться поняття про особливу величину, *яка має розмірність роботи, віднесеної до одиниці маси* (або до одиниці кількості електрики, магнетизму і т. д.).

А саме, кожна точка простору, в якому діють сили, характеризується певним значенням потенціалу, при чому *під потенціалом поля в даній точці розуміють роботу, яку треба виконати, щоб перемістити з нескінченної віддаленості, де поля немає, в дану точку поля одиницю „маси“*: в полі тяжіння — одиницю гравітаційної маси, в електричному полі — одиницю кількості позитивної електрики, в магнітному полі — одиницю кількості позитивного магнетизму.

Якщо сили поля чинять опір переміщенню „позитивної маси“ з простору, де сил немає, в дану точку поля, то потенціал у цій точці позитивний, і він тим більший, чим більший опір чинять сили поля згаданому переміщенню. Так, усюди навколо позитивного заряду, якщо немає поблизу негативних зарядів, потенціал електричного поля позитивний.

Якщо сили поля самі прагнуть втягнути в поле „позитивну масу“, тобто самі здійснюють роботу, то, значить, витрата роботи є негативною і, отже, потенціал у даній точці негативний, абсолютною ж величиною він тим більший, чим більшу роботу здатні виконати сили поля при згаданому переміщенні. Таким чином, потенціал електричного поля, утвореного негативним зарядом, негативний; негативним також є магнітний потенціал поблизу південного полюса магніта, і завжди є негативним потенціал поля всесвітнього тяжіння.

Якби, користуючись прийомом інтегрального числення, ми підраховали роботу, яку треба витратити, перемагаючи сили поля, утвореного одиничним точковим зарядом, щоб привести одиницю позитивної електрики з нескінченності, де поля немає, в точку на віддалі r від заряду e , то ми знайшли б¹⁾, що робота ця, тобто потенціал, у зазначеній точці:

$$V = \frac{e}{\epsilon r} \quad (16)$$

(тут ϵ — діелектрична стала середовища, в якому міститься заряд e).

Коли поле утворене кількома (як завгодно розміщеними) зарядами e_1, e_2, \dots і віддалі якоїсь точки в полі від цих зарядів відповідно дорівнюють r_1, r_2, \dots , то потенціал у цій точці дорівнює алгебричній сумі потенціалів полів, утворених окремими зарядами, так що (при $\epsilon = 1$):

$$V = \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2} + \dots \quad (16a)$$

Надзвичайно важливим є те, що *робота, витрачена на переміщення заряду в електростатичному полі, так само як і робота переміщення магнітного полюса в магнітному полі, не залежить від шляху переміщення і залежить тільки від початкового і кінцевого положень переміщуваного заряду або полюса*. Для всієї безлічі траєкторій, які можна провести між точками початкового і кінцевого положень переміщуваного заряду, робота переміщення однакова і дорівнює різниці потенціалів цих точок, помноженій на число переміщуваних одиниць кількості електрики (або магнетизму):

$$A = e(V_2 - V_1). \quad (17)$$

Потенціал поля називають також напругою поля (не плутати з напруженістю).

¹⁾ Наводимо цей розрахунок. У будь якій точці сфери на віддалі r від заряду сила поля є $E = \frac{e}{\epsilon r^2}$. На переміщення одиниці позитивної електрики на віддаль dr у напрямі радіуса до заряду e витрачається робота $dV = E dr$. Сумарна витрата роботи дорівнює інтегралові від цієї величини, взятому від r до $r = \infty$ (границю інтегрування беремо в напрямі зростання r , бо інакше треба було б писати dr із знаком мінус):

$$V = \int_r^{\infty} E dr = \frac{e}{\epsilon} \int_r^{\infty} \frac{1}{r^2} dr = \frac{e}{\epsilon r}.$$

Із самого означення потенціала як роботи, що витрачається проти сил поля, випливає, що вздовж силової лінії в позитивному її напрямі потенціал зменшується, „напруга спадає“. Поле прагне переміщати позитивну електрику в напрямі спадання потенціала, а негативну електрику — в напрямі зростання потенціала.

Через те що в напрямі, перпендикулярному до силових ліній, заряди можна переміщати, не витрачаючи роботи (проекція сили на переміщення дорівнює нулеві), то, таким чином, поверхня, перпендикулярна в усіх своїх точках до напрямку силових ліній, що пронизують її, є поверхнею, яка об'єднує місця однакового потенціала. Тому поверхня, всюди перпендикулярна до напрямку силових ліній, називається еквіпотенціальною поверхнею або, інакше, поверхнею рівного рівня.

Зауважимо, що назва „напруга поля“ і вислови „спадання напруги“, „поверхня рівного рівня“ виникли з аналогії електричних явищ з явищами, які можна спостерігати при течінні рідин.

Для образності мови ми часто уподібнюємо електрику рідині, ми говоримо: „електрика тече“, „електричний струм“. Потенціал можна уподібнити рівневі рідини або гідростатичному тискові. Справді, рідина завжди тече від вищого рівня до нижчого, як позитивна електрика завжди тече від вищого потенціала до нижчого.

Для того, щоб певну кількість рідини, наприклад, вагою G грамів, підняти з якогось рівня h_1 на якийсь інший рівень h_2 , треба витратити роботу $A = G(h_2 - h_1)$; величина цієї роботи зовсім не залежить від того шляху, по якому ми переміщаємо рідину; так само у випадках електричного поля: робота при переміщенні електрики e від одного потенціала V_1 до другого V_2 не залежить від шляху переміщення і виражається аналогічною ж формулою:

$$A = e(V_2 - V_1).$$

§ 302. Потенціал провідника в електричному полі. Коли ми вносимо в електричне поле провідник, сили поля викликають у провіднику такий

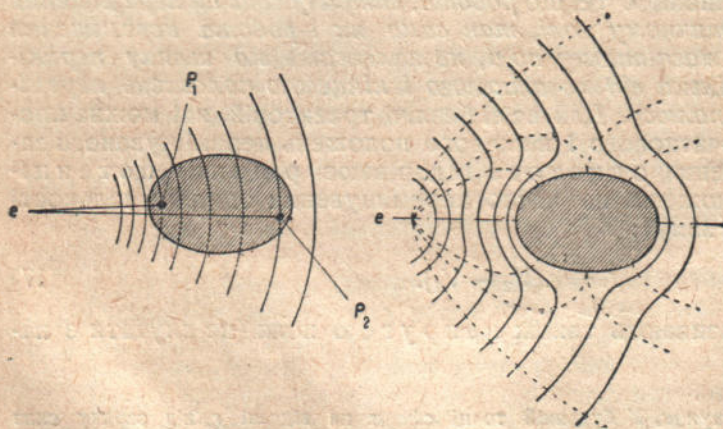


Рис. 298. Деформація поля, яка викликається присутністю провідника. Суцільними лініями зображені перерізи еквіпотенціальних поверхонь, пунктиром — силові лінії. Поверхня провідника стає в електростатичному полі еквіпотенціальною поверхнею; силові лінії розміщуються перпендикулярно до поверхні провідника.

перерозподіл внутрішніх, властивих самій речовині провідника, зарядів, що в результаті в усіх точках усередині провідника сила поля стає рівною нулеві (§ 285).

Інакше кажучи, відбувається вирівнювання потенціала. Внаслідок вільної рухливості зарядів у провіднику рівновага зарядів у ньому можлива тільки в тому випадку, коли сила поля всюди всередині провідника дорівнює нулеві. Але

якщо сила поля дорівнює нулеві, значить, переміщення заряду не пов'язане з витратою роботи, таким чином, при рівновазі зарядів потенціал усюди всередині і на поверхні провідника однаковий.

Провідник, внесений у поле, електризується впливом поля і так змінює поле, що *поверхня провідника стає еквіпотенціальною поверхнею*. Лінії сил, які в початковий момент пронизували провідник, ковзають по поверхні провідника доти, поки не займуть положення, при якому всі вони будуть *перпендикулярні до поверхні провідника*.

На рис. 298 кількама поверхнями рівня подане електростатичне поле від точкового позитивного заряду e . Уявимо собі, що в поле внесений провідник, зображений заштрихованою площею; в перший момент кожна точка провідника має потенціал, який відповідає ще незміненому полю; в точці P_1 провідника потенціал більший, ніж у точці P_2 . Внаслідок вільної рухливості електрики у провіднику в ньому одразу почнеться течіння електрики від точок більшого потенціала до точок меншого потенціала. В результаті поверхня провідника стане поверхнею рівня, і силові лінії встановляться нормально до поверхні провідника. Алгебрична сума зарядів усередині провідника залишиться рівною нулеві, тому число силових ліній, які входять у провідник, дорівнюватиме числу ліній, що виходять з провідника. Поле, змінене провідником, показане на рис. 298 (пунктиром показані силові лінії).

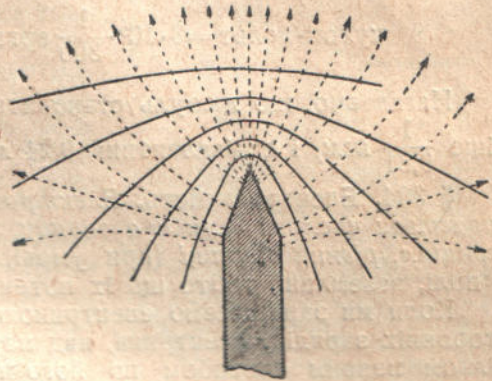


Рис. 299. Поле електрично зарядженого вістря. Суцільними лініями зображені перерізи еквіпотенціальних поверхень, пунктиром — силові лінії.

Переміщення зарядів усередині провідника і пов'язане з ним ковзання силових ліній по поверхні провідника являють собою явище електричного струму.

Земна куля в цілому є провідником. Можливо, що Землі властивий якийсь електростатичний потенціал відносно віддалених точок світового простору, і можливо, що іншим небесним тілам властиві інші значення потенціала.

В електротехніці (а часто і в фізиці) потенціал Землі приймають умовно рівним нулеві. Всі провідники, які сполучені провідником з Землею („заземлені“), в стані електростатичної рівноваги мають потенціал, який відносно Землі дорівнює нулеві. Але коли стан електричної рівноваги порушений, то потенціал заземленого (наприклад, з допомогою довгого тонкого дроту) провідника у відношенні до Землі може й не дорівнювати нулеві; тоді йде струм з провідника в Землю, якщо напруга провідника позитивна, і в зворотному напрямі, якщо вона негативна.

§ 303. Одиниця потенціала. З самого означення потенціала випливає і величина його одиниці. Абсолютною електростатичною одиницею потенціала є така різниця потенціалів, при проходженні якої одна абсолютна електростатична одиниця кількості електрики виконує роботу, рівну одному ергові.

За практичну одиницю потенціала прийнято вольт, який у 300 раз менший абсолютної електростатичної одиниці потенціала:

$$\text{вольт} = \frac{1}{300} \text{ абс. електростат. од. потенціала.}$$

На віддалі 1 см від заряду в одну електростатичну одиницю кількості електрики потенціал (у пустоті) дорівнює 1 електростатичній одиниці потенціала або (це те саме) 300 вольтам.

Найуживаніші гальванічні елементи дають на своїх полюсах різницю потенціалів близько одного вольт. Щоб у повітрі одержати електричну іскру довжиною в один міліметр, потрібна різниця потенціалів між зарядженими кульками приблизно в 3000 вольтів або 10 електростатичних одиниць потенціала.

Робота, яку треба витратити, щоб перенести один кулон електрики з однієї точки електричного поля в іншу точку при різниці потенціалів у цих точках в один вольт, дорівнює одному джоулеві:

$$\text{кулон} \cdot \text{вольт} = 3 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{300} \text{ ергам} = 10^7 \text{ ергам} = 1 \text{ джоулеві.}$$

Нагадаємо, що джоуль становить приблизно $\frac{1}{10}$ кілограмметра (точніше $\frac{1}{9,81}$ кгм) і еквівалентний 0,24 м. кал (§ 32 і 221).

§ 304. Електроємність. *Електроємністю якогонебудь провідника називається числова величина заряду, який надає цьому провідникові потенціал, рівний одиниці* (при умові, що інші провідники, які містяться в полі, заземлені, тобто що їх потенціал дорівнює нулеві).

Коли ми заряджаємо електрикою провідник, ізольований від впливу сторонніх зарядів, електрика, надана провідникові, розподіляється якимсь цілком певним способом по його поверхні. Потенціал у будьякій точці провідника являє собою алгебричну суму потенціалів усіх окремих зарядів, наданих провідникові. Нехай σ є поверхнева густина електризації провідника (тобто кількість електрики, яка припадає на одиницю площі). На якійнебудь площинці поверхні Δs міститься кількість електрики, рівна $\sigma \Delta s$; потенціал, який викликається цією кількістю електрики в якійсь точці P провідника, що міститься на віддалі r від площинки Δs , дорівнює $\frac{\sigma \Delta s}{r}$ (формула 16, § 301).

Щоб дістати повне значення потенціала в точці P , треба підсумувати потенціали, які викликаються зарядами, розміщеними на різних площинках $\Delta s_1, \Delta s_2, \Delta s_3, \dots$, віддалених від точки P відповідно на віддалі r_1, r_2, r_3 і т. д. (формула 16а, § 301):

$$V = \frac{\sigma_1 \Delta s_1}{r_1} + \frac{\sigma_2 \Delta s_2}{r_2} + \frac{\sigma_3 \Delta s_3}{r_3} + \dots \quad (18)$$

Через те що при рівновазі потенціал у всіх точках провідника однаковий, то, отже, розподіл густини електрики на провіднику ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \dots$) повинен бути такий, щоб написана сума для всіх точок провідника мала одно й те ж значення.

Уявимо собі, що заряд кожної елементарної площинки поверхні Δs ми збільшуємо в n раз, тоді і загальний заряд провідника зросте в n раз, в n раз зросте значення кожного члена суми у формулі (18) і, отже, в n раз зросте значення потенціала провідника. Ми бачимо, таким чином, що заряд і потенціал провідника є величини, пропорціональні одна одній. Можна написати, отже, що

$$e = CV, \quad (19)$$

де коефіцієнт пропорціональності C є не що інше, як електроємність провідника (заряд, при якому провідник набуває потенціала, рівного одиниці: $e = C$, коли $V = 1$).

Припустимо, що даний провідник був заряджений позитивно, і припустимо, що ми наближаємо до нього другий заземлений провідник

(рис. 300); на цьому провіднику через вплив з'являться негативні заряди (позитивні заряди, які виникли через вплив, підуть у землю). Позитивний потенціал першого провідника буде ослаблений дією негативних зарядів другого, і якщо потенціал першого провідника дорівнював раніше, скажімо, одиниці, то тепер він стане меншим від одиниці; це означає, що електроємність першого провідника через наближення другого заземленого провідника збільшилась, бо для того, щоб потенціал першого провідника знову став рівним одиниці, треба збільшити позитивний заряд цього провідника.

Металічна пластинка, відокремлена тонким шаром ізолятора від другої заземленої металічної пластинки, має велику електроємність; ці дві пластинки утворюють електричний конденсатор; ємність конденсатора тим більша, чим ближче розміщені його обкладки одна до однієї і чим більша площа обкладок (§ 308).

§ 305. Одиниця електроємності. Застосуємо формулу (18) попереднього параграфу до найпростішого випадку — до обчислення потенціала зарядженого сферичного провідника, віддаленого від усіх інших провідників.

Через те що потенціал в усіх точках усередині провідника однаковий, то, бажаючи відшукати значення потенціала провідника, ми можемо вибрати будьяку точку всередині нього і до цієї точки застосувати формулу (18). Природно, що за таку точку ми оберемо центр кулі, відносно якого всі елементарні ділянки поверхні $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ і т. д. розміщені симетрично, так що $r_1 = r_2 = r_3 = \dots = R$, де R — радіус кулі. Вносячи за дужки в сумі, яка стоїть у правій частині формули (18), величину $\frac{1}{R}$, дістанемо в дужках значення загального заряду провідника $\sigma_1 \Delta s_1 + \sigma_2 \Delta s_2 + \sigma_3 \Delta s_3 + \dots = e$ і таким чином знаходимо, що

$$V = \frac{e}{R}, \text{ або } e = RV.$$

Зіставляючи цей вираз з формулою (19) попереднього параграфу, бачимо, що виражена в абсолютних одиницях електроємність сферичного провідника вимірюється радіусом кулі, вираженим у сантиметрах.

Абсолютна одиниця електроємності є електроємність кулі, радіус якої дорівнює сантиметрові.

Крім абсолютної одиниці ємності 1 см , у практичній системі електричних мір користуються ємністю в 1 фарад (скорочено позначають його буквою F). Фарадом називається електроємність провідника, який від заряду в 1 кулон дістає потенціал в 1 вольт.

Один кулон $= 3 \cdot 10^9$ електростатичних одиниць електрики і 1 вольт $= \frac{1}{300}$ електростатичної одиниці потенціала; тому із співвідношення $C = \frac{e}{V}$ випливає, що 1 фарад $= 3 \cdot 10^9 \cdot 300 = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}$.

Практично часто користуються мільйонними частками фарада. Мільйонна частка фарада називається мікрофарадом і звичайно позначається μF :

$$1 \mu F = 9 \cdot 10^5 \text{ см}.$$

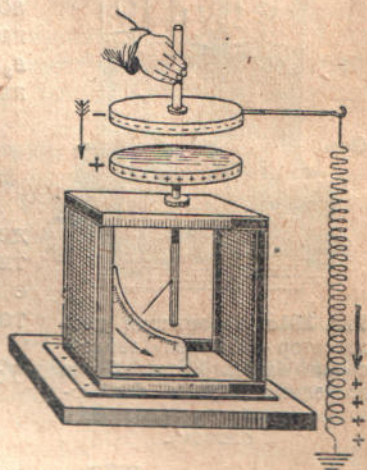


Рис. 300.

Місяць віддалений від Землі на $3,8 \cdot 10^{10}$ см; ємність фарада відповідає кулі з радіусом, у 23 рази більшим, ніж віддаль Місяця від Землі. Ємність земної кулі приблизно дорівнює $750 \mu F$.

§ 306. Потенціальна енергія сукупності зарядів. Потенціальна енергія якоїнебудь сукупності зарядів являє собою роботу, яка може бути здійснена зарядами при їх віддаленні один від одного на такі значні віддалі, при яких сили взаємодії між ними стають зникаючо-малими.

Уявимо собі, що в просторі на діелектриках або на провідниках розміщене якесь (яке завгодно) число зарядів, наприклад, заряди e_1, e_2, e_3 і т. д. Така сукупність зарядів має потенціальну енергію, яка визначається формулою

$$U = \frac{1}{2}(e_1 V_1 + e_2 V_2 + e_3 V_3 + \dots), \quad (20)$$

де V_1, V_2, V_3, \dots є значення потенціала поля в тих місцях, де розміщені заряди (наприклад, V_1 є потенціал, викликаний зарядами e_2, e_3, \dots у тій точці поля, де міститься заряд e_1).

Від формули (17, § 301), яка визначає роботу переміщення заряду в полі,

$$A = e(V'' - V'),$$

наведена вище формула відрізняється тим, що в праву частину її входить коефіцієнт, який дорівнює половині. Яке походження цього коефіцієнта?

Розглянемо випадок двох зарядів e_1 і e_2 , розміщених у точках A_1 і A_2 , в яких потенціали відповідно дорівнюють V_1 і V_2 , при чому потенціал у точці A_2 , де міститься другий заряд, викликаний першим зарядом, а потенціал в A_1 — другим. Потенціальну енергію взаємодії цих двох зарядів ми можемо підрахувати двома способами. Ми можемо уявити собі, що другий заряд залишається нерухомим, а перший віддаляється від нього. Перебуваючи під дією сил, що виходять від другого нерухомого заряду, і переміщуючись з місця, де потенціал дорівнює V_1 , у місце, настільки віддалене від другого заряду, що потенціал поля там дорівнює нулеві, цей перший заряд e_1 може виконати роботу $e_1 V_1$. Коли цей перший заряд віддаляється на нескінченно велику віддаль від другого, то очевидно, що тепер стає можливим переміщати другий заряд як завгодно, не витрачаючи на це переміщення ніякої роботи. Отже, величина роботи, одержаної при віддаленні першого заряду $e_1 V_1$, і є потенціальна енергія взаємодії двох розглянутих зарядів:

$$U = e_1 V_1.$$

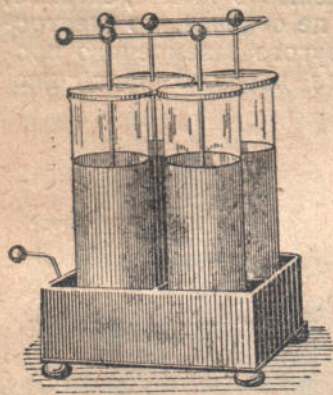


Рис. 301а. Простіший конденсатор — батарея лейденських банок. Кожна банка зсередини і ззовні обклеюється станіюлом (листивим оловом).

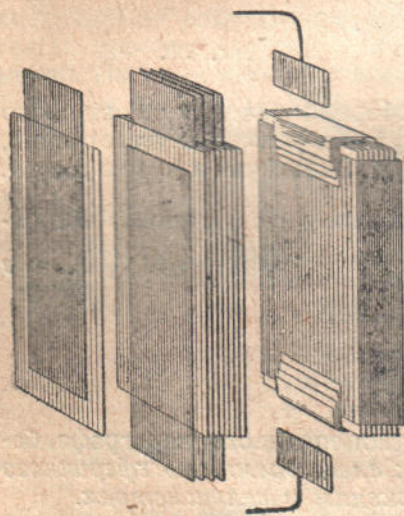


Рис. 301б. Будова плоских конденсаторів: між листами станіюлю укладаються аркуші парафінованого паперу або листи слюди. Непарні листи станіюлю, з'єднані до купи, утворюють одну обкладку конденсатора, парні — другу.

як завгодно, не витрачаючи на це переміщення ніякої роботи. Отже, величина роботи, одержаної при віддаленні першого заряду $e_1 V_1$, і є потенціальна енергія взаємодії двох

Але з таким же правом ми могли б припускати, що перший заряд залишається нерухомим, а віддаляється другий заряд. Ми дістали б тоді, що $U = e_2 V_2$.

Не даючи переваги ні одному з цих способів підрахунку, можна написати, отже, що

$$U = \frac{1}{2}(e_1 V_1 + e_2 V_2).$$

Очевидно, що це міркування можна продовжити на випадок трьох, чотирьох і взагалі якої завгодно кількості зарядів (при цьому треба взяти до уваги, зрозуміло, те, що потенціал у точці, в якій розміщений заряд, зумовлюється всіма іншими зарядами).

§ 307. Енергія наелектризованого провідника. У випадку наелектризованого провідника потенціали в усіх точках провідника (при рівновазі зарядів) однакові: $V_1 = V_2 = V_3 = \dots = V$, де V є потенціал провідника. Виносячи у формулі (20) попереднього параграфу V за дужки, дістанемо в дужках сумарний заряд провідника:

$$e = e_1 + e_2 + e_3 + \dots$$

Таким чином знаходимо, що потенціальна енергія наелектризованого провідника визначається простим співвідношенням:

$$U = \frac{1}{2} eV. \quad (21)$$

Потенціальна енергія наелектризованого провідника дорівнює половині добутку його заряду на потенціал.

Потенціал провідника дорівнює відношенню заряду до ємності провідника; $V = \frac{e}{C}$ (форм. 19). Отже:

$$U = \frac{e^2}{2C}. \quad (22)$$

Ми бачимо, що електрична енергія провідника при його зарядженні зростає пропорціонально квадратові заряду.

Другий часто вживаний вираз для енергії наелектризованого провідника ми дістанемо, якщо в загальному рівнянні енергії (21) замінимо заряд e з формули (19) через добуток CV :

$$U = \frac{CV^2}{2}. \quad (22a)$$

Якщо у формулах (21) і (22) заряд e виражений в кулонах, потенціал у вольтах, а ємність у фарадах, то енергія буде виражена в джоулях.

§ 308. Розрахунок електроємності конденсатора. Якщо одну пластину конденсатора зарядити до потенціала V_1 , а другу до потенціала V_2 , то всередині між пластинами конденсатора поверхні рівня йтимуть паралельно пластинам. Силові лінії електростатичного поля між обкладками конденсатора йдуть перпендикулярно до поверхні рівня. Тому всередині плоского конденсатора вони являють собою паралельні прямі лінії, напрямлені перпендикулярно до площин конденсатора. Проте, біля країв конденсатора вони вигинаються назовні. Ми можемо пояснити це викривлення на підставі зробленого раніше зауваження про напруги і тиски в полі, розглядаючи це викривлення як результат поперечного тиску силових ліній.

Всередині конденсатора поле повинне мати всюди однакову напруженість, тобто бути однорідним. Однорідність поля порушується тим більше, чим більше ми наближаємось до краю. Коли б пластини мали нескінченний протяг, то поле між ними всюди було б цілком однорідним. Тому відхилення від однорідності будуть тим незначніші, чим більші розміри пластин порівняно з віддалю d між пластинами. Таким чином, при досить малій віддалі d на вплив країв, який порушує однорідність, можна не зважати.

Нехай на одній з пластин міститься заряд електрики $+e$, а на другій пластині буде такий же заряд, але супротивний за знаком, тобто $-e$. Із

заряду $+e$ виходить $\frac{4\pi e}{\epsilon}$ силових ліній, які закінчуються на заряді $-e$ (§ 299).

Силовий потік дорівнює $N = ES = \frac{4\pi e}{\epsilon}$, де E — напруженість поля між пластинами конденсатора. Звідси:

$$E = \frac{4\pi e}{\epsilon S}. \quad (a)$$

Переміщаючи одиницю позитивної електрики з однієї пластини конденсатора на другу, ми повинні (за означенням поняття „різниця потенціалів“) витратити роботу, що дорівнює $V_2 - V_1$. З другого боку, ми можемо сказати, що робота ця дорівнює добутковій силі

E на довжину шляху переміщення d , тобто дорівнює Ed . Отже, $Ed = V_2 - V_1$, звідки

$$E = \frac{V_2 - V_1}{d}. \quad (b)$$

Зіставляючи формули (a) і (b), знаходимо, що

$$\frac{4\pi e}{\epsilon S} = \frac{V_2 - V_1}{d}$$

або, якщо одна обкладка конденсатора заземлена ($V_1 = 0$):

$$e = \frac{\epsilon S}{4\pi d} V.$$

Порівнюючи цей вираз з формулою $e = CV$, бачимо, що ємність конденсатора дорівнює

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d} \text{ см.} \quad (23)$$

§ 309. Енергія конденсатора. При зарядженні конденсатора треба витратити роботу, рівну електростатичній потенціальній енергії конденсатора. Цю потенціальну енергію можна обчислити за формулами § 307.

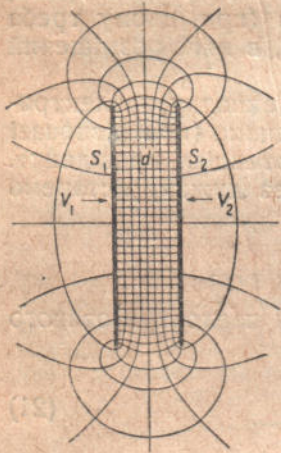


Рис. 302. Поле конденсатора.

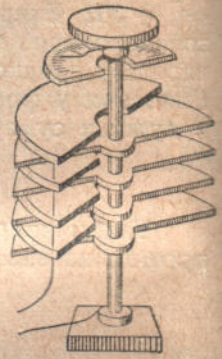


Рис. 303. Конденсатор змінної ємності.

Скористаємось формулою:

$$U = \frac{1}{2} e V$$

і підставимо сюди значення e і V , виражені через силу поля E всередині конденсатора. Коли одна обкладка конденсатора заземлена, тобто коли $V_1 = 0$, то з формул (а) і (б)

$$V = Ed \text{ і } e = \frac{\epsilon S}{4\pi} E,$$

звідки

$$U = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} \cdot Sd. \quad (24)$$

Приклад. Розрахуємо ємність лейденської банки діаметром 10 см, обкладеної станиоєм до висоти 20 см і зробленої із скла товщиною $d = 3$ мм. Діелектрична стала скла $\epsilon = 6$. Визначимо також роботу, яку треба витратити, щоб зарядити банку до потенціала 30 000 V. Маємо: $S = \pi \cdot 10 \cdot 20 = \pi \cdot 200$ см²; $d = 0,3$ см; $\epsilon = 6$. Звідси

$$C = \frac{6 \cdot \pi \cdot 200}{4 \cdot \pi \cdot 0,3} \text{ см} = 1000 \text{ см}.$$

Робота дорівнює $\frac{CV^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot 1000 \cdot 1000 = \frac{1}{2} \cdot 10^7$

ергам = $\frac{1}{2}$ джоуля.

§ 310. Енергія поля. В кінці попереднього параграфу ми дістали для енергії конденсатора надзвичайно цікавий вираз. Зауважимо, що у формулі $U = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} \cdot Sd$ добу-

ток Sd означає об'єм, зайнятий діелектриком, який роз'єднує обкладки конденсатора. Беручи до уваги це і зважаючи також на те, що сила поля E всередині між пластинами конденсатора всюди однакова, ми бачимо, що електрична енергія конденсатора дорівнює величині, яку дістаємо, коли кожному кубічному сантиметрові поля конденсатора приписувати енергію, рівну $\frac{\epsilon E^2}{8\pi}$ ергам (припускаємо, що E виражена в абсолютних електростатичних одиницях).

У зв'язку з цим виникає потреба розв'язати питання, де ж справді зосереджена енергія конденсатора: на обкладках чи в просторі між обкладками. При розгляданні електричних процесів з погляду теорії далекодіяння енергію, очевидно, слід уявляти розміщеною в тих місцях, де повинні міститись електричні заряди, тобто на металічних обкладках конденсатора.

З погляду теорії близькодіяння, розвиненої Фарадеєм і Максвеллом (§ 298), простір між пластинами конденсатора перебуває в особливому стані напруги, дія якої виявляється в наявності поля. Тому за теорією близькодіяння електрична енергія розміщена в просторі між пластинами конденсатора. Обчислення, виконане в попередньому параграфі, показує, що електричну енергію можна уявити як суму кількостей



Рис. 304. Грозові хмари і поверхню землі можна розглядати як дві обкладки конденсатора.

енергії, розміщених по окремих ділянках об'єму поля і залежних за величиною від напруженості поля. Результат цей, очевидно, має значення не тільки для конденсатора. Скрізь, де є напруженість поля E , всюди вона є показником якогось особливого стану простору, якому слід приписати певну кількість енергії.

Назвавши енергію поля в одиниці об'єму об'ємною густиною енергії, приходимо до такого загального висновку:

у вільному від речовини електростатичному полі з напруженістю E об'ємна густина енергії $u = \frac{E^2}{8\pi}$.

Для поля всередині діелектрика з діелектричною сталою ϵ об'ємна густина енергії дорівнює

$$u = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}. \quad (25)$$

Згадавши те, що було сказано в § 298, ми бачимо, що в електричному полі натяг силових ліній (віднесений до одиниці поверхні, перпендикулярної до напрямку поля) чисельно дорівнює густині енергії.

Аналогічне співвідношення між густиною енергії і напруженістю поля має місце і для магнітного поля:

$$u = \frac{\mu H^2}{8\pi}. \quad (26)$$

Тут u буде виражене в $\text{ерг}/\text{см}^3$, якщо H виражене в ерстедах.

РОЗДІЛ XIII.

ЕЛЕКТРОДИНАМІКА.

§ 311. **Електрорушійна сила і напруга струму.** В найпростішому випадку (§ 302) електричний струм являє собою вирівнювання різниці потенціалів, що відбувається в наслідок руху електричних зарядів. Можна уявити собі це вирівнювання як результат руху або позитивної електрики в напрямі спадання потенціала, або негативної — в напрямі зростання потенціала. Нарешті, можна розглядати струм як одночасне протікання позитивної електрики в одному напрямі і негативної — у зворотному. Всі три припущення формально допустимі, але звичайно за напрям струму приймають той напрям, у якому повинна була б рухатись позитивна електрика.

Кількість електрики, що проходить за одну секунду через поперечний переріз провідника, називають величиною струму.

Якщо різниця потенціалів між двома сусідніми точками провідника зникла (спадання потенціала стало рівним нулеві), то зникає і електричний струм. Між двома точками провідника не може довго існувати різниця потенціалів, без того щоб по цьому провіднику не пішов струм від точки з вищим потенціалом до точки з нижчим потенціалом. Інакше це було б несумісне з поняттям про провідник як про тіло, по якому електрика може вільно пересуватись. Проте, наприклад, на полюсах розімкненого гальванічного елемента є різниця потенціалів, яка існує там в наслідок наявності так званої електрорушійної сили, походження якої в цьому випадку зв'язане, головним чином, з електрохімічними процесами в елементі.

Різниця потенціалів, властива полюсам гальванічного елемента, динамомашини або іншого генератора (збудника) струму, коли полюси розімкнені (тобто не з'єднані провідником), служить мірою електрорушійної сили даного генератора струму. Різниця потенціалів, яка встановлюється між полюсами генератора струму, коли полюси сполучені проводом, називається вольтажем або напругою струму.

Рух електрики, що встановився, тільки в тому випадку не буде супроводитись нагромадженням електрики на кінцях провідника, якщо рух електрики відбувається по замкненому шляху. Якщо поряд з рухом електрики в провідниках взяти до уваги так звані струми зміщення в непровідниках, то можна твердити, що *електричний струм завжди утворює замкнене коло.*

Електрорушійна сила \mathcal{E} переборює опори, які існують під час руху електрики в замкненому колі. Напруга струму $V_1 - V_2$ переборює опори в зовнішньому колі струму.

§ 312. **Закон Ома. Електропровідність.** Вивчаючи явище постійного електричного струму в різних провідниках, Ом після численних експериментів прийшов до висновку, що ці явища підлягають такому основному закону.

Величина струму, або кількість електрики, що протікає по даному провіднику за одиницю часу, пропорціональна різниці потенціалів на кінцях його і обернено пропорціональна опоріві провідника:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \quad (1)$$

Опір же R , як показав Ом, залежить від довжини провідника l , від площі його поперечного перерізу S і, нарешті, від того матеріалу, з якого він виготовлений. Ця залежність виражається формулою:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (2)$$

Таким чином, опір провідника прямо пропорціональний довжині і обернено пропорціональний площі його перерізу.

Коефіцієнт ρ , який залежить від матеріалу провідника, називається його питомим опором.

Замість поняття про опір провідника R можна ввести поняття про його електропровідність, розуміючи під цим величину, обернену величині опору.

Так само замість коефіцієнта ρ можна ввести коефіцієнт питомої електропровідності σ , прийнявши

$$\sigma = \frac{1}{\rho}.$$

За практичну одиницю опору приймають опір такого провідника, по якому при різниці потенціалів на його кінцях, яка дорівнює одному вольту, проходить за секунду кількість електрики в 1 кулон, тобто проходить струм величиною в 1 ампер. Такий опір називають *Ом*.

Якщо опір R виражений в омах, довжина l — в см і переріз S — в см², то питомий опір ρ виражатиметься в *омо-сантиметрах*, тобто в омах, помножених на сантиметр.

Перетворимо формулу закону Ома, ввівши в неї напруженість (силу поля E).

Різниця потенціалів двох точок $V_1 - V_2$ пов'язана з напруженістю E і віддаллю між цими точками l формулою $E = \frac{V_1 - V_2}{l}$ (§ 308, формула б), звідки $V_1 - V_2 = El$. Опір $R = \rho \frac{l}{S}$. Підставивши ці вирази у формулу (1), дістанемо:

$$I = \frac{El}{l} = \frac{ES}{\rho S}.$$

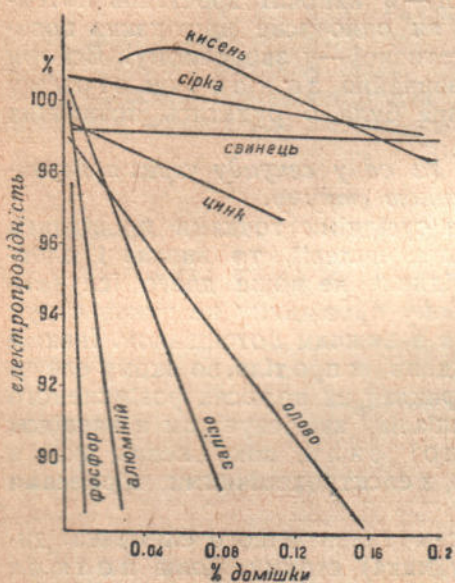


Рис. 305. Вплив домішок на електропровідність міді.

Питома електропровідність $\sigma = \frac{1}{\rho}$, отже, $I = ESz$. Величина струму, яка припадає на одиницю площі поперечного перерізу провoda $\frac{I}{S}$, називається густиною струму i .

Поділивши попередню рівність на S , дістанемо таку часто вживану формулу закону Ома:

$$i = \sigma E.$$

На питомий опір металів сильно впливають навіть незначні домішки. На рис. 305 показаний вплив домішок на електропровідність міді. На осі абсцис відкладений процент домішок, на осі ординат зазначена відносна (в процентах) зміна електропровідності міді.

При підвищенні температури питомий опір металів зростає (від $\frac{1}{300}$ до $\frac{1}{200}$ на градус; рис. 366 на стор. 384).

Наведемо питомі опори деяких провідників.

Таблиця 20.

Матеріал при 18°	Питомий опір в ом · см	Питома про- відність в ом ⁻¹ · см ⁻¹
<i>Чисті метали</i>		
Срібло	0,016 · 10 ⁻⁴	62 · 10 ⁴
Мідь	0,0175 · 10 ⁻⁴	57 · 10 ⁴
Залізо	0,15 · 10 ⁻⁴	6,7 · 10 ⁴
Цинк	0,06 · 10 ⁻⁴	17 · 10 ⁴
Вольфрам	близько 0,05 · 10 ⁻⁴	20 · 10 ⁴
Платина	0,108 · 10 ⁻⁴	9,3 · 10 ⁴
Свинець	0,208 · 10 ⁻⁴	4,8 · 10 ⁴
Графіт у монокристалах	близько 0,4 · 10 ⁻⁴	2,5 · 10 ⁴
Ртуть	0,96 · 10 ⁻⁴	1,04 · 10 ⁴
<i>Спопи</i>		
Латунь (66% міді + 34% цинку)	0,063 · 10 ⁻⁴	15,8 · 10 ⁴
Манганін (84% міді + 4% нікелю + 12% мангану)	0,42 · 10 ⁻⁴	2,4 · 10 ⁴
Константан (60% міді + + 40% нікелю)	0,49 · 10 ⁻⁴	2 · 10 ⁴
<i>Пресовані і стоплені порошки</i>		
„Металізовані“ вугляні нитки ламп розжарю- вання	3 · 10 ⁻⁴	0,33 · 10 ⁴
Звичайні вугляні нитки ламп розжарювання і вуглини дугових ліх- тарів	40 · 10 ⁻⁴	0,02 · 10 ⁴
	Якщо відкинути множник 10 ⁻⁴ , то ці числа дають в омах опір дроту довжиною 1 м з поперечним пере- різом 1 мм ²	Якщо відки- нути множник 10 ⁴ , то числові дані являють собой довжи- ну в метрах дроту, який має опір 1 ом при попереч- ному перерізі 1 мм ²

§ 313. Спадання потенціала вздовж кола. Якщо дано величину струму I в якомунебудь провіднику і дано його опір, то за законом Ома ми легко можемо обчислити різницю потенціалів на кінцях цього провідника:

$$V_1 - V_2 = IR.$$

Якщо електричний струм I по всій довжині кола однаковий, то, очевидно, спадання потенціала в різних частинах кола буде пропорційне опорам розглядаючої частини (рис. 306).

Рух електрики в провідниках можна уподібнити до руху рідини в якомунебудь середовищі з тертям, наприклад у піску або ґрунті або в трубі з малим перерізом. Закони цього руху цілком аналогічні законам Ома для електричного струму, тільки замість величини електричного струму тут треба вимірювати силу водяного потоку, тобто кількість води q , яка протікає через даний поперечний переріз за кожен секунду, а замість різниці потенціалів тут буде різниця тисків (напорів) або різниця відповідних барометричних або манометричних висот $h_1 - h_2$.

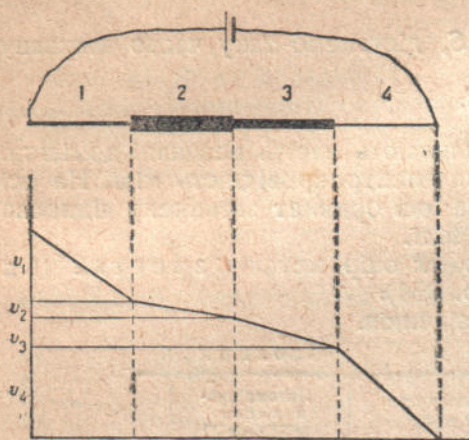


Рис. 306. Чим більший опір окремих ділянок провідника (ділянки 1—4), тим більший у них спад потенціала.

