

Ч. 83.

На правах рукопису
[53(02)]

Борис Лисянський

Доцент Української Господарської Академії в Чехословацькій Республіці

Курс лекцій по фізиці

Частина IV.

**Електростатика - Електрокінетика
Наука про магнетизм**



1924

Подбрани

Видання „Видавничого Т-ва при Українській Господарській Академії в Ч. С. Р.“

На правах рукописи.

Boris Lyssjansky.

[53(02)]

Docent à l'Académie Ukrainienne
d'Économie rurale à Podebrady.

Cours de Physique.

173350

Борис Лисьянський.

Доцент Української Господарської Академії в Ч.С.Р.

Курс лекцій по фізиці.

І.ІV. Електростатика.

Електрокінетика.

Наука про масні сили.

1924.

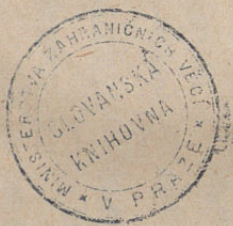
Подоєради.

Видання „Вид. М-ва при Ч.С.Р.“

u. 5622/IV - P

026671

Літографовано 150 прим.



Передмова.

Четверта та пята частини мого "Курсу лекцій по Фізичі" мають бути присвячені огляду з'явищ електричності та магнетизма; до четвертої частини увійде електростатика, електрокінетика та наука про магнетизм, до пятої - електродинаміка.

Обидві книги сполучатимуть у собі два курси, читані мною в осінньому семестрі 1923-24 академічного року, а саме "курс Фізичі", читаний студентам Агрономічно-Лісового Відділу, та "вступ до електротехніки", читаний студентам Сільсько-Господарсько-Інженерного Відділу.

З різних причин, з'окрема по мотивах характеру-технічного, я не знайшов можливим видавати ці курси кожний з'окрема.

Відділ про електричність та магнетизм уявляє собою ту частину загального курсу фізичі, виклад якої з боку педагогічного ставить найбільші труднощі.

При великій кількості та різноманітності експериментального й теоретичного матеріалу, вміле розподілення та доцільне використання його творить собою нелегке завдання. В той час коли в інших відділах фізичі порядок розподілення матеріалу визначається сам собою й легко вкладається в певні загально-прийняті шаблони /варіювати які звичайно можна, але в дуже обмежених границях/, для науки про електричність та магнетизм таких остаточних шаблонів ще не вироблено та навіряд чи в близькому часі й буде встановлено. Бо з одного боку відсувається тягла еволюція в поглядах на внутрішню природу з'явищ електричності та магнетизму, з другого боку кожний автор по своїому підходить до справи використання згаданого вище величезного матеріалу і по своїому цей матеріал комбінує. Що-до мене, то приступаючи до складання IV та V частин свого курсу, я поставив собі завданням з мінімальною затратою часу й енергії провести своїх слухачів через довгий й запутаний лабиринт науки про електричність, дати їм виразні й укінчені уяви про всі основні моменти цієї важливої галузі природознавства й звязати цілий виклад в одну нерозривну логічну нитку, що кожний послідувачі факт лучила би з фактами попередніми і не давала місця різним несподіванкам у формі незрозумілих з'явищ та небазованих на попередньому викладі висновків. Нічого "зверхприродного" у науці про електричність не може бути, як і в усякій іншій науці; такі "зверхнатуральности" можуть повстати лише яко вислід недоброї системи викладу, недоцільного розподілення матеріалу.

Я вже зазначив, що різні автори по різному підходять до справи схематизації своїх курсів; де-які з них починають, наприклад, виклад з магнетизму, інші з гальванізму, себ-то з електрокінетики, переходючи вже далі до електростатики. Я особисто вважаю можливим та доцільним єдиний шлях: від простішого до складнішого, від причин до вислідів, від статички до кінетики і через неї далі до динаміки. Глибоко переконаний, що це той шлях, що з одного боку задовольняє основним вимогам педагогіки і з другого боку в найбільшій мірі відповідає Маховому (*Ernst Mach*) "принципу економії думки".