Течія рідини

$$q = \frac{h_1 - h_2}{R};$$

$$R = p \frac{l}{S},$$

де коефіцієнт p залежить від тертя води об пісок або об стінки труби.

Втрату напору на тертя вздовж труби у випадку руху рідини можна спостерігати безпосередньо, якщо на трубі, по якій тече рідина, встановити в різних місцях манометричні трубки (рис. 307).

Рівень води в цих трубках буде аналогічно до показів електроскопа стояти тим нижче, чим ближче буде ця трубка до отвору труби.

§ 314. Закони Кірхгофа. Для співвідношень величин струмів і напруг у розгалужених провідниках Кірхгоф дав (1847) два правила, за якими можна обчислити величини, що зумовлюють струм, для кожного випадку.

1. Надамо струмам, що йдуть в напрямі до точки зустрічі кількох провідників, знак плюс (+), а струмам, які йдуть від цієї точки, знак мінус (-). Тоді, згідно з першим законом Кірхгофа, для кожної точки провідника алгебрична сума величин струмів дорівнює нулеві (рис. 308):

$$\sum I = 0$$

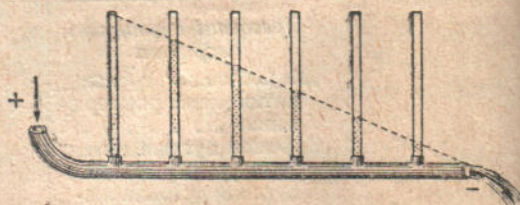


Рис. 307. Гідродинамічна аналогія електричного струму.

Цей закон виражає те, що в усякий момент часу в дану точку провідника стільки ж електрики притікає, скільки й витікає, отже, в цій точці електрика не нагромаджується і не убуває.

2. Другий закон Кірхгофа стосується замкнутого контура струму, який складається з системи розгалужених провідників, і являє собою узагальнення закону Ома.

В замкнутому контурі струму сума електрорушійних сил дорівнює сумі добутків величин струмів на опори окремих ділянок кола:

$$\sum \varepsilon = \sum IR.$$

В цьому випадку струми, які йдуть в одному напрямі, слід вважати позитивними, а струми, що йдуть у протилежному напрямі — негативними. Нагадаємо, що під електрорушійною силою розуміють різницю потенціалів, властиву розімкненим полюсам генератора струму.

Відзначивши, що IR є не що інше, як спадання потенціала на шляху по опору R , ми можемо другий закон Кірхгофа виразити і так: обходячи мислено якийнебудь замкнутий контур у сітці струму, побачимо, що сума всіх електрорушійних сил, які зустрічаються на шляху, дорівнює сумі всіх спадань потенціалів IR в окремих ділянках контура.

Припустимо, що ми маємо нерозгалужене коло струму, в якому діє електрорушійна сила гальванічного елемента. Позначимо внутрішній опір елемента через R_i і опори окремих частин зовнішнього кола, яке замикає полюси елемента, позначимо через R_1, R_2, R_3 . Тоді на підставі другого закону Кірхгофа, беручи до уваги, що величина струму всередині елемента і в зовнішньому колі однакова, дістаємо закон Ома для замкненого кола:

$$\varepsilon = I(R_i + R_1 + R_2 + R_3),$$

або

$$I = \frac{\varepsilon}{R_i + R_1 + R_2 + R_3}. \quad (3)$$

Ми бачимо, таким чином, що загальний опір кола, складеного з ряду послідовно сполучених опорів, дорівнює сумі окремих опорів.

§ 315. Відгалуження струму. Уявимо собі, що джерело з електрорушійною силою ε (рис. 310) замкнуте провідником, який між точками A і B розгалужується на паралельні опори R_1, R_2 і R_3 . За першим правилом Кірхгофа, застосованим до точки A або до точки B :

$$I = I_1 + I_2 + I_3.$$

Застосовуючи друге правило Кірхгофа до контура струму $A1B2$, дістанемо:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = 0,$$

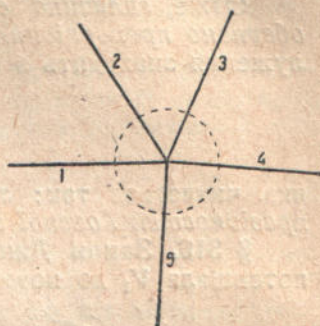


Рис. 308. В точці зустрічі провідників алгебрична сума величин струмів дорівнює нулеві.

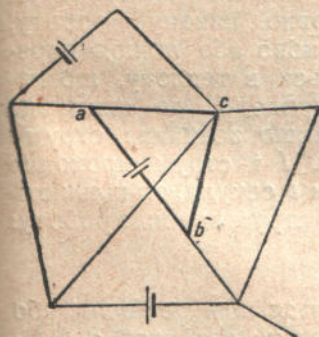


Рис. 309. У всякому замкнутому контурі (наприклад, a, b, c) сума електрорушійних сил дорівнює сумі добутків величин струмів на опори окремих ділянок кола.

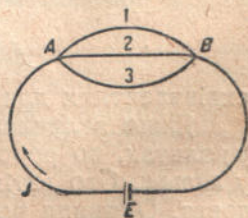


Рис. 310. Розгалуження струмів.

звідки

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}$$

Отже, величина струму в двох паралельно зв'язаних провідниках обернено пропорційна опорів провідників. Загальний опір R розгалуження знаходять з формули

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}, \quad (4)$$

яка читається так: загальна провідність розгалуження дорівнює сумі провідностей кожної з віток. Це справедливо для всякого числа віток.

§ 316. Закон Джоуля. Коли кількість електрики e переходить від потенціала V_1 до потенціала V_2 , то при цьому виконується робота (§ 301)

$$A = eV,$$

де V — різниця потенціалів:

$$V = V_1 - V_2.$$

В електричному струмі відбувається постійне переміщення електрики від вищого потенціала до нижчого; тому струм безперервно виконує роботу, яка частково або цілком перетворюється в теплоту, що нагріває проводи, по яких іде струм. Якщо величина струму дорівнює I і струм проходив протягом t секунд, то кількість



Рис. 311. Потужність водоспаду дорівнює добутковій силі потоку на висоту падання.

електрики, яка пройшла за цей час, $e = It$, при чому струм виконає роботу:

$$A = IVt.$$

Робота, виконувана за одиницю часу, називається потужністю, або ефектом струму. Ми бачимо, що потужність струму дорівнює добутковій величині струму на напругу струму:

$$W = IV. \quad (5)$$

Грунтуючись на законі Ома, можна в цій формулі I замінити через відношення $\frac{V}{R}$, можна також V замінити добутком IR . Таким чином, одержуємо три вирази для потужності постійного електричного струму:

$$W = IV = \frac{V^2}{R} = I^2R,$$

еквівалентних для ділянок кола, що не мають електрорушійних сил.

Якщо величина струму виражена в амперах, а різниця потенціалів — у вольтах, то робота струму виражається в *джоулях*, а потужність — у *ватах*. Сто ватів становлять один гектоват; тисяча ватів становлять кіловат. Одиниця роботи, яка дорівнює роботі струму потужністю в один кіловат протягом години, називається кіловат-година; кіловат-година $= 3,6 \cdot 10^6$ джоулів.

Якщо спадання потенціала вздовж струму зумовлене тільки опором провідника, то вся робота струму витрачається на нагрівання провідника

і тіл, що дотикаються до нього. Виділювана при цьому теплота називається джоулевою теплотою.

Один джоуль еквівалентний 0,24 м. кал. Тому в провіднику, який не має електрорушійних сил, на кінцях якого різниця потенціалів дорівнює одному вольту і по якому тече струм величиною в один ампер, кожної секунди виділяється 0,24 м. кал. тепла.

З наведених вище формул для роботи струму бачимо, що при величині струму I амперів у провіднику, опір якого дорівнює R омам, протягом t секунд повинна виділятися кількість тепла, яка дорівнює:

$$Q = I V t \text{ джоулям,}$$

або

$$Q = 0,24 I^2 R t \text{ м. кал.} \quad (6)$$

Коли вказано напругу, а не величину струму, то кількість виділюваного тепла можна знайти за формулою:

$$Q = 0,24 \frac{V^2}{R} t \text{ м. кал.} \quad (7)$$

Зрозуміло, що не все тепло, яке дає струм, іде на нагрівання самого провідника; частина цього тепла передається просторові, який оточує провідник, шляхом теплопровідності, друга частина — шляхом випромінювання. Температура провідника не зростатиме весь час, а досягне якоїсь границі. Справді, чим вищою буде температура провідника, тим більше він віддаватиме тепла навколишньому просторові, тому через деякий час прибуток тепла в наслідок перетворення електричної енергії і вубток його через теплопровідність і випромінювання зрівноважаться, і температура лишиться сталою.

Якщо провідники увімкнені в коло послідовно, то величина струму I в них однакова, і кількість тепла, виділюваного в кожному провіднику щосекунди (форм. 6), прямо пропорціональна опорів провідника. Тому нитка лампочки розжарювання, яка має великий опір, розжарюється, тоді як мідні проводи, що підводять до неї струм, лишаються холодними. З тієї ж причини місце поганого сполучення двох дротів (поганий контакт) електричної сітки сильно нагрівається струмом (щоб запобігти цьому, в електричних установках кінці сполучуваних дротів старанно спаюють).

При паралельному сполученні величина струму в провідниках буде різна, зате всі вони мають однакову різницю потенціалів, і кількості тепла, виділюваного щосекунди (форм. 7), в цьому випадку обернено пропорціональні опорам, тобто якраз протилежно до того, що спостерігається при послідовному сполученні провідників.

Тому, якщо лампочки розжарювання увімкнені в коло паралельно, як це і робиться звичайно, то лампочка з меншим опором братиме на себе більше енергії, ніж лампочка з більшим опором.

§ 317. Магнітне поле струму. Правило свердлика. Нерухомий електричний заряд і нерухомий магнітний полюс не взаємодіють один з одним. Між ними немає ні сили притягання, ні сили відштовхування. Ці сили не виникають між ними ні при яких умовах. Проте, досить привести електричний заряд або магнітний полюс у рух, як одразу між ними з'являється сила взаємодії, яка намагається обертати їх один відносно одного. Сила ця зростає при збільшенні швидкості їх відносного руху і, крім того, залежить від кута, утворюваного напрямками їх руху.

Під час руху зарядів і магнітів навколишнє середовище набуває особливого стану, який характеризується появою замкнених силових ліній. Навколо електричного заряду, який рухається, з'являються зам-

кнені лінії магнітних сил; лінії ці у вигляді концентричних кіл охоплюють пряму, в напрямі якої рухається заряд. Навколо магнітного полюса, який рухається, аналогічно виникають замкнені лінії електричних сил. Простір, що перебуває в цьому особливому стані, називається електромагнітним полем.

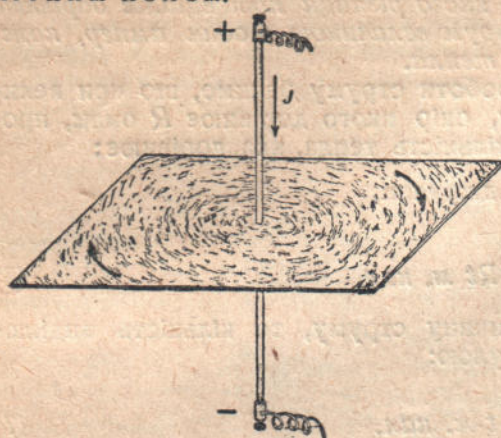


Рис. 312. Силові лінії магнітного поля струму.

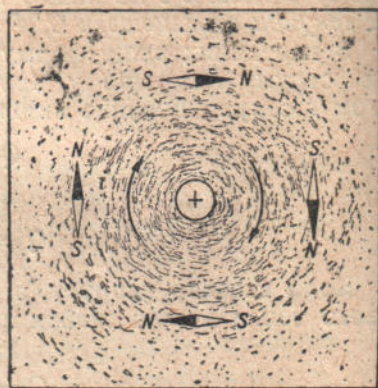


Рис. 313. Магнітне поле навколо прямого струму.

Електричний струм являє собою потік рухомих електричних зарядів. Величина струму вимірюється кількістю електрики, яка протікає за одну секунду через поперечний переріз провідника. Коли по провіднику проходить струм, навколо провідника утворюються замкнені магнітні силові лінії, які концентричними кільцями охоплюють провідник. Ці лінії можна спостерігати з допомогою залізних опилків, насипаних на аркуш паперу; для цього треба помістити аркуш паперу (з насипаними на нього опилками) перпендикулярно до прямолінійного провідника, по якому тече струм (рис. 312); для спроби беруть струм величиною в 15—20 А.

Опилки, намагнічуючись, орієнтуються в напрямі дії магнітної сили. Розміщення опилків показує, що магнітна сила в усіх точках площини, перпендикулярної до осі прямого струму, завжди напрямлена по дотичній до кола, проведеного з точки перетину осі струму з площиною, і лежить у цій площині. Далі, розміщення опилків показує, що сили, які діють у магнітному полі струму, убивають із збільшенням віддалі від осі струму; в міру віддалення від центра картина набуває розмитого характеру.

Якщо на дошку прилада, зображеного на рис. 312, помістити кілька маленьких магнітних стрілок, надітих на вістря голок, то стрілки

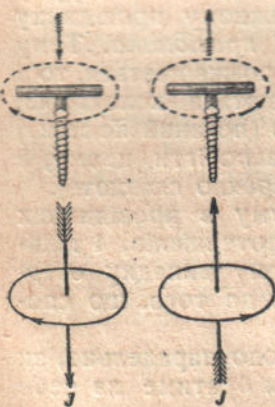


Рис. 314. Правило свердлика. При поступовому русі свердлика в напрямі струму обертальний рух рукоятки свердлика вказує напрям силових ліній магнітного поля струму.

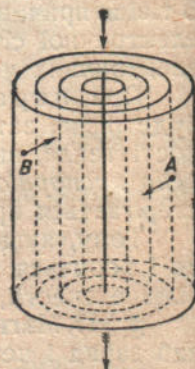


Рис. 315. Вигляд магнітного поля прямого струму в просторі.

розмістяться в напрямі силових ліній подібно до опилків. Ця проста спроба дає також можливість установити і самий напрям магнітних силових ліній (рис. 313).

Умовилися приймати за позитивний напрям магнітного поля той напрям, у якому намагається рухатись північний магнітний полюс уздовж силової лінії поля (§ 297). Цей позитивний напрям на рис. 312 і 313 позначено стрілками. Напрямок магнітного поля є пов'язаний з напрямом струму, що, як вважають, іде від позитивного полюса до негативного. Простішим і найбільш універсальним правилом, яке пов'язує напрям магнітного поля з напрямом електричного струму в проводі, є правило свердлика. Відомо, що при обертанні свердлика за годинниковою стрілкою гвинт свердлика ввинчується і подається поступно вперед.

Якщо поступний рух гвинта означає напрям струму в проводі, то напрям обертання ручки свердлика відповідатиме напрямові ліній магнітного поля (рис. 314).

Правилом свердлика можна користуватися також для визначення напрямку струму за напрямом його магнітних силових ліній.

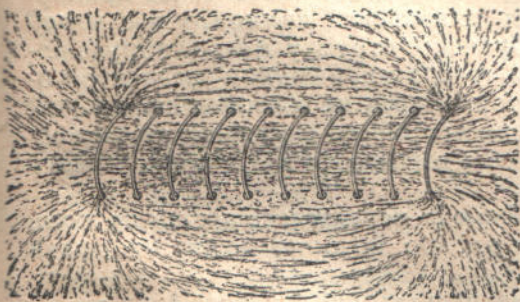


Рис. 317. Магнітний спектр соленоїда.

б таку ж картину „магнітного спектра“, розмістивши площину вище або нижче; отже, вигляд магнітного поля в просторі для випадку прямого струму може бути даний як ряд коаксіальних циліндричних поверхень, що мають своєю віссю вісь струму (рис. 315). Магнітна сила в полі прямого струму в усійкій його точці (наприклад, у точках А і В; рис. 315) завжди напрямлена по дотичній до циліндричної поверхні, яка проходить через цю точку, і перпендикулярна до твірної, на якій лежить дана точка.

На рис. 316 показаний магнітний спектр кругового струму, а на рис. 317 — спектр соленоїда.

Рис. 318 дає розміщення поля в просторі навколо колового провода.

Магнітне поле ні в якій мірі не залежить від фізичних властивостей провідника і цілком визначається величиною струму.

Існування магнітного поля струму було виявлене вперше в 1820 р. датським фізиком Ерстедом. Тоді ж французьким фізиком Ампером були проведені дослідження, що привели до швидкого розвитку електродинаміки.

§ 318. Дві сторони в явищі електричного струму. Рухи, що їх вивчає механіка, є переміщення, тобто зміни місця, в якому міститься розглядане тіло або точка, з часом.

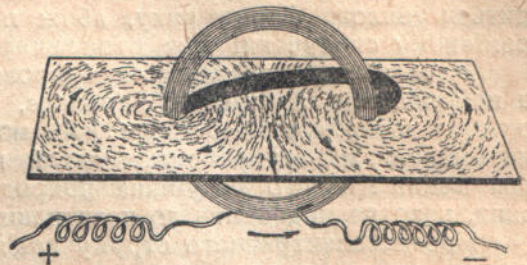


Рис. 316. Магнітне поле кругового струму.

Якщо вгвинчувати свердлик за напрямом магнітної лінії, то напрям повороту ручки вказує напрям струму в контурі, який охоплює цю силову лінію.

Поряд з правилом свердлика часто користуються також таким правилом: якщо дивитись у напрямі струму, то магнітні лінії будуть напрямлені в сторону руху стрілки годинника.

В описаній спробі з залізними опилками положення площини по висоті не відіграє ролі; ми дістали



Рис. 318. Вигляд магнітного поля кругового струму в просторі.

Механічне переміщення, згідно з діалектичним розумінням руху, є невід'ємною приналежністю всякої зміни, що відбувається в природі. *Що б не змінювалось у навколишній природі, ми завжди маємо право твердити, що разом з цією зміною відбувається те або інше переміщення. Це переміщення може бути, і дуже часто у фізичних явищах буває, недоступне нашому безпосередньому спостереженню.*

Таким, наприклад, є переміщення атомів і молекул, яким супроводиться теплова форма руху, абож переміщення, які відбуваються при хемічному сполученні між атомами реагуючих речовин і всередині їх.

З того, що переміщення супроводить всі зміни, які відбуваються в природі, ще зовсім не випливає, що всяка зміна в природі, тобто рух, у широкому розумінні може бути зведений до самих тільки переміщень, які супроводять даний процес. Таке прагнення характерне для механістичного розуміння природи, але, як показує вся історія фізики, воно не приводить до позитивних результатів.

Процес електричного струму пов'язаний з *переміщенням носіїв електрики*, якими можуть бути електрони, іони або більші електрично заряджені частинки. Проте, *явище електричного струму не може бути зведене до самих тільки переміщень зарядів.*

Електричний струм завжди зв'язаний з магнітним полем, яке оточує провідник у вигляді замкнених магнітних силових ліній.

Напруженість цього магнітного поля в будь-якій його точці пропорціональна величині струму, а саме його виникнення *неминуче йде поряд з усяким електричним струмом*, чи буде це струм у металічному провіднику або в електроді, чи струм, викликаний рухом наелектризованих частинок у „порожньому“ просторі. Через це магнітне поле в усіх без винятку випадках, коли ми його спостерігаємо, є умовою необхідною і достатньою для існування пов'язаного з ними електричного струму.

Інакше кажучи, *магнітне поле є одним із найважливіших виявів того, що ми називаємо електричним струмом*, бо його не можна одержати окремо і незалежно від струму.

Нижче буде показано, що й ті магнітні поля, які є у постійних сталених магнітів, також пов'язані із струмами, але тільки із струмами внутрішньоатомними, що викликаються рухом електронів в атомах заліза. Таким чином, магнітне поле сталеного магніта є результирующим ефектом величезного числа мікроскопічних внутрішньоатомних струмів.

Отже, явище електричного струму має в собі два невідокремлювані один від одного факти: 1) переміщення зарядів, 2) існування магнітного поля, яке супроводить струм.

Вивчення магнітного поля струму ми не повинні, та й не можемо, обмежити вивченням якихнебудь переміщень. Не можемо вже хоча б тому, що самий характер цих переміщень, які відбуваються в магнітному полі навколо струму, нам зовсім невідомий. Це, проте, не повинне створювати вражіння, що в такому випадку і саме вивчення процесу електричного струму стає неможливим. Така думка якраз ґрунтувалася б на механістичному розумінні явищ природи.

Ми побачимо, що основні закони руху електрики можуть бути сформульовані і цілком чітко виражені, хоч і не взято до уваги тих переміщень, які їм властиві. Саме це й розкриває перед нами конкретну суть того твердження, що даний рух не є тільки простим механічним переміщенням.

§ 319. Величина струму як узагальнена швидкість. Візьмемо три послідовно сполучені провідники. Першим провідником нам служитиме металічний дріт; другим буде посудина з мідними електродами і з розчином мідного купоросу і, нарешті, третій „провідник“ являє собою скляну

трубку з впаяними електродами, всередині якої є високорозріджений простір (рис. 319). Для того щоб остання трубка могла служити як провідник електричного струму, треба ввести в неї носіїв електрики. Цього найкраще можна досягнути, зробивши в ній катод у вигляді спіральки з вольфраму, розжарюваної електричним струмом від сторонньої батареї. При розжарюванні струмом вольфрамова спіралька випускатиме з себе електрони, які й забезпечать проходження струму через цю трубку.

На рівній віддалі від осей усіх трьох провідників розмістимо однакові магнітні стрілки, підвішені на тонких нитках. Пропустивши струм через провідники, ми помітимо, що всі три стрілки відхиляться на однаковий кут. Отже, магнітне поле в усіх трьох випадках має на рівній віддалі від осі провідників однакову напруженість. Зрозуміло, і величина струму I в усіх провідниках однакова, бо вони ввімкнені послідовно. Разом з тим швидкості, з якими переміщаються носії електрики в металічному провіднику, в розчині мідного купоросу й у вакуумі, зовсім не однакові.

Про швидкість переміщення електронів металу в процесі електричного струму не можна говорити цілком певно, не роблячи цілого ряду припущень. Щодо переміщень зарядів (іонів) у розчині CuSO_4 , то в даному випадку носіями струму є позитивні іони міді і негативні іони SO_4 .

Швидкості їх добре відомі з електрохімічних даних і, взагалі кажучи, дуже незначні. Іони рухаються в протилежні сторони з швидкостями, які не перевищують швидкості кінця хвилинної стрілки кишенькового

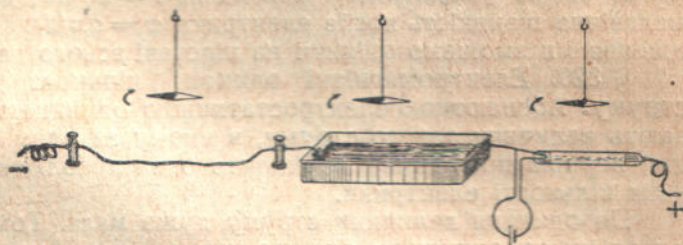


Рис. 319. Сила, з якою струм діє на магнітну стрілку, не залежить від природи провідника.

годинника. Потік електронів у „порожній“ трубці рухається прискорено від катода до анода і біля анода досягає швидкості десятків тисяч км/сек. Як бачимо, картина механічного руху в розглянутих випадках дуже неоднорідна і кількісно і якісно; проте, це ніяк не відбивається на основному вияві електричного струму — на магнітному полі струму.

Отже, якщо ми хочемо знайти напруженість магнітного поля в будь-якій точці біля провідника, по якому тече струм, то знання механічної швидкості зовсім не обов'язкове, якщо тільки відома величина струму у провіднику.

Величина струму I , яку невдало називають ще „силою“, по суті є швидкістю, але швидкістю зовсім іншого характеру, ніж швидкістю у механіці.

Умовимося називати узагальненою швидкістю I зміну якої-небудь величини за одиницю часу або, точніше, відношення зміни розглядової величини a , яка (зміна) дорівнює Δa , до приросту часу Δt :

$$I = \frac{\Delta a}{\Delta t}.$$

Якщо зміна відбувається нерівномірно, то замість скінченних приростів Δa і Δt слід узяти нескінченно малі da і dt . Тоді узагальнена швидкість виразиться так:

$$I = \frac{da}{dt}.$$

Прикладом поняття узагальненої швидкості може бути швидкість зростання людності міста, яка характеризується приростом на ΔN числа жителів за час Δt . Швидкість приросту є $I = \frac{\Delta N}{\Delta t}$. Тут нічого не говориться про механічну швидкість, тобто про швидкість переміщення.

Саме в цьому розумінні ми і про величину струму можемо говорити як про узагальнену швидкість; величина струму I є перенесена кількість електрики e у відношенні до часу t , за який цей заряд був перенесений: $I = e/t$. У випадку змінного струму, коли через перерізи провідника за рівні проміжки часу проходять нерівні кількості електрики, ми замість попереднього виразу повинні написати:

$$I = \frac{de}{dt}. \quad (8)$$

Отже, для визначення найважливішого фактора електричного струму — його магнітного поля — має першорядне значення величина струму, яка являє собою узагальнену швидкість $I = de/dt$; другорядне значення має механічна швидкість носіїв електрики $v = dx/dt$. Важливість цього твердження ми зможемо оцінити на підставі всього дальшого викладу.

§ 320. Електромагнітні одиниці кількості електрики і величини струму. Абсолютною електростатичною одиницею величини струму називають величину такого струму, в якому за одну секунду через поперечний переріз провідника проходить одна абсолютна електростатична одиниця кількості електрики.

Ця одиниця величини струму дуже мала. Тому на практиці користуються іншою одиницею, яка має назву ампер. Ампером називають величину струму, при якій за одну секунду через поперечний переріз провідника проходить кількість електрики, рівна одному кулонові. Через те що один кулон містить $3 \cdot 10^9$ електростатичних одиниць кількості електрики, то, значить, величина струму в один ампер дорівнює $3 \cdot 10^9$ електростатичних одиниць величини струму.

Для теоретичних розрахунків доцільно поряд з електростатичними одиницями кількості електрики і величини струму ввести ще так звані електромагнітні одиниці цих величин.

Електромагнітною одиницею величини струму називають величину такого струму, який, проходячи по довгому прямолінійному провіднику, діє на одиницю позитивного магнетизму, яка міститься на віддалі одного сантиметра від провідника, з силою двох дин¹⁾. І відповідно електромагнітною одиницею кількості електрики називається така кількість електрики, яка проходить за одну секунду через поперечний переріз довгого прямолінійного провідника, коли струм такий, що діє на одиницю позитивного магнетизму, вміщену на віддалі сантиметра від провідника, з силою двох дин. Електромагнітна одиниця величини струму має назву вебер. Відмінно від абсолютних електростатичних одиниць, які позначаються символом CGSE, абсолютні електромагнітні одиниці позначають символом CGSM.

Експериментом виявлено, що електромагнітні одиниці кількості електрики і величини струму в $3 \cdot 10^{10}$ раз більші електростатичних одиниць. Звідси робимо висновок, що величина струму в 1 вебер дорівнює 10 амперам. Число $3 \cdot 10^{10}$ часто називають веберовим числом за ім'ям вченого, який перший виміряв відношення електромагнітних одиниць до електростатичних.

¹⁾ В цьому означенні дано силу в дві дини (а не в одну дину), бо інакше в наведений нижче закон Біо і Савара (§ 321 і 322) довелось б ввести коефіцієнт пропорційності, відмінний від одиниці.

Веберове число збігається з числовим значенням швидкості світла в пустоті, вимірній у сантиметрах за секунду. Цей збіг не є випадковим; він має місце тому, що світло являє собою електромагнітне явище.

§ 321. Закон Біо і Савара. Формула Ампера. В основі всіх розрахунків магнітних дій струму і багатьох інших розрахунків, зв'язаних з теорією електромагнітного поля, лежить закон, відкритий у 1820 р. французькими вченими Біо і Саваром. Ці вчені показали, що в усіх випадках силу магнітного поля струму можна обчислити, геометрично підсумовуючи (за правилом многокутника) сили, що спричинюються окремими малими дільницями струму.

Біо і Савар встановили, що коли тонкий провідник, по якому тече струм, уявляти собі поділеним на окремі малі дільниці (рис. 320), то силу dF , з якою взаємодіє кожна ця дільниця струму з магнітним полюсом, треба вважати пропорційною, поперше, довжині дільниці dl , подруге, силу цю треба вважати прямо пропорційною добутковій кількості магнетизму в полюсі (m) на величину струму (I) в провіднику і обернено пропорційною квадратові віддалі (r) від даної дільниці провідника до полюса.

Легко бачити, що закон Біо і Савара нагадує собою закони Кулона для електричних і магнітних полюсів. Проте, для електромагнітних взаємодій необхідно зробити одно характерне для цих дій доповнення, а саме: величина сили dF залежить ще від взаємних напрямів елемента струму і радіуса-вектора, проведеного від відповідної дільниці провідника до магнітного полюса. Ця сила має найбільшу величину тоді, коли обидва напрями утворюють між собою прямий кут, і вона перетворюється в нуль, коли магнітний полюс міститься на продовженні лінії струму, тобто коли кут між напрямом струму і напрямом радіуса-вектора дорівнює нулеві. Взагалі ж електромагнітна сила пропорційна синусові цього кута.

Отже, закон Біо і Савара може бути виражений такою формулою:

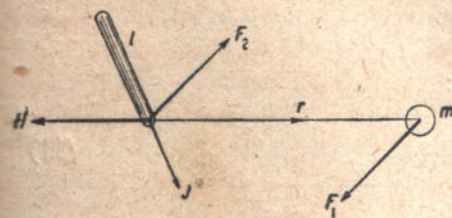


Рис. 321. Сила F_2 , яка діє з боку магнітного полюса m на елемент струму, рівна величиною, але протилежна напрямом силі F_1 , що діє від елемента струму на магнітний полюс.

За принципом рівності дії і протидії магнітний полюс повинен діяти на елемент струму з рівною силою, але напрямленою протилежно $dF_2 = -dF_1$ (рис. 321). Лінія магнітного поля, утвореного позитивним полюсом m , яка проходить через елемент струму, напрямлена в сторону, прямо протилежну радіусу-векторові r , проведеному від елемента струму до полюса так, що $\sin(I, H) = -\sin(I, r)$. Якщо магнітна проникність середовища дорівнює μ , то напруженість поля, викликаного полюсом m на від-



Рис. 320. До закону Біо і Савара. Дія елемента струму на магнітний полюс.

$$dF_1 = \frac{mI \cdot \sin(I, r)}{r^2} \cdot dl. \quad (9)$$

Напрямок кожної такої елементарної сили dF_1 треба вважати перпендикулярним до площини, проведеної через полюс і елемент струму, згідно з правилом свердлика. Якщо в наведеній формулі m виміряне в абсолютних одиницях магнетизму, I — в абсолютних електромагнітних одиницях величини струму (у веберах), а dl і r — у сантиметрах, то dF_1 буде виражене в динах.

далі r від нього, тобто там, де міститься елемент струму, дорівнює $H = \frac{m}{r^2}$. Отже, в наведеній вище формулі, яку ми хочемо тепер переписати так, щоб вона виражала силу, з якою магнітний полюс (m) діє на елемент dl струму I , можна замінити $\frac{m}{r^2}$ через μH :

$$dF_2 = \mu H I \cdot \sin(I, H) \cdot dl. \quad (10)$$

Цю формулу звичайно називають формулою Ампера.

Зауважимо, що магнітні властивості середовища не мають ніякого впливу на силу взаємодії струму і магніта. В першу з двох наведених вище формул, які виражають закон Біо і Савара, магнітна проникність середовища μ зовсім не входить. У другу формулу хоч μ і входить як коефіцієнт, але, крім того, в прихованій формі воно є також у виразі H у знаменнику, отже, добуток μH (який є не що інше, як магнітна індукція, § 300) від μ не залежить.

§ 322. Магнітне поле прямолінійного струму. Вираз (9), який подає закон Біо і Савара у диференціальній формі, показує, що елементарна сила dF , з якою нескінченно мала дільниця струму діє на магнітний полюс, обернено пропорціональна квадратові віддалі між ними. Звідси зовсім не впливає, що і вся сила F , з якою струм скінченної довжини діє на магнітний полюс, також обернено пропорціональна квадратові віддалі. Сила F може бути знайдена геометричним підсумовуванням нескінченно малих сил dF для всіх елементів струму, при чому ми, взагалі кажучи, дістанемо інший степінь віддалі.

Не наводячи викладок, які мають тільки чисто математичний інтерес, зазначимо, що це підсумовування елементарних сил для випадку нескінченно довгого прямолінійного провідника дає такий результат. Виявляється, що прями́й струм I веберів діє на магнітний полюс m , який міститься на віддалі r см від провідника, з силою

$$F = \frac{2Im}{r} \text{ дин.}$$

Отже, напруженість поля прямого струму:

$$H = \frac{2I}{r} \text{ ерстедів.} \quad (11)$$

Якщо величина струму I виражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2I}{r} \text{ ерстедів.} \quad (11a)$$

Ми бачимо, що напруженість поля прямого струму в будьякій точці прямо пропорціональна величині струму і обернено пропорціональна першому степеневі віддалі між цією точкою і струмом.

§ 323. Магнітне поле кругового струму. Задача геометричного підсумовування сил, з якими діють на магнітний полюс окремі дільниці струму, найлегше розв'язується для випадку, коли магнітний полюс вміщено у центрі кругового струму (рис. 322). Уявимо собі, що круговий струм поділений на дуже багато малих дільниць dl . Сила dF , з якою кожна така дільниця діє на магнітний полюс m , вміщений у центрі кругового струму, для цих дільниць однакова і напрямлена в той самий бік.

Синус кута між напрямом струму в кожній з цих дільниць і радіусом дорівнює одиниці. Отже, за законом Біо і Савара:

$$F = \int dF = \int \frac{Im}{r^2} dl.$$

Вносячи за знак суми (за знак інтеграла) однакову для всіх дільниць величину $\frac{Im}{r^2}$ і враховуючи, що сумарна довжина всіх дільниць кругового струму дорівнює $2\pi r$, знаходимо:

$$F = \frac{2\pi Im}{r} \text{ дин.}$$

Звідси робимо висновок, що напруга поля в центрі кругового струму виражається такою формулою:

$$H = \frac{2\pi I}{r} \text{ ерстедів,} \quad (12)$$

де I виражена у веберах, а r — у сантиметрах.

Якщо величина струму виражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \text{ ерстедів.} \quad (12a)$$

§ 324. Магніторушійна сила. Уявимо собі, що навколо довгого прямолінійного провідника ми переміщаємо по дузі кола, переборюючи сили поля, позитивний магнітний полюс $m = 1$.

Робота, яку треба витратити, щоб n раз обвести цей полюс навколо провідника, дорівнює добуткові сили, що діє на нього, H (форм. 11) на довжину шляху, тобто на $2\pi r \cdot n$; отже, якщо величина струму I виражена у веберах, то зазначена робота дорівнює:

$$M = 4\pi In \frac{\text{ерг}}{\text{одиниця магнетизму}} \quad (13)$$

За означенням поняття „потенціал“ зазначена робота дорівнює приростові потенціала. В електростатичному полі і в полі звичайних магнітів потенціал при переміщенні заряду по будьякій замкненій траєкторії набуває первісного значення, як тільки ми повертаємось у вихідну точку. Ми бачимо, що цієї однозначності потенціала немає в магнітному полі струму.

З написаної формули випливає, що робота, яку треба витратити, щоб обвести магнітний полюс навколо прямолінійного провідника, не залежить від того, по якому колу ми здійснюємо переміщення; для кіл усіх радіусів ця робота однакова. Можна довести, що робота ця не залежить також від форми контура, який ми описуємо навколо провідника, і не залежить від форми провідника. В усіх випадках вона визначається при $m = 1$ формулою (13). Цю роботу називають „магніторушійною силою“.

§ 325. Потік індукції електромагніта. Формула Гопкінсона. Вище було сказано коротко про важливу особливість магнітного поля струму (останній абзац § 321; звернути увагу, що у формули, наведені в § 322 і 323, не входить μ). Особливість ця полягає в тому, що сила H магнітного поля струму не залежить від магнітних властивостей середовища.



Рис. 322.

В наслідок цього магнітна індукція B , яка за означенням дорівнює μH пропорційна магнітній проникності середовища. (Індукція поля звичайних магнітів від μ не залежить, бо сила поля їх обернено пропорційна μ ; § 294 і 300.)

Ми умовились величину магнітної індукції зображати густотою ліній індукції (§ 300). Вважаючи на те, що магнітна індукція струму пропорційна магнітній проникності середовища, ми приходимо до висновку, що лінії магнітної індукції струму повинні згущатись у залізі і взагалі у феромагнітному тілі, вміщеному в полі струму.

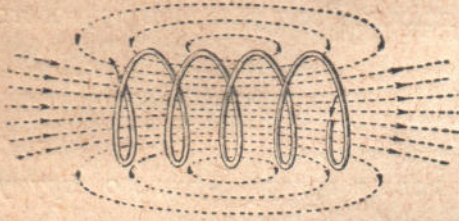


Рис. 323. Магнітне поле соленоїда.

Лінії індукції, кільцями охоплюючи окремі витки дроту, виходять назовні з катушки (з соленоїда) між витками (рис. 323); коли всередину соленоїда вставлене залізне осердя, лінії магнітної індукції згущаються осердям, і більша частина ліній індукції виходить через полюси електромагніта, завдяки чому між полюсами електромагніта утворюється сильне поле. Лінії індукції, які виходять назовні між витками дроту, становлять магнітний витік.

Проведемо розрахунок величини потоку магнітної індукції через полюси дугоподібного або підковоподібного електромагніта, вигнутого так, що міжполюсний простір його малий (рис. 324). Позначимо число витків дроту соленоїда літерою n , довжину осердя соленоїда — літерою l , площу його поперечного перерізу — S , довжину міжполюсного простору — l_0 і площу полюсного наконечника — S_0 (будемо вважати, що l і l_0 виражені в сантиметрах, а S і S_0 — у квадратних сантиметрах).

Уявимо собі, що магнітний полюс, який містить одиницю магнетизму, введений усередину соленоїда, ми переміщаємо вздовж усієї вигнутої осі соленоїда проти сил поля, проводимо з необхідності через полюсний простір і повертаємо його, пройшовши замкнений шлях, у вихідне положення. Яку роботу нам доведеться витратити на це переміщення? Ми обвели полюс навколо n проводів з величиною струму I амперів у кожному. Отже, за формулою (13) попереднього параграфа витрачена нами

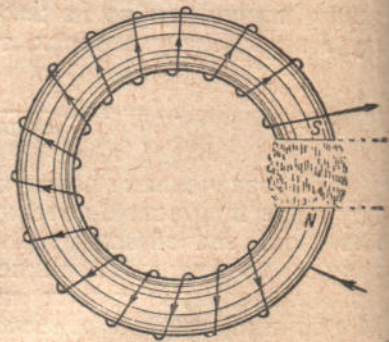


Рис. 324.

робота повинна дорівнювати $\frac{4\pi}{10} In$ ергам. З другого боку, ми можемо сказати, що робота ця дорівнює добутковій сили на довжину шляху переміщення, тобто дорівнює $Hl + H_0 l_0$, де H є напруженість поля всередині соленоїда, а H_0 — напруженість поля в міжполюсному просторі. Прирівнюючи ці два вирази для роботи, дістанемо:

$$Hl + H_0 l_0 = \frac{4\pi}{10} In.$$

Потік магнітної індукції через полюси електромагніта дорівнює:

$$\Phi = \mu HS = \mu_0 H_0 S_0,$$

де μ — магнітна проникність осердя, а μ_0 — магнітна проникність повітря в зазорі або взагалі середовища, яке заповнює міжполюсний простір. Виражаючи H і H_0 через Φ і підставляючи в попереднє рівняння, знаходимо:

$$\Phi \cdot \left(\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0} \right) = \frac{4\pi}{10} In.$$

Отже, число ліній магнітної індукції електромагнітів визначається формулою:

$$\Phi = \frac{4\pi}{10} \frac{In}{\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}}. \quad (14)$$

Добуток In називають числом ампер-витків. Формулу (14) називають формулою Гопкінсона.