При ознайомленні з розподіленням матеріалу в цій книзі може найбільш здивовань викличе те, що відділ про електроліз висунено наперед, тоді як відділ про гальванічні елементи навпаки переміщено вглиб курсу. Цей відступ од загально-прийнятого порядку зроблено мною цілком свідомо: я вважаю, що зрозуміння з'явища поляризації електродів та належне засвоєння основних положень теорії гальванічного елемента неможливі без попереднього ознайомлення з хемічними діяннями електричного

току.

Терміни, що їх я вживатиму в послідувочому викладі, в більшості апробовані ухвалами Термінологічної Комісії при С.Г.Інженерному Відділі.

І. ІІ. 1924.

Б.Д.



сВсЮп.

ф I. Взаємне тертя двох матеріальних тіл справляє цілу низку відповідних ефектів; у вислід такого тертя повстає тепло, при певних умовах витворюється також світло й т.д.

Але найбільш цікавим з'являється той ефект, з яким зв'язується вияв особливих таємничих сил, що їхньою акцією ставиться притягання потертим тілом різних легких предметів. Цей ефект був викритий ще за давніх часів; вже в античній Греції було відомо, що янтар, потертий о вовну, притягає до себе легенькі тіла. Але тогочасна наукова думка не уділила належної уваги цьому цікавому з'явищу й ближчим дослідженням його занявся вперше лише ДЖИЛЬБЕРТ *W. Gilbert*, який року 1600 встановив той факт, що у вислід потирання об інші тіла притягальні властивості набуває, крім янтара, також ціла низка тіл: різні смоли, шкло, сірка, дорогоцінне каміння й инш.; далі Джильберт встановив, що метали такої властивості самі не виявляють, але їхня тирса підпадає притягальню інших тіл і що вохкість воздуха переходжає успішному переведенню досвідів. Виходячи з того факту, що згадана вище властивість вперше була спостережена на янтарі, грецькою назвою якого є "ДЛЕКТРОУ" Телектрон, Джильберт цій нововідкритій властивості матерії дав назву ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.

В наші часи наука про електричність творить собою цілу окрему галузь людського знання. На ній спирається широко-розвинена електротехника, що з'являється одним з наймогутніших чинників сучасної матеріальної культури. Не дарма нашу добу кваліфікують, як ДОБУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. В послідууючому викладі ми маємо крок за кроком ознайомитися з головними електричними з'явищами, простежити розвиток поглядів на природу електричності і з'ясувати собі роль науки про електричність як у теоретичному знанні нашому про всесвіт, так і в практичному застосованні його до потреб культурного людства.



Електростатика.

§ 2. Досвід показує, що електричні сили повстають кожного разу при взаємному потиранні РІЗНОРОДНИХ предметів. Величина притягального ефекту в різних випадках є одначе неоднаковою, ПЕРЕБУВАЮЧИ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ КОЖДОГО З ТІЛ. Легко переконатися, що ПРОЦЕС ЕЛЕКТРИЗАЦІЇ Є ПРОЦЕС ОБОПІЛЬНИЙ. Потерши шкляним прутиком об амальгамовану шкіру, накручену на кінець другого такого ж прутика, бачимо, що здібність притягати легкі тіла набуло не лише скло, а також і амальгамована шкіра. Отже приходимо до висновку, що при взаємному потиранні ЕЛЕКТРИЗУЄТЬСЯ КОЖДЕ З ДВОХ ТІЛ. Дорогою спеціально поставлених досвідів можемо переконатися в тому, що ОБИДВА ТІЛА ЕЛЕКТРИЗУЮТЬСЯ В ОДНАКОВІЙ МІРІ.



Рис. I.