Приклад. Визначити кількість ампер-витків, потрібну для створення магнітного потоку в 400 000 максвел, якщо довжина залізного осердя 1 м, його переріз 25 см², ширина міжполюсного простору 1 см і якщо коефіцієнт магнітної проникності $\mu = 800$.

Маємо $\Phi = 400\,000$, $l = 100$, $l_0 = 25$, $\mu = 800$.

Отже:

$$400\,000 = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 25}{\frac{100}{800} + 1} In,$$

звідки

$$In = \frac{400\,000 \cdot 900}{0,4 \cdot 3,14 \cdot 800 \cdot 25} \approx 14\,300 \text{ ампер-витків.}$$

§ 326. Аналогія між формулами Гопкінсона і Ома. Магнітний опір кола. Слід звернути увагу на аналогію, яка існує між формулою Гопкінсона (форм. 14), що визначає потік магнітної індукції, і законом Ома (форм. 1, § 312 і форм. 3, § 314), який визначає величину електричного струму. Місце, яке займає в законі Ома електрорушійна сила, у формулі Гопкінсона для потоку індукції займає магніторушійна сила $M = 4\pi In$ (§ 324). Місце, яке займає в законі Ома електричний опір, у формулі Гопкінсона займає так званий магнітний опір кола R_m , який, подібно до електричного опору, пропорціональний довжині кола і обернено пропорціональний площі його поперечного перерізу:

$$R_m = \frac{l}{\mu S}.$$

Якщо магнітне коло складається з окремих ланок, які мають неоднакову магнітну проникність, то загальний магнітний опір кола дорівнює сумі магнітних опорів окремих ланок кола:

$$R_m = \frac{l_1}{\mu_1 S_1} + \frac{l_2}{\mu_2 S_2} + \dots$$

Тут ми маємо аналогію з тим, як складаються електричні опори провідників, сполучених послідовно. При цьому магнітна проникність є величиною, аналогічною питомій провідності.

Відповідно до двох правил Кірхгофа для кіл електричного струму, для магнітного кола і його розгалужень існують правила:

$$\begin{aligned} \sum \Phi &= 0; \\ \sum M &= \sum \Phi R_m. \end{aligned}$$

§ 327. Роль залізного осердя в соленоїді. Підймальна сила електромагніта. Відомо, що соленоїд, усередині якого міститься залізний стрижень (осердя), має незрівнянно сильніше зовнішнє поле, ніж у тому випадку, коли осердя немає. Це явище пояснюється намагнічуванням заліза в полі соленоїда.

Серед усіх речовин, відомих нам до цього часу, тільки небагато мають здатність збільшувати первісне поле соленоїда в значне число раз. Сюди належать, крім заліза і сталі, нікель, кобальт, а також деякі стопи, що іноді складаються з таких речовин, які самі по собі не мають зазначеної властивості.

Всі речовини, здатні намагнічуватись подібно до заліза і посилювати зовнішнє поле соленоїда, мають назву феромагнітних речовин або, коротше, „феромагнетиків“ (§ 295).

Розглянемо трохи детальніше, в чому полягає роль феромагнітного осердя, вміщеного всередину соленоїда.

Закон Біо і Савара встановлює безпосередній зв'язок між величиною струму, що йде по проводу певної форми, і напруженістю магнітного поля, створюваного в середовищі, яке оточує цей струм, незалежно від магнітних властивостей цього середовища. Грунтуючись на цьому законі, який є одним з найзагальніших законів електродинаміки, ми можемо твердити, що коли по проводу даної довжини і форми йде струм величини I , то навколо проводу утворюється магнітне поле, напруженість якого буде однакою як у тому випадку, коли провідник міститься в пустоті (тобто у вакуумі), так і в тому випадку, коли він оточений якимсь середовищем.

Застосовуючи тількищо сказане до випадку порожнього соленоїда і до випадку соленоїда, всередині якого вміщене феромагнітне осердя, ми можемо твердити, що напруженість магнітного поля всередині феромагнітного осердя буде така ж, як і всередині соленоїда без усякого осердя.

Це, проте, зовсім ще не значить, що феромагнетик не впливає на магнітне поле соленоїда.

Ми не повинні залишати без уваги інший важливий факт,— що енергія магнітного поля однієї і тієї ж напруженості, утвореного в однаковому об'ємі порожнього соленоїда або соленоїда, заповненого речовиною феромагнетика, різна.

Відомо, що густина енергії магнітного поля пропорціональна як квадратові напруженості поля, так і магнітній проникності середовища, тобто величині μ .

Густина енергії магнітного поля визначається виразом (§ 310):

$$\frac{\mu H^2}{8\pi}$$

Тому в кожному кубічному сантиметрі поля при напруженості H усередині феромагнетика, який має проникність μ , міститься кількість енергії в μ раз більша, ніж в 1 см^3 поля, яке утворене у вакуумі і має ту саму напруженість H . Цей факт особливо важливий, якщо взяти до уваги, що феромагнетики саме характеризуються великими значеннями проникності μ .

Збільшення магнітної енергії в соленоїді при вміщенні всередину його осердя легко спостерігати по іскрі, яка виникає в контактї, якщо швидко перервати струм, що йде через соленоїд. Енергія цієї іскри одержується коштом енергії магнітного поля соленоїда завдяки явищу самоіндукції (§ 347). Величина і яскравість іскри в соленоїді, який містить залізне осердя, в багато разів більші, ніж тоді, коли осердя немає.

Встановивши, що всередині соленоїда напруженість при відсутності осердя дорівнює напруженості, яка створюється всередині осердя, визначимо тепер, якими будуть величини, що характеризують магнітну індукцію в тому і другому випадку.

Магнітна індукція у випадку порожнього соленоїда ($\mu = 1$) дорівнює напруженості поля, тобто $B_0 = H$, тоді як індукція у феромагнетик $B_\phi = \mu H$, де H має те саме значення, як і в попередньому випадку.

Загальний потік магнітної індукції, який проходить через соленоїд, знайдемо, помножуючи ці значення індукції на площу перерізу соленоїда. Таким чином, ми бачимо, що *потік магнітної індукції через соленоїд, наповнений феромагнетиком, буде в μ раз більший, ніж при відсутності останнього.*

Соленоїд з феромагнітним осердем являє собою найпростіший тип електромагніта, який відіграє таку важливу роль в електротехніці.

Необхідно чітко уявити собі дію електромагніта і вміти розраховувати його підймальну силу.

Притяжна дія електромагніта на кусок заліза ґрунтується на поздовжньому натягу магнітних силових ліній.

Якщо поблизу від полюса магніта міститься плоска залізна пластинка, то всі лінії магнітної індукції, які виходять з полюса паралельним пучком, пройдуть через повітряний зазор і потім через притягувану пластину. Повітряний зазор ми уявимо собі яким завгодно вузьким. Реально це відповідає тому випадкові, коли кусок заліза притягнутий магнітом і між ним і полюсом існує тільки той простір, який зумовлений недосконалістю обох площин.

Визначимо, яку силу треба прикласти при цих умовах до куска заліза, щоб відірвати його від полюса електромагніта. Ця сила і має назву підймальної сили.

Кусок заліза в зазначеному положенні втримується силою поздовжнього натягу силових ліній у зазорі між ним і полюсом. Щодо натягу силових ліній взагалі, тобто механічної сили, з якою діє поле на 1 $см^2$ перерізу, перпендикулярного до його напрямку, то його знаходять за тією ж

формулою, як і густину енергії (§ 298). Очевидно, що величина $\frac{\mu H^2}{8\pi}$ може бути виміряна як в erg/cm^2 , так і в $дин/cm^2$.

У першому випадку ця величина виражає густину енергії, в другому — натяг силових ліній.

Отже, всередині феромагнетика магнітне поле має натяг у $\frac{\mu H^2}{8\pi}$ $дин/cm^2$.

Який же натяг у зазорі? Очевидно, через те що тут $\mu = 1$, то величина натягу, яка цікавить нас, є $\frac{H^2}{8\pi}$, де H напруженість у зазорі (у вакуумі чи в повітрі — це практично однаково).

Величина $H_{заз}$, тобто напруженість магнітного поля в зазорі, в μ раз перевищує значення напруженості H усередині заліза. В цьому легко переконатися з таких міркувань: через те що всі лінії магнітної індукції, які йдуть усередині осердя, проходять через зазор, то, очевидно, число ліній, яке припадає на площинку в 1 $см^2$, перпендикулярну до потоку, як усередині феромагнетика, так і в самому зазорі буде однаково.

Інакше сказати, індукція у феромагнетик B_ϕ дорівнює індукції в зазорі $B_{заз}$. Але, як було показано, $B_\phi = \mu H$. Щодо $B_{заз}$, тобто індукції поля в зазорі, то, через те що тут $\mu = 1$ (або для повітря дуже близьке до одиниці), очевидно, що $B_{заз} = H_{заз}$, і ми можемо замість рівностей $B_{заз} = B_\phi$ написати $H_{заз} = \mu H$.

Це останнє співвідношення показує, що *напруженість поля в зазорі* μ раз більша *напруженості всередині феромагнітного осердя*.

З другого боку, саме оця напруженість у зазорі і визначає натяг силових ліній, який тут ϵ , а, отже, і ту механічну силу, з якою площа заліза в 1 см^2 притягується відповідною площею полюса.

Вставляючи у вираз для натягу ліній у зазорі $\frac{H_{\text{заз}}^2}{8\pi}$ замість $H_{\text{заз}}$ його значення $H_{\text{заз}} = \mu H$, ми дістанемо цю силу. Позначивши її через p , можемо написати:

$$p = \frac{\mu^2 H^2}{8\pi} \text{ дин/см}^2. \quad (15)$$

Величина H , яка стоїть у цій формулі, обчислюється для соленоїда на підставі рівняння Гопкінсона за формулою

$$H = \frac{4\pi In}{l}.$$

Підіймальна сила, що діє на площинку $S \text{ см}^2$, очевидно, дорівнюватиме:

$$F = pS = \frac{\mu^2 H^2 S}{8\pi} \text{ дин/см}^2. \quad (16)$$

Зауважимо, що все викладене в цьому параграфі стосується того випадку, коли феромагнітне осердя замкнуте. При наявності значних повітряних зазорів усі розрахунки ускладнюються.

§ 328. Феромагнетики. Гістерезис. Як було відзначено в попередньому параграфі, феромагнітні речовини відзначаються великими значеннями магнітної проникності μ .

Крім цього, характерною особливістю цих речовин є несталість величини μ : магнітна проникність феромагнетика залежить від напруженості створеного в ньому магнітного поля.

Як приклад розглянемо криву, дану на рис. 325. Тут по осі абсцис відкладені значення напруженості магнітного поля всередині феромагнетика, а по осі ординат — відповідні значення магнітної проникності μ . Крива подана для заліза і

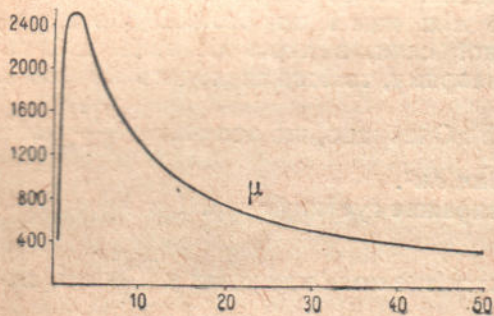


Рис. 325.

показує, що μ при слабких полях дуже мале. Потім у міру збільшення напруженості намагнічуючого поля H величина μ також починає зростати, спочатку повільно (як це видно з самого початку кривої), а потім швидко, досягаючи максимуму при напруженості намагнічуючого поля близько 2,5 ерстеда.

При дальшому збільшенні напруженості μ знову зменшується і при сильних полях наближається до одиниці. Звідси, між іншим, випливає, що у випадку дуже сильних полів залізо й інші феромагнетики, застосовувані як осердя електромагніта, втрачають ту роль, про яку ми говорили в попередньому параграфі.

Цим і пояснюється той цікавий факт, що в експериментах проф. Капіці, який досяг у лабораторії Резерфорда в Кембріджі рекордних полів з напруженістю в 500 000 ерстедів, залізо зовсім не застосовувалось

Поле виникало в „порожній“ катушці, яку живили струмом у кілька десятків тисяч амперів. (В експериментах Капіци застосовувались короткочасні струми).

Залежність проникності μ від H приводить нас до висновку, що індукція B у випадку феромагнетика вже не є величиною, прямо пропорційною напруженості поля. Не зважаючи на те, що ми, як завжди, маємо право написати і в даному випадку співвідношення

$$B = \mu H,$$

треба добре пам'ятати, що тут саме μ залежить від H .

Кожному значенню H відповідатиме окреме значення μ .

Виходячи з цього міркування, можна, скористувавшись даними відносно залежності μ від H , тобто кривою рис. 325, побудувати залежність B від H . На рис. 326 показана крива, що її дістають при цьому. Ординати точок цієї кривої, як впливає із сказаного вище, одержані шляхом перемноження значень μ і H кривої рис. 325. На рис. 327 наведені залежності B від H для різних феромагнетиків.

Залежність проникності μ від напруженості поля, проте, не вичерпує всіх особливостей феромагнітних речовин.

Крім цього, дуже важливою обставиною є те, що на значення μ впливають також і попередні намагнічування, яких раніше зазнавав феромагнетик.

Таким чином, μ або B є не тільки функцією від H , але також залежать і від попереднього магнітного стану феромагнетика.

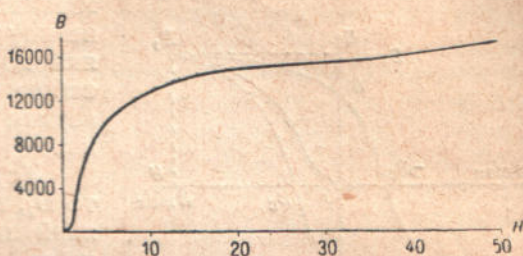


Рис. 326.

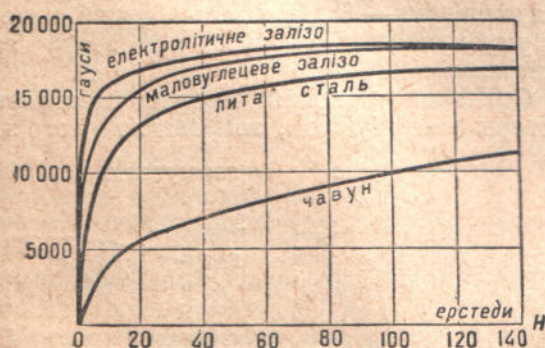


Рис. 327.

Щоб ознайомитися з цим явищем, уявимо собі, що в соленоїд вміщено стрижень з феромагнетика. Пропустивши струм через обмотку соленоїда і збільшуючи поступово величину струму, а отже, і напруженість намагнічуючого поля H , ми викличемо поступове зростання індукції в осерді. Якщо феромагнетик раніше не зазнавав намагнічування, то крива, яка виражає залежність B від H , матиме назву основної кривої намагнічування. Вона матиме вигляд, подібний до тих

кривих, які показані на рис. 327. На рис. 328 OD_1 являє собою цю криву.

Дійшовши до точки D_1 , ми матимемо індукцію B_{\max} , яка являє собою найбільше значення індукції при даному полі H_{\max} .

Якщо слідом за цим почати ослаблювати намагнічуюче поле H , зменшуючи величину струму в обмотці, то B , зрозуміло, почне теж зменшуватись. Проте, це зменшення B відбувається з відставанням від основної кривої намагнічування. Точки при зменшенні B вже розміщуються не на кривій OD_1 , а на кривій D_1B_1 , що лежить вище OD_1 . Це відставання має назву гістерезису.

Очевидно, гістерезис зумовлений тим, що феромагнетики мають здатність зберігати в собі залишкове намагнічування, не зважаючи на те, що поле, яким воно було створене, зменшилось.

Якщо напруженість намагнічуючого поля зменшиться до нуля, то, як показує рис. 328, крива D_1B_1 прийде в точку B_1 . Це означає, що при зниканні намагнічуючого поля у феромагнетику зберігається залишкова індукція, яка дорівнює B_1 . Ця величина B_1 і являє собою так званий залишковий магнетизм у вузькому розумінні цього поняття.

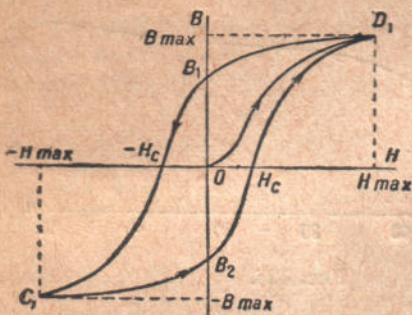


Рис. 328.

Усунути „залишковий магнетизм“, тобто B_1 , можна струмом зворотного напрямку, який пропускається через обмотку соленоїда.

Якщо величина цього струму і напруженість відповідного йому поля H поступово зростатимуть, то крива розмагнічування з точки B_1 піде до точки $-H_c$. Абсциса $-H_c$, таким чином, являє собою ту

напруженість поля, з допомогою якої знищується залишкова індукція B_1 . Ця напруженість $-H_c$ є, отже, мірою тієї „міцності“, з якою затримується залишковий магнетизм у феромагнетику.

В наслідок цього величину H_c прийнято називати затримною, або коерцитивною силою.

Дальше збільшення H у від'ємну сторону викличе в осерді індукцію зворотного напрямку, при чому зростання B в цьому випадку йтиме по кривій H_cC_1 , аналогічній D_1B_1 .

У B_2 ми дістанемо негативну залишкову індукцію.

Знову змінивши тут напрям струму і збільшуючи його, ми підемо по відрізьку кривої $-B_2H_c$, де H_c — знову така коерцитивна сила, потрібна для знищення $-B_2$. При дальшому збільшенні струму крива від точки H_c піде вгору і замкнеться в точці D_1 .

Описаний коловий процес називається гістерезисним циклом, зображаючи його зам-

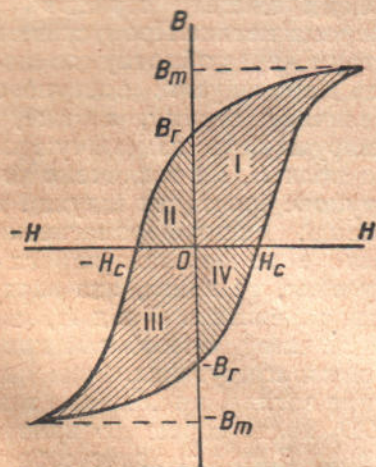


Рис. 329.



Рис. 330.

Рис. 331.

кнута крива — петлею гістерезису; таку петлю зображено ще на рис. 329.

Найповнішою характеристикою відмінності властивостей феромагнетиків є форма гістерезисної петлі. На рис. 330 і 331 подано для порівняння петлі режиму, що встановився, м'якого заліза і загартованої сталі.

Крутий хід намагнічування і розмагнічування у м'якому залізі зумовлений, як неважко зрозуміти, малою величиною коерцитивної сили H_c . Для хемічно чистого заліза H_c не перевищує 2 ерстедів. Навпаки, полога петля сталі має великі відрізки на осі абсцис, що відповідає значній коерцитивній силі.

Коерцитивна сила для сталі у великій мірі залежить від її складу і для деяких сортів досягає 900 ерстедів (новий магнітний стоп $K. S.$).

З другого боку, слід відзначити, що, не зважаючи на таку велику відмінність у „міцності магнетика“ м'якого заліза і сталі, їх залишковий магнетизм відрізняється незначно, при чому у заліза (всупереч поширеній думці) він більший, ніж у сталі. В цьому нас переконує порівняння відрізків на осях ординат на рис. 330 і 331.

§ 329. Дія магнітного поля на струм. Правило лівої руки. Вище (§ 321) було дано формулу Ампера, яка визначає силу dF , з якою магнітне поле напруженості H діє на елемент dl струму I ; припускаючи, що I виміряне у веберах, а dl у сантиметрах, маємо:

$$dF = \rho H I \cdot \sin(I, H) \cdot dl \text{ дин.}$$

Напрямок цієї елементарної сили показаний на рис. 321.

Якщо прямолінійний струм довжиною l см міститься в однорідному магнітному полі, то, підсумувавши елементарні сили, з якими магнітне поле діє на кожну дільницю струму, ми дістанемо, як неважко змірявати, такий вираз для результуючої сили:

$$F = \rho H I l \cdot \sin(I, H) \text{ дин.} \quad (17)$$

Цей вираз показує, що на прямолінійний провідник із струмом, уміщений в однорідне магнітне поле, при даній величині струму I діє з боку поля найбільша сила, коли $\angle(I, H) = 90^\circ$, тобто коли магнітні лінії перетинають провідник під прямим кутом; у цьому випадку:

$$F_0 = \rho H I l. \quad (18)$$



Рис. 332.

Для прямого струму, орієнтованого в напрямі поля, сила F дорівнює нулеві.

Якщо провідник, по якому тече струм, не закріплений, то під дією поля, в яке він уміщений, провідник повинен прийти в рух.

Зв'язок між напрямками силових ліній, струму і руху провідника виражається правилом лівої руки (рис. 332).

Якщо помістити ліву руку на провід так, щоб струм у провіді йшов від долоні до кінців пальців, а долоня була повернена назустріч полю (тобто щоб магнітні лінії „входили“ в долоню, повернену до північного полюса), то сила, яка діє на провід, буде напрямлена в сторону відігнутого великого пальця¹⁾.

§ 330. Струнні гальванометри. Якщо гнучкий провід з немагнітного металу вільно підвісити у вертикальному положенні, як показано на рис. 333, і розмістити поблизу від середини провода сталевий магніт або, ще краще, електромагніт, то при вмиканні струму спостерігатимемо відхилення провідника (на рис. 333 — пунктир) у той чи інший бік, залежно від напрямку струму.



Рис. 333. Дія магнітного поля на м'який провід. При пропусканні струму вниз або вгору провід відхиляється до читача або від нього відповідно до правила лівої руки.

¹⁾ Це правило дістаємо, розглянувши рис. 321, де сила, яка діє на елемент струму, позначена через dF .

Цей дослід вдається тим краще, чим сильніше магнітне поле, яке створюється електромагнітом, і чим сильніший струм у проводі. Проте, якщо провід взяти досить тонкий, то помітні відхилення спостерігатимуться навіть при дуже слабкому струмі. Це дозволяє застосувати схему тількищо описаного досліду до побудови дуже чутливих приладів для вимірювання дуже незначних струмів. Такі прилади за останні роки дуже поширились у лабораторній практиці і відомі під назвою струнних гальванометрів. Їх чутливість доходить до 10^{-10} амперів, тобто не менша найдосконаліших дзеркальних гальванометрів (§ 332). У струнних гальванометрів є ряд цінних переваг, які дозволяють користуватись цими приладами в тих випадках, коли вживати дзеркальні гальванометри було б надзвичайно важко.

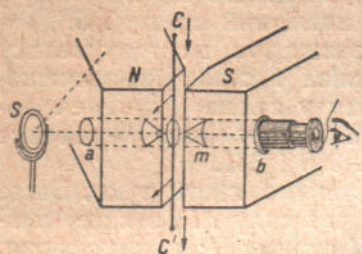


Рис. 334. Схема струнного гальванометра.

На рис. 334 подано схему струнного гальванометра із сталевим магнітом. Тонка платинова нитка товщиною в кілька мікронів і довжиною від 60 до 150 мм вільно підвішена між затискачами C і C' у міжполюсному просторі сталювого магніта NS . Поблизу від полюсів магніта просвердлені два отвори a і b , через які промінь світла, відбитого від дзеркала s , попадає в об'єктив мікроскопа m . Відхилення нитки гальванометра спостерігають у мікроскоп і вимірюють по шкалі, що міститься у фокальній площині окуляра. Сама нитка міститься в герметично закритому корпусі (не показаному на схемі) для захисту її від повітряних течій.

§ 331. Електромірні прилади типу Дебре — д'Арсонваля. Тепер є надзвичайно багато мірних приладів як лабораторних (гальванометри), так і технічних (амперметри, вольтметри), будова яких ґрунтується на взаємодії магніта і рухомої рамки із струмом; цей принцип будови був уперше застосований у 1880 р. Дебре і д'Арсонвалем.

Перевагою цих приладів порівняно з тими, в яких використано принцип дії електричного струму на магнітну стрілку, є незалежність показів цих приладів і положення їх нульової точки від наявності поблизу прилада феромагнітних мас або магнітів. Крім того, в чутливих гальванометрах, побудованих на основі цього принципу, немає потреби зважати на дію земного магнітного поля, від чого не вільні гальванометри з магнітними стрілками¹⁾.

На рис. 335 подано схему прилада цього роду. Легка алюмінієва рамка a з обмоткою з кількох сот витків дуже тонкого ізольованого лаком дроту вільно обертається на вістрях із загартованої сталі, що спираються в агатові підшипники. Кінці обмотки рамки припаяні до двох плоских спіральних пружинок c і d , які мають протилежну навивку. Вимірюваний струм або безпосередньо (якщо він досить слабкий: 10^{-3} — 10^{-4} А), або з допомогою шунта, який відгалужує тільки певну його частину,

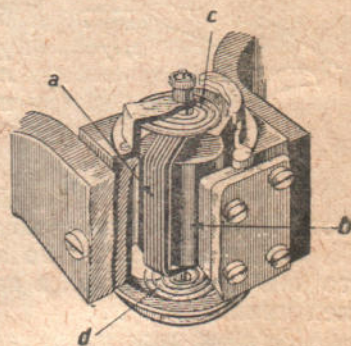


Рис. 335. Схема прилада з рухомою рамкою типу Дебре — д'Арсонваля.

¹⁾ В удосконалених гальванометрах з рухомих магнітом (стрілкою), наприклад, у панцерному гальванометрі Дюбуа Рубенса, є надійний захист від земного магнітного поля. Все таки ці прилади через свою складність і малу зручність не змогли конкурувати з приладами типу Дебре і д'Арсонваля і в значній мірі витіснені ними.

підводиться до прилада через проводи і спіральні пружинки. Проходячи по обмотці, струм зазнає взаємодії з полем магніта, що, як легко переконались, застосовуючи правило лівої руки, викликає пару сил, прикладену до довгих сторін рамки. Ця пара намагається повернути рамку так, щоб її власне магнітне поле стало паралельно і збіглося в напрямі з полем магніта.

Для збільшення магнітного потоку, який пронизує рамку, всередині рамки міститься залізний циліндр *b*, скріплений з арматурою прилада так, що він не перешкоджає вільному повертання рамки в певних межах.

§ 332. Дзеркальні гальванометри. В лабораторній практиці тепер широко користуються дзеркальними гальванометрами с підвісною рамкою.

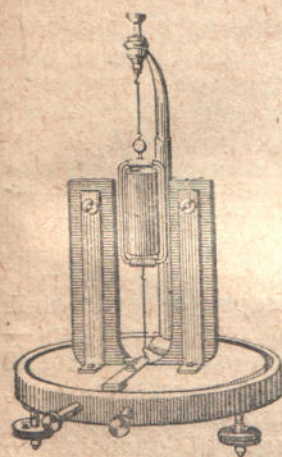


Рис. 336.

Простіший із таких приладів подано на рис. 336. Рамка скріплена з легким дзеркальцем, поворот якого відлічують за „методом труби і шкали“. Струм в обмотку рамки підводиться з допомогою двох тонких металічних стрічок. Прилад захищений від повітряних течій скляним або металічним корпусом. На рис. 337 зображено зовнішній вигляд дзеркальних підвісних гальванометрів з рухомою

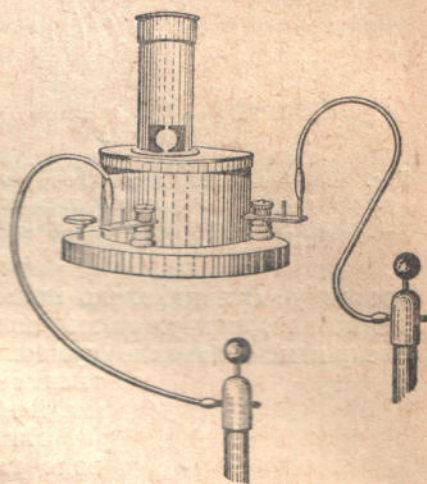


Рис. 337. Дзеркальний гальванометр Гартмана і Брауна.

рамкою, що їх виготовляє німецька фірма Гартман і Браун.

Чутливість цих приладів від 10^{-8} до 10^{-10} ампера.

§ 333. Взаємодія поля і струму як результат бічного тиску магнітних силових ліній. Формальний розгляд дії магнітного поля на струм, проведений (§ 321 і 329) на підставі закону Біо й Савара і закону рівності дії і протидії, слід доповнити міркуваннями, які впливають з уявлення Фарадея про магнітне поле як про реальний стан якогось середовища. Фарадей показав, що властивості магнітного поля і спричинювані ним явища, в тому числі і ті механічні сили, які виникають у результаті взаємодіяння поля і струму, можна розглядати як наслідок двох основних факторів: *поздовжнього натягу силових ліній поля і їх бічного взаємного тиску* (§ 298).

Розглянемо, керуючись концепцією Фарадея, дію магнітного поля на струм. Ми побачимо, що механічні сили, які виникають при цьому, з'являються в результаті додавання двох магнітних полів: власного магнітного поля струму і зовнішнього поля, що впливає на струм.

Візьмемо випадок провідника, перпендикулярного до магнітного поля. Уявимо, що струм напрямлений від нас у сторінку цієї книги ¹⁾ (рис. 338, А). Тоді його власне магнітне поле зобразиться в перерізі з площиною рисунка рядом концентричних кіл, при чому силові лінії будуть напрямлені за годинниковою стрілкою.

¹⁾ Напря́м струму і магнітних силових ліній у випадку їх перпендикулярності до площини рисунка прийнято позначати точкою (\cdot), якщо магнітне поле напрямлене з площини рисунка („вістря стріли“), і знаком плюса ($+$), якщо лінії напрямлені в цю площину („перо стріли“).

Припустимо, на це поле накладене друге поле, показане на тому ж рисунку 338, А. Якщо провести додавання цих полів, при чому керуватись правилом додавання векторів, то в результаті ми дістанемо картину, зображену на рис. 338, В. Її походження, проте, зрозуміле і без детального

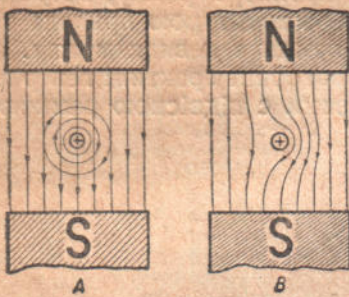


Рис. 338. Для однорідного поля на прямий струм, яка розглядається як результат додавання полів і бічного тиску силових ліній.

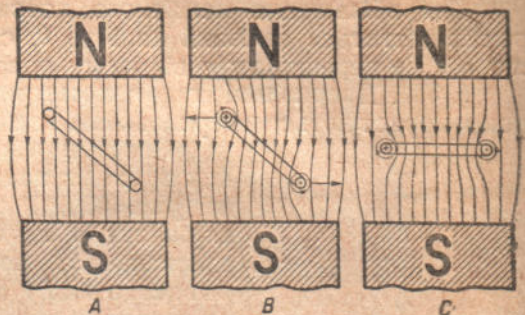


Рис. 339. Для магнітного поля на рамку як результат бічного тиску.

розгляду: очевидно, що праворуч від струму, де напрям силових ліній однаковий, напруженість поля повинна була збільшитись, а ліворуч — зменшитись. Картина сумарного поля яскраво показує, що надвишковий тиск силових трубок праворуч виявиться в силі, яка намагається рухати провідник уліво.

На рис. 339 наведено випадок дії однорідного поля на рамку. На рис. 339, В показано результат додавання обох полів; очевидно, що рамка повинна повертатись у напрямі, відзначеному стрілкою, і зайняти положення, зображене на рис. 339, С.

§ 334. Взаємодія двох паралельних струмів. Аналогічно до попереднього, розглянемо випадок взаємодії двох паралельних струмів.



Рис. 340. Взаємодія двох паралельних струмів. Струми одного напрямку притягуються, струми протилежних напрямків відштовхуються.



Рис. 341. Магнітне поле двох паралельних струмів одного напрямку.



Рис. 342. Магнітне поле двох паралельних струмів протилежного напрямку.

Дослід показує (рис. 340), що струми одного напрямку (паралельні) притягуються; струми протилежного напрямку („антипаралельні“) — відштовхуються. Пояснення цьому дають рисунки 341 і 342, де зображені картини магнітного поля двох струмів: однаково і протилежно напрямлених. На цих рисунках показано результуюче поле. Бічний тиск фарадеевих трубок у випадку паралельних струмів (рис. 341) позначається в силі, яка намагається зблизити провідники, по яких тече струм; у випадку антипаралельних струмів (рис. 342) бічний тиск фарадеевих трубок виявляється в силі відштовхування струмів.

§ 335. Диск Барлоу. Явище Холла. Користуючись дією магнітного поля на струм, неважно здійснити неперервне обертання якоїсь системи, наприклад, металічного диска.

Проста схема такого роду подана на рис. 343 і має назву диска Барлоу (1822 р.).

Диск із латуні вільно обертається в підшипниках, містяться у міжполюсному просторі сталюого магніта. Нижня частина диска занурена в жолобок, наповнений ртуттю. Струм від акумулятора підводиться через підшипник по осі до диска і потім напрямляється по диску і через ртуть.

Очевидно, що на радіус диска, по якому в якийсь даний момент іде струм, діятиме сила $F = eHl$ (§ 329) у напрямі, який визначають правилом лівої руки. Ця сила, викликавши поворот диска на якийсь кут, приведе в контакт із ртуттю дальшу дільницю довжини кола диска, в наслідок чого струм потече по другому радіусу, і т. д. В результаті виникає неперервне обертання диска. Диск Барлоу є примітивним прообразом сучасних електромоторів.

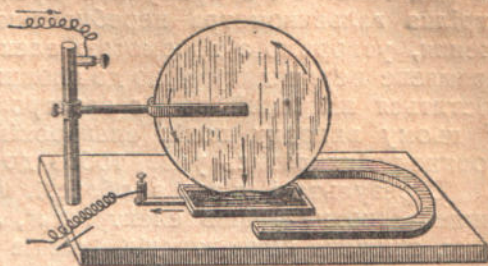


Рис. 343. Диск Барлоу.

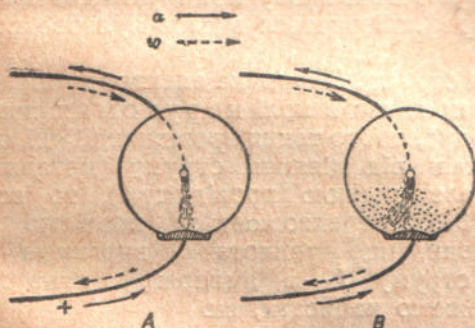


Рис. 344. Рух електронів у диску Барлоу.

А — без магнітного поля. В — в магнітному полі, напрямленому з площини рисунка назовні.
 α — позитивний напрям струму.
 ω — напрям руху електронів.

диска створене магнітне поле, напрямлене на нас, то траєкторії руху електронів викривлюються, як показано на схемі 344, В. (Застосовуючи правило лівої руки, треба взяти до уваги, що електрони несуть негативні заряди: напрям позитивного струму протилежний рухові електронів).

Під час руху електронів у металі між ними й атомами металу відбуваються часті стикання, при яких атоми дістають імпульси в напрямі руху електронів. Коли, в наслідок дії магнітного поля, відбувається відхилення траєкторій електронів (рис. 344, В), то атоми металу дістають імпульси, які дають результуючу силу в напрямі, перпендикулярному до радіуса диска. Ця результуюча і викликає обертання диска в цілому.

Що електрони, які рухаються в металі, справді відхиляються від прямолінійного шляху під дією перпендикулярно напрямленого магнітного поля, — це доводиться існуванням так званого ефекту Холла (1879 р.). Ефект Холла полягає ось у чому.

Нехай уздовж широкої металічної пластини, зображеної на рис. 345, іде струм у напрямі від А до В; електрони в металі, отже, рухаються

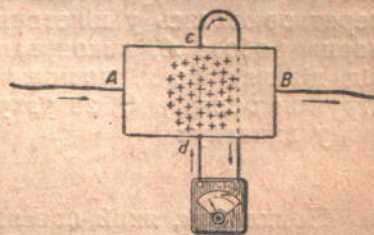


Рис. 345. Схема установки для спостереження ефекту Холла.

від B до A . На бічних сторонах пластини завжди можна відшукати дві такі точки c і d , різниця потенціалів між якими дорівнює нулеві. Якщо до цих точок c і d прилучити проводи від чутливого гальванометра, то стрілка гальванометра перебуватиме в спокої. Добившись такого положення, утворимо з допомогою електромагніта сильне магнітне поле, напрямлене перпендикулярно до площини пластини. Нехай перед пластиною міститься північний полюс електромагніта, а позаду за нею — південний. У цьому випадку потік електронів, що рухаються усередині пластини, повинен відхилитись униз, тобто до точки d .

В результаті цього в області, що прилягає до d , створюється підвищена „концентрація електронів“, а в області, що прилягає до c , навпаки, знижена концентрація. Інакше кажучи, точка c набуває якогось позитивного потенціала порівняно з точкою d , і, таким чином, різниця потенціалів між c і d вже не дорівнюватиме нулеві. В наслідок цього від c до d через проводи, сполучені з гальванометром, потече електричний струм і викличе відхилення стрілки прилада. При знищенні магнітного поля, тобто після розмикання струму, який живить електромагніт, що створює це поле, шляхи електронів у пластині знову приймуть свій звичайний напрям, і стрілка гальванометра повернеться в своє нульове положення.

§ 336. Джоулева теплота і робота струму. Зворотна електрорушійна сила. Якщо струм сталої величини протікає в колі нерухомих провідників „першого роду“, тобто таких провідників, які не зазнають хемічних змін під дією струму (метали і взагалі речовини з електронною провідністю), то вся енергія струму (§ 316) перетворюється повністю в тепло Q . Припускаючи, що теплота Q виражена в джоулях, величина струму I — в амперах, а напруга V — у вольтах, ми можемо написати, що

$$IVt = Q.$$

Інакше буде з провідником, який рухається під дією магнітного поля. Кожна дільниця такого провідника, що рухається в магнітному полі, виконує роботу, що дорівнює добуткові сили, з якою на нього діє поле, на переміщення, якого зазнає провідник у напрямі цієї сили. Ця робота може витрачатись на подолання певних опорів абож вона може перетворюватись у кінетичну енергію руху провідника. Очевидно, що сумарна робота A , виконувана всіма дільницями струму, який рухається під дією поля, повинна бути віднесена, так само як і виділювана струмом теплота Q , за рахунок енергії струму. Отже, в цьому загальнішому випадку:

$$IVt = Q + A. \quad (19)$$

Прикладом, який пояснює сказане, може бути жорсткий виток дроту, який має форму рамки. Виток підвішений у полі магніта (рис. 346) на двох спіральних пружинах так, що при відсутності струму площина витка збігається з напрямом силових ліній. При пропусканні струму виток повернеться на якийсь кут, поки пружність пружин не зрівноважить пару сил, що діє на виток; при цьому виток, перемагаючи пружність пружин, виконає якусь роботу. В наслідок цього у витку, поки він повертається, виділятиметься менша кількість тепла, ніж у тому випадку, коли б струм проходив через нерухомий виток.

Джоулева теплота, яку виділяє струм, пропорціональна опорі провідника: $Q = I^2 R$. Зрозуміло, що опір R провідника, коли провідник при-



Рис. 346.

ходить у рух під дією поля, лишається незмінним. Але енергія струму частіше витрачається на виконуваний струмом роботу, і тому в провіднику, що рухається під дією поля, виділяється, при заданій напрузі струму, що підводиться до провідника, менша кількість тепла, ніж у „непрацюючому“ нерухомому провіднику. Зменшення джоулевого тепла $Q = I^2 R$ при очевидній незмінності R вказує на зменшення величини струму I .

Ми приходимо, таким чином, до висновку, що, коли під дією поля провідник, по якому тече струм, приходять у рух, в ньому виникає зворотна електрорушійна сила, яка зменшує величину струму.

§ 337. Робота, виконувана струмом при переміщенні провідника в магнітному полі. Підрахуємо роботу, яку виконує струмопровідний контур або частина контура при переміщенні під дією сил, що викликаються зовнішнім магнітним полем. Підрахунок є найпростішим у випадку однорідного поля.