Підвісимо на тоненькому дротику /рис. I/ ебонітовий прутик А, потертий перед тим об сукно. Наближимо до нього другий так само наелектризований прутик В. Тоді побачимо, що обидва прутики взаємно ВІДПИХАЮТЬСЯ. Як що повторимо цей досвід з двома шкляними прутиками потертими об амальгамовану шкіру, то дістанемо попередній ефект. Змінимо тепер досвід так: до ебонітового прутика піднеситимемо шкляний /або на-впаки/; тоді побачимо, що прутики ПРИТЯГАЮТЬСЯ один до другого. Переводючи такий досвід з різнома-нітними тілами, ми побачимо, що вони поводять себе або як скло, або як ебоніт. Такі вислідні досвідних спостережень приводять нас до наступного логічного

висновку: ІСНУЄ ДВА ВИДИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ: ОДИН З НИХ ВІДПОВІДАЄ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ШКЛЯНІЙ, ДРУГИЙ - ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ЕБОНІТОВІЙ.

Через те, що, як показує досвід, електричність одного виду нищить при злучці електричність другого виду /подібно до того, як у математиці додатні та від'ємні величини/, перший вид ми умовляємося називати електричністю ДОДАТНОЮ, другий - електричністю ВІД'ЄМНОЮ. Як ми до-піру бачили ОДНОРОДНІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ВЗАЄМО-ВІДПИХАЮТЬСЯ, РІЗНОРОДНІ - ВЗАЄМНО ПРИТЯГАЮТЬСЯ. Цей факт вперше встановив року 1754 ДЮФЕЙ /Du-foy/.

Досвід показує далі, що при взаємному потиранні двох тіл завжди ОДНЕ З НИХ ЕЛЕКТРИЗУЄТЬСЯ ДОДАТНО, ДРУГЕ ВІД'ЄМНО. Знак електричності /+ або -/ даного тіла залежить від того ОБ ЯКЕ-САМЕ ТІЛО ВОНО ПОТИРА-ЄТЬСЯ. Отже всі тіла можна розмістити в певний ряд таким чином, що ко-жде тіло при потиранні його послідуєчим тілом електризується додатно, а при потиранні попереднім тілом - електризується від'ємно. Цей ряд є: /+/ ХУТРО /Лисяче або котяче/. ГЛАДЕНЬКЕ ШКЛО. ВОВНА. ПАПІР. ШОВК. МАТОВЕ ШКЛО. КАВУНК. СМОЛКА. ЯНТАР. СІРКА. МЕТАЛІ. /-/

Чим більше в цьому ряді тіла віддалені одно від другого, тим значніший маємо електризаційний ефект.

Щоби розпізнати як-само наелектризовано тіло, можна користати з т.зв. ЕЛЕКТРОСКОПОВОГО ПЕРСІШКУ, що уявляє собою суміш потовченої сірки та сурику. При просіванні такої суміші через серпанок часточки сурику електризуються додатно, часточки сірки - від'ємно. Отже тіла наелектризовані додатно притягають до себе жовтий порошок сірки, наелектризовані від'ємно - притягають червоний порошок сурику.

х/ Ця різnorodність може бути всякою: різnorodність хемічного складу, фізичної структури, вигляду поверхні, температури і т.д.

§ 3. Року 1729 ГРЕЙ /*St. Gray*/ спостеріг, що металевий дріт уміщений внутрі шкляної трубки і перепущений через корок, що закривав цю трубку, виявляв електричні властивості й притягав своїм вільним кінцем легенькі тіла, кожного разу, коли шкляна трубка піддавалася потиранню. Згаданий досвід виявив, що МЕТАЛИЧНІ ТІЛА НЕ ЛИШЕ МОЖУТЬ НАБУВАТИ ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТАН, А ТАКОЖ І ВОЛОДІЮТЬ ЗДІБНОСТЮ ПЕРЕДАВАТИ ЦЕЙ СТАН ВІД ОДНИХ СВОЇХ ЧАСТИН ДО ДРУГИХ. Такої здібності не виявляє ціла низка інших тіл, як наприклад, шкло, ебоніт, кавчук, янтар, смола й инш. Отже з пропозиції ДЕЗАГЮЕ *Desaguliers*, 1742/ було прийнято розподіл усіх тіл на категорії: на ПРОВІДНИКИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ та її НЕПРОВІДНИКИ. Тіла останньої категорії дістали також пізніше назву ІЗОЛЯТОРІВ або ДІЕЛЕКТРИКІВ. Досвід показує, що існує низка тіл, в яких електричний стан передається від одних місць до других, але в обмеженій мірі. Такі тіла дістають назву НАПІВПРОВІДНИКІВ або НАПІВДІЕЛЕКТРИКІВ. Нижче ми подаємо перелік найбільш важливих тіл трьох названих категорій.