Розглянемо схему досліду, подану на рис. 347. Струм проходить через рейку A по циліндру ab до рейки B . Циліндр ab може вільно котитись по рейках. Якщо перпендикулярно до площини, в якій розміщені рейки, створене однорідне магнітне поле, то на циліндр ab перпендикулярно до його довжини діятиме сила в напрямі, вказаному стрілкою. Величина цієї сили, якщо величина струму I виражена у веберах, визначається формулою (§ 329):

$$F = \mu H l \text{ дин.}$$

Тут μ — магнітна проникність середовища (в даному випадку для повітря μ можна вважати за одиницю), H — напруженість поля і l — довжина циліндра ab в сантиметрах.

Нехай під дією цієї сили циліндр з положення ab пересунувся в положення $a'b'$ на віддаль d . Виконана при цьому робота, очевидно, виражатиметься формулою $A = F \cdot d$ або:

$$A = \mu H l \cdot l d. \quad (20)$$

Але μH є індукція магнітного поля B . Добуток ld є площа прямокутника, описаного провідником під час його руху. Отже, добуток $\mu H l d$ являє собою потік магнітної індукції Φ , який проходить через площу, описану провідником. Тому формула (20), яка визначає роботу при переміщенні струмопровідного контура в магнітному полі, можна написати так:

$$A = I \Phi \text{ ергов.} \quad (21)$$

Якщо величина струму виміряна не у веберах, а в амперах, то

$$A = \frac{1}{10} I \Phi \text{ ергов.} \quad (21a)$$

Ці рівняння показують, що робота струму в магнітному полі дорівнює величині струму, помноженій на збільшення потоку індукції крізь площу, яку обтікає струм.

Провідник під час свого руху перетяв Φ ліній індукції. Тому можна сказати, що робота струму в магнітному полі дорівнює величині струму, помноженій на число ліній індукції, які провідник перетинає під час свого руху.

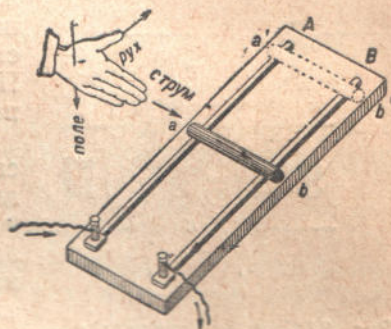


Рис. 347.

Усе це є справедливим не тільки для випадку однорідного поля, але взагалі для найзагальнішого випадку провідника довільної форми, який рухається в якому завгодно магнітному полі.

§ 338. Розрахунок потужності електромотора. Щоб зрозуміти принцип дії електромоторів, уявимо собі, що між циліндрично вгнутими полюсами N і S сильного магніта міститься прямокутний провідник $ABCD$, який може вільно обертатись навколо осі. Струм підводиться до провідника двома металічними пружинками (щітками), для чого пружинки торкаються двох сполучених з провідником металічних півкільць K (колектор).

В зображеному положенні (рис. 348) струм тече від комутатора K через D , C , B , A , далі знову через комутатор і через щітку назад до джерела. На частину провідника AB магнітне поле діє з силою, направленою вниз, тоді як на ділянку струму CD , навпаки, вгору. Таким чином, виникає пара сил, яка намагається обертати провідник. Пара сил обертатиме провідник до того часу, поки його площина не стане вертикальною.

Коли б на цей момент щітки не змінили свого контакту з півкільцями, то цим було б досягнуто стану рівноваги. Але в наслідок зміни контактів дріт CD попадає тепер у таке положення відносно магнітного поля, що він намагається рухатись вниз, тоді як дріт AB рухатиметься вгору. Таким чином, знову виникає пара сил, яка продовжує обертати прямокутник у тому ж напрямі, як і раніше. Так утворюється неперервне обертання провідника.

Рис. 348. До розрахунку потужності електромотора.

Позначимо буквою Φ_0 потік індукції через площу, яку охоплює провідник $ABCD$, при тому положенні провідника, коли площина його перпендикулярна до напрямку сил поля. При кожному півобороті провідника частина AB , так само як і друга частина його CD , перетинає Φ_0 ліній індукції, і, отже, згідно з виводом попереднього параграфа, кожна з цих частин провідника при кожному півобороті виконає роботу $I\Phi_0$ ергів (величина струму I тут виражена у веберах). Отже, кожний виток обмотки барабанного якоря мотора при повному обороті якоря виконує роботу $4I\Phi_0$ ергів.

Коли обмотка якоря складається з n витків і коли якір робить на хвилину Z оборотів, то робота, виконувана якорем за одну секунду, дорівнює $\frac{4I\Phi_0 nZ}{60}$ ергам. Умовимося величину струму I виражати в амперах, тоді одержаний вираз ми повинні поділити на 10.

Щоб обчислити потужність мотора в кіньських силах, виразимо роботу спочатку в джоулях, для чого поділимо одержаний вираз на 10^7 , потім, щоб виразити роботу в кілограмметрах, поділимо одержаний вираз ще на 9,81 і, нарешті, враховуючи, що потужність в 1 кіньську силу дорівнює 75 кгм/сек, поділимо одержаний вираз ще на 75. Таким чином знаходимо, що при величині струму I амперів потужність мотора дорівнює

$$W = \frac{4I\Phi_0 nZ}{100\,000\,000 \cdot 9,81 \cdot 75 \cdot 60} \text{ к. с.} \quad (22)$$

§ 339. Про конструкцію електромоторів. Найважливішими частинами електромотора є: якір (ротор) і електромагніт, між полюсами якого обертається якір. Застосовують три типи якорів: двотавровий якір Сіменса, барабанний якір Гефнера—Альтенка і кільце Грамма.

На рис. 349 зображений у бічному розрізі найпростіший за типом обмотки двотавровий якір Сіменса. Вертикальними штрихами позначене залізне осердя — циліндричний кусок заліза, вздовж твірних якого вибрані два довгі пази, куди вкладається обмотка. Витки дроту позначені маленькими кружечками із значками $+$ і $-$. Колектор складається з двох металічних півкілець K_1 і K_2 , до них притискаються щітки I і II , по яких підводиться електричний струм. N і S — полюси магніта, який утворює поле. Якореві Сіменса часто надають форми, зображеної на рис. 350. Цю форму застосовують тому, що вона дозволяє збільшити число витків дроту.

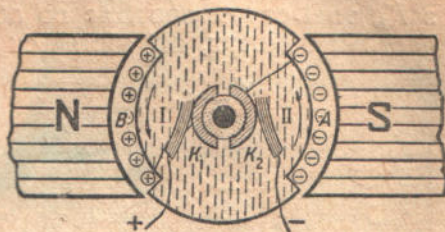


Рис. 349. Двотавровий якір Сіменса (схема).

Двотавровий ротор має ту незручність, що сила, яка рухає ротор, залежить від положення площини витків відносно напрямку магнітних ліній. Рушійна сила дорівнює нулеві, коли площина витків перпендикулярна до напрямку силових ліній. Машина, що приводиться в рух таким електромотором, працює поштовхами, які можуть бути згладжені з допомогою махового колеса.



Рис. 350. Двотавровий якір Сіменса.

Більшої рівномірності можна добитись, насаджуючи на ту саму вісь два якорі, розміщені один відносно одного під прямим кутом; при такій будові в той момент, коли до одного якоря прикладена найбільша рушійна сила, до другого сила зовсім не прикладається. Комутатор у цьому випадку поділяється на чотири частини.

На рис. 351 показаний барабанний якір Гефнера — Альтенека. Цей якір тепер дуже широко застосовують у великих моторах. Обмотка барабанного ротора зроблена так, що по всіх проводах, які містяться на лівому боці циліндра, струм іде в одному напрямі, а по всіх проводах, що містяться в правій частині циліндра, він іде в зворотному напрямі. Через те що магнітні силові лінії напрямлені зліва направо, всі провідники, розміщені в лівій його частині, рухатимуться вниз. Таким чином виникає пара сил, яка приводить якір в обертання за годинниковою стрілкою. При обертанні якоря ніщо не змінюється у взаємному розміщенні обмотки і поля.

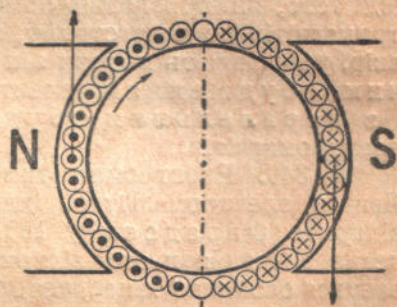


Рис. 351. Барабанний якір Гефнера — Альтенека.

В ті моменти, коли магнітне поле не діє на одну частину витків, воно з найбільшою рушійною силою діє на інші витки. Внаслідок цього загальна сила, яка обертає барабанний якір, весь час лишається сталою.

Третій тип ротора — кільце Грамма — являє собою залізне кільце, обмотане замкненим провідником. Кільце спотворює поле так, як це показано на рис. 352. Внаслідок великої магнітної проникності заліза лінії індукції, які виходять з північного полюса магніта, майже всі, входячи з одного боку в кільце, йдуть по масі заліза і виходять поблизу південного полюса; в просторі, оточеному кільцем, майже зовсім немає силових ліній.

Якщо до обмотки кільця підвести струм у тих точках, де площина симетрії перетинає кільце перпендикулярно до силових ліній, тобто в точках K_1 і K_2 , то електричний струм поділяється на дві частини, які обтікають обидві половини обмотки. Якщо позитивний полюс джерела сполучений з K_1 , тоді струм протікає по обмотці в напрямі, вказаному стрілкою. Ті частини обмотки, які містяться на внутрішньому боці кільця, майже зовсім не перетинають силових ліній, і тому вони й не дістають імпульсу до руху; в той же час зовнішні частини витків дроту містяться в сильному магнітному полі. Ліва половина обмотки намагається рухатись в одному напрямі, а права — в зворотному. Таким чином, виникає пара сил, яка обертає кільце.

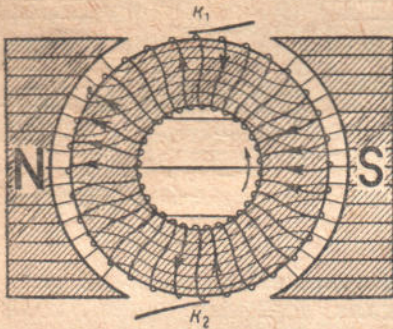


Рис. 352. Кільце Грамма.

групами витків обмотки якоря. Кільцевий якір має порівняно з барабанним той дефект, що внутрішні ділянки обмотки зовсім не беруть участі в роботі якоря і є тільки баластом.

Другою важливою частиною мотора є електромагніт, що збуджує магнітне поле, в якому обертається якір. Індукція поля електромагніта залежить від розмірів залізного осердя електромагніта, від числа витків обмотки електромагніта і від величини збуджуючого струму; крім того, число ліній індукції, що виходять з полюса, залежить від розмірів тієї ділянки, яку лінії індукції повинні пройти в повітрі (формула Гопкінсона, § 325). Щоб зробити цю ділянку якнайменшою, на полюсах магніта приробляють наконечники, якими якір, що обертається в магнітному полі, обхоплюється якнайближче.

Для збудження електромагнітів користуються майже завжди тим же струмом, як і для живлення якоря. Залежно від того, як приєднано обмотку електромагнітів до кола струму, що живить якір, розрізняють мотори з послідовним збудженням електромагнітів і з паралельним збудженням електромагнітів.

§ 340. Електромагнітна індукція.

Явище електромагнітної індукції було відкрито Фарадеєм у 1831 р. Величезне значення цього відкриття відчувається особливо тепер, через сто років, завдяки величезному розвитку електротехніки. Значення індукції для електротехніки видно вже хоч би з того, що всі сучасні потужні генератори електроенергії ґрунтуються саме на цьому явищі.

Явище електромагнітної індукції полягає у виникненні електричного струму в провідному контурі, якщо цей контур замкнутий, або у виникненні електрорушійної сили, якщо контур не замкнутий, при всякій зміні магнітного потоку, який пронизує контур.

Магнітне поле, зміни якого викликають виникнення струмів індукції, може бути утворене або магнітами, що містяться поблизу індуктова-

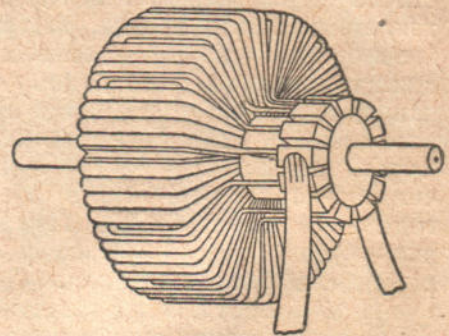


Рис. 353. Кільце Грамма з колектором.

ного контура, або струмами в інших контурах, які містяться поруч з індуктованим¹⁾ контуром.

Розглянемо обидва випадки.

Як показав Фарадей, при переміщенні магніта поблизу від замкнутого контура (наприклад, поблизу катушки, показаної на рис. 354) в контурі виникає електричний струм. Напрямок індукційного струму буде різний при наближенні і при віддаленні магнітного полюса і катушки. При зміні знака наближуваного полюса напрям індукційних струмів теж змінюється. Струм при наближенні полюса N має однаковий напрям із струмом при віддаленні полюса S . І, навпаки, струм при віддаленні полюса N однаковий із струмом при наближенні полюса S .

Явище індукції магнітом являє процес перетворення механічної роботи в електричну енергію. При всякому переміщенні магніта в замкнутому контурі утворюється струм, який має певну кількість енергії, що може бути віддана в колі, наприклад, у формі джоулевого тепла. Очевидно, що ця енергія виникає за рахунок механічної роботи, виконуваної нами, коли ми наближаємо магніт і контур один до одного або коли ми віддаляємо їх один від одного. Отже, власне поле індуктованого в контурі струму завжди має такий напрям, що воно перешкоджає проведеному переміщенню: при зближенні магніта і контура між ними виникає відштовхування; при віддаленні їх один від одного між ними виникає притягання.

Завдяки індуктованому струмові контур перетворюється в електромагніт. Беручи до уваги сказане вище, ми завжди можемо визначити полюси цього електромагніта і, скориставшись правилом свердлика (§ 317), можемо наперед указати напрям індуктованого струму. Наприклад, якщо до катушки, зображеної на рис. 354, справа наближати північний магнітний полюс, то, маючи на увазі, що в цьому випадку повинне виявитись відштовхування, ми робимо висновок, що на правому боці катушки виникає північний магнітний полюс; отже, лінії індуктованого магнітного поля будуть напрямлені всередину катушки зліва направо; уявивши собі свердлик, вгвинчуваний у цьому напрямі, і зважаючи на те, що напрям руху ручки свердлика вказує напрям струму, встановлюємо, що індуктований струм пройде через гальванометр справа наліво. Якщо північний полюс магніта (той самий рис. 354) ми будемо віддаляти від катушки, повинне виявитись притягання; отже, на правому боці катушки виникне південний полюс; індуктований струм матиме зворотний напрям (він пройде через гальванометр зліва направо).



Рис. 355. А — індуктуючий контур, В — індуктований контур.

Замість магніта ми могли б наближати до катушки інший контур, що його обтікає струм; і в цьому випадку також спостерігатиметься явище електромагнітної індукції. Правило для визначення напрямку струму в індуктованому контурі залишається тим же, як і в першому випадку, при чому індуктуючий контур слід розглядати як електромагніт. Розглянемо,

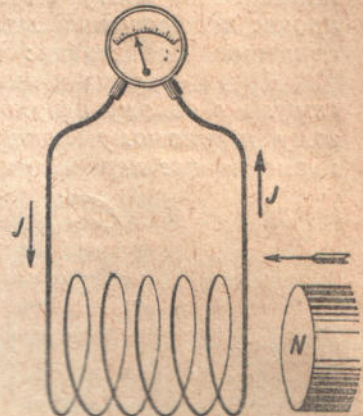


Рис. 354. Дослід Фарадея, який показує індукцію струму магнітом.

¹⁾ Контури, які утворюють магнітне поле, мають назву індуктуючих; контури, в яких виникає індукційний струм, — індуктованих.

наприклад, два контури, показані на рис. 355. Якщо контур A , що його обтікає струм, наближати до контура B , то в останньому, як неважко переконатись, застосовуючи викладене вище правило, виникне струм, що має напрям, протилежний напрямові індукуючого струму.

§ 341. **Взаємна індукція контурів.** Якби явище індукції обмежувалось виникненням струму при взаємному переміщенні двох контурів і при переміщенні контура і магніта, то індукцію можна було б вважати за процес перетворення механічної енергії в електричну енергію. Проте, це означення недостатнє: воно відзначає тільки одну сторону явища.

Друга сторона в явищі електромагнітної індукції — це індуктування струму в одному нерухомому контурі при зміні величини струму в другому нерухомому контурі, який міститься поблизу першого. Тут ми маємо процес перенесення електричної енергії з допомогою магнітного поля з одного кола в інше (з індукуючого в індуктоване).

Взаємну індукцію легко спостерігати, розмістивши на близькій віддалі два витки — індукуючий і індуктований або, ще краще, дві катушки, намотані на одно осердя (рис. 356). Одна з цих катушок сполучена з джерелом струму E , друга — з гальванометром G .

Якщо по катушці A тече струм сталої величини, то стрілка гальванометра, прилученого до B , стоїть на нулі. Якщо тепер припинити струм в A , розімкнувши ключ K , то стрілка гальванометра різко відхилиться в момент розмикання струму і потім прийде в нульове положення. При дальшому замиканні ключа K в момент замикання також станеться відхилення гальванометра, але в супротивну сторону. Прилучивши до катушки A реостат і змінюючи

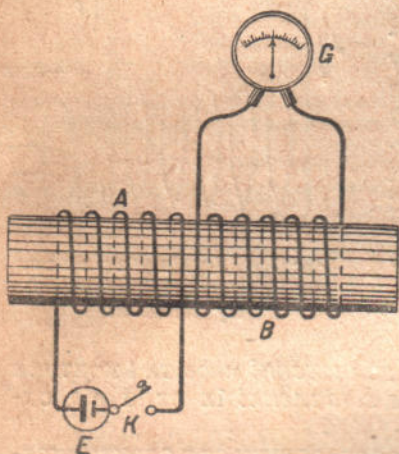


Рис. 356. Дослід Фарадея, який показує взаємну індукцію контурів.

з допомогою його опір контура A , можна переконатись, що при всякій зміні величини струму в контурі A стрілка гальванометра, прилученого до контура B , дає відхилення: при збільшенні величини струму — в той самий бік, як і при замиканні ключа, а при зменшенні величини струму — в той самий бік, як при розмиканні ключа.

Об'єднуючи три схеми явища електромагнітної індукції, показані на рисунках 354, 355 і 356, ми бачимо, що завжди, коли біля якогось провідного контура змінюється магнітне поле, в цьому контурі індуктується електрорушійна сила, і якщо цей контур замкнутий, то в ньому спостерігається індукційний струм.

§ 342. **Напрямок індукційного струму. Правило Ленца.** Покажемо, що встановлене в § 340 правило, яке визначає напрям індукційного струму, може бути поширене також на випадок взаємної індукції контурів.

Індукуюче магнітне поле контура A (рис. 356) зазнає відносно контура B таких самих змін при ослабленні струму в A , як і при віддаленні контурів один від одного без зміни величини струму. Справді: в обох випадках магнітний потік, який пронизує індуктований контур, зменшується. Отже, і напрям струму, індуктованого в B , при зменшенні величини струму в A , повинен бути однаковий із струмом, що виникає при віддаленні контурів.

Значить, при ослабленні струму в одному з контурів напрям струму, індуктованого в другому контурі, визначається тим правилом, що між контурами повинне виникнути магнітне при тягання.

Міркуючи аналогічно, ми прийдемо до висновку, що при збільшенні величини струму в A напрям індукційного струму в B буде таким, яким він був би при індукції, викликаній зближенням контурів; отже, у випадку збільшення величини струму треба керуватись правилом магнітного відштовхування.

Зіставляючи напрям магнітних полів індукуючого і індуктованого контурів, бачимо, що, у випадку ослаблення індукуючого поля, поля обох контурів мають однаковий напрям (магнітне притягання; контури повернені один до одного різнойменними полюсами). При зростанні індукуючого поля поля обох контурів напрямлені в протилежну сторону.

Можна сказати тому, що в явищі взаємної індукції струмів поле індуктованого струму завжди напрямлене так, щоб зменшити зміни, які відбуваються з полем струму індукуючого. Це правило має назву правила Ленца¹⁾.

§ 343. Картина електромагнітної індукції за Фарадеєм. За Фарадеєм електромагнітна індукція викликається перетином ліній магнітного поля провідником. Цей перетин відбувається або в наслідок переміщення провідника в магнітному полі, або в наслідок руху самих силових ліній при взаємній індукції струмів, коли обидва контури лишаються нерухомими один відносно одного.

На рис. 357 зображені зміни, що відбуваються в однорідному магнітному полі, коли це поле перетинає прямолінійний провідник, що рухається зліва направо, перпендикулярний до площини рисунка. Для того, щоб зрозуміти суть цих рисунків, треба припустити, що в провіднику, який вноситься в магнітне поле, вже є якийсь (як загодно слабкий) струм, напрямлений від нас (порівняти рис. 357 з рис. 338).

При наближенні струму до магнітного поля виникає деформація силових трубок поля з наступним „відшнурованням“ петель або „магнітних ланок“. Ці ланки, „нализуючись“ на провідник, створюють навколо нього поле, напрямлене за годинниковою стрілкою. Це поле відповідає індукційному струмові, що йде від читача.

Розглянемо інший випадок: індукцію при двох паралельних провідниках. На рис. 358 сліди перетину провідників з площиною паперу показані двома кружечками A і B . Нехай у провіднику A виникає струм у напрямі від читача. Виникнувши в момент замикання струму, магнітне поле поширюватиметься в усі сторони від провода, подібно до кругів від каменя, кинутого у воду. Поширення поля відбуватиметься, поки струм не досягне сталої величини.

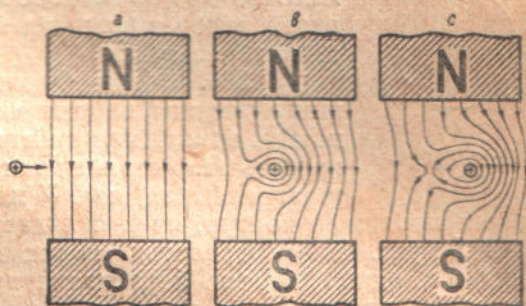


Рис. 357. Деформація магнітних силових ліній при індукції в прямому проводі, переміщуваному в однорідному полі.

¹⁾ Правило Ленца має, як ми бачили, глибокий фізичний зміст. При деякій навичці воно дозволяє цілком точно наперед указувати напрям індукційного струму. Багато хто вважає за краще користуватись суто мнемонічними правилами. Наводимо одно таке правило: якщо число магнітних силових ліній, які проходять через площу, охоплену провідником, збільшується, то для спостережника, який дивиться в напрямі магнітних силових ліній, індуктований струм буде напрямлений проти годинникової стрілки; якщо число силових ліній зменшується, то для спостережника, який дивиться в напрямі силових ліній, індуктований у провіднику струм буде напрямлений за годинниковою стрілкою.

Розширюючись, „магнітна ланка“ наштовхнеться на провід B , при цьому вона деформується, як показано на рис. 358 (1, 2, 3, 4). В результаті відбувається „відшнуровування“ нової ланки вже навколо проводу B . Напряма магнітної лінії в цій відшнурованій ланці протилежний напрямку до дійсності, висновку, що індукційний струм замикання в проводі B має напрям, протилежний індукуючому струмові в A .

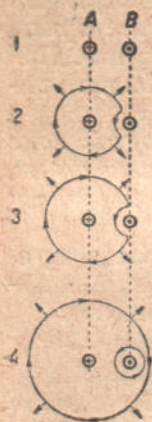


Рис. 358.

Рис. 359 показує обернену картину — індукцію в провіднику B при зменшенні або при розмиканні струму в провіднику A . Виявляється, що індукційний струм розмикання, як це відповідає дійсності, має однаковий напрям з індукуючим струмом.

Цілком очевидно є та перевага, яку мають такі модельні зображення Фарадея перед якиминибудь формальними правилами. Проте, гіпотеза про об'єктивне значення описаних моделей тепер зазнає від багатьох фізиків жорстоких нападок.

§ 344. Закон Фарадея. Нехай кризь площину рисунка перпендикулярно до нього проходить однорідне магнітне поле, яке має напруженість H . Розглядаючи рисунок, ми дивимось у напрямі ліній сил. У площині рисунка розмі-

щений провідний контур, який складається з дуги B і рухомого провідника L (рис. 360); паралельні ніжки дуги B містяться на віддалі l см одна від одної. Будемо пересувати провідник з положення L_1 у положення L_2 , при чому він весь час дотикатиметься дуги B .

Нехай величина переміщення дорівнює s см. Якщо провідник рухається зліва направо, то в провіднику виникне індукційний струм, який іде знизу вгору [при такому напрямі струму його поле трохи компенсує зменшення (воно відбувається в наслідок руху провідника) потоку магнітної індукції, який пронизує площу, обмежену дугою B і провідником L ; правило Ленца, § 342]. Цей струм ми можемо використати для виконання якоїнебудь роботи.

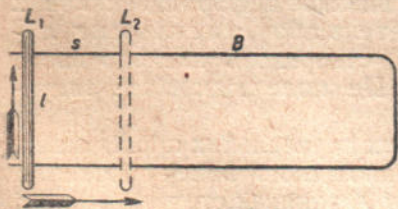


Рис. 360. До обчислення електрорушійної сили індукції.

На підставі закону зберігання енергії ми можемо твердити, що робота, яка може бути виконана індуктованим струмом, дорівнює роботі, що витрачається на подолання сил магнітного поля, які чинять опір переміщенню провідника. Якщо електро-рушійна сила, що виникла в провіднику L у наслідок руху його за проміжок часу $t_2 - t_1$, дорівнює \mathcal{E} вольтам і величина струму дорівнює I амперам, то виконана струмом робота дорівнює $A = \mathcal{E}It$ джоулям.

Під час руху провідника по шляху s буде витрачено роботу Fs , де F — сила, з якою діє на провідник магнітне поле. Згідно з § 329 ця сила

$F = \frac{\mu HIl}{10}$ динам; вона напрямлена в сторону, супротивну рухові провід-

ника; отже, потрібна для руху провідника механічна робота $A = \frac{\mu HIl s}{10}$ ергів.



Рис. 359.

Порівнюючи два одержані для роботи вирази, знаходимо:

$$\varepsilon It \cdot 10^7 = \frac{\mu Hls}{10} \text{ ергів.}$$

Скорочуємо обидві частини рівняння на l . В правій частині рівняння ми маємо добуток μHls ; він являє собою, як легко зміркувати, не що інше, як число ліній магнітної індукції, що перетинаються рухомим провідником. Якщо через Φ_1 ми позначимо потік індукції через площу, обмежену дугою B і провідником у момент t_1 , і через Φ_2 — потік індукції через площу, обмежену дугою B і провідником у момент t_2 , то:

$$\mu Hls = \Phi_1 - \Phi_2 = -(\Phi_2 - \Phi_1).$$

Отже:

$$\varepsilon = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t_2 - t_1} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Ми бачимо, таким чином, що *електрорушійна сила індукції, яка виникає в замкненому провіднику і виражена у вольтах, дорівнює одній стомільйонній частині того числа ліній магнітної індукції, на яке зменшується або збільшується за одну секунду потік магнітної індукції через площу, обмежену цим провідником.*

Цей закон, який встановлює, що величина електрорушійної сили індукції визначається швидкістю зміни числа ліній магнітної індукції, які пронизують площу, обмежену контуром, має назву закону Фарадея.

Для випадку, коли зміна потоку магнітної індукції відбувається нерівномірно, замість відношення $\frac{(\Phi_2 - \Phi_1)}{(t_2 - t_1)}$ треба взяти похідну:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.} \quad (23)$$

Знак мінус в цій формулі показує, що електрорушійна сила індукції при зростанні магнітного потоку напрямлена, якщо дивитись у напрям ліній сил, проти годинникової стрілки (додатним вважають напрям обертання за годинниковою стрілкою).

Якщо опір усього кола є R омів, то за законом Ома величина індукційного струму дорівнюватиме:

$$I = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ амперів.} \quad (24)$$

§ 345. Генерування змінного струму (обертання провідника в магнітному полі). Уявимо собі, що в постійному і однорідному магнітному полі H вміщений замкнений провідник, наприклад, один виток дроту, який охоплює площу S см² (рис. 361). Будемо обертати цей виток навколо осі mm , перпендикулярної до поля.

Коли площа витка перпендикулярна до поля, то потік індукції крізь цю площу становитиме:

$$\Phi_0 = \mu H S.$$

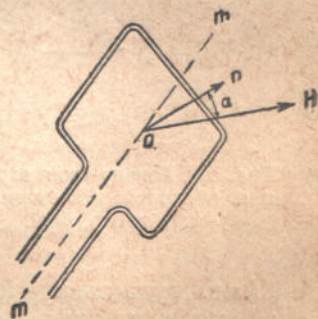


Рис. 361. Виток дроту в магнітному полі.

При повороті на 90° потік індукції крізь площу витка стане рівним нулеві. При якомусь куті α між магнітним полем H і напрямом нормалі n до площі витка потік індукції дорівнюватиме:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \alpha.$$

Нехай обертання буде рівномірне, і повний оборот відбувається за час T ; тоді кут (фаза) α :

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = \omega t,$$

де ω — кутова швидкість обертання. Підставляючи цей вираз для кута повороту в попередню формулу, дістанемо:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t.$$

За таким законом змінюватиметься потік індукції з часом.

В наслідок зміни потоку Φ в обертовому витку з'явиться електрорушійна сила індукції ε , що, як ми бачили (§ 344), дорівнює швидкості зміни потоку індукції з часом:

$$\varepsilon = - \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Взявши похідну від Φ по t , знаходимо:

$$\frac{d\Phi}{dt} = - \Phi_0 \omega \cdot \sin \omega t,$$

і звідси

$$\varepsilon = \Phi_0 \omega \cdot \sin \omega t \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Отже, при рівномірному обертанні витка в постійному магнітному полі ми дістаємо в ньому електрорушійну силу, що змінюється синусоїдально:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t. \quad (25)$$

Тут величина ε_0 являє собою найбільше значення електрорушійної сили (при $\sin \omega t = 1$):

$$\varepsilon_0 = \mu H S \omega \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.} \quad (26)$$

Порівнюючи вирази для потоку Φ і для електрорушійної сили, ми бачимо, що найбільше значення електрорушійної сили має в той момент, коли потік крізь контур витка дорівнює нулеві, тобто коли площа витка паралельна лініям сил поля. Коли площа витка стає в положення, перпендикулярне до ліній сил поля, то потік буде найбільшим, але електрорушійна сила в цей момент стає рівною нулеві.

Амплітуда електрорушійної сили ε_0 буде, взагалі кажучи, тим більшою, чим більша індукція $B = \mu H$, чим більша площа витка S і чим швидше ми обертаємо виток у магнітному полі.

На практиці беруть найчастіше період $T = \frac{1}{50}$ сек, і тоді

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 100\pi.$$

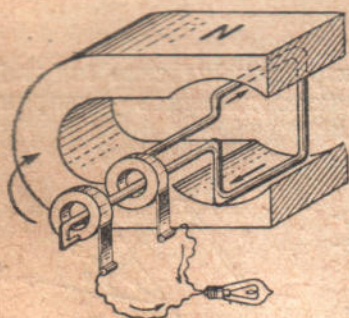


Рис. 362. Генерування струму при обертанні провідника в магнітному полі.

Електрорушійна сила, одержувана від обертання одного витка, невелика. Нехай, наприклад, електромагніт дає $B = 10\,000$ і між його полюсами обертається виток дроту площею в 100 см^2 , тоді

$$\varepsilon_0 = 10^4 \cdot 10^2 \cdot 100\pi \cdot 10^{-8} \text{ вольтів} = 3,14 \text{ V.}$$

Обертаючи не один виток, а цілу катушку, що складається з n витків дроту, ми дістанемо електрорушійну силу в n раз більшу.

Отже, при рівномірному обертанні провідника в однорідному магнітному полі в провіднику індуктується струм, напруга і величина якого періодично змінюють свою величину. Такий струм називають змінним струмом. Змінні струми за характером зростання і спадання величини струму можуть бути різноманітної „форми“; змінний струм, виражений рівністю $\varepsilon_0 = \varepsilon_0 \sin \omega t$, називають синусоїдальним змінним струмом, або, коротше, синусоїдальним струмом. Змінний струм будьякої форми можна уявляти як сукупність багатьох накладених один на одного синусоїдальних струмів; таким чином, синусоїдальний струм є простішою формою змінного струму.



Рис. 363. Діаграма синусоїдального струму.

§ 346. Динамомашини. Ми бачили в попередньому параграфі, що, витрачаючи роботу на обертання витків дроту в однорідному магнітному полі, можна дістати (генерувати) електричний струм. Розглянемо схему машини, яка дає постійний струм (рис. 349, стор. 369).

Між виточеними по циліндру наконечниками полюсів сильного магніта (або електромагніта) вміщене залізне осердя циліндричної форми, яке може обертатись навколо своєї осі. На поверхні циліндра розміщений ряд паралельних провідників, ізольованих як один від одного, так і від залізного осердя; задні, на рисунку не зображені, кінці цих провідників сполучені між собою діаметрально. Так, наприклад, задній кінець дроту, який показаний над літерою A і проходить по твірній циліндра спереду назад, з'єднаний з заднім кінцем дроту, показаного під літерою B .

Між полюсними наконечниками утворено сильне магнітне поле. Біля A і B густота силових ліній приблизно стала. Якщо залізне осердя разом з дротами привести в обертання в напрямі стрілок, то дроти біля A і B перетинатимуть силові лінії під прямим кутом; електрорушійна сила індукції в цьому положенні витка дроту максимальна. Потенціал на передніх кінцях проводів правої сторони негативний, а з лівої сторони — позитивний. Передні кінці проводів прилучені до окремих сегментів колектора, який має дві щітки I і II . Таким чином, щітки і прилучені до них проводи також дістають відповідно позитивний або негативний потенціал.

Якщо проводи, прилучені до щіток I і II , сполучити, замкнувши їх через опір зовнішнього кола, то по проводах цих, які утворюють зовнішнє коло, потече струм, зумовлений сталою різницею потенціалів на щітках, тобто струм сталої напруги.

При описаній конструкції були б використані тільки ті проводи, які прилучені до сегментів, що містяться в середині, біля I і II . Щоб використати напругу, яка створюється в інших проводах, *сполучають послідовно всі проводи обмотки якоря* (тоді їх напруги підсумовуються). Таке сполучення проводів маємо в барабанному якорі Г е ф н е р а — А л ь т е н е к а і в кільці Г р а м м а (§ 339).

Кожну машину постійного струму можна перетворити в машину змінного струму. Для цього треба замість колектора, який служить для знімання постійного струму, насадити на вісь якоря так звані *кільця*, сполучені з двома належно вибраними точками обмотки якоря, і знімати з цих кілець струм з допомогою двох щіток (рис. 362).

Сіменс у 1867 р. помітив, що залишковий магнетизм залізних незбуджуваних електромагнітів є достатнім для одержання слабкого індукційного струму в якорі; прилучивши проводи електромагнітів до щіток, які збирають струм якоря, можна використати таким чином слабкий струм для посилення намагнічування електромагнітів.

Посилений магнетизм електромагнітів дає даліше підвищення напруги і величини індукційного струму в якорі, який, проходячи по обмотці електромагнітів, ще більше посилює їх магнітне поле. Це взаємне підвищення напруги магнітного поля і напруги струму швидко досягає границі.

Підвищення зазначеним способом збудження електромагнітів за рахунок витраченої роботи називається динамоелектричним принципом Сіменса. Застосування цього принципу зробило можливим побудування машин для одержання сильних струмів з допомогою індукції. Машини ці дістали назву *динамомашин* або просто *динамо*.

Динамомашини своїм зовнішнім виглядом і внутрішньою будовою подібні до електромоторів.

Кожна динамомашинка може працювати як мотор, а кожний електромотор може бути обернений у динамомашину. Одна машинка є безпосередне обернення другої.

Як і мотори, динамомашинки можуть бути з послідовним збудженням (серієс-динамо) і з паралельним збудженням (шунтові динамо); в першому випадку струм з якоря спочатку проходить по обмотці електромагнітів і потім іде в зовнішнє коло; в другому випадку обмотка електромагнітів і зовнішнє коло прилучаються до щіток, які збирають струм якоря, паралельно. Є й такі динамомашинки, що мають і послідовне, і паралельне вмикання обмотки електромагнітів (компаунд-машинки).

§ 347. Самоіндукція. При зміні величини струму в провіднику змінюється напруженість його магнітного поля. Енергія магнітного поля, яке оточує провідник, зростає в міру збільшення величини струму. На утворення магнітного поля повинна бути витрачена робота. Ця робота витрачається джерелом електричного струму (гальванічним елементом, динамомашинною і т. д.). Тому можна сказати, що *енергія магнітного поля струму виникає за рахунок електричної енергії струму*.

Вмикаючи у замкнене провідне коло джерело електричного струму, можна виявити, що струм у колі не одразу досягає тієї величини, яку він у цьому колі повинен мати за законом Ома. Величина струму збільшується поступово, бо спочатку відбувається наростання магнітного поля струму, або, інакше кажучи, відбувається перетворення електричної енергії в магнітну.

Розмикаючи провідник, по якому йшов струм і навколо якого існувало, таким чином, магнітне поле, можна спостерігати явище *оберненого перетворення магнітної енергії в електричну*: магнітне поле, яке оточувало провідник, по якому йшов струм, при розмиканні струму повинне зникнути, але енергія магнітного поля не може зникнути (це суперечило б законів зберігання енергії); вона збуджує в провіднику електричний струм, тобто перетворюється в електричну енергію.

Поступовість наростання величини струму при вмиканні провідника в коло, де діє електрорушійна сила, яка збуджується якимнебудь джерелом струму, можна пояснити з погляду закону Ома виникненням у момент замикання кола зворотної електрорушійної сили, яка існує, поки відбувається утворення магнітного поля, і яка дає в провіднику струм, на-

прямлений протилежно до струму, що живить коло. При розмиканні кола, коли зникає магнітне поле, в провіднику виникає електрорушійна сила, яка після того, як припинено живлення провідника струмом ззовні, дає в провіднику протягом якогось часу струм того самого напрямку, який мав струм, що живив коло. Очевидно, тут ми маємо справу з одним із випадків електромагнітної індукції. Через те що в даному випадку провідник індуктує струм у самому собі, це явище має назву самоіндукції; індуктований у провіднику струм називають екстраструмом. Екстраструм замикання напрямлений проти струму, який замикається; екстраструм розмикання — одного напрямку з струмом, який розмикається.

Візьмемо катушку з великим числом оборотів дроту і до кінців її прилучимо гальванометр (рис. 364). Пропустимо через цю катушку струм від елемента E . Частина струму пройде через гальванометр і викличе відхилення його стрілки праворуч. Якщо розімкнути коло, яке живить катушку, піднявши ключ K , то виникне екстраструм розмикання, шлях якого показаний на рис. 364 пунктирними стрілками. В катушці екстраструм розмикання має такий же напрям, який мав струм від елемента, але через те що нижня частина кола тепер розімкнена, через гальванометр він пройде в протилежному напрямі і викличе різке відхилення стрілки гальванометра ліворуч. Якщо взяти катушку, що має приблизно 300 витків, і живити її акумулятором, який дає 2 V, то в момент розмикання кола, що живило катушку, вольтметр, прилучений до кінців катушки, відзначає стрибок напруги приблизно до 20 V.

При вимиканні в колі струму великого електромагніта в наслідок появи екстраструму розмикання біля ключа утворюється іскра, іноді ж загоряється вольтова дуга. Розмикати струми у сітці з електромагнітами треба обережно; при швидкому розмиканні електрорушійна сила самоіндукції, яка виникає в обмотці електромагніта, може поспувати ізоляцію дроту обмотки. Щоб уникнути цього, проводять розмикання, вводячи поступово в коло електромагніта опір.

§ 348. Коефіцієнт самоіндукції. Згадаймо, що *напруженість* поля зображають числом силових ліній, які пронизують площинку в 1 см^2 ; число ліній магнітної індукції відрізняється від числа силових ліній множителем μ , який характеризує магнітні властивості середовища.

За законом Біо і Савара напруженість магнітного поля струму в будь-якій заданій точці поля пропорціональна величині струму I . Тому число Φ ліній магнітної індукції, які пронизують площу, обмежену контуром струму, при збільшенні величини струму зростає пропорціонально величині струму (ми маємо тут на увазі поле, утворюване самим струмом, і не беремо до уваги ліній магнітної індукції, які охоплюються контуром розгляданого струму, але утворені якимись іншими розміщеними поруч струмами і магнітами).