ПРОВІДНИКИ	ПІВПРОВІДНИКИ	НЕПРОВІДНИКИ
Металі Ртуть Вугіль Графіт Вода натуральна і ріжні водянні речини /солей, кислот й инш./ Сніг. Земля Організми рослин та тварин Льон Роспечені гази, з'окрема полумя. Розвіджені гази.	Алкоголь /100%/ Етер Дерево } Папір } -сухі Солома } Шіфер Мармур Лід при 0° Вохкий воздух	Порожнеча Янтар Сірка Ебоніт Гума. Кавчук. Смоли. Шелак. Парафін. Віск. Шкло. Порцелян. Шовк. Олії. Терпентинова олива /скипидар/ чиста Вода дестильована. Лід при -25° Фосфор. Крейда. Пір'я. Волосся. Вовна. Кристали /більшість/. Сухий воздух і загальном гази та пара тіл в нормальних умовах

З по-між тіл, уміщених у 3-ій шпальті абсолютним ізолятором з'являється лише ПОРОЖНЕЧА; далі найліпшим ізолятором слід уважати ЯНТАР; після янтара першим тілом йде СІРКА.

Звичайно наведена вище класифікація є лише приблизною й точно означених меж по-між трьома категоріями тіл провести неможливо.

До сказаного необхідно додати ще, що ЕЛЕКТРОПРОВІДНІ ТА ІЗОЛЯЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ ТІЛ ПЕРЕМІНЮЮТЬ У ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ЇХЬОГО ФІЗИЧНОГО СТАНУ. Наприклад шкло, остріе, до температури при якій лозтає його розм'ягшення робиться провідником.

Значне піднесення температури перетворює в провідники також і

х/ Електропровідні властивості натуральної води пояснюють нам через що-саме при значній вохкості воздуху не працюють електростатичні машини /водяна пара осідаючи на поверхні діелектричних тіл робить їх провідниками/.

гази, що при температурах звичайних з'являються добрими ізоляторами /всьяке полум'я а через те провідником електричності/. Отже бачимо, що в той час, коли незначне опіття тіл, що справляє їхнє осушення, спричиняється до зменшення їх ізоляційної здібності, опіття значне викликає зріст їхньої електропровідності.

Різноманітні досвіди показують нам, що при дотикну наелектризованним тілом до тіл не наелектризованих електричність переходить до них з першого тіла. Коли названі тіла з'являються провідниками, то електричність розходить ся по цілому провіднику. Через те, що земля є добрим провідником, з усякого іншого провідника, злученого безпосередньо з нею, електричність переходить до земної кулі і, у вислід значних розмірів її, без сліду губиться. Щоби запобігти такому переходу провідники доводиться ізолювати, себ-то умішувати на ізоляційних підставках /з ебоніту, шкла, порцеляну, парафіну і т. инш./ . Так само при будь-яких електричних досвідах належить ізолювати всі металеві тіла, до яких доводиться дотикатися руками; в цією метю до них додається держальця зі шкла чи ебоніту. Коли цього не зробити електричність через наше тіло й далі підлогу та стіни будинку відходить до землі.

§ 4. Користавши зі засобів, про які згадувалося в попередньому викладі, ми приходимо до встановлення того факту, що дане тіло може бути в РІЗНИЙ МІРІ наелектризованим, инакше кажучи, МОЖЕ В НЕОДНАКОВІЙ МІРІ МІСТИТИ В СОБІ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ. А це логічно приводить нас до необхідності встановити поняття про КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Взв'язавши до розгляду нову фізичну величину, ми, по прийнятій нами традиції, маємо потурбуватися про встановлення одиниці кількості електричності. Для того нам належить звернутися до розгляду класичного досвіду КУЛОНА /Coulomb, 1785/, що встановлює певну МЕТОДУ ПОМІРУ КІЛЬКОСТЕЙ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Кулон, базуючись на механічному ефекті /притягання або відштовхання/, що має місце для будь якої пари наелектризованих тіл, сконструював особливий пристрій - т. зв. КРУТИЛЬНУ ВАГУ - за поміччю якого можна ПЕРЕВОДИТИ ПОМІРИ МЕХАНІЧНОЇ СИЛИ, що діє ПО-МІЖ ДВОМА НАЕЛЕКТРИЗОВАНИМИ ТІЛАМИ. Крутильна вага /рис. 2/ складається зі шкляної циліндричної посудини P до по-

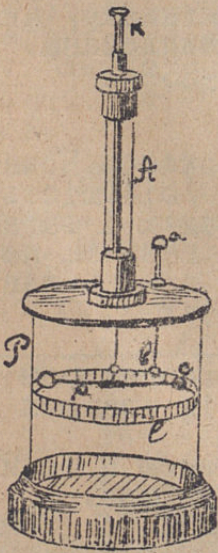


Рис. 2.

крішки якої прироблено широку шкляну трубку A . На металевий штифт K начеплено тоненького дротика, що проходить через трубку A і нижнім своїм кінцем тримає шкляне коромисло P , яке з одного боку закінчується бузиною поволоченою кулькою C . Через покрішку пристрою перекинуто металевий стрижень, що на двох своїх кінцях має металеві кульки a та b .

Встановимо пристрій таким чином, щоби кулька C знаходилася супроти певного поділку шкали e і наелектризуємо названу кульку. Діткнемось тепер наелектризованим тілом до кульки a ; тоді електричність перейде також до кульки b . В залежності від знаків електричності кульок a та C остання з них притягнеться першою або нею відштовхнеться; щоби привести кульку C до її первісного положення металевий дротик, на якому тримається коромисло P , доведеться поміччю штифту K закрутити на певний кут φ . Пружина сила деформації рівноважатиме при цьому механічну силу притягання чи відштовхання двох кульок; а деформаційна сила скручення є пропорційальною до кута скручення. Отже випадає, що сила механічного діяннн по-між

наелектризованими кульками b та C є пропорційальною до кута скручення; величина останнього є таким чином МІРИЛОМ НАЗВАНОЇ СИЛИ.

Умовимось дану кількість електричності називати ЕЛЕКТРИЧНОЮ МАСОЮ або ЕЛЕКТРИЧНИМ НАБОЕМ. Тоді закон, до встановлення якого прийшов дорогою досвідів з крутильною вагою Кулон, ми зможемо сформулювати наступним чином: СИЛА ВЗАЄМНОГО ДІЯННЯ ПО-МІЖ ДВОМА ЕЛЕКТРИЧНИМИ МАСАМИ

ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ДОБУТКУ ЦИХ МАС І ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КВАДРАТУ ЇХНЬОГО ВЗАЄМНОГО ВІДДАЛЕННЯ. Математично це окреслюється наступним взором:

$$F = c \cdot \frac{q_1 q_2}{z^2} \dots \dots \dots |1|,$$

де c означає певний коефіцієнт, пропорційності, вартість якого залежить від вибору одиниць величин, що увіходять до взору |1|.