При заданій величині струму провідники різної форми і розмірів охоплюються неоднаковим числом ліній магнітної індукції¹⁾. Величину,

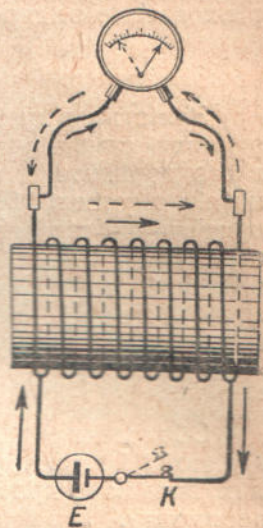


Рис. 364. Дослід Фарадея, який показує самоіндукцію.

¹⁾ Це пояснюється тим, що при обчисленні напруженості поля струму доводиться підсумовувати елементарні сили, визначувані за величиною і напрямом законом Біо і Савара, приклади, розглянуті в § 322 і 323, показують, що на цьому підсумовуванні елементарних сил дуже позначається форма струмопровідного контура. Виток дроту, що його обтікає струм, пов'язаний з більшою магнітною енергією, ніж такої ж довжини ділянка прямолінійного струму.

що характеризує форму і розміри провідника (оскільки розміри і форма провідника впливають на його електромагнітні властивості) і вимірювану потіком магнітної індукції крізь площу, обмежену контуром провідника, при величині струму, рівній одиниці, називають коефіцієнтом самоіндукції або просто самоіндукцією провідника (а також індуктивністю) і позначають літерою L .

Самоіндукція L , як буде показано нижче (§ 351), має розмірність добутку довжини на магнітну проникність. У зв'язку з цим абсолютну одиницю самоіндукції часто називають *сантиметром*. Самоіндукцію в 1 сантиметр має такий провідник, який при проходженні через нього струму в 1 вебер охоплюється 1 лінією магнітної індукції. Якщо самоіндукція L провідника виміряна в сантиметрах, то при величині струму I веберів число ліній магнітної індукції, які охоплюють провідник, дорівнюватиме згідно із сказаним вище:

$$\Phi = LI. \quad (27)$$

Замість сантиметра в електротехніці часто застосовують в 10^9 раз більшу одиницю самоіндукції, яку називають *генрі* (Н). Провідник, самоіндукція якого дорівнює 1 генрі, при величині струму в 1 вебер має в своєму магнітному полі 10^9 ліній індукції. 1 ампер дорівнює $\frac{1}{10}$ вебера; отже, при величині струму в 1 ампер провідник з коефіцієнтом самоіндукції 1 генрі охоплюють 10^8 (тобто сто мільйонів) ліній індукції. Очевидно, що коли величина струму виміряна в амперах, самоіндукція ж провідника виражена в генрі,—число ліній магнітної індукції, пов'язаних з провідником, визначається формулою:

$$\Phi = LI \cdot 10^9. \quad (27a)$$

Обчислення коефіцієнтів самоіндукції L , взагалі кажучи, становить значні труднощі і може бути виконане тільки для небагатьох простіших окремих випадків; проте, завжди можна визначити L безпосередньо з експерименту.

§ 349. Електрорушійна сила самоіндукції. Електрорушійна сила індукції визначається законом Фарадея (§ 344):

$$\varepsilon = - \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів.}$$

Перетворимо цю формулу, скориставшись наведеним у попередньому параграфі виразом для потоку магнітної індукції. Підставивши Φ із (27a) і розглядаючи звичайний випадок, коли коефіцієнт самоіндукції L при замиканні або розмиканні кола (і взагалі при зміні величини струму) залишається незмінним, дістанемо:

$$\varepsilon = -L \frac{dI}{dt} \text{ вольтів.} \quad (28)$$

Тут L виміряно в генрі, а I —в амперах. Знак мінус у цій формулі вказує, що при зростанні величини струму електрорушійна сила самоіндукції напрямлена протилежно до струму, а при зменшенні величини струму (коли $dI < 0$) електрорушійна сила самоіндукції напрямлена в той же бік, як і струм.

У формулі (28) немає числового коефіцієнта, який є в формулі Фарадея; це є наслідком відповідного вибору практичної одиниці самоіндукції; ми бачимо, що 1 генрі являє собою самоіндукцію такого провідника, в якому при швидкості зміни величини струму на 1 ампер за секунду індуктується електрорушійна сила в 1 вольт.

§ 350. Енергія магнітного поля струму. Величина енергії магнітного поля може бути підрахована, якщо відомі напруженість поля в будь якій точці і магнітна проникність. Аналогічно до енергії електричного поля енергія магнітного поля виражається формулою (§ 310):

$$U = \int \frac{\nu H^2}{8\pi} \cdot dv. \quad (29)$$

Зміст цієї формули той, що весь об'єм, в якому є магнітне поле, поділяють на нескінченно малі елементи об'єму і, відповідно до тількищо написаної формули, вважають, що в кожному такому елементі міститься кількість магнітної енергії, пропорційна квадратові напруженості поля в даному елементі об'єму. Енергію всього магнітного поля можна дістати, якщо проінтегрувати її значення для всіх елементів об'єму того простору, в якому маємо поле.

Але що являє собою магнітне поле і за рахунок чого створюється його енергія?

Магнітне поле є одним з невід'ємних виявів електричного струму. Разом з виниканням струму виникає магнітне поле, і воно неминуче знищується при припиненні струму.

Процес трансформації енергії електричного струму в енергію магнітного поля глибоко відмінний від процесів перетворення електричної енергії в інші види енергії. Справді, ми можемо збільшити або зменшити, сповільнити або прискорити перехід енергії електричного струму в теплоту або хемічну енергію, змінюючи опір провідників вибором доволно малого або великого поперечного перерізу, варіюючи їх довжину, вмикаючи в коло електrolіти і т. д.; ми можемо уникнути перетворення електричної енергії в механічну, закріпивши нерухомо всі провідники, що утворюють електричне коло; але ми не можемо запобігти трансформації енергії струму в період його виникання в енергію магнітного поля. Магнітне поле є нерозлучним супутником електричного струму.

Стаціонарному (постійному) струмові відповідає статичний стан магнітного поля. Зміна величини струму неминуче має своїм наслідком зміну напруженості магнітного поля, і навпаки: будь яке порушення статичного стану магнітного поля, пов'язане, наприклад, з переміщенням магнітів, з рухом сторонніх провідників, оточених власним магнітним полем, або із зміною величини струму в цих провідниках, одразу відбивається на величині струму в основному колі. В цій сполученості магнітного поля і струму одного з одним і полягає фізична суть явища електромагнітної індукції і зокрема самоіндукції.

Стальні, або постійні, магніти, які зберігають свої поля ніби незалежно від руху електрики, насправді, як уже говорилося, являють тільки складніший випадок, що підтверджує цей нерозривний зв'язок магнітного поля і руху електрики: їх магнітні поля зумовлені рухом електронів усередині атомів заліза. Ці рухи, зрозуміло, існують і в залізі немагніченому, але лише у випадку намагнічення дають погоджений ефект — дають помітне поле.

Факт нерозривного існування магнітного поля і руху електрики змушує гадати, що енергія магнітного поля являє собою не що інше, як енергію руху електрики, або так звану електрокінетичну енергію.

Коли ми вмикаємо струм у проводі або в системі проводів, то в момент вмикання створюється магнітне поле, воно наростає протягом короткого, проте, цілком вимірного, проміжка часу. Протягом того ж проміжка часу і швидкість руху зарядів у напрямі струму зростає від нуля до тієї швидкості, яка відповідає струмові постійної величини I , тобто стаціонарному струмові, напругу якого ми визначаємо на підставі закону Ома: $V = IR$.

Коли в коло вмикають якийнебудь провідник з опором R , то під дією різниці потенціалів заряди (наприклад, електрони), які містяться всередині провoda, починають рухатись. При цьому утворюється магнітне поле, яке є наочним виявом набутої цими зарядами електрокінетичної енергії. Припустимо, що через t секунд (або часток секунди) струм досяг такого амперажу, коли опір рухові електронів, що його чинить провідник, стає рівним силі, яка діє на них і яка залежить від різниці потенціалів V на кінцях провідника.

Тепер електрони набули запасу електрокінетичної енергії, який уже не змінюватиметься, бо величина струму лишиться сталою. Вся робота, виконувана струмом, тепер цілком перетворюватиметься в джоулеве тепло, кількість якого, що виділяється кожної секунди, пропорціональна потужності струму VI .

До того як настане цей момент, поки магнітне поле і рух зарядів ще не досягли свого стаціонарного стану, робота струму витрачалась: 1) на джоулеве тепло і 2) на збільшення електрокінетичної енергії потоку електронів у проводі, тобто на утворення магнітного поля струму.

Робота струму, яка витрачається на утворення магнітного поля, спрямована на подолання електрорушійної сили самоіндукції \mathcal{E} . Якщо величина струму в даний момент є I , то потужність струму, яка витрачається на подолання електрорушійної сили самоіндукції, буде $\mathcal{E}I$, а робота струму, яка перетворюється за диференціально малий проміжок часу dt в енергію магнітного поля dU , дорівнюватиме $\mathcal{E}I dt$. Скориставшись формулою (28), яка визначає величину електрорушійної сили самоіндукції (помноживши обидві частини цієї формули на $I dt$), знаходимо, що

$$\mathcal{E}I dt = LI dI,$$

отже:

$$dU = LI dI.$$

Запас енергії U магнітного поля струму дорівнює роботі, яка витрачається струмом на подолання електрорушійної сили самоіндукції за весь той проміжок часу, поки величина струму зростає від нуля до якогось стаціонарного значення I . Значить,

$$U = \int_0^I LI dI,$$

звідки

$$U = \frac{LI^2}{2}. \quad (30)$$

Тут, якщо I виражене в амперах, а L у генрі, то енергія буде виражена в джоулях; коли ж I виражене у веберах, а L у сантиметрах, то енергія буде виражена в ергах.

Ця формула є однією з найважливіших формул електродинаміки. Вона рівносильна формулі (29) [коли формула (29) застосовується до обчислення енергії поля вилученого струму]; але порівняно з формулою (29) формула (30) має перевагу простоти. Вираз $\frac{1}{2}LI^2$ є особливо наочним, бо він збігається за формою з виразами $\frac{1}{2}mv^2$ для кінетичної енергії поступного руху і $\frac{1}{2}I\omega^2$ — для кінетичної енергії обертального руху (§ 57).

Величина струму є узагальненою швидкістю руху електрики (§ 319); в самоіндукції виявляється інерція струму; ми можемо тому розглядати

формулу (30) як безпосередню вказівку на єдність магнітної і електрокінетичної енергії.

§ 351. Самоіндукція і енергія електромагніта. Коли провідник має форму компактної катушки, яка пронизується Φ лініями магнітної індукції, то кожна лінія магнітної індукції стільки разів охоплює контур провідника, яке число витків n у катушці. Це рівносильне тому, що контур провідника охоплюється по одному разу $n \cdot \Phi$ лініями магнітної індукції.

Зіставляючи формулу потоку магнітної індукції (коли L виміряно в генрі, а I в амперах)

$$n\Phi = LI \cdot 10^8$$

з формулою Гопкінсона (§ 325)

$$\Phi = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{In}{\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}},$$

знаходимо коефіцієнт самоіндукції електромагніта:

$$L = 4\pi \frac{n^2}{\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}} \cdot 10^{-9} \text{ генрі.} \quad (31)$$

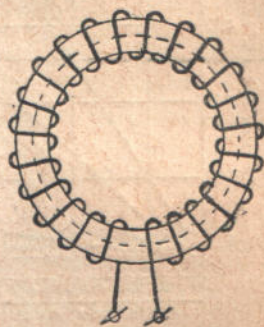


Рис. 365. Тороїд.

Тут довжина l магнітного кола в залізі, довжина l_0 повітряного зазора і поперечні перерізи S і S_0 повинні бути виражені в сантиметрах; μ є магнітна проникність матеріалу осердя (при заданій величині струму), $\mu_0 \approx 1$, n — число витків.

При користуванні цією формулою не слід забувати, що μ залежить від напруженості поля (§ 295 і 328), а тому для різних величин струмів коефіцієнт самоіндукції теж буде різний.

Для електромагніта, полюси якого замкнені залізним якорем, точніше — для тороїда (рис. 365), наведена формула спрощується ($l_0 = 0$):

$$L = 4\pi \frac{\mu n^2 S}{l} \cdot 10^{-9} \text{ генрі.}$$

Ми бачимо звідси, що коефіцієнт самоіндукції справді має розмірність довжини, помноженої на магнітну проникність (§ 348).

Знаючи самоіндукцію електромагніта, ми легко можемо обчислити його енергію за формулою (30):

$$U = \frac{LI^2}{2}.$$

Замінивши в цій формулі добуток LI через потік магнітної індукції Φ із (27) або з (27а), дістанемо:

$$U = n \frac{\Phi I}{2} \text{ ергів (якщо } I \text{ виражене у веберах),} \quad (32)$$

$$U = n \frac{\Phi I}{2} \cdot 10^{-8} \text{ джоулів (якщо } I \text{ виражене в амперах).} \quad (32а)$$

Приклад. Обчислимо енергію магнітного поля залізного тороїда з перерізом $S = 20 \text{ см}^2$ при довжині $125,6 \text{ см}$ і при числі витків $n = 1000$, коли в обмотці проходить струм $I = 1 \text{ А}$. Коефіцієнт проникності при цих умовах прийемо $\mu = 1300$.

Коефіцієнт самоіндукції дорівнюватиме:

$$L = \frac{4\pi \mu n^2 S}{l} = \frac{12,56 \cdot 1300 \cdot 1000^2 \cdot 20}{125,6} = 2,6 \cdot 10^9 \text{ сантиметрам} = 2,6 \text{ генрі.}$$

Енергія електромагніта:

$$U = \frac{LI^2}{2} = \frac{2,6 \cdot 1^2}{2} = 1,3 \text{ джоуля.}$$

§ 352. Електричний струм в умовах надпровідності. Голландський учений Камерлінг-Оннес показав, що при дуже низькій температурі метали зовсім не чинять опору проходженню електричного струму. Питомий опір чистих металів, поступово спадаючи при зниженні температури (рис. 366), раптом поблизу абсолютного нуля, при $2-8^{\circ} \text{ abs}$, зазнає різкого зниження, спадає одразу до такої малої величини, яка практично невимірна (рис. 367). Це дуже цікаве явище має назву надпровідності.

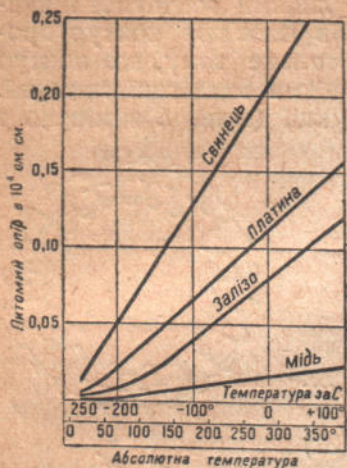


Рис. 366. Температурний хід питомого опору чистих металів.

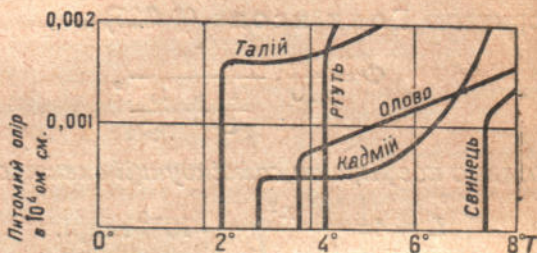


Рис. 367. Температурний хід питомого опору металів поблизу абсолютного нуля (надпровідність).

Надпровідність дозволяє здійснити дослід, в якому наочно виявляється електрокінетична природа магнітної енергії.

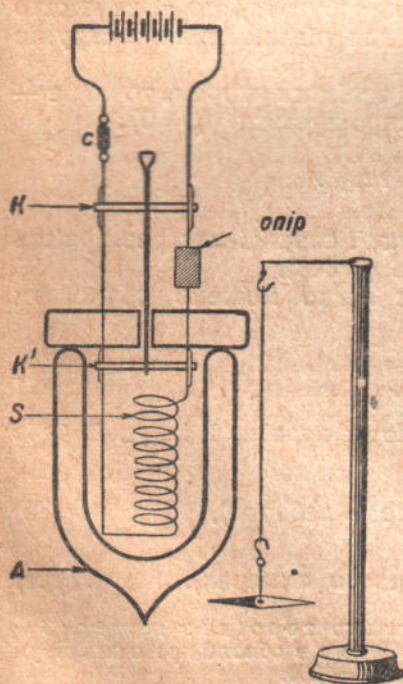


Рис. 368. Дослід з соленоїдом в умовах надпровідності.

Зануримо соленоїд S , який живиться струмом від батареї елементів, у криостат A з рідким гелієм (рис. 368). Якщо повернути контакт $КК'$, який обертають навколо вертикальної осі, в положення, показане на рис. 368, то опір зовнішнього кола батареї зменшиться (паралельне вмикання; § 315), запобіжник перегорить і соленоїд буде замкнений через коло, яке складається з самих тільки надпровідників.

Через те що опір кола в цих умовах дорівнює нулеві, струм не викликати ніякого нагрівання провідників. Магнітне поле соленоїда лишатиметься незмінним. Але магнітне поле є необхідною і достатньою умовою існування струму в проводі. Тому струм триватиме довгий час, зберігаючи свій запас електрокінетичної енергії.

Щоб виявити існування струму в тільки описаній спробі, ми маємо тільки один засіб — спостерігати дію його магнітного поля. Для цього поблизу криостата досить помістити чутливий магнітометр (магнітну стрілку). Відхилення магнітометра триватиме весь час, поки в соленоїді існує струм.

В дослідах, проведених Камерлінг-Оннесом у Лейдені, струм у надпровідниках спостерігали протягом десятків годин;

при цьому не було помічено ніякого відчутного зменшення напруженості магнітного поля.

§ 353. Два головні рівняння електродинаміки. Основними законами електродинаміки є: закон Біо і Савара (§ 321) і закон Фарадея (§ 344).

Умовимося так: число ліній індукції, які „входять“ у замкнутий контур, тобто перетинають замкнутий контур у напрямі ззовні, позначатимемо як число додатне; число ліній індукції, які „виходять“ із замкнутого контура, тобто перетинають замкнутий контур у напрямі з середини, будемо позначати як число від'ємне. Тоді закон Фарадея можна сформулювати так: виражена у вольтах електрорушійна сила, індуктована магнітним полем, дорівнює одній стомільйонній частині алгебричного числа ліній магнітної індукції, які перетинаються контуром за одну секунду. Точніше:

$$\varepsilon = -n \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольтів,}$$

де $d\Phi$ означає алгебричне число ліній магнітної індукції, які перетинаються контуром за час dt , а число n вказує, скільки оборотів робить контур струму навколо ліній індукції, які він охоплює.

Закон Біо і Савара (якщо від диференціального формулювання цього закону перейти до його інтегрального виразу) встановлює, що магніторушійна сила M пропорційна величині струму (§ 324):

$$M = 4\pi nI.$$

Ми покажемо тепер, що цей інтегральний вираз закону Біо і Савара можна представити у формі, аналогічній законові Фарадея.

Величина струму визначається кількістю електрики, яка протікає через поперечний переріз провідника за одиницю часу:

$$I = \frac{de}{dt}.$$

Щоб величина струму була виражена у веберах, de повинне бути виражене в абсолютних електромагнітних одиницях заряду і dt — у секундах. Згадаємо, що за теоремою Гаусса (§ 300) одна електростатична одиниця заряду пов'язана з 4π лініями електричної індукції. Через те що одна електромагнітна одиниця заряду містить c електростатичних одиниць, де c є числове значення швидкості світла, виміряної в сантиметрах за секунду ($c = 3 \cdot 10^{10}$), то число ліній електричної індукції, пов'язаних із зарядом у de електромагнітних одиниць, дорівнює:

$$dN = 4\pi cde.$$

Рухомий заряд несе з собою свої лінії електричної індукції. Будьякий замкнутий контур, що охоплює провідник, по якому протікає струм, буде за час dt перетятий dN лініями електричної індукції. Зіставляючи три наведені вище рівняння, дістаємо формулу для магніторушійної сили:

$$M = n \frac{1}{c} \frac{dN}{dt} \frac{\text{ерг}}{\text{абс. од. магнетизму}}, \quad (33)$$

де c є числове значення швидкості світла, виміряної в сантиметрах за секунду ($c = 3 \cdot 10^{10}$).

Враховуючи, що один вольт становить $\frac{1}{300}$ абсолютної електростатичної одиниці потенціала (§ 303), ми можемо наведену вище формулу для електрорушійної сили написати так:

$$\varepsilon = -n \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} \frac{\text{ерг}}{\text{абс. ел.-ст. од. заряду}}. \quad (34)$$

Два рівняння: рівняння (33), яке виражає в перетвореному вигляді закон Біо і Савара, і рівняння (34), яке виражає закон Фарадея, є основними в електродинаміці; всі інші рівняння електродинаміки можуть бути одержані з них як висновок.

§ 354. Про рівняння Максвелла. Теорія Максвелла, яка створила епоху у фізиці, побудована на сміливому узагальненні тих двох головних рівнянь електродинаміки, про які було сказано в попередньому параграфі.

Щоб дати хоча б найелементарніше уявлення про суть зробленого Максвеллом узагальнення, ми повинні будемо скористатись деякими поняттями векторного аналізу. (Ми встановимо тут ці поняття, але тому що повне розуміння цих понять і пов'язаних з ними рівнянь Максвелла потребує великої математичної підготовки, то ніде в дальших параграфах курсу ми не будемо вважати зміст даного параграфу відомим.)

У векторному аналізі під терміном „поле“ розуміють частину простору, в кожній точці якого якась величина, що цікавить нас, має певне значення. Про величину цю говорять, що вона є функцією точки. Ця величина може бути скаляром або вектором.

Математичний аналіз векторного поля в загальному випадку втриє складніший, ніж математичний аналіз скалярного поля. Скалярне поле визначене однозначно, якщо скаляр заданий як функція точки. В цьому випадку, отже, вичерпний опис поля може бути даний у формі одного рівняння, яке пов'язує скалярну величину з трьома просторовими координатами. Для того щоб однозначно визначити векторне поле, потрібно, крім числового значення вектора, вказати також і його напрям. По суті це зводиться до вимоги, щоб були задані числові значення компонентів (проекцій) вектора для трьох координатних осей; вичерпний опис векторного поля складається, таким чином, з трьох рівнянь, кожне з яких пов'язує числове значення проекції вектора на одну з координатних осей з трьома просторовими координатами довільної точки поля.

Існує, проте, один поширений тип векторних полів, який є винятком із цього загального правила. Уявимо собі, що нам дане абсолютно довільне поле якогось скаляра, наприклад, розподіл температури в нерівномірно нагрітому середовищі, розподіл густини або концентрації і т. д. Назвемо *градієнтом вектор, напрямлений у кожній точці поля в сторону найбільшого зростання скаляра і рівний величиною приростові, якого зазнає скаляр при переміщенні в цьому напрямі на одиницю віддалі.*

Вектор A , що є градієнтом скаляра φ , позначають символом $\text{grad } \varphi$ (скорочення від слова gradient):

$$A = \text{grad } \varphi.$$

Для кожної точки скалярного поля ми можемо побудувати вектор-градієнт A . Ми дістанемо, таким чином, векторне поле. Воно є простішим з усіх можливих векторних полів, бо може бути вичерпно описане, як це впливає із способу його побудови, одним тільки рівнянням, що пов'язує скаляр з координатами точки. Про значення цього типу векторних полів можна судити вже тільки з того, що до нього належать: поле гравітаційне, електростатичне і магнітостатичне. Ми об'єднуємо їх загальною назвою потенціальних полів, розуміючи під назвою потенціала той скаляр, градієнтом якого є досліджуваний вектор A — вектор напруженості поля.

Можна довести, що електростатичне поле, викликане якою завгодно сукупністю електричних зарядів e_1, e_2, \dots, e_n , як завгодно розміщених, в якому завгодно неоднорідному діелектричному середовищі, завжди є полем потенціальним, при чому потенціалом поля, тобто тим

скаляром, відносно якого електричний вектор E відіграє роль градієнта (взятого з супротивним знаком, тобто напрямленого в сторону спадання, а не зростання потенціала), є *робота* V , яку треба витратити, щоб привести з нескінченності в задану точку одиницю позитивної електрики.

$$E = -\text{grad } V.$$

В електростатичному полі не може бути замкнених силових ліній. Лінії електричної індукції починаються на позитивних зарядах і закінчуються на негативних зарядах. Число ліній електричної індукції визначається теоремою Гаусса (§ 300):

$$N = 4\pi (e_1 + e_2 + e_3 + \dots),$$

і аналогічно число ліній магнітної індукції в магнітостатичному полі

$$\Phi = 4\pi (m_1 + m_2 + m_3 + \dots).$$

Виділимо мислено всередині поля навколо якоїсь точки нескінченно малий об'єм dv . Нехай у ньому міститься алгебрична кількість електрики de . Відношення $\frac{de}{dv}$ являє собою алгебричну густину електричного заряду в даній точці поля; позначимо цю густину електричного заряду через ρ .

Через поверхню, яка обмежує виділений нами нескінченно малий об'єм dv , виходить назовні тим більше ліній електричної індукції, чим більша густина заряду. Число їх за теоремою Гаусса дорівнює

$$dN = 4\pi de.$$

Відношення алгебричного числа ліній індукції, які виходять¹⁾ з нескінченно малого об'єму dv , до величини цього об'єму dv називають *розходженням* вектора електричної індукції ϵE ; поряд з цією назвою часто (а в скороченому позначенні — завжди) вживають другої назви тієї ж величини — *дивергенція* (divergenz); скорочено пишуть div .

Якщо ми поділимо попереднє рівняння на dv , то в лівій частині матимемо розходження електричної індукції ($\text{div } \epsilon E$), а в правій частині — густину електричного заряду ρ , помножену на 4π :

$$\text{div } \epsilon E = 4\pi\rho. \quad (35)$$

Так зване „магнітостатичне“ поле, тобто поле, утворене нерухомими один відносно одного магнітами, насправді являє собою поле елементарних (внутрішньомолекулярних) струмів. *Лінії магнітної індукції завжди є замкненими*: вони ніде „не починаються“ і „не закінчуються“. Це означає, що не існує магнітних зарядів, подібних до електричних зарядів, на яких починаються або закінчуються лінії електричної індукції. В цьому розумінні говорять, що не існує вільного магнетизму. Якщо ми виділимо в полі якийсь об'єм (однаково — великий чи нескінченно малий), то в цьому об'ємі завжди буде рівна кількість позитивних і негативних „магнітних мас“, отже, їх алгебрична сума дорівнюватиме нулеві. Ту саму думку можна висловити так: *алгебрична густина магнетизму в будь-якій точці поля дорівнює нулеві*. В якій би ділянці поля ми не виділили об'єм dv (хоча б і всередині магніта), через поверхню, що обмежує цей об'єм, виходитиме назовні завжди таке саме число ліній магнітної індукції, яке входить усередину, бо вони тільки перетинають

¹⁾ Лінії індукції, які входять усередину, вважаються негативними; їх число слід відняти від числа ліній, які виходять; очевидно, що алгебричне число ліній індукції, які виходять, якщо це число додатне, вказує, скільки ліній починається всередині об'єму; коли ж воно від'ємне, то воно вказує, скільки ліній закінчується всередині об'єму.

цей об'єм, але не починаються в ньому і не закінчуються в ньому. Отже, відмінно від рівняння (35), застосовуючи уявлення про розходження вектора магнітної індукції μH , ми дістанемо:

$$\operatorname{div} \mu H = 0. \quad (36)$$

З погляду математичного аналізу електростатичне поле споріднене з полем тяжіння. Це, проте, тільки зовнішня суто математична подібність. По суті вона обмежується аналогією, яка існує між законом тяжіння Ньютона і законом Кулона.

Відмінно від поля тяжіння в електростатичному полі ми маємо, поперше, не тільки сили притягання, а й відштовхні сили. Подруге, в електростатичному полі нам доводиться мати на увазі вплив середовища, яке у випадку гравітаційного поля ролі не відіграє (закон тяжіння Ньютона не містить коефіцієнта, аналогічного діелектричній сталій, яка входить у формулу Кулона). Потрете, в електростатиці ми маємо справу із своєрідною деформацією поля, що викликається присутністю провідників.

Всяка аналогія між електричним і гравітаційним полем зникає, коли ми звертаємось до порівнювання поля зарядів, які рухаються один відносно одного, з полем тяжіння рухомих мас.

Рух гравітаційних мас нічим не порушує звичайної картини гравітаційного поля; закон всесвітнього тяжіння — універсальний і єдиний; гравітаційне поле завжди при як завгодно швидкому русі мас лишається таким „однозначно-потенціальним“ полем, як і поле, утворене взаємно нерухомими масами.

Протилежно до нього поле електричних сил різко змінюється, коли заряди, що утворюють його, набувають відносного руху. Тоді порядок електростатичною взаємодією зарядів виникають електрокінетичні сили, і поле в цілому втрачає характер „однозначно-потенціального“ поля. Поряд з цією трансформацією, яка зводиться до *утворення замкнених електросилових ліній*, всередині електродинамічного поля виникають магнітні силові лінії. Вони замкненими кільцями охоплюють лінії електричного струму.

В теорії Максвелла під назвою електричного струму об'єднані чотири групи електродинамічних явищ, еквівалентних одне одному з погляду виникнення магнітного поля. Сюди належить насамперед звичайний струм провідності, тобто рух електричних зарядів усередині провідника. Другу форму струму, відкрити (вірніше, теоретично передбачену) Максвеллом, становить так званий струм зміщення, який буває тоді, коли у вакуумі або в діелектрику змінюється напруженість електричного поля. В діелектрику струм зміщення являє собою імпульс поляризації середовища, який поширюється і орієнтує елементарні диполі в напрямі силових ліній. Ми не маємо, проте, якоїнебудь конкретної картини струму зміщення у вакуумі.

Згідно з теорією Максвелла *електричний струм завжди утворює замкнені лінії*; в тих випадках, коли струм провідності не дає замкненої лінії (прикладом може бути зарядження конденсатора), *струм зміщення замикає лінію струму*.

Третьою формою електричного струму є конвекційний струм. Під цією назвою ми розуміємо рух електричних зарядів, пов'язаний з переміщенням наелектризованого тіла, а також рух потоків вільних електронів або іонів у пустоті або в розрідженому діелектричному середовищі (катодне і анодне проміння; розділ XIV). Четверта форма електричного струму — струм Рентгена — спостерігається під час руху електрично нейтрального, але поляризованого діелектрика.

Будьякий вид струму має дві сторони: поперше, переміщення або зміщення зарядів абож, у випадку струму зміщення у вакуумі, якісь не-

відомі нам явища в ефірі, фізично еквівалентні зміщенню зарядів, і, по-друге, існування магнітного поля, замкнені лінії якого охоплюють лінію струму. Оскільки є рух зарядів, то, очевидно, є також рух пов'язаних з ними (що виходять з них) ліній електричної індукції. Ставши на ґрунт уявлень, що їх розвинув Фарадей, ми повинні уявляти собі лінії електричної індукції як позначення якогось реального натягу середовища. Рух ліній електричної індукції, один кінець яких ковзає по поверхні провідника, де переміщаються заряди, виявляється у збудженні магнітного поля. Яканебудь зміна, що відбулася в магнітному полі, вказує на змінений характер руху ліній електричної індукції.

З цього погляду, що фіксує нашу увагу на явищах, які відбуваються в середовищі (в усьому просторі, а не тільки в провіднику), *струм є всюди, де є рух ліній електричної індукції.*

З попередніх параграфів бачимо, що головними законами електродинаміки, з яких усі рівняння електродинаміки можна дістати як висновок, є закон Фарадея і (в ґеретвореній формі) закон Біо і Савара:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}, \\ M &= \frac{1}{c} \frac{dN}{dt}.\end{aligned}$$

Тут ε означає електрорушійну силу. *Електрорушійна сила вимірюється роботою, яку здатні виконати електричні сили поля, що діють на одиницю позитивного заряду, коли цей заряд ми обводимо по якомусь замкнутому контуру навколо пучка Φ ліній магнітної індукції.* Аналогічно магніторушійна сила M вимірюється роботою, яку здатні виконати магнітні сили поля, коли одиницю позитивного магнетизму ми обводимо по якомусь замкнутому контуру навколо N ліній електричної індукції.

Уявимо собі, що навколо якоїсь точки електромагнітного поля проведено по поверхні сфери багато нескінченно малих замкнутих контурів, розміщених у різних площинах. З усіх цих контурів виберемо один, а саме той, по якому електрорушійна сила є найбільшою. Через те що довжина контура є нескінченно мала, то і електрорушійна сила по цьому контуру буде нескінченно мала; позначимо її через $\Delta\varepsilon$; число ліній магнітної індукції, які пронизують цей контур, позначимо через $\Delta\Phi$. Застосуємо до цього контура рівняння, яке формулює закон Фарадея, поділивши обидві частини цього рівняння на площу ΔS , обмежену контуром:

$$\left[\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left[\frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0}.$$

Згадаємо, що густина ліній магнітної індукції $\frac{\Delta\Phi}{\Delta S}$ зображає величину вектора магнітної індукції B :

$$\left[\frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = B = \mu H.$$

Отже, в правій частині написаного вище рівняння ми маємо похідну від вектора B по часу (для позначення цієї похідної звичайно користуються символами d , а не d). Звернемось тепер до лівої частини рівняння.

Границя, до якої прямує відношення електро- або магніторушійної сили елементарного контура, який стягується навколо точки, до площі,

обмеженої цим контуром, називають **вихорем**, або, інакше, **ротором** електричної (або магнітної) сили. При цьому мають на увазі контур, розміщений у тій площині, для якої зазначена границя є найбільшою. Ротор розглядають як вектор, напрямлений по перпендикуляру до площі контура так, щоб, дивлячись у напрямі цього вектора, ми бачили, що напрям електро- або магніторушійної сили збігається з рухом стрілки годинника. Скорочуючи слово „rotor“, у рівняннях пишуть перші три літери цього слова ($\text{rot } E$). Нерідко ту саму величину називають керл ($\text{curl } E$).

Використовуючи уявлення про ротор електричної сили, ми бачимо, що наведене вище рівняння можна записати так:

$$\text{rot } E = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (37)$$

Виходячи з виразу для магніторушійної сили M , будемо міркувати аналогічно до попереднього. З безлічі нескінченно малих контурів, проведених по поверхні сфери навколо тієї самої розгляданої точки поля, виберемо той контур, для якого границя відношення магніторушійної сили ΔM до площі контура ΔS при $\Delta S \rightarrow 0$ є найбільшою. Границя цього відношення являтиме собою ротор магнітної сили ($\text{rot } H$). Напишемо для зазначеного нескінченно малого контура рівняння магніторушійної сили, поділене на площу ΔS , обмежену контуром:

$$\left[\frac{\Delta M}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left[\frac{\Delta N}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0}.$$

Густина ліній електричної індукції зображається вектором електричної індукції D :

$$\left[\frac{\Delta N}{\Delta S} \right]_{\Delta S \rightarrow 0} = D = \epsilon E.$$

Тому

$$\text{rot } H = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (38)$$

Рівняння (35), (36), (37) і (38) являють систему Максвеллових рівнянь¹⁾:

$$\text{div } \epsilon E = 4\pi\rho, \quad (35)$$

$$\text{div } \mu H = 0, \quad (36)$$

$$\text{rot } E = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (37)$$

$$\text{rot } H = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (38)$$

З усього сказаного вище ми бачимо: основна ідея узагальнення, зробленого Максвеллом, полягала в тому, що головні макрофізичні закони електродинаміки, встановлені для скінченних контурів струму в провідниках і для скінченних магнітних кіл, він визнав справедливими

¹⁾ Рівняння (37) і (38) є векторні рівняння. Кожне з них рівносильне трьом скалярним рівнянням, написаним для проекції векторів $\text{rot } E$ і $\text{rot } H$ на осі координат.

В зазначеному вигляді система Максвеллових рівнянь може бути застосована для будь-якої точки поля, де не відбувається віддавання електромагнітної енергії у формі тепла. Для поля всередині провідників, де виділяється джоулеве тепло, застосовуючи ту саму систему рівнянь, треба до правої частини рівняння (38) приєднати член $\frac{4\pi}{c} \sigma E$, де σ — питома провідність.

для будьякої окремо взятої ділянки поля і при цьому для якої завгодно малої ділянки поля.

Рівняння (35) і (36) являють собою перетворені закони Кулона (з урахуванням, що немає „вільного“ магнетизму), при чому це перетворення проведене так, що закони Кулона набули змісту для будьякої окремо взятої нескінченно малої ділянки поля (для „точки“ поля). Рівняння (37) є перетвореним законом Фарадея; щоб зробити цей закон застосовним до будьякої окремо взятої точки поля, величину, пов'язану з електрорушійною силою, тут виражено у вигляді ротора (границя відношення електрорушійної сили по контуру, який стягується навколо точки до нескінченно меншаючої площі, обмеженої цим контуром). Рівняння (38) являє собою аналогічне перетворення виразу для магнітної сили, який дістаємо із закону Біо і Савара.

§ 355. **Робота генератора електричної енергії на навантаження.** Одержання електричної енергії за рахунок виконуваної роботи є одним з найважливіших завдань електротехніки. Розв'язання його в принципі було дане Фарадеєм, який сформулював закон електромагнітної індукції, що лежить в основі конструкції всіх потужних генераторів електричної енергії (§ 345).

Всякий генератор електроенергії, що базується на принципі електромагнітної індукції, є, власне, генератором змінного струму. Навіть динамо постійного струму являють собою, як ми бачили (§ 346), ті самі генератори змінного струму, тільки з пристроєм (колектором) для дальшого „випрямлення“ струму.

Проте, в цьому перетворенні зовсім немає безумовної необхідності; ми побачимо далі, що саме змінний електричний струм має надзвичайно істотні переваги.

Уявимо собі генератор (постійного або змінного струму), який працює на „навантажний“ опір R .

Ми бачили, що всякий генератор¹⁾ по суті являє собою систему провідників, що рухаються в магнітному полі. Ці провідники, природно, мають певний опір. Назвемо сумарний їх опір „внутрішнім опором генератора“ R_i . Якщо електрорушійна сила генератора дорівнює \mathcal{E} , то величина струму, що його віддає генератор, визначатиметься за законом Ома:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_i}.$$

Потужність, що її віддає генератор на зовнішній опір, корисна потужність, дорівнює:

$$W = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2}{(R_i + R)^2} R.$$

При якому ж співвідношенні між R і R_i , тобто при якому навантаженні, наш генератор віддасть на зовнішньому опорі найбільшу потужність? Для відповіді нам треба знайти максимум виразу W . Поділимо чисельник і знаменник виразу W на R_i^2 :

$$W = \frac{\mathcal{E}^2}{R_i} \left[\frac{\frac{R}{R_i}}{\left(\frac{R}{R_i} + 1\right)^2} \right]. \quad (39)$$

¹⁾ Закономірності, про які йтиме мова, стосуються, взагалі кажучи, всякого генератора електроенергії, який має внутрішній опір, чи то буде акумулятор, чи динамомашинна, чи електронна лампа і т. д.

Через те що електрорушійна сила і внутрішній опір генератора ~~стає~~ максимум W відповідатиме максимумові виразу, взятого в квадратні дужки. На рис. 369 показано залежність цього виразу від відношення $\frac{R}{R_i}$. Ми бачимо,

що воно досягає найбільшої величини, коли $\frac{R}{R_i} = 1$. Отже, потужність яку віддає генератор, буде найбільшою тоді, коли опір навантаження дорівнює внутрішньому опорів генератора. Проте, такий режим генератора, вигідний з погляду величини потужності, що її віддає генератор, надзвичайно не вигідний економічно. Справді, якщо опір навантаження дорівнює внутрішньому опорів генератора, то на внутрішньому опорів генератор витрачає таку саму потужність, яку він віддає споживачеві. Для нас же бажано по зможі зменшити непродуктивну витрату енергії.

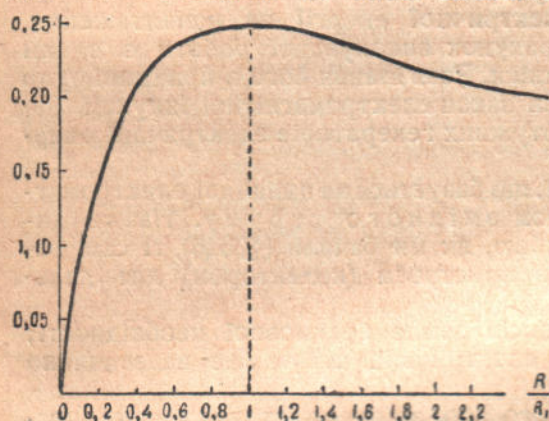


Рис. 369.

Назвемо коефіцієнтом корисної дії генератора відношення корисної потужності до повної потужності, що її розвиває генератор:

$$\eta = \frac{W_{\text{корисн}}}{W_{\text{повн}}},$$

але

$$W_{\text{корисн}} = I^2 R;$$

$$W_{\text{повн}} = I^2 (R + R_i).$$

Тому

$$\eta = \frac{R}{R_i + R}. \quad (40)$$

При $R = R_i$ к. к. д. становить лише 50%.

Звичайно для підвищення коефіцієнта корисної дії дають генераторів (на шкоду потужності) навантаження, яке значно перевищує його внутрішній опір.

До цього часу ми не зважали на проводи, які сполучають генератор електроенергії з навантажним опором. Ці проводи, проте, мають певний опір; при великій довжині струмопровідної лінії втрати в ній можуть значно знизити загальний коефіцієнт корисної дії установки. Якщо опір лінії дорівнює R_L і струм, який протікає в ній, дорівнює I , то потужність, що втрачається в лінії, становитиме $I^2 R_L$.

Постає завдання зменшити ці втрати, що є особливо відчутними при передаванні великих потужностей. Тут можна йти двома шляхами: 1) зменшуючи опір лінії, тобто збільшуючи переріз проводів; проте, це не вигідно економічно; 2) зменшуючи величину струму в лінії. При цьому нам доведеться, звичайно, для одержання тієї ж потужності відповідно збільшити електрорушійну силу генератора. Так, зменшивши струм у лінії в 10 раз, ми зменшуємо втрати в 100 раз; при цьому потрібна електрорушійна сила генератора зростає в 10 раз. Це і є причиною тієї тенденції до підвищення робочої напруги, яка спостерігається в техніці передачі електроенергії в міру збільшення віддалей передачі.

Проте, при користуванні постійним струмом границя досягається дуже швидко; з одного боку, для масового споживача електроенергії (освітлення, дрібні мотори) підвищення робочої напруги вище 220 V неприпустиме з міркувань безпеки; з другого боку, конструювання генераторів постійного струму на великі напруги становить значні труднощі.

Ключем до розв'язання завдання є застосування змінного струму; в цьому випадку напруга може бути змінена як в сторону підвищення, так і в сторону зниження з допомогою трансформатора. При застосуванні змінного струму ми відносно вільні у виборі робочих напруг: генератора, лінії і споживача електроенергії. Тому завдання передавання електричної енергії на віддаль було остаточно розв'язане тільки з запровадженням у практику змінного струму. З цього моменту і починається бурхливий розвиток електротехніки.

Сучасна електротехніка більшою своєю частиною є технікою змінних струмів; цим визначається те надзвичайно велике значення, яке має для електротехніки вчення про змінні струми.

§ 356. Синусоїдальний змінний струм. Завданням „техніки змінного струму“ є одержання і використання струмів та напруг, які змінюються періодично з певною частотою. Можливі закономірності періодичної зміни можуть бути дуже різноманітні. На рис. 370 графічно показані приклади деяких можливих закономірностей; при цьому період струму T (тривалість повного циклу зміни величини струму) в усіх випадках однаковий.

Тепер формою змінного струму, яка переважно застосовується, є синусоїдальний струм (§ 345), величина якого з часом змінюється за законом

$$I = I_0 \sin 2\pi \frac{t}{T} = I_0 \sin \omega t, \quad (41)$$

де T — період зміни струму, ω — кутова частота.

Вибір такої закономірності може на перший погляд здатись штучним; проте, можна показати, що синусоїдальна залежність є найпростішою з усіх періодичних закономірностей. Як довів Фуур'є, всяка періодична величина, що змінюється несинусоїдально, може бути представлена як сума нескінченного

ряду синусоїдальних величин, періоди яких будуть $T, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \dots$. Для прикладу на рис. 371 дано розклад періодичного струму прямокутної форми на складові синусоїдальні струми. Не зважаючи на те, що число складових узято тільки 3, сума складових уже до певної міри наближається до прямокутної форми; взявши нескінченне число складових, ми дістали б точний збіг.

Через те що частота ν являє собою *число періодів на секунду*, тривалість одного періоду дорівнює

$$T = \frac{1}{\nu}.$$

Як уже було згадано (§ 345), в Європі і в СРСР звичайно застосовують струм з частотою 50 періодів на секунду, або, як кажуть інакше, 50 герців. В Америці стандартом частоти є 60 герців. Відповідна тривалість періоду в тому і другому випадку становить 0,02 сек і 0,0167 сек.

Інтенсивність змінного струму можна характеризувати найбільшим значенням, якого досягає величина струму протягом періоду. Цю вели-

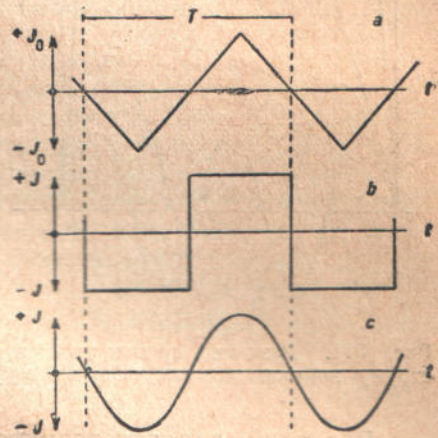


Рис. 370. Приклади струмів, що періодично змінюються (с — синусоїдальний струм).

чину називають звичайно „амплітудним значенням“ величини струму; якщо мова йде про напругу, то говорять про амплітудне значення напруги. В багатьох випадках ці величини є дуже важливими. Так, наприклад, при розрахунку ізоляції якогонебудь електричного апарата доводиться зважати саме на амплітудні значення напруг, які діють у ньому, бо в разі міні „пробою“ найнебезпечнішими є саме моменти максимуму напруги.

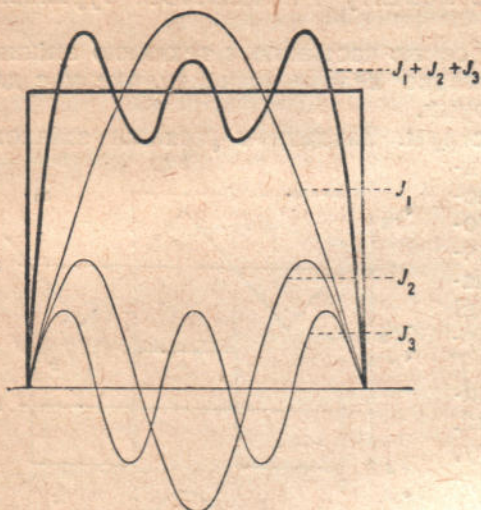


Рис. 371. Розклад прямокутної кривої струму на складові синусоїдальні струми.

Проте, з погляду енергетичних дій змінного струму, як побачимо нижче, виявляється, що зручніше характеризувати інтенсивність струму інакше.

§ 357. Ефективні значення напруги і величини струму. Розглянемо один з можливих випадків застосування змінного струму: застосування його для нагрівання (лампи розжарювання, електричні печі та інші електричні нагрівні прилади). В цьому випадку в коло змінного струму вмикається опір R , де і виділяється у формі тепла потужність, що її віддає генератор.

У кожен дану мить електрична потужність, що витрачається на опір, пропорційна квадратові величини струму, який тече в даний момент у провіднику:

$$W = I^2 R.$$

В нашому випадку величина струму I безперервно змінюється; проте, протягом дуже малого проміжку часу dt ми можемо вважати її сталою. Ми можемо написати для кількості енергії, витраченої за час dt , вираз:

$$dA = I^2 R dt.$$

Якщо ми хочемо дістати енергію, витрачену протягом усього періоду, ми повинні підсумувати цей вираз по всій тривалості періоду. Ця сума виражається інтегралом:

$$A = \int_0^T I^2 R dt = I_0^2 R \int_0^T \sin^2 2\pi \frac{t}{T} dt = \frac{I_0^2}{2} \cdot T \cdot R.$$

Таким чином, потужність, яку витрачає змінний струм на опори, становитиме:

$$W = \frac{I_0^2}{2} R. \quad (42)$$

Легко бачити, що ми можемо в цьому випадку скористатись звичайною формулою, яку ми застосовували при обчисленні потужності постійного струму, тобто $I^2 R$, коли як „величину струму“ I візьмемо:

$$I_{\text{еф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}.$$

Цю величину називають ефективною величиною змінного струму. Очевидно, що потужність:

$$W = I_{\text{еф}}^2 R.$$

Аналогічно ефективною напругою називають:

$$V_{\text{эф}} = \frac{V_0}{\sqrt{2}}. \quad (42a)$$

Енергія магнітного поля, спричинюваного струмом, пропорціональна квадратові величини струму. Повторивши тільки що наведені міркування, ми могли б переконатися, що для характеристики енергії магнітного поля знову таки потрібне введення поняття ефективної напруги і ефективного значення величини струму¹⁾.

Через те що енергетичні співвідношення для нас є найважливішими, звичайно в практиці величину змінного струму і його напругу характеризують саме ефективними (а не амплітудними) значеннями. Так, наприклад, „120 вольтів“ звичайної освітлювальної сітки змінного струму є саме ефективною напругою; відповідне амплітудне значення, тобто найбільше значення, якого досягає напруга в сітці, становить 170 V.

§ 358. Опір електричного кола змінному струмові. Проходження змінного струму через конденсатор. Для постійного струму основною величиною, яка визначає властивості електричного кола, є її активний (омічний) опір. Складнішою буде справа при змінному струмі, де велику роль відіграють самоіндукція і ємність окремих елементів кола.

Генератор змінного струму, який працює на електричне коло, повинен перемагати не тільки спадання напруги на активному опорі, а й електроорушійні сили, що виникають на ввімкнених у коло індуктивних катушках і конденсаторах. Ці електроорушійні сили не лишаються незмінними при зміні частоти змінного струму, тому *те*, що ми будемо називати опором електричного кола змінному струмові, істотно залежить від ємності, самоіндукції, активного (омічного) опору кола і від частоти генератора, який живить коло. Таким чином, постає задача: за електричними даними кола і прикладеною до нього електроорушійною силою визначити величину змінного струму, який протікає в колі.

Для простішого випадку кола, яке складається тільки з активного (омічного) опору, питання розв'язується простим застосуванням закону Ома. Нехай до опору R прикладена електроорушійна сила \mathcal{E} , що синусоїдально змінюється, з амплітудою \mathcal{E}_0 . Тоді в будьякий момент за законом Ома:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}.$$

Можна перейти до ефективних значень електроорушійної сили і струму, якщо обидві частини рівності поділити на $\sqrt{2}$. Ми переконуємося, таким чином, що у випадку активного опору лишається справедливим закон Ома: ефективне значення змінного струму, який протікає через опір, дорівнює ефективному значенню прикладеної електроорушійної сили, поділеному на величину опору. При цьому треба відзначити, що максимальне значення струму (амплітудне значення) настає тоді, коли досягла амплітудного значення електроорушійна сила; крива зміни струму точно йде (рис. 372) за кривою зміни електроорушійної сили. Струм і напруга на активному опорі перебувають, як кажуть, в одній фазі.

¹⁾ Через недбайливе ставлення до термінології часто ефективне значення величини змінного струму або напруги називають просто величиною змінного струму або просто напругою. Можна часто зустріти в літературі вислів, подібний до такого: „величина змінного струму лишається сталою“. Цей вислів треба розуміти так: ефективне значення величини змінного струму лишається сталим.

Уявимо собі тепер (рис. 373) змінну електрорушійну силу прикладеною до обкладок конденсатора. Електричне коло складається в цьому випадку тільки з ємності C . Конденсатор не являє собою розриву в колі змінного струму; в діелектрику конденсатора коло замикають струми зміщення.

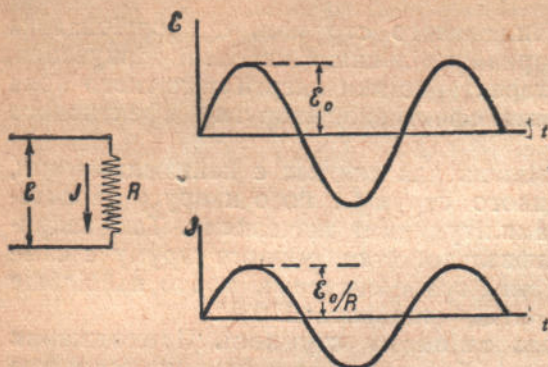


Рис. 372. Проходження змінного струму через активний опір.

на de . Величина струму в провідниках, які підводять заряди до конденсатора, дорівнює:

$$I = \frac{de}{dt} = C\varepsilon_0 \omega \cos \omega t$$

або, що є те саме:

$$I = C\varepsilon_0 \omega \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right).$$

Ми бачимо, що амплітуда струму і електрорушійної сили, а, отже, і їх ефективні значення пов'язані співвідношенням:

$$I = \omega C \varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_0}{\left(\frac{1}{\omega C} \right)}. \quad (43)$$

Ця залежність подібна до закону Ома; роль опору відіграє тут величина

$$\frac{1}{\omega C};$$

назвемо цю величину опором конденсатора змінному струмові. Очевидно, що при збільшенні ω , тобто при збільшенні частоти, опір конденсатора змінному струмові спадає.

Подивимось тепер, як змінюється протягом періоду енергія конденсатора. При зарядженні конденсатор споживає енергію, при розрядженні він віддає її назад у коло. В будьякий момент потужність дорівнює

$$I \cdot \varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t \cdot \varepsilon_0 \omega C \cos \omega t = \frac{\varepsilon_0^2}{2} \omega C \sin 2 \omega t.$$

Спробуємо знайти закон зміни струму, що протікає через конденсатор, якщо прикладена до нього змінна електрорушійна сила синусоїдальна:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t.$$

Ми знаємо, що заряд конденсатора e в будьякий момент дорівнює добутку ємності конденсатора C на різницю потенціалів його обкладок $V_2 - V_1 = \varepsilon$:

$$e = C\varepsilon = C\varepsilon_0 \sin \omega t.$$

Нехай за нескінченно малий проміжок часу dt заряд змінюється

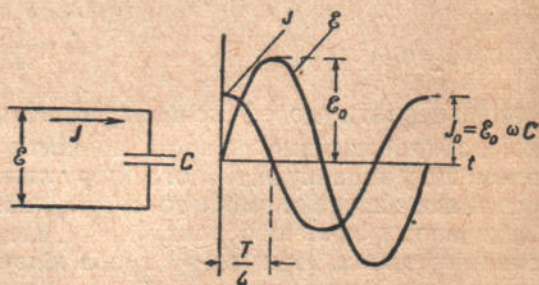


Рис. 373. Проходження змінного струму через ємність.

На рис. 374 дано графік зміни енергії. Ми бачимо, що при зарядженні конденсатора потужність позитивна, генератор витрачає її на утворення електричного поля; при розрядженні потужність негативна, конденсатор віддає енергію за рахунок розпаду електричного поля.

Через те що протягом одного періоду конденсатор віддає назад енергії точно стільки ж, скільки він одержав, то потужність, яку споживає конденсатор, в середньому дорівнює нулеві.

Як легко бачити з наведених вище виразів для електрорушійної сили і величини струму, максимум величини струму не збігається в часі з максимумом напруги (рис. 373). *Максимум струму настає на чверть періоду раніше, ніж максимум напруги*; струм, який проходить через ємність, як кажуть, випереджає напругу на чверть періоду.

Приклад. Нехай ємність кола $C = 1 \mu\text{F}$ (одна мікрофарада); електрорушійна сила (амплітуда її) $\mathcal{E}_0 = 150$ вольтам. При частоті 50 герців, коли, отже, $\omega = 100\pi$, ми матимемо струм, величина якого (амплітуда величини) визначиться із співвідношення:

$$I_0 = \omega C \mathcal{E}_0 = 100 \cdot \pi \cdot 10^{-6} \cdot 150 = 0,05 \text{ ампера.}$$

Отже, одна мікрофарада при струмі в 50 періодів на секунду еквівалентна:

$$R = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{100 \cdot \pi \cdot 10^{-6}} = 3200 \text{ ом.}$$

Так само $10 \mu\text{F}$ еквівалентні 320Ω . (Коли б у наведеному прикладі \mathcal{E}_0 означало ефективне значення електрорушійної сили, то одержана величина I_0 означала б ефективне значення величини струму.)

§ 359. Проходження змінного струму через індуктивну катушку. Припустимо тепер, що синусоїдальна електрорушійна сила прикладена до катушки (наприклад, до катушки електромагніта), яка має сталу самоіндукцію L . Через катушку протікатиме синусоїдальний струм:

$$I = I_0 \sin \omega t.$$

При цьому в катушці ми дістанемо протиелектрорушійну силу, пропорційну швидкості зміни струму і коефіцієнтові самоіндукції катушки:

$$\mathcal{E}_L = -L \frac{di}{dt} = -LI_0 \omega \cos \omega t.$$

Прикладена до катушки електрорушійна сила повинна в будьякий момент зрівноважувати протиелектрорушійну силу катушки, тобто вона повинна чисельно їй дорівнювати і бути протилежною за знаком:

$$\mathcal{E} = LI_0 \omega \cos \omega t = \mathcal{E}_0 \cos \omega t.$$

Ми бачимо звідси, що між амплітудою струму і амплітудою напруги існує таке співвідношення:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{L\omega}. \tag{44}$$

Це співвідношення справедливе, звичайно, і для ефективних значень. Тут роль опору катушки змінному струмові відіграє величина ωL — *індуктивний опір катушки*. Як легко бачити, в цьому випадку вже не струм випереджає напругу, як було для випадку конденсатора, а, навпаки, напруга випереджає струм на чверть періоду (рис. 375).

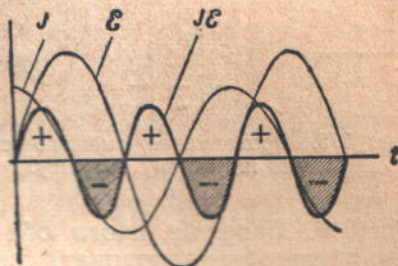


Рис. 374. Діаграма потужності для чисто ємнісного навантаження.

Подібно до попереднього, середня потужність, яка споживається катушкою, дорівнює нулеві. Енергія, витрачувана при зростанні струму на утворення магнітного поля катушки, знову віддається при розпаді магнітного поля.

Приклад. Нехай самоіндукція кола $L = 1$ генрі; амплітуда електрорушійної сили $\mathcal{E}_0 = 150$ вольтам. При звичайному в техніці періоді $T = \frac{1}{50}$ сек, тобто $\omega = 100\pi$, ми дістанемо струм, амплітуда величини якого визначається співвідношенням:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega L} = \frac{150}{100\pi} = 0,48 \text{ А.}$$

Ми бачимо, що 1 генрі при струмі в 50 періодів на секунду еквівалентний:

$$R = \omega L = 100\pi = 314 \Omega.$$

Так само 10 генрі еквівалентні 3140 Ω . (Коли б у наведеному прикладі \mathcal{E}_0 означало ефективне значення електрорушійної сили, то знайдене вище значення I_0 означало б ефективну величину струму.)

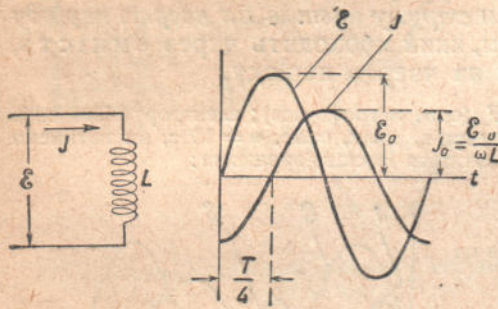


Рис. 375. Проходження змінного струму через індуктивну катушку.

кстю ω . Проекція цього обертового вектора на якусь нерухому пряму (наприклад, вісь ординат) змінюватиметься з часом за законом синуса (§ 117). Якщо в момент початку руху (при $t = 0$) кут між віссю абсцис і вектором OA дорівнював φ (фаза), то ми можемо написати вираз для величини проекції вектора A на вісь ординат залежно від часу:

$$a = A \sin(\omega t + \varphi),$$

де A — довжина вектора і $\angle AOB = \omega t + \varphi$.

Легко бачити, що зміні кута повороту на 2π , тобто на 360° , відповідає зміна t на цілий період. Відповідно до цього половині періоду відповідає кут повороту, який дорівнює π , чверті періоду — $\frac{\pi}{2}$ і т. д.

Зазначеною векторною діаграмою часто користуються для наочного зображення величин, що змінюються синусоїдально. Так,

електрорушійну силу, що змінюється синусоїдально,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

можна зобразити як проекцію на вісь ординат вектора, який обертається проти годинникової стрілки і довжина якого дорівнює \mathcal{E}_0 , а початкове положення збігається з віссю абсцис.

§ 360. Векторна діаграма змінного струму. Уявимо собі вектор OA (рис. 376), який обертається проти годинникової стрілки з кутовою швидкістю ω .

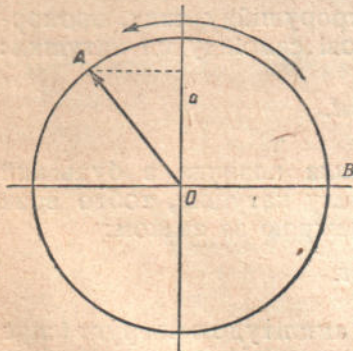


Рис. 376. Векторна діаграма.

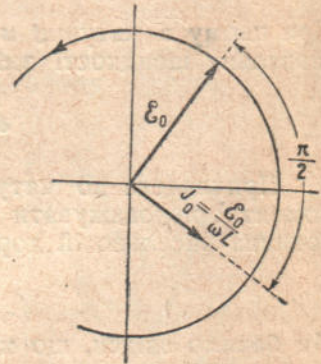


Рис. 377. Векторна діаграма для випадку індуктивного опору.

Як же зобразитиметься у векторній діаграмі струм, що протікає під впливом синусоїдальної електрорушійної сили через катушку, яка має індуктивність L ?

Ми бачили, що струм у цьому випадку відстає на чверть періоду від напруги. Відставання на чверть періоду зобразитиметься у векторній діаграмі відставанням вектора величини струму на $\frac{\pi}{2}$; таким чином, вектор струму буде перпендикулярний векторові напруги (рис. 377), відстаючи від нього на 90° .

Величина цього вектора повинна бути зображена відповідно до закону Ома:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega L}$$

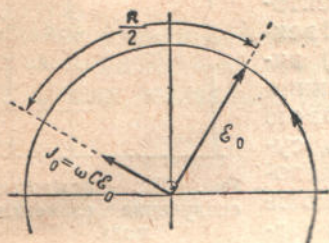


Рис. 378. Векторна діаграма для випадку ємнісного опору.

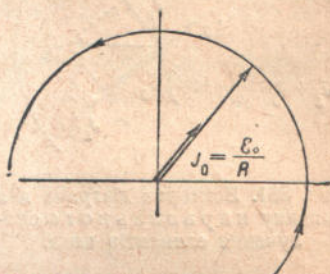


Рис. 379. Векторна діаграма для активного (омічного) опору.

Якщо ми маємо справу з проходженням змінного струму через конденсатор, то струм випереджає електрорушійну силу на чверть періоду. Це означає, що вектор, який зображає „ємнісний“ струм, повинен випереджати вектор напруги на $\frac{\pi}{2}$ (рис. 378). Величина цього вектора, як ми бачили вище, визначається співвідношенням:

$$I_0 = \omega C \cdot \varepsilon_0$$

Для випадку активного омічного опору величина струму збігається у фазі з напругою. Це означає, що вектор величини струму збігається в напрямі з вектором напруги (рис. 379). Величина його звичайно, визначається законом Ома.

Ми будемо далі називати *струм*, вектор якого збігається з вектором напруги, активним струмом. Струми ж, вектори яких відстають або випереджають вектор напруги на $\frac{\pi}{2}$, ми будемо називати реактивними струмами. Вибір такої назви пояснюється тим, що саме активні струми визначають споживання потужності колом змінного струму.

§ 361. Складне електричне коло. Ми розглянули три найпростіші електричні кола: коло, яке містить тільки ємність, тільки індуктивний і тільки активний опір. Проте, реальне електричне коло завжди являє собою більш або менш складну комбінацію цих найпростіших елементів.

І. Звернемося до рис. 380, де схематично показане коло, яке складається з паралельно сполучених індуктивності L , ємності C і активного опору R , до яких прикладена синусоїдальна електрорушійна сила.

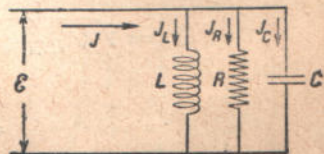


Рис. 380. Паралельне сполучення елементів кола.

Зрозуміло, що загальний струм у такому колі повинен являти собою суму трьох струмів: активного і двох реактивних. Побудуємо систему векторів для цих трьох струмів (рис. 381). Вектори індуктивного і ємнісного струмів напрямлені протилежно один до одного; вектор же активного струму розміщений до них під прямим кутом. Щоб знайти правило

додавання амплітуд струму, згадаємо, що нам треба знайти вектор, проєкція якого дорівнювала б сумі проєкцій окремих складових векторів; очевидно, що як вектор сумарного струму ми повинні взяти рівнодійну (геометричну суму) активного, індуктивного і ємнісного струмів.

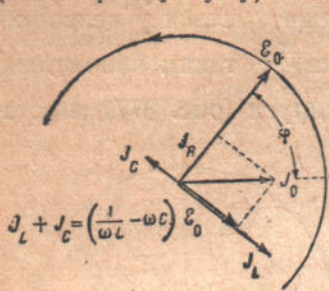


Рис. 381. Векторна діаграма для випадку паралельного сполучення елементів кола.

На рис. 381 проведене додавання трьох векторів струму для електричної сітки, яка схематично була зображена на рис. 380. Ми бачимо, що кут між вектором сумарного струму і вектором напруги (кут φ) визначається співвідношенням між активною складовою струму і алгебричною сумою реактивних складових.

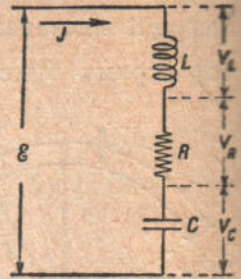


Рис. 382. Послідовне сполучення елементів кола.

струму, залежно від того, що більше: індуктивний опір чи ємнісний опір.

Найвигідніший випадок буде тоді, коли обидва реактивні струми, протилежні один до одного, зрівноважать один одного. Тоді джерело електроенергії, генератор, буде завантажений тільки корисним активним струмом.

II. Звернемось тепер до випадку послідовного сполучення ємності, індуктивності і активного опору (рис. 382). Тут через усе коло протікає один і той же струм $I_0 \sin \omega t$. Виберемо його амплітуду як основний вектор нашої символічної діаграми.

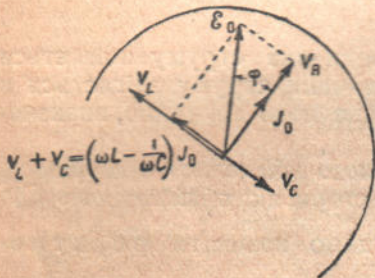


Рис. 383. Векторна діаграма для випадку послідовного сполучення елементів кола.

Нам треба визначити суму напруг на окремих елементах кола. Згідно з попереднім, вектор напруги на опорі R збігається в напрямі з вектором струму; вектор напруги на ємності C відстає від вектора струму на 90° , вектор напруги на індуктивності L випереджає вектор струму на 90° (рис. 383). Геометрична сума цих векторів зображає амплітуду зовнішньої електрорушійної сили. Вона дорівнює величиною гіпотенузі трикутника, побудованого на V_R і на сумі $V_L + V_C$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= \sqrt{V_R^2 + (V_L + V_C)^2} = \sqrt{(I_0 R)^2 + \left(I_0 \omega L - \frac{I_0}{\omega C}\right)^2} = \\ &= I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \end{aligned}$$

Ми дістали співвідношення між амплітудою струму і амплітудою напруги для випадку послідовно ввімкнених ємності, індуктивності і опору. Перепишемо це співвідношення в такій формі:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (45)$$

Назвавши

$$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = Z$$

„повним опором“ кола, ми приходимо до узагальненого закону Ома:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{Z}.$$

Це співвідношення справедливе, звичайно, і для ефективних значень струму і напруги.

Легко бачити, що амплітуда величини струму буде найбільшою тоді, коли взаємно перпендикулярні вектори напруг V_L і V_C дорівнюватимуть один одному величиною. При цьому:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$$

і величина струму

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R},$$

тобто в цьому випадку величина струму визначається тільки активним опором кола.

Неважко визначити кут φ (рис. 383), на який відстає (або випереджає) вектор струму від вектора електрорушійної сили. Очевидно, тангенс цього кута дорівнює відношенню катетів трикутника, складеного векторами V_R і $V_L + V_C$:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (46)$$

Залежно від співвідношення між ωL і $\frac{1}{\omega C}$ змінюється як величина, так і знак $\operatorname{tg} \varphi$. При переважанні ємнісної складової вектор струму випереджає сумарний вектор напруги, при переважанні індуктивної складової — відстає від нього. При $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ кут φ стає рівним нулеві, і вектор струму збігається з вектором напруги.

§ 362. Резонанс. Ми бачили, що величина змінного струму в колі істотно залежить від його частоти. На рис. 384 показано залежність величини струму від частоти для випадку складного кола, яке складається з послідовно сполучених ємності, самоіндукції і активного опору (форм. 45). В міру того, як частота наближається до значення, що відповідає рівності:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}, \quad (47)$$

величина струму зростає; після цього значення величини струму спадає знову. Цю частоту, при якій настає максимум величини струму, називають резонансною частотою електричного кола:

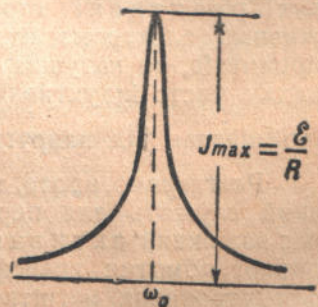


Рис. 384. Крива резонансу.

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad \text{або} \quad \nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad (48)$$

при цьому:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{R}.$$

В цей момент напруги на конденсаторі і індуктивній катушці можуть бути дуже великі:

$$V_L = \frac{\varepsilon_0}{R} \omega L$$

$$V_C = \frac{\varepsilon_0}{R} \cdot \frac{1}{\omega C};$$

ці напруги можуть бути значно більші, ніж підведена до кола електро-рушійна сила.

§ 363. Резонанс при паралельному сполученні елементів кола. Для паралельного кола (§ 361, 1) вектор сумарного струму збігається з вектором електрорушійної сили в тому випадку, коли вектори емнісного і індуктивного струмів компенсують один одного, тобто коли

$$\frac{\varepsilon_0}{\omega L} = \varepsilon_0 \omega C, \text{ або } \frac{1}{\omega L} = \omega C.$$

Ми також дістаємо в цьому випадку явище резонансу, і резонансна частота визначається тією ж формулою, якщо ділянки кола, що містять у собі L і C , не мають активного опору.

Проте, в цьому випадку величина струму при резонансі має вже не найбільше, а найменше значення, бо реактивні струми, компенсуючи один одного в колі емності і індуктивності, в зовнішньому колі відсутні¹⁾.

Реактивні струми (рис. 385) утворюють у колі кільцевий змінний струм, який не проходить по зовнішньому колу; величина цього реактивного струму може бути дуже велика, тоді як величина струму в зовнішньому колі визначається в момент резонансу тільки опором R і може бути відносно невеликою.

§ 364. Коефіцієнт потужності електричного кола. В багатьох випадках реактивні струми необхідні. Так, якщо змінним струмом ми живимо електромагніт, призначений, скажімо, для підняття залізних предметів, то катушка електромагніта, являючи собою в ідеальному випадку чисто індуктивний опір, споживатиме від сітки реактивний струм, що відстає від напруги сітки на $\frac{\pi}{2}$.

Розглянемо, проте, другий приклад — приклад трансформатора (рис. 386), який служить для перетворення змінних напруг. У цьому випадку для нас важливий активний струм, який утворюється при навантаженні вторинної обмотки трансформатора. Реактивний же струм, який потрібний для утворення магнітного поля в осерді трансформатора, має, власне, допоміжний характер; він безпосередньо не виконує ніякої корисної роботи.

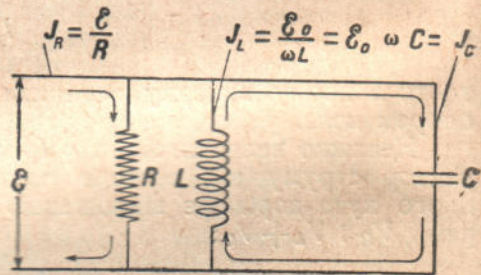


Рис. 385. Резонанс у паралельному колі.

¹⁾ З рисунка 381 легко бачити, що для паралельного кола завжди $I_0 \geq I_R$; при резонансі $I_0 = I_R$ (при послідовному сполученні завжди $I_0 = I_R$).

Ми покажемо зараз, що з погляду віддачі потужності в колі було б найвигідніше мати чисто активний, який збігається по фазі з напругою, струм.

Нехай у нашому колі струм відстає від напруги на кут φ . Тоді ми можемо написати:

$$\begin{aligned} V &= V_0 \sin \omega t; \\ I &= I_0 \sin (\omega t - \varphi). \end{aligned}$$

Робота, яка віддається протягом дуже малого проміжка часу dt , становитиме:

$$dA = IV dt = I_0 V_0 \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) dt.$$

Повна робота за весь період визначається інтегралом:

$$A = I_0 V_0 \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) dt.$$

Якщо ми хочемо визначити потужність, ми повинні поділити цей інтеграл на тривалість періоду:

$$W = \frac{I_0 V_0}{T} \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) dt = \frac{IV_0}{2} \cos \varphi.$$

Або, якщо ввести ефективні значення величини струму і напруги (§ 357), то

$$W = I_{ef} \cdot V_{ef} \cdot \cos \varphi. \quad (49)$$

Цей результат дуже важливий. Ми бачимо, що *потужність, яка віддається в електричному колі, зменшується при збільшенні кута зсуву між струмом і напругою*. При $\varphi = \frac{\pi}{2}$ або $-\frac{\pi}{2}$, тобто при чисто реактивних струмах, ми дістаємо потужність, рівну нулеві.

Ми бачимо, наскільки важливо з погляду підвищення віддачі потужності добиватись якнайбільшого значення $\cos \varphi$ або, як його називають інакше, коефіцієнта потужності кола. Ідеальним випадком було б досягнення $\cos \varphi = 1$.

§ 365. **Способи збільшення коефіцієнта потужності.** Припустимо, що до нашої сітки ввімкнено, як це часто буває, велику кількість трансформаторів. Кожний з них споживає певний реактивний струм для утворення магнітного поля осердя. Це значно погіршує коефіцієнт потужності установки.

Проте, ми бачили, що є можливість добитися збігу вектора струму з вектором напруги, скориставшись явищем резонансу (§ 363).

Справді, ввімкнемо в нашу сітку, крім трансформаторів, також і ємність C , дібравши її так, щоб її реактивний струм дорівнював сумарному реактивному струмові трансформаторів.

Тоді в зовнішньому колі буде текти тільки активний струм, реактивні ж струми трансформаторів і ємності взаємно компенсують один одного. Вони циркулюватимуть тільки в колі: ємність — обмотки трансформаторів, не заходячи в живильну сітку і в генератор електроцентралі. Для живильної лінії і для генератора електроцентралі $\cos \varphi = 1$, і умови їх роботи будуть найвигідніші.

Цей захід має важливе економічне значення. Цілком зрозуміло, що електроцентралі і лінії електропередачі, не завантажені тепер некорисним реактивним струмом, можуть бути в більшій мірі завантажені струмами

активними. Коли ж у цьому немає потреби, то потужність генераторів на центральній електростанції і перерізи провідників електропередачі можуть бути зменшені, що значно знижує вартість установки. Спосіб компенсації зсуву фаз з допомогою вмикання конденсатора практично цілком здійснений і вже застосовується. Проте, існують ще інші способи, про один з яких буде сказано нижче.

§ 366. Трансформатори. Ознайомимось тепер детальніше з одним з основних об'єктів техніки змінного струму — з трансформатором.

Трансформатор в основному складається (рис. 386) з двох катушок, намотаних на спільне залізне осердя. Одна з цих катушок, яка має звичайно назву первинної, вмикається до лінії, що живиться генератором змінного струму. Пристрій, який споживає електроенергію, чи то будуть електромотори, лампи розжарювання і т. д., вмикається до вторинної обмотки трансформатора.

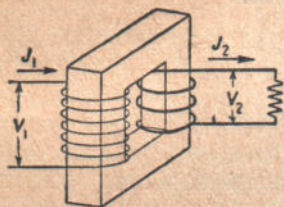


Рис. 386. Схема трансформатора.

І. Уявимо собі, що вторинна обмотка трансформатора розімкнена, тобто трансформатор не навантажений. Тоді первинна обмотка являтиме собою не що інше, як просту індуктивну катушку з залізним осердям.

В осерді ми дістанемо магнітний потік, що синусоїдально змінюється, і трансформатор споживатиме від сітки реактивний струм, який відстає від напруги на $\frac{\pi}{2}$.

Якою буде електрорушійна сила, що її ми дістанемо на вторинній обмотці трансформатора?

Ми можемо визначити її амплітуду і фазу, скориставшись законом електромагнітної індукції. Через те що первинна і вторинна обмотки пов'язані спільним магнітним потоком, ми виберемо цей потік як основну величину. Припустимо, що магнітний потік в осерді змінюється за законом:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \sin \omega t.$$

Тоді як у первинній, так і у вторинній обмотці ми дістаємо електрорушійні сили, пропорціональні швидкості зміни потоку і числу витків обмотки:

$$\varepsilon_1 = -n_1 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t;$$

$$\varepsilon_2 = -n_2 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -n_2 \Phi_0 \omega \cos \omega t.$$

Зовнішня напруга — напруга сітки — в будьякий момент повинна зрівноважувати електрорушійну силу первинної обмотки, тобто повинна дорівнювати їй і бути протилежною за знаком:

$$V = -\varepsilon_1 = n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t.$$

Ми бачимо, що електрорушійна сила вторинної обмотки по фазі протилежна напрузі сітки. Відношення їх амплітуд легко одержати:

$$\frac{\varepsilon_2}{V} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (50)$$

Очевидно, що ми можемо дістати будьяке співвідношення між первинною і вторинною напругою, вибравши потрібне відношення числа

витків, або, як його звичайно називають, коефіцієнт трансформації.

Тепер ми можемо побудувати (рис. 387) векторну діаграму трансформатора на холостому ході. Вектор напруги сітки і вектор вторинної електроорушійної сили прямо протилежні один одному; відношення їх величин визначається коефіцієнтом трансформації. Вектор магнітного потоку і вектор, що перебуває з ним у фазі реактивного¹⁾ намагнічуючого струму I_0 у первинній обмотці („струм холостого ходу“) відстають від вектора напруги сітки на $\frac{\pi}{2}$.

II. Навантажимо вторинну обмотку, примкнувши до її кінців активний опір (рис. 388); при цьому в ній повинен виникнути струм I_2 , який перебуває у фазі з вторинною електроорушійною силою. Цей вторинний струм I_2 утворює в осерді магнітний потік, який перебуває у фазі з струмом I_2 .

Але магнітний потік цілком (за величиною і за фазою) визначається при заданій конструкції трансформатора на пружою зовнішньої сітки:

$$V = -\varepsilon_1 = n_1 \frac{d\Phi}{dt},$$

і при незмінному значенні V і n_1 він не може змінитись.

Порушену рівновагу відновлює первинна обмотка; в ній виникає струм I_1 , який у кожний момент намагнічує осердя в напрямі, протилежному до того, який утворюється струмом вторинної обмотки. Цей струм I_1 у первинній обмотці протилежний по

фазі вторинному, тобто він збігається по фазі з напругою сітки і, таким чином, є активним струмом.

Загальний струм первинної обмотки складається тепер із незмінно наявного реактивного намагнічуючого струму і робочого активного струму.

Співвідношення між амплітудами (або ефективними значеннями) первинного і вторинного активних струмів легко знайти з умови, що магніторушійна сила, створювана активним струмом первинної обмотки, повинна за величиною дорівнювати тій магніторушійній силі, яка утворюється вторинною обмоткою (напрямом, як було сказано вище, вона протилежна їй). Інакше кажучи, в будьякий момент ампервитки обох обмоток повинні дорівнювати один одному:

$$I_1 n_1 = I_2 n_2;$$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (51)$$

Величини струмів, як ми бачимо, обернено пропорціональні числам витків обмоток.