Закон Кулона дозволяє нам розв'язати проблему встановлення ОДИНИЦІ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ в системі $[c, g, s]$. Для цього у взорі |1| покладемо $c=1$; $q_1 = q_2$; $F=1$ дина; $z=1$ см. Тоді ми дістанемо $q_1 \cdot q_2 = 1$, що при умові $q_1 = q_2$ дає $q_1 = 1$; $q_2 = 1$; отже приходимо до наступного висновку: ЗА ОДИНИЦЮ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ В СИСТЕМІ $[c, g, s]$ НАЛЕЖИТЬ ПРИНЯТИ ТАКУ ПІ-КІЛЬКІСТЬ, ЯКА, ДІЮЧИ НА ДРУГУ, РІВНУ ЇЙ, КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, УМІШЕНУ ВІД НЕЇ НА ВІДДАЛЕННІ В І САНТИМЕТР, ПРИТЯГАЄ АБО ВІДПІХАЄ ПІ З СИЛОЮ В І ДИНА. Така одиниця дістає назву АБСОЛЮТНОЇ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ОДИНИЦІ.

Після того як ми відповідним чином вибрали одиницю електричності, зв'язану безпосередньо з іншими одиницями системи $[c, g, s]$, потреба в коефіцієнті c взору |1| відпадає. Отже, покладаючи $c=1$, названий взір дістанемо в такому вигляді:

$$F = \frac{q_1 q_2}{z^2} \dots \dots \dots |2|$$

Вимірявши тут z у сантиметрах, а q_1 та q_2 в електростатичних одиницях, дістанемо F у динах.

Абсолютна електростатична одиниця уявляє собою одиницю досить незначну. Через те на практиці вживається одиниці більшої, а саме:

$$3 \cdot 10^9 \text{ електростат. один.} \quad |3|,$$

яка дістає назву КУЛОНА.

Отже, як що кількість електричності ми мірятимемо кулонами, то взір |2| прибере такого вигляду:

$$F = 3^2 \cdot 10^{18} \cdot \frac{q_1 q_2}{z^2} \dots \dots \dots |4|$$

Умовимося надалі кількість електричності, яко певну фізичну величину, зазначати літерою q . Поцікавимося тепер питанням про вимір названої величини. Зі взору |2| маємо: $q^2 = F \cdot z^2$, або $q = z \sqrt{F}$; отже можемо написати:

$$Q = |L| |F|^{1/2} = |L| |MLT^{-2}|^{1/2} = |L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}| \dots \dots \dots |5|$$

§ 5. Для встановлення факту присутності в тілі електричного набою й з'ясування степеня електризації тіла та визначення знаку останньої вживається на практиці особливих пристроїв, які дістають назву ЕЛЕКТРОСКОПІВ.

Найпростішим з електроскопичних уряджень є ЕЛЕКТРОСКОП З ДВОМА ЗОЛОТИМИ ЛИСТОЧКАМИ.

/Рис. 3/. Пара таких легеньких листочків l, l' підвішена на нижньому кінці металевого стрижня S , перепущеного через ізоляційну ебонітову корку P . При дотику наелектризованим тілом до кульки A , якою закінчується стрижень S , електричний набій через стрижень передається обом золотим листочкам, у вислід чого вони починають взаємно-відпихатися і розходяться на певний кут - тим більший, чим вищим є ступень електризації. Щоби забезпечити себе від випадкових набіів самого електроскопа, металева його оболонка L сполучується з землею. Свого часу ми вже зазначали, що найліпшим

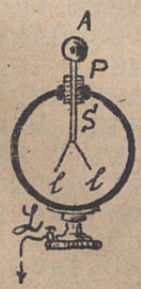


Рис. 3.

ізоляційним матеріалом є ЯНТАР. І в електроскопах він з'являється найнадійнішим ізолятором. Електроскоп /рис.4/ Ельстера й Гейтеля /*El-sta, Geitel* /, в якому внутрішня ізоляція зроблена з янтарю, протягом 24 годин страчує лише 1/5 свого первісного набою.