¹⁾ Для спрощення ми не беремо тут до уваги омичного опору обмотки і втрат на підперез.

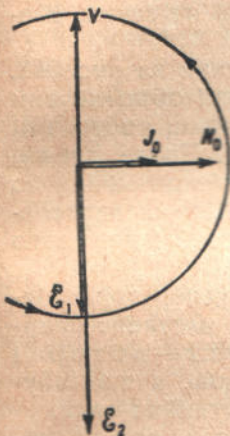


Рис. 387. Векторна діаграма трансформатора на холостому ході.

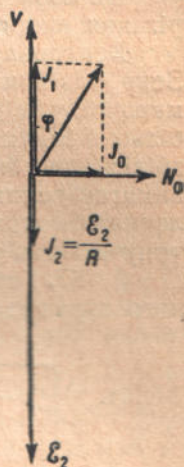


Рис. 388. Векторна діаграма навантаженого трансформатора.

Потужність, яка віддається вторинною обмоткою, дорівнює тій потужності, яку трансформатор бере від сітки. Справді, за (50) і (51):

$$\frac{I_2 \varepsilon_2}{I_1 V} = \frac{n_1 n_2}{n_2 n_1} = 1,$$

або

$$I_2 \varepsilon_2 = I_1 V.$$

Поділивши добуток амплітуд струмів і напруг на 2, дістанемо потужності:

$$W_2 = W_1.$$

Це можна було, звичайно, передбачити, ґрунтуючись на законі збереження енергії.

Векторна діаграма навантаженого трансформатора подана на рис. 388. Зсув фаз між напругою сітки і сумарним струмом первинної обмотки тим менший, чим менший реактивний струм порівняно з активним, тобто чим більша індуктивність первинної обмотки трансформатора. Проте, значне збільшення індуктивності в багатьох випадках не вигідне економічно, бо вимагає великих об'ємів заліза осердя і великої витрати міді на виготовлення обмоток. Тому трансформатори невеликих потужностей і дешевого типу досить часто мають поганий $\cos \varphi$.

§ 367. Генератор змінного струму. Найпростішу схему генератора змінного струму дано на рис. 389. Ми бачимо тут дві основні частини: обертовий електромагніт — ротор і статор з обмоткою, в якій збуджується електрорушійна сила.

Легко бачити, що при проходженні мимо катушок статора полюсних наконечників ротора напрям потоку, який пронизує катушку, змінюватиметься з кожним півоборотом ротора; за кожний повний оборот ротора ми дістанемо повний період зміни потоку Φ , а отже, і повний період індуктованої в катушках електрорушійної сили.

Нехай число оборотів ротора на хвилину дорівнює n ; тоді число оборотів на секунду дорівнює $\frac{n}{60}$. Відповідне число періодів електрорушійної сили ε буде, очевидно,

$\frac{n}{60}$. Легко обчислити число обо-

ротів, які повинен робити ротор, щоб забезпечити нормальну частоту 50 герців:

$$n = 60 \nu = 60 \cdot 50 = 3000 \text{ об/хв.}$$

Обертаючи ротор із швидкістю 3000 об/хв, ми дістанемо на затишках катушок статора змінну електрорушійну силу частоти 50 герців.

Величина цієї електрорушійної сили залежить, природно, від числа витків катушки і від величини магнітного потоку, що його утворює ротор.

Якщо катушки статора не замкнені на навантаження, то генератор працює, як кажуть, на холостому ході. При цьому двигун, який веде ге-

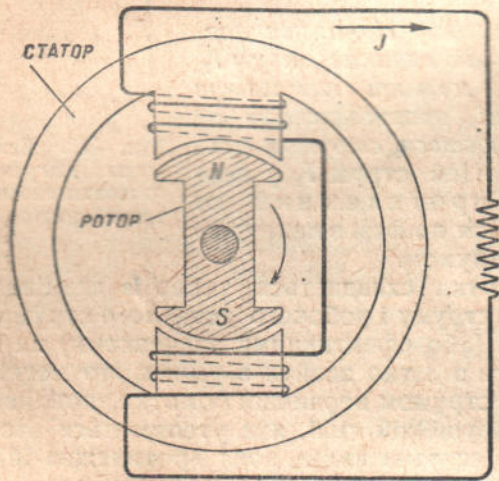


Рис. 389. Схема генератора змінного струму.

нератор (парова турбіна, дизель), не витрачає ніякої роботи, крім тієї, яка становить втрати на тертя в підшипниках і на гістерезис та струми Фуко в залізі статора.

Навантажимо генератор, замкнувши катушки статора на опір. Подивимось, що станеться при проходженні мимо катушки статора якогонебудь з полюсів ротора, наприклад, північного. При наближенні полюса до катушки, тобто при збільшенні потоку крізь катушку, в ній виникає струм, разом з яким виникає спричинений ним власний магнітний потік катушки. Цей власний потік катушки, за правилом Ленца (§ 342), повинен протидіяти зростанню потоку крізь катушку, тобто напрям його буде протилежний напрямові потоку полюса ротора, який (полюс) наближається. Таким чином, при наближенні полюса ротора до катушки статора осердя катушки набуває полярності, однойменної з полюсом, що наближається. Двигунові, який обертає генератор, доводиться перемагати сили відштовхування між катушкою і полюсом. При віддаленні полюса від катушки картина змінюється на протилежну. Потік, який пронизує катушку, зменшується; власний потік катушки намагається перешкодити цьому зменшенню. Осердя катушки набуває полярності, протилежної полюсові, який віддаляється. Двигунові доводиться перемагати сили притягання між катушкою і полюсом.

Ми бачимо, що навантажений генератор має гальмуючий вплив на двигун, який веде його; двигун виконує роботу, яка й перетворюється в електроенергію, що витрачається на навантажному опорі.

Звичайно, певна частина енергії витрачається також на опір самих катушок, на внутрішній опір генератора; проте, ці втрати при малому опорі обмоток бувають невеликі.

Звичайно електромагніти ротора живляться від допоміжної динамо постійного струму, яка насаджена на спільному з ротором валі. Струм до ротора підводиться з допомогою двох контактних кілець і щіток, що ковзаються по них.

§ 368. Многополюсні генератори. Число оборотів генератора, ротор якого має тільки одну пару полюсів, як ми бачили, досить велике; це зручно при сполученні генератора з паровою турбіною (турбогенератор). Проте, в багатьох випадках буває зручніше мати генератор з меншим числом оборотів, а саме в тому випадку, коли ми маємо двигун порівняно тихохідний, наприклад, дизель.

У цих випадках застосовуються машини з великим числом пар полюсів. На рис. 390 дано для прикладу схему чотириполюсної машини. Легко зрозуміти, що кожній парі полюсів, які проходять один за одним перед катушкою статора, відповідає один період зміни напруги, яка віддається. Якщо число пар полюсів ми назвемо p , то число періодів дорівнюватиме числу пар полюсів, які проходять за секунду мимо катушки:

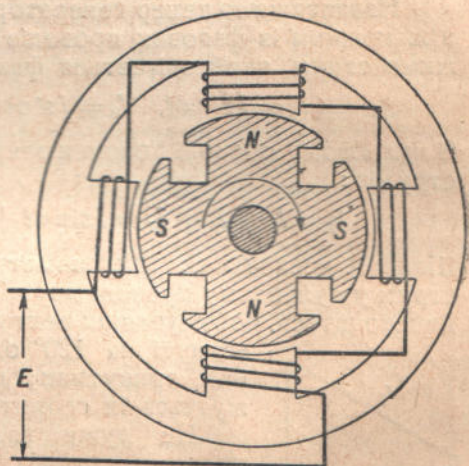


Рис. 390. Чотириполюсний генератор.

$$\nu = \frac{pn}{60}$$

Для чотириполюсної машини ми дістаємо, таким чином, частоту 50 герців при 1500 об/хв.

§ 369. Трифазний генератор змінного струму. Уявимо собі (рис. 391) генератор змінного струму, але не з двома катушками на статорі, а з трьома, зсунутими на 120° одна відносно одної по колу статора. При обертанні ротора полюси його послідовно проходять мимо кожної катушки, збуджуючи в них змінні електрорушійні сили.

При цьому електрорушійна сила катушки 2 відстає від електрорушійної сили катушки 1 на 120° ; електрорушійна сила катушки 3 відстає на 240° . Справді, однакове значення електрорушійної сили настає в катушці 2 на $\frac{1}{3}$ обороту пізніше, ніж у катушці 1, а в катушці 3 на $\frac{2}{3}$ обороту пізніше:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= \varepsilon_0 \sin \omega t, \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_0 \sin (\omega t - 120^\circ), \\ \varepsilon_3 &= \varepsilon_0 \sin (\omega t - 240^\circ).\end{aligned}$$

Сполучимо тепер початки катушок разом (рис. 392). Тоді лінія, яка йде

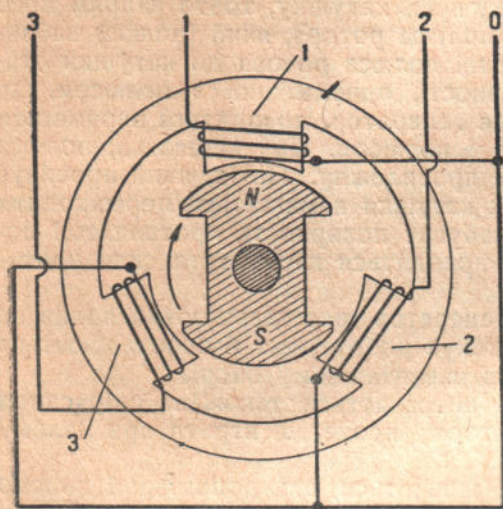


Рис. 391. Генератор трифазного струму.

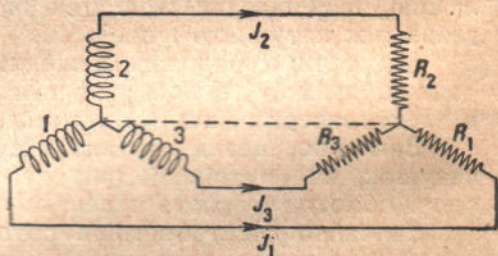


Рис. 392. Сполучення „зіркою“.

від генератора, матиме 4 проводи: один спільний для всіх катушок — так званий „нульовий“ провід і три „фазові“ проводи.

Навантажимо тепер генератор, ввімкнувши три рівні навантажні опори між кожним із фазових проводів і нульовим. У кожній катушці ми одержимо струм, який збігається фазою з електрорушійною силою:

$$I_1 = I \sin \omega t, \quad I_2 = I \sin (\omega t - 120^\circ), \quad I_3 = I \sin (\omega t - 240^\circ).$$

В нульовому проводі повинен текти струм, який дорівнює сумі всіх трьох струмів:

$$I_0 = I_1 + I_2 + I_3 = I \sin \omega t + I \sin (\omega t - 120^\circ) + I \sin (\omega t - 240^\circ).$$

Шляхом нескладних тригонометричних перетворень можна показати, що струм у нульовому проводі дорівнює нулеві. Ще простіше в цьому можна перекозатись, побудувавши векторну діаграму; три рівні струми (рис. 393), зсунуті на 120° один відносно одного, утворюють замкнений трикутник; отже, результуючий струм, який зображується їх геометричною сумою, дорівнює нулеві.

Це дуже важливо; ми можемо просто усунути нульовий провід. Лінія електропередачі, яка йде від трифазного генератора, має тільки три проводи (фазові проводи).

Треба відзначити, що струм у нульовому проводі дорівнює нулеві тільки при однаковому або, як кажуть інакше, при симетричному навантаженні фаз. При несиметричному навантаженні струм у нульовому проводі не дорівнював би нулеві. Проте, звичайно на це не зважають,

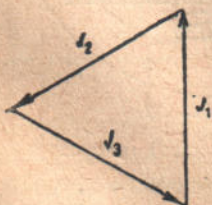


Рис. 393. Додавання струмів у нульовому проводі.

бо це викликає при відсутності нульового провода тільки деякий перерозподіл навантажень між окремими фазами.

§ 370. Сполучення фаз генератора „зіркою“ і „трикутником“. Те сполучення катушок генератора і навантажних опорів, яке було розглянуте в попередньому параграфі, має звичайно назву сполучення „зіркою“. При цьому величина „лінійного струму“, тобто струму в проводі лінії, очевидно, дорівнює величині струму в катушці фази; напруга ж між двома провідниками трифазної лінії, „лінійна напруга“, не дорівнює напрузі, що її розвиває катушка, а являє собою різницю електрорушійних сил двох катушок, різницю „фазових напруг“.

З допомогою векторної діаграми (рис. 394) неважко встановити, що лінійна напруга в $\sqrt{3}$ (отже, в 1,73) раза більша фазової.

Крім сполучення „зіркою“, застосовують також сполучення „трикутником“ (рис. 395). Тут початок кожної катушки сполучається з кінцем

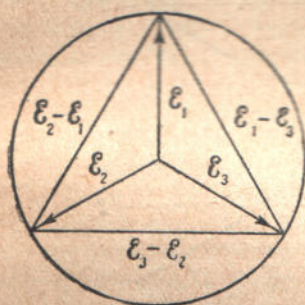


Рис. 394.



Рис. 395. Сполучення „трикутником“.

дальшої; аналогічно сполучаються опори навантаження. В цьому випадку фазова напруга дорівнює лінійній; лінійний же струм більший від фазового, бо він складається з фазових струмів двох сусідніх катушок. Подібно до попереднього можна показати, що при сполученні „трикутником“ лінійний струм в $\sqrt{3}$ раза більший фазового. Кожний спосіб сполучення має свою галузь застосування; сполучення „трикутником“ найчастіше застосовується для побутового навантаження (для освітлення і т. д.).

§ 371. **Обертове магнітне поле.** Трифазна система дозволяє одержати обертовий магнітний потік. Звернемося знову до схематичного зображення трифазного генератора (рис. 391). Не сполучаючи його вісь з двигуном, примкнемо три катушки статора до трифазної лінії змінного струму. Струми катушок 1, 2 і 3 утворять три магнітні потоки, які синусоїдально змінюються з часом і відстають по фазі один відносно одного на 120° . Який буде сумарний потік, що його дістаємо в порожнині статора?

Можна простим геометричним додаванням показати, що сумарний потік, залишаючись сталим щодо величини, обертатиметься цілком так само, як обертався потік, утворюваний електромагнітами ротора. Для нашого випадку трьох катушок він робитиме 3000 об/хв. На рис. 396 дано побудову сумарного поля для чотирьох послідовних моментів часу.

Цей результат дуже важливий. Він саме і визначає величезні переваги трифазної системи.

§ 372. **Синхронний трифазний мотор.** Помістимо тепер усередину статора ротор, цілком подібний до ротора трифазного генератора (рис. 391). Нехай ротор робить ті самі 3000 об/хв, як і обертове поле статора; полюси ротора йтимуть за обертовим полем статора, ми дістанемо обернений трифазний генератор, який називається звичайно син-

хронним мотором. Ця назва походить від грецького *συν* — разом і *χρονος* — час; вона виправдується тим, що ротор і обертове поле роблять точно одне й те ж число оборотів; вони обертаються „синхронно“. При навантаженні ротор тільки відстає на певний кут від потоку статора, але число оборотів не змінюється. Проте, при дальшому збільшенні механічного навантаження мотора настає момент, коли навантаження пересилює взаємодію полюсів ротора з полюсами статора, синхронізм порушується, і мотор, який „випав із синхронізму“, зупиняється. Ця

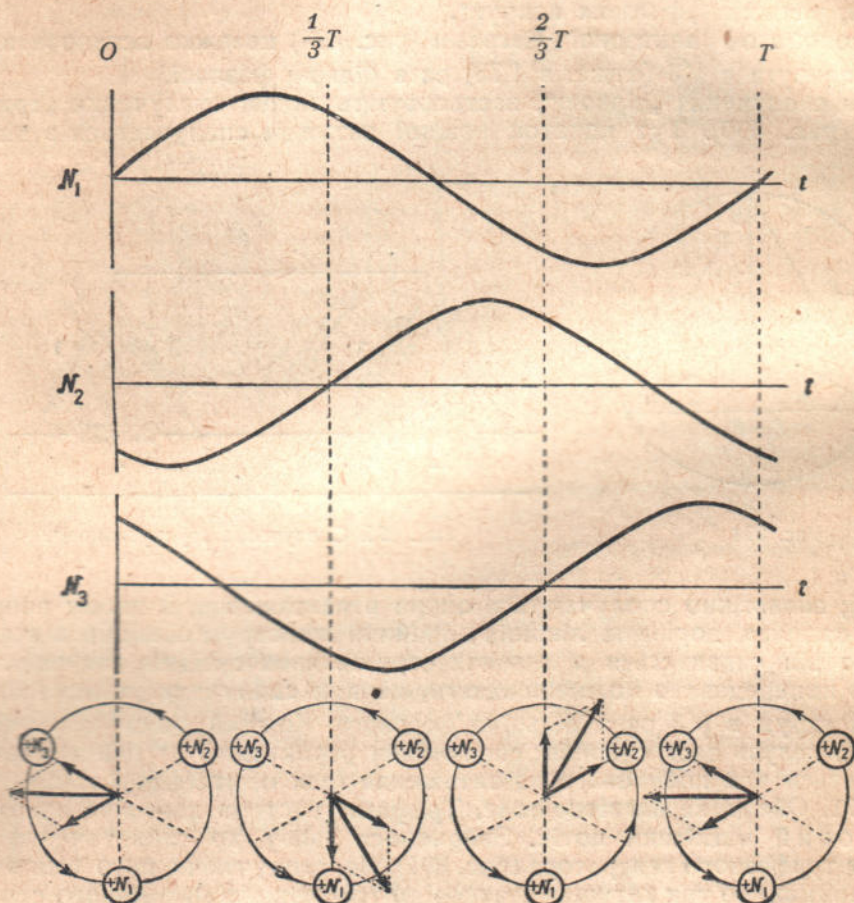


Рис. 396.

сама обставина змушує при пуску синхронного мотора раніше доводити його до числа оборотів, рівного синхронному; після досягнення синхронного числа оборотів ротор продовжує обертатися разом з потоком статора.

Зазначена необхідність „розгону“ синхронного мотора при пуску робить його застосування в багатьох випадках незручним, бо для пуску мотора в хід потрібний якийсьнебудь допоміжний двигун; проте, синхронний мотор має окрему галузь застосування, до якої ми повернемось далі.

§ 373. Асинхронний трифазний мотор. Уявимо собі статор (рис. 397), подібний до статора трифазного генератора, в порожнині якого обертається залізний ротор з полюсними катушками, замкненими накоротко.

При вмиканні мотора в трифазну сітку виникає обертовий магнітний потік; перетинаючи провідники катушок ротора, він збуджує в них змінний струм.

Напрямок цих струмів, за правилом Ленца, такий, що потоки, які виникають, намагаються перешкодити рухові потоку статора відносно ротора. Через те що потік статора обертається із сталою швидкістю, яка залежить тільки від частоти сітки, починає обертатись ротор, намагаючись набутися кутової швидкості, що дорівнює швидкості обертового поля. При повній відсутності механічного навантаження ротор досягає синхронного числа оборотів; при цьому обертовий потік і ротор нерухомі один відносно одного, і індуктовані в катушках ротора струми дорівнюють нулеві.

Навантажимо тепер ротор, хоча б загальмувавши його. Як тільки число оборотів його стане меншим від числа оборотів обертового поля, в катушках ротора знову виникне струм, величина і частота якого визначаються швидкістю поля відносно ротора. Взаємодія цих струмів з полем статора утворює обертаючий момент двигуна, який дозволяє йому перемагати гальмуючий момент, тобто виконувати механічну роботу.

Таким чином, ротор асинхронного мотора ніби „ковзає“ відносно поля статора; це „ковзання“ тим більше, чим більше навантаження. Звичайно воно становить при номінальній потужності, яка віддається на валу, близько 3%, від асинхронного числа оборотів.

§ 374. **Cos φ асинхронного мотора.** Маючи дуже великі переваги: простоту, невибагливість до умов роботи і т. д., асинхронний мотор має, проте, один суттєвий дефект.

Справа в тому, що навіть при холостому ході мотора він споживає від сітки струм, потрібний для підтримання магнітного потоку. Цей струм, як звичайно, відстає від напруги на чверть періоду. При навантаженні з'являється також і активний струм, але все таки cos φ асинхронного мотора невеликий, порядку 0,8. Тому вмикання в сітку великого числа асинхронних моторів сильно погіршує загальний коефіцієнт потужності установки. Асинхронні мотори завантажують сітку генератора станції непродуктивним реактивним струмом. Не зважаючи на цей важливий і принципово неусувний дефект, асинхронні мотори завдяки іншим своїм перевагам дуже поширені.

§ 375. **Cos φ синхронного мотора.** Звернемося знову до синхронного мотора. Нехай ротор обертається з синхронною швидкістю. Якщо магнітний потік ротора такий, що протиелектрорушійна сила, яку розвиває мотор, точно дорівнює напрузі сітки, то на холостому ході мотора ця протиелектрорушійна сила, утворювана обертовим ротором, цілком зрівноважується напругою сітки, і мотор (теоретично) зовсім не споживатиме струму. При правильному збудженні електромагнітів ротора реактивний струм невеликий; при навантаженні мотора з'являється активний струм, який віддає потужність, еквівалентну роботі, що її виконує мотор.

Таким чином, cos φ для синхронного мотора при зазначених умовах близький до одиниці.

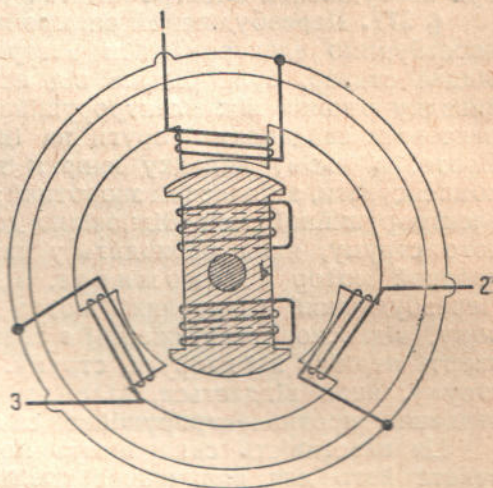


Рис. 397. Асинхронний мотор трифазного струму.

§ 376. Недозбуджений синхронний мотор. Ослабимо тепер магнітний потік ротора, зменшивши струм в обмотках електромагніта; залишимо мотор на холостому ході. Тепер протиелектрорушійна сила, яку утворює в катушках статора обертовий ротор, буде менша від напруги сітки. Цей надвишок напруги, природно, припадає на опір катушок статора. Активний опір катушок статора невеликий. Тому в основному цей надвишок напруги припадає на індуктивний опір катушок; крізь катушки протікає реактивний струм, який мотор забирає із сітки. $\cos \phi$ мотора при незбуджених електромагнітах ротора погіршується.

§ 377. Перезбуджений синхронний мотор. Зробимо тепер навпаки — перезбудимо електромагніти ротора так, щоб електрорушійна сила, яку віддає статор, була більша від напруги сітки. Очевидно, що і в цьому випадку різниця між електрорушійною силою і напругою сітки буде компенсована спаданням напруги на індуктивному опорі обмоток статора. Проте, в цьому випадку напрям вектора напруги, яку мотор повинен компенсувати, змінився на зворотний; ми маємо надвишок, а не недостачу електрорушійної сили. Відповідно до цього змінюється і напрям реактивного струму, який проходить у катушках статора. Перезбуджений синхронний мотор не споживає, а віддає в сітку реактивний струм. Перезбуджений синхронний мотор на холостому ході (або при невеликому, відносно, навантаженні) є генератором реактивного, що відстає на чверть періоду від напруги, струму. Очевидно, що величина реактивного струму, який віддається, залежить від потужності мотора і одержаного надвишку протиелектрорушійної сили над напругою сітки.

Ця властивість синхронного мотора дозволяє дуже вигідно застосовувати його для поліпшення коефіцієнта потужності електричних установок. Справді, поставивши в пунктах великого споживання реактивного струму, тобто в пунктах установки великого числа асинхронних моторів, трансформаторів і т. д., перезбуджений синхронний мотор відповідної потужності, ми дістаємо зручний засіб поліпшення коефіцієнта потужності сітки.

Споживачі реактивного струму — асинхронні мотори, трансформатори — забирають його не від центральної станції, а від сусіднього синхронного мотора; лінія електропередачі і електроцентрально працює з коефіцієнтом потужності, близьким до одиниці. Це значно зменшує втрату енергії в лінії і збільшує можливе корисне навантаження електроцентральної.

При такому його використанні синхронний мотор називається звичайно компенсатором зсуву фаз або, простіше, синхронним компенсатором. Він установлюється звичайно в пунктах масової установки асинхронних моторів: на нафтопромислах, текстильних фабриках і інших підприємствах.

РОЗДІЛ XIV.

ЕЛЕКТРОННА ФІЗИКА.

§ 378. З історії електрохімії. Виникнення і розвиток теорії атомної будови електрики (електронної теорії) пов'язані з розвитком електрохімічних теорій і з вивченням явищ електричного розряду в газах. Систематичний виклад фізичних основ електрохімії буде дано в дальшому розділі, але відомості історичного характеру ми наведемо тут, бо історія електрохімічних теорій являє собою одночасно історію виникнення електронної фізики. В дальшому, при викладі інших новіших відділів фізики (фізики атома, квантової оптики, хвильової механіки, фізики атомного ядра), ми також будемо в міру можливості додержуватись послідовності, яка дійсно існувала, у відкриттях, що поглибили наші знання про природу і будову матерії¹⁾.

На початку минулого століття Ріттерові вдалось розкласти воду гальванічним струмом і визначити співвідношення складових її елементів — водню і кисню. Деві в 1806 р. з допомогою електролізу лугів уперше виділив металічний калій і натрій. Одночасно з Деві в тій самій галузі, тільки оперуючи переважно з кислотами, працював і Берцеліус і через кілька років згодом Гротгус. Блискучими відкриттями наука зобов'язана Фарадеєві, який установив точні закони еквівалентності речовин, що виділяються при електролізі. В тридцятих роках ХІХ ст. роботи, які почав Фарадей, з успіхом продовжив Даніель, а в п'ятдесятих і шістдесятих роках — Кольрауш і Хітторф.

Уже Деві, щоб погодити явища електролізу з атомістикою, створює досить складну електрохімічну теорію. Теорія ця швидко була облишена. Невдалою виявилась також і теорія, висунута потім Берцеліусом.

Уперше міцний фундамент електрохімічної теорії був закладений Фарадеєм. Він рекомендував звернути увагу на те, що проходження струму через рідини-електроліти завжди супроводиться реакцією розкладу, при чому продукти розкладу обов'язково виділяються на полюсах. Уже самий цей факт є достатньою підставою визнати, що струм в електролітах переноситься матеріальними частинками.

З погляду розвинутої Фарадеєм теорії молекули електролітів тим відрізняються від молекул неелектролітів, що мають здатність під дією сил електричного притягання і відштовхування, які виходять від електродів, розпадатись на дві частини, з яких кожна складається з одного або кількох атомів. При цьому розпаді (дисоціації) одна частина заряджається позитивною електрикою, а друга — рівною кількістю негативної. Першу він назвав позитивним іоном, другу — негативним іоном. Під дією сил, що виходять від електродів, позитивні іони прямують до катода, негативні — до анода. Звідси позитивним іонам була надана назва *катіонів*, негативним — *аніонів*.

¹⁾ Ми обираємо історичний підхід до викладу тому, що новіша фізика не набула ще тієї яскраво виявленої стрункості і повної погодженості всіх своїх частин, при яких був би більш педагогічним її строго систематичний виклад.

На підставі експериментального вивчення електролізу Фарадей встановив, що, поперше, *при проходженні струму через даний електроліт кількість відкладених на електродах продуктів електролізу пропорціональна кількості перенесеної електрики і, подруге, що при проходженні струму послідовно через кілька електролітів кількості продуктів електролізу, що виділяються на електродах, відносяться як відповідні хемічні еквіваленти.*

Потім теорія Фарадея була удосконалена Даніелем, який з'ясував роль реакцій обміну біля електродів, і Хітторфом, який визначив для деяких окремих випадків відношення швидкості руху катіона до швидкості аніона.

Теорія Фарадея, Даніеля і Хітторфа багато дечого зробила зрозумілим, але вона не розв'язала деяких дуже важливих питань. З кожним роком число питань, на які теорія Фарадея не давала відповіді, зросло і досить швидко стало зрозумілим, що в деяких пунктах теорія ця неправильна.

До числа найсерйозніших заперечень, висунутих проти неї, належали такі. Поперше, якщо утворення іонів справді зумовлюється розпадом молекул під впливом сил, які виходять від електродів, то здавалося б, що чим менші сили, які зв'язують частини молекул, тим вільніше повинен відбуватися цей процес розпаду, і чим ці сили значніші, тим більше він повинен бути утруднений. В дійсності спостерігається протилежне: крапцями провідниками є речовини, зв'язані сильнішою хемічною спорідненістю. Подруге, виявилось, що через електроліти можуть проходити як завгодно слабкі струми, а це явно суперечить фарадеївському поясненню розпаду молекул на іони, бо для роз'єднання іонів, зв'язаних у молекули значними силами спорідненості, різниця потенціалів на електродах обов'язково повинна була б бути досить великою.

Обидва заперечення свідчили про важливість вивчення молекулярної структури електролітів. Переважна більшість електролітів — розчини (винятки нечисленні). Таким чином, була усвідомлена необхідність пов'язати далі шляхи розвитку електрехемічної теорії з теорією розчинів.

Остання спроба обґрунтувати теорію електролізу, незалежно від теорії розчинів, належить Клаузіусові і відноситься до кінця 60-х і 70-х років XIX ст. Клаузіус, виходячи з кінетичної теорії будови речовини, припустив, що молекули електролітів, рухаючись подібно до молекул газу, весь час стикаються і при цьому розпадаються на іони. Таким чином, в електроліті в будьякий час є якесь приблизно стале число вільних іонів, що робить можливим проходження через нього струму навіть і при дуже малій різниці потенціалів на електродах і ставить провідність зовні у положення, незалежне від сил спорідненості. Проте, схема електролізу, запропонована Клаузіусом (будучи вільною від тих заперечень, які можна було висунути проти теорії Фарадея, в тому вигляді, в якому остання була прийнята Даніелем і Хітторфом), незабаром була облишена, бо виявилось, що й вона суперечить даним експерименту. Роботи Кольтрауша показали, що провідність, віднесена до концентрації розчинів, тим більша, чим слабкіший розчин. За поглядами ж Клаузіуса треба було чекати протилежного, бо чим більш концентрований розчин, тим частіше повинні стикатись молекули, тим більша, таким чином, буде в розчині кількість вільних іонів і тим значнішою повинна бути електропровідність такого розчину.

Слідом за Клаузіусом проблемі електролітів присвятили кілька праць Вільям Томсон і Гельмгольц. Але солідних результатів їм досягнути не вдалось. Тільки Арреніус у 1887 р. дав блискуче розв'язання питання.

§ 379. Теорія електролітичної дисоціації. В 1877 р. Пфефер, скориставшись винайденою Моріцом Траубе напівпроникною перегород-

кою, відтворив явище осмосу в лабораторних умовах і вказав простий спосіб виміру осмотичного тиску. Вивчення відкритого Пфефером осмотичного тиску привело Вант-Гоффа до „газової теорії розчинів“.

З погляду розвинутої Вант-Гоффом теорії треба уявляти собі, що молекули розчиненої речовини носяться між молекулами розчинника, не утворюючи з ним хемічних сполук і рухаючись ніби в порожньому просторі.

Міжмолекулярні віддалі в концентрованих розчинах настільки малі, що сили притягання повинні в цьому випадку мати помітний вплив на рух частинок, перетворюючи цей рух з прямолінійного і рівномірного на криволінійний і нерівномірний. „Коли б ми могли проникнути в концентрований розчин,—говорить Ван-Лаар,—ми побачили б зовсім іншу картину, ніж у газі. Ми побачили б неправильні криволінійні рухи, що налягають один на одного, при чому молекули розчину були б зближені майже до дотикання“.

Але якщо концентрація розчину невелика, то аналогія розчину з газом повинна простягатись досить далеко, щоб можна було з певністю застосувати до розчину закони ідеальних газів.

Вант-Гофф показав, що рівняння Клапейрона, яке виражає поведження ідеального газу при нагріванні або розширенні, дає можливість наперед обчислити осмотичний тиск розведеного розчину (§ 202).

Зіставляючи розчини різних речовин в тому самому розчиннику, Вант-Гофф теоретично передбачив, що розчини, які мають однаковий осмотичний тиск, повинні мати однакову пружність пари і однакові точки кипіння й тверднення. Експериментально справедливості цих законів була доведена Раулем (§ 199 і 200).

Закони, встановлені Вант-Гоффом і Раулем, дозволили запровадити в лабораторну практику два нові методи визначення молекулярної ваги тіл: криоскопічний, який ґрунтується на визначенні точки замерзання, і ебуліоскопічний, який ґрунтується на визначенні точки кипіння.

Арреніус, вивчивши експериментальні роботи, проведені Благденом, Рюдорфом, Коппом і особливо Раулем, звернув увагу на те, що електроліти в багатьох випадках виявляють відхилення від законів, яким усі інші розчини підлягають досить строго. Факт відхилення електролітів від загальних законів розчинів був відомий і раніше, але йому не надавали особливого теоретичного значення.

Арреніус порівняв осмотичний тиск електролітів з їх електропровідністю і хемічною активністю. Виявилось при цьому, що існує строгий паралелізм між коефіцієнтом пропорційності, на який треба було помножити молекулярну вагу і осмотичний тиск електроліту, обчислені за формулами Рауля—Вант-Гоффа, щоб дістати для них справжні величини, і між хемічною активністю і електропровідністю електроліту.

Через те що невідповідність молекулярної ваги, обчисленої на підставі (взагалі дуже точного) криоскопічного методу, із справжньою вагою виражалася завжди відношенням, яке вказувало на те, що обчислена молекулярна вага менша від справжньої, і через те що для кожного даного випадку точно такі ж результати давали ебуліоскопічний метод і дослідження осмотичного тиску, Арреніус, рішуче відкинувши думку про можливість помилок експерименту, з певністю зробив з цього висновок, що електролітичні розчини справді мають середню молекулярну вагу, меншу від потрібної. Це означало, отже, що частина молекул електроліту перебуває в стані розпаду, дисоціації. Порівнявши цей висновок з поведженням електролітів при проходженні через них струму, Арреніус знайшов, що синтез іонної теорії Фарадея з теорією розчинів усуває багато труднощів у поясненні явищ електролізу й інших електрохемічних явищ. Справді, слабким місцем фарадеевої теорії було пояснення причини роз-

паду молекул на іони; тепер же стало ясним, що було б зайвим шукати цю причину в різниці потенціалів на електродах (як це робив Фарадей) або в стиканні молекул (чим намагався виправити Фарадееву теорію Клаузіуса); стало ясно, що причина ця корениться в самій природі електролітів, вона є тією особливістю їх, яка відрізняє їх від звичайних розчинів.

Арреніус пропонував визнати як факт, що між деякими розчинниками і електролітами існують дисоціюючі (або — і це є те саме — іонізуючі) сили, під впливом яких молекули електроліту розпадаються на іони. Електроліт, зазнаючи дисоціації молекул на частини, не зазнає, проте, цієї дисоціації повністю. Поряд з вільними іонами, що утворилися, в розчині завжди лишається якась кількість молекул електроліту, які не зазнали розпаду. Іони не лишаються нерухомими, а рухаються і зазнають стикань, результатом яких (у тих випадках, коли стикання відбуваються між електрично полярними іонами) є відновлення молекул. Цей процес має назву молекулярної дисоціації. В розчині існує динамічна рівновага (§ 178).

Поряд з принципом, який встановлює діяльність іонізуючих сил розчинника, Арреніус висунув другий, не менш плідотворний принцип: *принцип хемічної індивідуальності іонів*.

§ 380. Хемічна індивідуальність іонів. Визнати хемічну індивідуальність іонів змушує безліч фактів. Досить відзначити, що властивості розчиненої речовини, якщо речовина ця є електролітом, звичайно ні в якій мірі не відповідають властивостям тієї ж речовини, взятої в ізольованому, нерозчиненому стані. Наприклад, у водному розчині молекули кухонної солі NaCl дисоціюють на іони натрію і хлору; протилежно до іона натрію атом натрію через сильну хемічну спорідненість з гідроксильною групою (OH) у воді існувати не може; розчин кухонної солі безбарвний; отже, іони натрію, що вільно носяться в цьому розчині, теж безбарвні; цього не можна сказати про атоми натрію. Продовжуючи такі зіставлення щодо смаку, запаху, хемічної активності і т. д., можна легко показати, що фізико-хемічні властивості іона натрію зовсім не збігаються з властивостями атома натрію. Так само можна суто емпірично довести справедливність принципу хемічної індивідуальності іонів відносно іонів хлору, водню, цинку і взагалі всіх відомих нам речовин.

Принцип хемічної індивідуальності іонів багато чого робить зрозумілим у деяких галузях хемії, які раніше зовсім не піддавались теоретичному поясненню. Прикладом може бути колоризація (зміна кольору) солей. Водні розчини більшості солей перманганатної кислоти (HMnO_4) всі мають однакове червоно-фіолетове забарвлення. Чим пояснити те дивне явище, що в даному випадку на забарвлення солей колір металу не впливає? З погляду іонної теорії тут немає нічого незрозумілого: іони згаданих металів безбарвні, іон же кислотного лишку перманганатної кислоти (MnO_4) забарвлений у червоно-фіолетовий колір. Усі солі, про які йде мова, у водному розчині є добрими провідниками струму; значить, молекули їх дисоційовані на іони, і природно, що забарвлення розчину визначається забарвленням іона MnO_4 .

З тієї ж галузі колоризації солей можна навести приклад і іншого характеру. Темний червонувато-бурий колір концентрованого водного розчину мідь-II-броміду (CuBr_2) не має нічого спільного з характерним кольором мідних солей. При додаванні води темнобурий колір поступово змінюється на зелений і, нарешті, на синій. Синій колір є колір іона дво-валентної міді і властивий більшості розчинів мідних солей. Очевидно, в даному випадку зміна забарвлення пояснюється збільшенням ступеня дисоціації при розведенні розчину.

В реакціях між електролітичними розчинами реагуючими групами є іони. Так, наприклад, мідь-сульфат дисоціює при розчиненні у воді на

іони (Cu) і (SO_4), тобто саме на ті групи, які є основними радикалами при обмінних реакціях водних розчинів цієї солі з кислотами, металами і іншими солями. Вивчення реакції між електролітами зводиться до вивчення хемічної індивідуальності іонів.

Поняття сіль, кислота, луг, сила кислоти і т. д. під впливом іонної теорії набули зовсім іншого змісту, ніж той, що його вони мали раніше. З погляду іонної теорії кислотою може бути названий електроліт, здатний у водному розчині відокремлювати іони водню (H). Луг характеризується утворенням гідроксильних іонів (OH). Сіль як катіон виділяє атом металу, як аніон — кислотний лишок. Раніше дуже туманний термін „сила“ або „жадібність“ кислот та основ набув тепер повної визначеності. Кислоти і основи тим „сильніші“, чим більше схильні вони до дисоціації на іони при розчиненні у воді. Звідси випливає, що сильні кислоти і сильні основи в розчинах повинні бути кращими провідниками струму, ніж слабкі.

§ 381. Іонна провідність. При електролізі різниці потенціалів на електродах змушує іони з негативним зарядом пересуватись до анода, з позитивним — до катода. Швидкість їх руху залежить від природи іонів, від в'язкості навколишнього середовища і від напруги струму. Чим вища напруга, тим більша швидкість іонів. При високій напрузі і малій віддалі одного від одного електродів швидкості іонів досягають таких розмірів, що виникає іскровий розряд. У цьому випадку вільні іони, прямуючи до електродів, набувають такої великої кінетичної енергії, що всі молекули, які вони зустрічають на своєму шляху, вони ударами розбивають на іони, що має своїм наслідком різке збільшення електропровідності і відповідно різке зростання величини струму. Якщо різниці потенціалів на електродах порівняно невелика, процес перенесення електрики відбувається менш бурливо, співударяння іонів з молекулами не викликає їх дисоціації і виявляється тільки у виділенні тепла.

Досягнувши електрода, іон втрачає свій заряд, який переходить у зовнішнє металічне коло і рухається в напрямі до другого електрода. Безпосереднім наслідком процесу електролізу є, таким чином, нагромадження біля електродів продуктів хемічного розкладу електроліту.

§ 382. Заряд іона. Електрон. Заряд іона можна дуже точно обчислити на підставі Фарадеевих законів електролізу, якщо досить точно визначене число Авогадро N (число молекул у граммамолекулі речовини). Різні способи визначення числа Авогадро дають значення, що не цілком збігаються одне з одним. Тепер, проте, можна вважати встановленим, що число Авогадро близьке до числа

$$N = 6,062 \cdot 10^{23}.$$

На підставі старанних, неодноразово перевірених вимірів можна твердити, що при електролізі для хемічного розкладу однієї граммамолекули речовини, яка розпадається в розчині на одновалентні іони, через електроліт повинна пройти кількість електрики, що дорівнює

$$F = 96\,494 \text{ кулонам.}$$

Звідси знаходимо заряд одного іона

$$e = \frac{F}{N}.$$

В електростатичних одиницях

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ ел.-ст. одиниць.}$$

З другого закону Фарадея випливає, що іони, які відповідають двовалентним групам, повинні нести подвійний заряд, тривалентні — потрійний і т. д.; іон „ n “-валентний повинен, отже, нести n -кратний заряд.

Заряд одновалентного іона з пропозиції Стоні дістав назву електрона (електро - іон).

Ідея про атомну будову електрики, про електрон, виникла саме із спроби з'ясувати знайдені шляхом експерименту (Фарадей, 1833) строго визначені співвідношення між кількістю електрики, яка пройшла через електроліт, і кількостями речовин, що виділилися на електродах. Автором цієї ідеї є Гельмгольц (1881). „Якщо застосувати,— писав він,— атомну теорію до електричних процесів, то в поєднанні з законом Фарадея вона приводить до надзвичайних висновків. Допускаючи існування хемічних атомів, ми змушені зробити звідси висновок, що також і електрика як позитивна, так і негативна поділяється на певні кількості, які відіграють роль атомів електрики“.

На підставі фактів, викладених нижче, ми уявляємо собі тепер електрон як частинку, що має певну масу. В заключних параграфах даного розділу буде показано, що ця маса електрона пов'язана своїм походженням із зарядом електрона.

Негативні і позитивні електрони входять до складу всіх атомів, але при деяких умовах вони відщеплюються від атомів і рухаються незалежно. До найостаннішого часу припускали, що незалежно від атома існувати можуть тільки негативні електрони. Проте, недавно (1932—1933) було експериментально виявлено існування відщеплених від атомів позитивних електронів (§ 592).

Коли говорять про електрони, не згадуючи про знак їх заряду, завжди мають на увазі негативні електрони. Позитивні електрони дістали назву позитронів (їх називають також антиелектронами).

§ 383. Катодне проміння. У повсякденному житті нам доводиться спостерігати три агрегатні стани речовин: твердий, рідкий і газоподібний. Понад 100 років тому Фарадей висловив припущення, що повинен існувати ще четвертий стан тіл, який він назвав „променястим“ і який настільки ж відрізняється від газоподібного, наскільки газоподібний відрізняється від рідкого. Через 70 років Вільям Крукс (1879) довів справедливості цієї гіпотези Фарадея експериментальним шляхом: він виявив існування особливого катодного проміння, яке являє собою не що інше, як електричний струм, що протікає в газі.

Явище електричного розряду в евакуйованих трубках (у трубках з розрідженим газом) уже давно притягало увагу фізиків незвичайною красою і загадковістю; проте, не зважаючи на це, довгий час найважливіше в ньому — утворення катодного проміння — залишалося поза полем наукового дослідження.

Відомо, що електропровідність газів збільшується в двох випадках: поперше, під дією деяких фізичних агентів, як, наприклад, рентгенового і ультрафіолетового проміння, полум'я і т. д. (так званих „іонізуючих факторів“), і, подруге, при розрідженні газу (до певної границі).

Коли прикласти різницю потенціалів від індукційної катушки середньої сили до атмосферного повітря, вміщеного в трубку довжиною в 15—20 см, іскрового розряду при нормальному тиску повітря звичайно не спостерігають. Проте, досить, не змінюючи різниці потенціалів, видалити з трубки частину повітря з допомогою насоса, щоб між електродами з'явилося у вигляді коливної стрічки фіолетово-рожеве сяйво (якщо трубка була наповнена іншим газом, а не повітрям, то колір цього сяйва буде інший, залежно від хемічної природи газу). Недалеко від катода сяйво це трохи звужується і набуває голубуватого відтінку. При близькому розгляданні легко виявити, що сяйво не в усіх частинах однаково яскраве і що в двох-трьох місцях воно переривається майже зовсім темними смугами. Особливо помітні ці смуги при тиску приблизно в одну тисячну атмосфери.

Від анода сяйво виходить у вигляді суцільної китиці, яка простягається майже на дві третини всієї довжини трубки, потім ідуть „темний простір Фарадея“, тонкий, що яскраво світиться, „другий катодний шар“, „темний простір Крукса“ і сяйво, яке з усіх боків оточує катод, — „перший катодний шар“ (рис. 398).

При поступовому збільшенні степеня розрідження область позитивного свічення відходить усе ближче до анода, при чому іноді (залежно від природи взятого для досліду газу) також поділяється на цілий ряд смуг, відмежованих одна від однієї темними проміжками.



Рис. 398. Розряд в евакуйованій трубці.

При розрідженні в одну стотисячну атмосфери (менше 0,01 мм) кружків темний простір поширюється на всю трубку, і, не зважаючи на те, що струм все ще протікає через газ, свічення зовсім зникає. Тільки при уважному розгляданні на темному фоні можна вловити пучок променів, які виходять нормально до поверхні катода і надають навколишньому газу здебільшого фіолетового відтінку. Падаючи на скло, проміння це, яке дістало назву „катодного проміння“, змушує скло флюоресцювати яскравозеленим кольором. Стежачи за місцезнаходженням плями флюоресценції при зміні положення катода, легко бачити, що катодне проміння поширюється прямолінійно (рис. 399).

Тепер твердо встановлено, що в дуже розріджених вакуумтрубках при достатній напрузі на електродах потік електронів прямує від катода в напрямі, перпендикулярному до його поверхні.

Проникність катодного проміння невелика. Вміщуючи на шляху цього проміння тонкі металічні пластинки, наприклад, мідні, срібні, цинкові і т. ін., можна дістати на флюоресцюючому склі трубки різко окреслену тінь. Шар повітря товщиною в кілька сантиметрів для „повільного“ катодного проміння (одержуваного при напрузі в кілька кіловольтів) є вже зовсім непрозорим. Проте, застосовуючи для добре евакуйованих трубок великі напруги (десятки кіловольтів), можна дістати катодне проміння („швидке“), яке має досить значну проникність.

Майже всі тверді тіла флюоресцюють під дією катодного проміння, при чому, як загальне правило, можна помітити, що колір флюоресценції не залежить від кольору тіла в звичайному світловому промінні. Надзви-

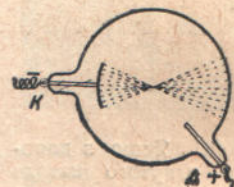
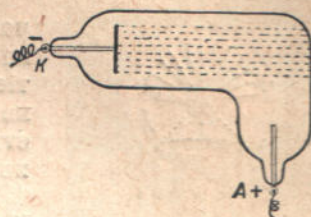


Рис. 399. Напрямок катодного проміння перпендикулярний до катода незалежно від положення анода.

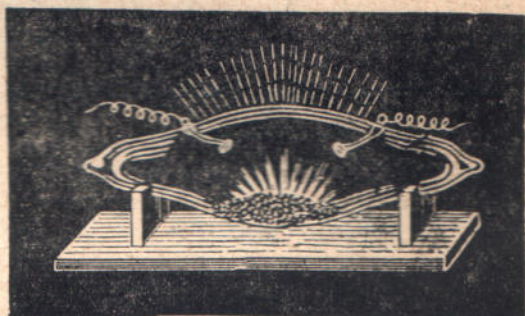


Рис. 400. Флюоресценція під дією катодного проміння.

чайно красивим видовищем є флюоресценція алмазів (яскравозеленого кольору). Здатність катодного проміння викликати флюоресценцію використана в будові важливого прилада — катодного осцилографа (§ 385).

Катодне проміння діє на фотографічну пластинку (викликає її почорніння).

Питання про природу катодного проміння свого часу викликало багато суперечок. Німецькі фізики на чолі з Герцем і Гольдштейном довго були тієї думки, що катодне проміння має таку саму хвильову природу, як і звичайне проміння, і відрзняється від нього тільки тим, що має меншу довжину хвилі.

Більшість англійських фізиків і особливо Вільям Крукс настоювали на тому, що катодне проміння треба розглядати як потік матеріальних частинок, які рухаються з величезною швидкістю. (Суперечка тривала майже двадцять років.)

Щоєсправді так, можна потвердити цілим рядом дослідів.

Поперше, катодне проміння відхиляється магнітним

Рис. 401. Якщо з допомогою вгнутого катода сконцентрувати катодне проміння на платиновій пластинці, то платина розжарюється і може бути навіть розтоплена.

і електричним полями (рис. 402 і 403), подруге, характер цього відхилення виявляє їх електронегативність (ті самі рис. 402 і 403), потрете, в тій же властивості електронегативності можна переконатись і безпосереднім

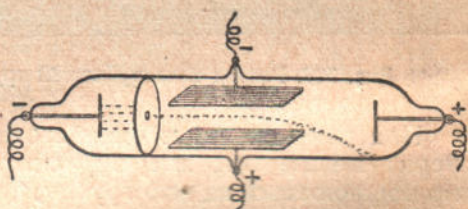


Рис. 402. Відхилення катодного проміння в електричному полі.

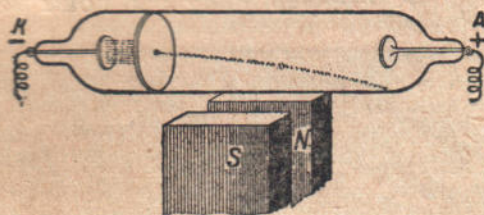


Рис. 403. Відхилення катодного проміння в магнітному полі.

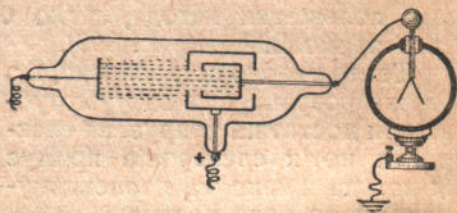


Рис. 404. Дослід Перрена.

Всередині трубки вміщений циліндр; сполучений з ним електричною ланкою виявляє, що циліндр завдяки катодному промінню, яке падає на нього, набуває негативного заряду.

дослідженням катодного проміння з допомогою електроскопа (рис. 404), і, нарешті, катодне проміння дає незрівняно більший механічний ефект, ніж можна було б того чекати у випадку, коли б воно мало хвильову природу.

§ 384. Відхилення катодного проміння в електричному і в магнітному полях. Вимір кута відхилення катодного проміння в електричному і магнітному полях дозволяє зробити ряд дуже важливих висновків щодо швидкості, заряду і маси частинок, які утворюють катодний потік.

Нехай заряд катодної частинки дорівнює e і маса m . Уявимо собі, що катодна частинка влітає в горизонтальному напрямі з швидкістю v у простір, пронизаний лініями електричних сил, напрямленими вертикально

(рис. 405). Для простоти припустимо, що електричне поле однорідне. Напруженість електричного поля позначимо через E . Незважно бачити, що рух катодної частинки в цьому випадку буде подібний до руху каменя, кинутого горизонтально в поле сили тяжіння. На катодну частинку діятиме стала сила, яка дорівнює eE . Ця сила спричинить відхилення частинки від прямолінійного шляху, і очевидно, що траєкторією частинки буде парабола. Якщо радіус кривизни траєкторії (в початковій точці параболи) ми позначимо через r , то за законами механіки повинна мати місце рівність:

$$eE = \frac{mv^2}{r}. \quad (1)$$

Уявимо собі, що катодна частинка з тією ж швидкістю v влітає в горизонтальному напрямі у простір, пронизаний лініями магнітних сил, які направлені теж горизонтально, але перетинають напрям руху частинки під прямим кутом (на рис. 406 сліди силових ліній, які йдуть від спостережника перпендикулярно до площини рисунка, зображені точками).

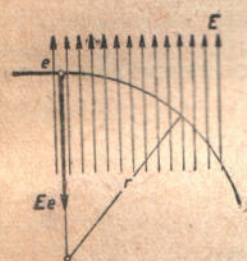


Рис. 405.

Силу, з якою магнітне поле діє на рухомий заряд e , ми можемо визначити на підставі закону Біо і Савара (§ 321 і 329). На елемент l прямолінійного струму однорідне магнітне поле,

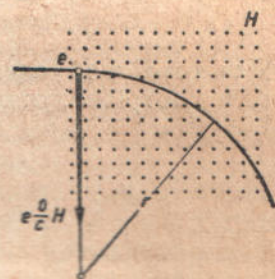


Рис. 406.

яке має напруженість H , діє з силою, що дорівнює $IlH \sin(I, H)$. Нехай розглядає нами рухомий заряд e за час t пересунувся на віддаль l ; це явище подібне до елемента l струму, величина якого $l = e/t$. Підставивши зазначений вираз для l у формулу Біо і Савара, дістанемо $\frac{e}{t} \cdot l \cdot H \cdot \sin(I, H)$; тут $\frac{l}{t}$ є швидкість руху v ; беручи до уваги далі, що заряд e тут виражений в абсолютних електромагнітних одиницях (бо за формулою Біо і Савара величина струму припускається вимірною у веберах) і бажаючи в дальшому розуміти під e заряд, виражений в електростатичних одиницях, ми повинні поділити добутий вираз на швидкість світла c (§ 320). Таким чином, остаточно знаходимо, що однорідне магнітне поле діє на катодну частинку, яка рухається перпендикулярно до напрямку поля, з силою $e \cdot \frac{v}{c} \cdot H$.

Під дією цієї сили частинка буде відхилена від прямолінійного шляху (рис. 406) і рухатиметься по колу. Як і раніше, ми через r позначимо радіус кривизни її траєкторії. Тоді за законами механіки повинна існувати рівність:

$$e \cdot \frac{v}{c} \cdot H = \frac{mv^2}{r}. \quad (2)$$

Відхилення катодного проміння в електричному полі легко демонструвати з допомогою спеціально призначених для цієї мети вакуумних трубок, всередині яких встановлені пластинки конденсатора так, що пучок катодних променів проходить між цими пластинками, перетинаючи лінії електричних сил. Якщо на x та y до пластинок конденсатора розмістити плоскі полюси електромагніта таким чином, щоб пучок катодних променів проходив одночасно і між полюсами електромагніта і між пластинками

конденсатора, то можна, регулюючи величину струму в обмотці електромагніта, добитись того, щоб відхилення катодного проміння від прямолінійного шляху, спричинене електричним полем, було зовсім знищене рівним щодо величини, але протилежним щодо напрямку відхиленням, яке спричинюється магнітним полем.

Мірилом відхилення катодного проміння від прямолінійного шляху повинен бути, очевидно, радіус кривизни r їх справжньої траєкторії.

В електричному полі радіус кривизни траєкторії катодного проміння згідно з (1) дорівнює:

$$r = \frac{mv^2}{eE}.$$

В магнітному полі за формулою (2) він дорівнює:

$$r = \frac{mv}{eH} c.$$

Для того, щоб електричне і магнітне поля взаємно компенсували одне одне, потрібно, отже, щоб

$$\frac{mv^2}{eE} = \frac{mv}{eH} c,$$

звідки

$$v = c \frac{E}{H}. \quad (3)$$

Ми бачимо, таким чином, що для визначення швидкості катодних частинок досить виміряти напруженості електричного і магнітного полів, дібрані так, щоб їх відхиляючі дії взаємно компенсували одна одну. Якщо розрядити конденсатор і виміряти відхилення катодного проміння в одному магнітному полі, то неважко з допомогою наведених формул обчислити відношення заряду катодних частинок до їх маси. Справді, підставляючи у формулу (2) значення швидкості v з формули (3), дістанемо:

$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{rH}. \quad (4)$$

Вперше точно виміряв швидкість катодного проміння в 1897 р. Дж. Томсон. Як і треба було чекати, швидкість катодних частинок у добре евакуйованій трубці була в простій залежності від вольтажу V , прикладеного до електродів трубки. При збільшенні вольтажу швидкість катодних частинок (електронів) зростає. Сто вольтів надають катодним частинкам швидкості в 600 км/сек; при десяти тисячах вольтів швидкість частинок досягає $\frac{1}{5}$ швидкості світла (§ 397).

Дж. Томсон визначив швидкість катодного проміння для різних степенів розрідження газу. Залежність швидкості польоту частинок катодного потоку від тиску з погляду кінетичної теорії може бути легко пояснена тим, що при підвищенні степеня розрідження газу катодні частинки повинні зазнавати меншого числа стикань з малорухомими молекулами і, отже, менше втрачати первісної швидкості. З тієї ж причини катодне проміння малопроникне для рідких і твердих тіл, а також для газів при відносно високому тиску.

Історично катодне проміння було першим явищем, яке виявило існування вільних (не пов'язаних з атомами) електронів. Замість слова „елек-

трон" іноді говорять „корпускула“. На підставі точних вимірів відхилення катодного проміння в електричному і магнітному полях знайдено:

$$\frac{e}{m} = 5,305 \cdot 10^{17} \frac{\text{абс. ел.-ст. од.}}{\text{грам}}$$

Старанні виміри Міллікена (§ 395) показали, що заряд електрона дорівнює:

$$e = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ абс. ел.-ст. од.}$$

Із зіставлення цього числа з попереднім дістаємо, що маса електрона дорівнює:

$$m = 8,999 \cdot 10^{-28} \text{ грамів.}$$

§ 385. Катодний осцилограф. Властивості катодного проміння застосовують у побудові катодного осцилографа — прилада, винайденого Брауном для спостереження і реєстрації дуже швидких електричних явищ.

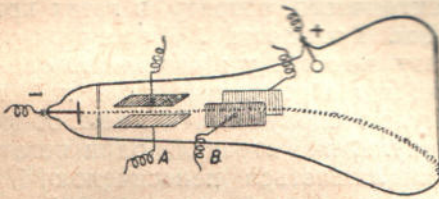


Рис. 407. Схема катодного осцилографа.

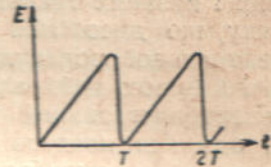


Рис. 408.

Електронний пучок (рис. 407) пропускають через два конденсатори, пластинки яких розміщені перпендикулярно одна до однієї. На один конденсатор (A) накладають електричне поле, яке періодично змінюється за певним законом, наприклад, зростає протягом періоду пропорційно часові і різко спадає до нуля в кінці періоду (рис. 408). Другий конденсатор (B) вмикають у коло вивчуваного струму.

Відхилення електронного пучка в горизонтальному напрямі зображатимуть проміжки часу; відхилення у вертикальному напрямі будуть пропорційні напрузі вивчуваного струму. Таким чином, електронний пучок залишає на фотографічній пластинці або на флюоресціюючому екрані слід, який є розгорнутою картиною вивчуваних електричних коливань. Надзвичайно мала інерція електронного пучка дозволяє вивчати електричні явища, які відбуваються дуже швидко (до 10^{-7} секунди).

Важливою практичною деталлю в будові осцилографа є „магнітна лінза“, тобто соленоїд, що оточує пучок. Магнітні лінзи відносно електронного пучка поводяться як скляні відносно світла. Вони дозволяють одержати на екрані чіткий слід електронного пучка у вигляді плямки діаметром до $\frac{1}{2}$ мм.

§ 386. Електронний мікроскоп. Між властивостями звичайних лінз і згаданих у попередньому параграфі „електронних лінз“ існує повна аналогія. Магнітне поле катушки зводить електронний пучок у точку, що лежить на осі катушки. Користуючись оптичною термінологією, говорять, що електронна лінза фокусує пучок електронів.

Останнім часом з кількох „електронних лінз“ побудували „електронний мікроскоп“.

Такий мікроскоп дає збільшене зображення поверхні катода на екрані в „світлі“ електронів, що їх він випускає. Як і в оптичному мікроскопі, в електронному мікроскопі кожній точці катода, яка випускає пучок елек-

тронів, відповідає точка зображення, в якій „лінзи“ мікроскопа зводять цей пучок. З допомогою такого мікроскопа можна діставати дуже цікаві картини, важливі для дослідження якості поверхні катода (наприклад, степеня його однорідності). Збільшення електронного мікроскопа можна у великих границях змінювати, змінюючи струм у катушках „лінз“, що вигідно відрізняє цей мікроскоп від оптичного мікроскопа.

§ 387. Іонізація газів. Іонізація газів може бути викликана різними способами. Навіть при нормальних умовах молекули багатьох газів у деякій мірі дисоційовані на іони. Проте, степінь цієї дисоціації настільки незначний, що довгий час її зовсім не вдавалось виявити.

Подібно до електролізу рідин електричний розряд у газах зумовлений рухом матеріальних частинок — іонів, і електропровідність газів насамперед залежить від числа вільних іонів. Проте, електролізу в звичайному розумінні цього слова в газах не спостерігають. Виявлено, що при достатньому степені іонізації добрими провідниками електрики можуть служити гази, які хемічно мають безумовно простий склад. Можна навіть пропустити струм через такі гази, як гелій, неон, аргон, молекули яких складаються лише з одного атома.

Експериментальне вивчення електричного розряду в газах при нормальних і низьких тисках привело Дж. Томсона і Резерфорда до висновку, що дисоціація молекул газу полягає у відщепленні електрона від нейтральної молекули. Електрон, що відокремився, при найближчій зустрічі з іншою нейтральною молекулою сполучається з нею, обертаючи її в електронегативний іон. У молекули, яка втратила один негативний заряд, одиниця позитивної електрики лишається ненасиченою, і, таким чином, така молекула реагуватиме як нормальний позитивний іон, подібний до іона електролітичного розчину.

Кращими іонізаторами газу є рентгенове й катодне проміння і радіоактивні речовини. Електричну дисоціацію газів викликає також ультрафіолетове проміння, деякі хемічні реакції та інтенсивне нагрівання.

Не слід, проте, уявляти собі електричну дисоціацію під дінням хоча б найсильніших іонізаторів у вигляді бурхливого процесу розпаду, який охоплює одразу всі молекули газу; процес відщеплення електронів охоплює далеко не всі молекули, а тільки небагато з них. Сильніший іонізатор — чиста сіль радію, взята в кількості одного міліграма, за одну секунду може викликати в найближчих шарах повітря на кожні 100 мільйонів молекул утворення тільки одного іона.

Крім того, не можна забувати, що в газах, як і в електролітичних розчинах, паралельно з процесом дисоціації безупинно відбувається процес молізації, тобто процес сполучення полярних іонів у нейтральні молекули.

Якщо усунути іонізатор, то процес молізації одразу знищує майже всі вільні іони. Тому газ проводить електрику тільки під дінням іонізуючого фактора і швидко втрачає електропровідність, якщо іонізуючий фактор усунуто. В газах електрична дисоціація не супроводиться хемічною дисоціацією, і тому при пропусканні струму через газ біля електродів не вдається виявити ніяких ознак продуктів розкладу.

§ 388. Електропровідність газів. Струм насичення. Лавинний розряд. Електропровідність газу тим більша, чим вищий степінь його іонізації. Якщо через якийнебудь газ пропускати струм, змінюючи поступово вольтаж, то легко помітити, що спочатку при підвищенні вольтажу величина струму збільшуватиметься, але потім, досягнувши граничної величини, яка залежить від степеня іонізації газу, набуває сталого значення („струм насичення“; рис. 409).

Якщо степінь іонізації газу великий, а вольтаж незначний, то не всі вільні іони доходять до електродів. При підвищенні вольтажу число іонів, які доходять до електродів, зростатиме доти, поки воно не стане рівним

загальному числу іонів, які виникають у даний проміжок часу в усій товщі газу під дією іонізуючого фактора. Величина струму пропорційна числу іонів, які нейтралізуються біля електродів за одну секунду. Очевидно, що коли число це стане рівним числу іонів, що виникають, то буде досягнуто граничної величини струму (струм насичення). Дальше підвищення вольтажу на величині струму не позначиться.

В електричному полі іони набувають взагалі досить значних швидкостей. Коли ж вольтаж на електродах, віддалених один від одного на 1—2 см, підвищити до кількох десятків тисяч вольтів, то швидкості ці досягнуть таких розмірів, що при стиканні з іонами зустрічні молекули зазнаватимуть дисоціації, і число вільних іонів швидко зросте. Ціла лавина заряджених електрикою частинок попрямує до електродів, знищуючи на своєму шляху всі перепони. Тиск, утворюваний іонами в електричній іскрі, досягає кількох сот атмосфер; ось чому іскрою можна легко пробити товстий картон і скло. Струси, що їх зазнають молекули при стиканні з іонами, які швидко мчать, позначаються виділенням тепла і утворенням звукових хвиль. Температура вольтової дуги перевищує 3000°.

В кімнатному повітрі нормально міститься тільки дуже незначне число іонів, приблизно кілька тисяч у кубічному сантиметрі. Коли до електродів прикладена досить висока напруга, то починається лавинний розряд, але через те, що початкове число іонів дуже мале, потрібний час (приблизно $\frac{1}{10}$ секунди), щоб лавинний розряд, який почався, закінчився утворенням іскри. Якщо сполучити електроди з джерелом струму високої напруги на час, менший $\frac{1}{10}$ секунди, то розряд не встигне відбутись.

Нижче наведено числові дані, які характеризують величину іскрового проміжка в кімнатному повітрі. Напруженість електричного поля поблизу електродів великою мірою залежить від кривизни поверхні електрода (§ 283); тому мінімальні напруги, при яких для даної віддалі між електродами починається лавинний розряд, неоднакові для електродів різної форми; між вістрями іскровий розряд починається при нижчій напрузі, ніж між кулями або плоскими електродами.

Таблиця 21.

Величина іскрового проміжка в кімнатному повітрі.

Напруга	Проміжок між вістрями	Проміжок між кулями		Проміжок між площинами
		при діаметрі кулі 5 см	при діаметрі кулі 30 см	
20 000 вольтів . .	15,5 мм	5,8 мм	6,0 мм	6,0 мм
40 000 "	45,5 "	13 "	13 "	13,7 "
100 000 "	220 "	45 "	35,7 "	36,7 "
200 000 "	410 "	262 "	75,3 "	75,3 "
300 000 "	600 "	530 "	126 "	114 "

§ 389. Явища, які відбуваються у вакуумтрубці при проходженні струму. Коли ми сполучаємо електроди евакуйованої трубки з кондукто-

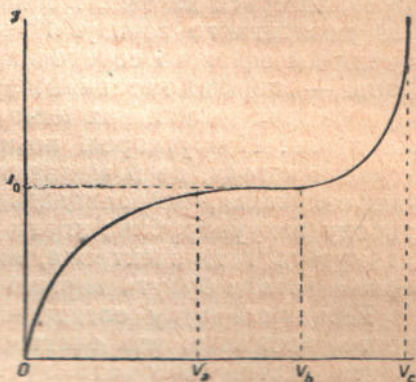


Рис. 409. Залежність величини струму в газах від різниці потенціалів.

У межах від V_0 до V_b спостерігається струм насичення; при V_c настає іскровий розряд.

рами електричної машини або полюсами індукційної катушки, то вільні позитивні іони прямують до катода. Спочатку швидкості їх недостатні для того, щоб при співударянні з зустрінутими випадково молекулами газу викликати їх іонізацію, проте, якщо розрідження і, отже, середній вільний шлях значні, то недалеко від поверхні катода швидкість позитивних іонів досягає „критичної величини“, і шар газу, який безпосередньо прилягає до катода, буде іонізованим.

Дисоціація молекули на електрополярні частини, викликана ударом іона, полягає в тому, що один із вміщених у надрах молекули електронів викидається назовні, і сама молекула набуває еквівалентного електронів позитивного заряду. Процес цей супроводиться електромагнітним збуренням ефірного середовища. Таким чином, шар газу, який прилягає до катода, — „перший катодний шар“ (рис. 398, стор. 419) — буде джерелом, поперше, нових позитивних іонів та електронів і, подруге, звичайних світлових хвиль. Новоутворені позитивні іони будуть одразу ж притягнені до поверхні катода, де й віддадуть свій заряд; електрони під дією сил відштовхування, які виходять від катода, попрямують в протилежну сторону вакуумтрубки; поряд з цими електронами в тому ж напрямі рухатимуться і ті електрони, які завдяки ударам позитивних іонів об поверхню катода будуть вирвані з речовини катода.

Швидкість руху електронів поступово збільшуватиметься і швидко зросте настільки, що електрони, подібно до важких позитивних іонів, будуть здатні іонізувати зустрічні молекули. В результаті на деякій віддалі від катода утворюється „другий“ світний катодний шар сильно іонізованого газу. Від катода його відокремлюватиме крутків темний простір, на всьому протязі якого швидкість електронів зростає. Доля позитивних іонів, які утворилися в другому катодному шарі, тотожна з долею іонів, що виникли в першому катодному шарі; вони будуть притягнені до катода і при дотиканні до його поверхні втратять свій заряд. Електрони, що виникли в другому катодному шарі, спочатку повільно, а потім усе швидше і швидше пересуватимуться до анода, і, коли швидкість їх досягне критичної величини, вони в свою чергу викличуть іонізацію газу. Таким чином виникає анодне свічення, відокремлене від другого катодного шару темним простором Фарадея.

Кінетична енергія іонів залежить, взагалі кажучи, від трьох факторів: від напруги на електродах, довжини вільного шляху і маси рухомих частинок. Через те що заряди позитивних іонів і електронів чисельно рівні (отже, рівні і електричні сили, що діють на них з боку електродів), маса ж позитивних іонів залежно від природи газу від 1800 до 100 000 і більше раз перевищує масу негативних, то очевидно, що швидкість електронів повинна бути незрівнянно більша швидкості позитивних іонів.

Збільшуючи степінь розрідження газу, можна легко простежити поступове наростання середньої швидкості руху негативних і позитивних частинок, зумовлене збільшенням довжини їх вільного шляху.

Плавно зменшуючи тиск від $\frac{1}{10\ 000}$ до $\frac{1}{100\ 000}$ ат, можна спостерігати виникнення катодного проміння. Спочатку катодне проміння помітно відхиляється в сторону анода, але потім відхилення це стає зовсім незначним, і напрям руху електронів весь час лишається перпендикулярним до поверхні катода. Природно, що при швидкості, яка доходить до 100 000 км/сек, катодне проміння, не зважаючи на надзвичайно малу величину маси частинок, які утворюють це проміння, може викликати значний механічний ефект. Млинок з лопастями з тонких пластинок слюди ударом електронів приводиться в швидкий обертальний рух; метали, розміщені у фокусі катодного проміння, розжарюються, скло дає тріщини і топиться.

§ 390. Анодне проміння. Поряд з катодним промінням при спеціальній побудові розрядної трубки можна спостерігати анодне проміння,

яке являє собою молекулярний пучок позитивних іонів газу, що рухаються з великою швидкістю. Анодне проміння було відкрито в 1886 р. Гольдштейном. Експериментально властивості цього проміння були всебічно досліджені Віном і Дж. Томсоном. У руках Томсона розрядні трубки, призначені для спостереження анодного проміння, обернулись у мірні прилади надзвичайної точності, які замінювали терези при зважуванні окремих атомів матерії. Продовжуючи роботи, початі Томсоном, Астон у 1919 р. експериментально відкрив існування ізотопів (хімічно тотожних елементів з різною атомною вагою) і серією блискучих робіт, проведених у наступні роки, довів, що атомна вага майже всіх елементів виражається цілими числами¹⁾.

У фізичній літературі анодне проміння фігурує під кількома назвами: іноді його просто називають позитивним промінням, іноді закатодним, іноді каналовим промінням. Остання назва виникла як результат тих спеціальних умов, які повинна задовольняти побудова катодної трубки, щоб можна було відокремити позитивне проміння від катодного. Катод у розрядній трубці, призначеній для спостереження позитивного проміння, вміщується звичайно не з краю, а посередині трубки; отже, вся трубка поділяється катодом на дві частини. В катоді, який має форму пластинки, просвердлюється один або кілька тонких каналів (рис. 410). Позитивні іони газу, що виникають у просторі між анодом і катодом, прямуючи до катода, набувають в електричному полі трубки величезної швидкості. Більша частина іонів затримується поверхнею катода, але ті іони, які попадають у канали катода, продовжують рухатися вперед за інерцією і в другій половині трубки виходять з отворів катода і утворюють „каналове“ (анодне) проміння.

Скориставшись впливом магнітного і електричного полів на анодне проміння, Він (у 1898 р.) експериментально довів, що анодне проміння являє собою потік позитивних іонів газу. При цьому йому довелось перемагати ряд труднощів, яких не знали фізики, що вивчали катодне проміння. Справа в тому, що, поперше, різко окреслений пучок каналових променів можна дістати тільки з допомогою отвору в катоді діаметром в один міліметр і менше, але інтенсивність проміння зменшується пропорціонально четвертому степеневі діаметра, і це змушує експериментувати з ширшими каналами, примиряючись з неминучою розмитістю пучка; подруге, відхилення анодного проміння в електричному і магнітному полях менше, ніж відхилення катодного, бо маса позитивних іонів значно перевищує масу електронів; потрете, магнітне поле, призначене впливати на анодне проміння, одночасно відхиляє і катодне і взагалі змінює умови розряду в трубці, в результаті чого напрям анодного проміння змінюється, але не в зв'язку з безпосереднім впливом магнітних сил на потік позитивних іонів, а в наслідок побічних причин.

Флюоресценція скла під дією каналового проміння має той самий зеленуватий відтінок, як і у випадку катодного проміння, але інтенсивність її значно менша. Із скла, освітленого каналовим промінням, виділяється пара натрію, яка утворює жорсткий світний шар, що щільно прилягає до поверхні скла.

Штарк (в 1905 р.) вказав спектральний спосіб визначення швидкості позитивних іонів, які утворюють анодне проміння. Він виявив, що коли спек-

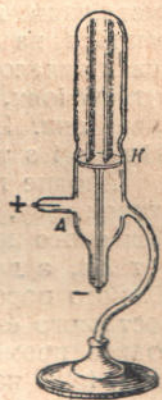


Рис. 410. Розрядна трубка для спостереження анодного проміння.

¹⁾ Розроблений Томсоном і вдосконалений Астоном метод визначення атомної ваги з допомогою анодного проміння буде викладений у § 587.

троскоп спрямувати на пучок анодних променів так, щоб частинки цих променів рухались у напрямі до спостережника, то біля кожної спектральної лінії з'явиться слабкий супутник, зміщений в сторону коротших хвиль. З погляду принципу Доплера (§ 472) це явище можна було передбачити; принцип Доплера встановлює, що довжина хвилі світла повинна меншати, якщо джерело світла рухається назустріч спостережникові. В даному випадку джерелом світла є нерухомі молекули газу і частинки анодного проміння. Спектр нерухомих молекул займає нормальне положення, спектр рухомих анодних частинок зміщений, як того вимагає принцип Доплера, в сторону коротких хвиль. За величиною цього зміщення спектральних ліній неважко обчислити швидкість проміння.

Частина позитивних іонів при випадкових співударяннях з вільними електронами і з негативними іонами газу нейтралізується або навіть заряджається негативно. Поряд з цим удари, що їх завдають анодні частинки зустрічним молекулам, втягують нейтральні молекули, що іноді розпадаються на атоми, в загальний потік каналового проміння. Таким чином, склад каналового проміння виявляється неоднорідним: переважають позитивні іони, але зустрічаються і нейтральні молекули, і атоми, і негативні іони. Ця неоднорідність складу експериментально була виявлена Віном і з того часу не раз була предметом вивчення.

Анодне проміння можна дістати не тільки таке, що складається з частинок газу, який міститься в трубці, але і з частинок самих електродів. Для цього виготовляють один з електродів — анод — з йодистих сполук металів, а для збільшення його електропровідності додають до них вугільного порошку (метод Герке і Рейхенгейма). При пропусканні постійного електричного струму з напругою близько 4000 V з анода виходить проміння, яке являє собою потік позитивних іонів металу (наприклад, іонів натрію, літію, стронцію і т. д. — залежно від того, який метал у сполучі з йодом було взято як матеріал для виготовлення анода).

§ 391. Електронна провідність металів. При проходженні струму через металічний провідник носіями заряду є електрони. Всередині просторових ґрат, утворених іонами металу, є значна кількість вільних електронів, які, беручи участь у тепловому русі, становлять ніби „електронний газ“, що заповнює простір між іонами.

Друде і Лоренц показали, що, виходячи з цього уявлення про „електронний газ“ і користуючись основними закономірностями кінетичної теорії, можна пояснити якісно, а в деяких випадках і кількісно, найважливіші властивості металічних провідників.

Прикладена до провідника електрорушійна сила ніби впорядковує рух електронів: на хаотичний рух електронів в „електронному газі“ накладається переміщення електронів у напрямі електричного поля.

Безладний рух електронів при відсутності поля служить поясненням великої теплопровідності металів. Тут вирівнювання теплового стану тіла відбувається набагато швидше в наслідок великої рухливості електронів. Легко зрозуміти, що теплопровідність, як і електропровідність, залежить від стану електронного газу в металі. Тому слід чекати існування залежності між коефіцієнтом теплопровідності і питомою електропровідністю того самого металу. Така залежність справді існує і має назву закону Відемана-Франца:

$$\frac{\text{коефіцієнт теплопровідності}}{\text{електропровідність}} = a \cdot T,$$

тобто відношення коефіцієнта теплопровідності до електропровідності пропорціональне абсолютній температурі. При цьому коефіцієнт пропорціональності приблизно однаковий для більшості металів.

Коли до кінців провідника прикладена електрорушійна сила, електрони під дією електричного поля починають рухатись прискорено; коли б не було просторових ґрат металу, було б безперервне зростання величини струму; проте, стикання електронів з позитивними іонами металу (розміщеними у „вузлах кристалічних ґрат“) радикально змінюють картину. В проміжку між двома стиканнями електрон рухається прискорено, при чому його прискорення пропорціональне напруженості електричного поля, величині його заряду і обернено пропорціональне масі:

$$j = \frac{eE}{m} \tau.$$

Якщо позначити через τ середній (для всіх електронів) час вільного пробігу (від молекули до молекули), то швидкість на кінець розгону буде $j\tau$, а середня швидкість протягом проміжка часу τ дорівнюватиме $u = \frac{1}{2} \cdot j\tau =$

$$= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{eE}{m} \right) \tau. \text{ Таким чином, середня швидкість у порядкуваного руху}$$

зарядів у провіднику пропорціональна напруженості електричного поля. Неважко перейти від швидкості зарядів до величини струму і від напруженості поля E до прикладеної напруги. Зробивши такий перехід, ми дістали б для величини струму вираз, аналогічний законів Ома. З зіставлення цього виразу з законом Ома ми могли б встановити, як питомий опір металу ρ залежить від довжини вільного пробігу електрона λ ,

від середньої швидкості його теплового руху v (вона визначає час вільного пробігу $\tau = \frac{\lambda}{v}$) і від числа електронів в одиниці об'єму n . Друде знайшов, що

$$\rho = \frac{mv}{e^2 \lambda n}, \quad (5)$$

де m —маса електрона, а e —його заряд. В наведеній формулі немає числового коефіцієнта пропорціональності, який за Друде дорівнює 2 (за Зоммерфельдом цей коефіцієнт дорівнює 1).

Довжина вільного пробігу електронів дуже мала. Тому електрони під дією поля не встигають набути великої швидкості; їх середня швидкість у порядкуваного (створюваного полем) руху u в багато разів менша середньої швидкості v їх теплового руху.

Друде і Лоренц при використанні наведеної вище формули виходили з припущення, що тепловий рух електронів підлягає законам класичної статистики (зокрема вони приймали, що швидкості електронів розподілені за законом Максвелла). Повної погодженості теорії з дослідом не дійдено.

Зоммерфельд застосував (1927 р.) до „електронного газу“ квантову статистику Фермі і дістав добре погодження теорії з фактами. Через дуже малу масу електронів „електронний газ“ уже при нормальній температурі перебуває в стані виродження (§ 165). При зниженні температури енергія „електронного газу“ не змінюється. Середня швидкість v теплового руху електронів має порядок величини (залежно від числа вільних електронів) близько 1000 кілометрів на секунду. Довжина вільного пробігу λ знаходиться в складній залежності від температури T ; залежність ця така, що при малих T опір повинен швидко спадати, що і спостерігається в дійсності.