Існує відміна описаних електроскопів, в якій з двох листочків РУХОМИМ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЛИШЕ ОДИН.

Тип такого пристрою в формі КОЛЬБЕ /*Kolbe*/ показаний на рис.5. В цьому електроскопі до стрижня, що має кульку також і на нижньому своєму кінці, підвішено вузенький листочок, виготовлений з тонкої глинцевої бляхи й через те дуже легенький. Листочок ходить вздовж скали, що нанесена на лусняковому круговому квадранті. Скринька електроскопу виготовлена з металу, але має скляні стінки /дві/, які дозволяють вживати даний пристрій в ролі проєкційного електроскопу при демонстраціях. Для забезпечення ліпшої ізоляції скла його слід потягнути лаком. Скриньку електроскопа, як і в попередньому випадку, слід злучати з землею.

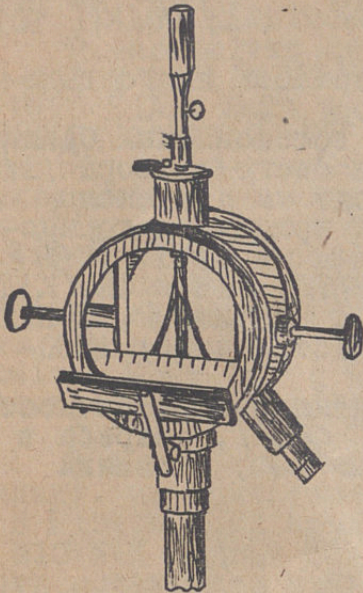


Рис. 4.

Ми вгадували про те, що електроскоп справляє також можливість ВИЗНАЧАТИ ЗНАК ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Цього досягається наступним чином: надаємо електроскопу набій певного знаку й підносимо до нього дане тіло. КОЛИ при цьому РОСХОДЖЕННЯ ЛИСТОЧКІВ ЗРОСТАЄ, ТО ТІЛО МАЄ НАБІЙ ТОГО Ж ЗНАКУ, що й електроскоп, КОЛИ навпаки, РОСХОДЖЕННЯ ЛИСТОЧКІВ МАЛІЄ - ТІЛО МАЄ НАБІЙ ЗНАКУ ПРОТИВНОГО.

До цього часу ми розглядали електроскопи, в яких так чи інакше було двоє листочків. Але існує ще тип таких електроскопів, які мають ЛИШЕ ОДИН ЛИСТОЧОК. Її конструкція електроскопів має ті переваги перед попередніми, що дозволяє відразу РОЗПІЗНАВАТИ ЗНАК ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Схему такої конструкції подає рис.6. Листочку L , що знаходиться поміж двома металевими плитками P_1 та P_2 надається значний набій ПЕВНОГО ЗНАКУ, наприклад додатний. Одна з названих плиток / P_1 / лучиться в землю. Тоді при наближенню до кульки K_2 , якою закінчується стрижень L' , що тримає плитку P_2 , якогось тіла, наелектризованого додатно, листочок L ВІДХИЛЯТИМЕТЬСЯ від плитки P_2 , а при наближенні тіла, наелектризованого від'ємно, НАБЛИЖУВАТИМЕТЬСЯ до неї ж плитки.

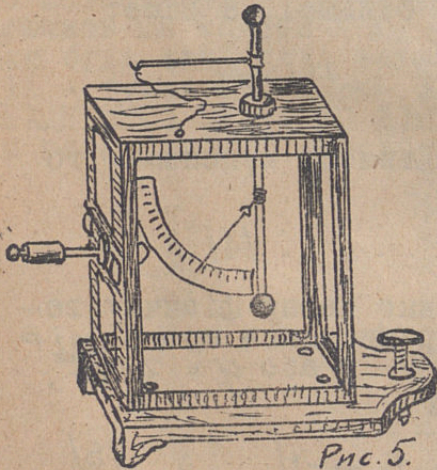


Рис. 5.

тризованого додатно, листочок

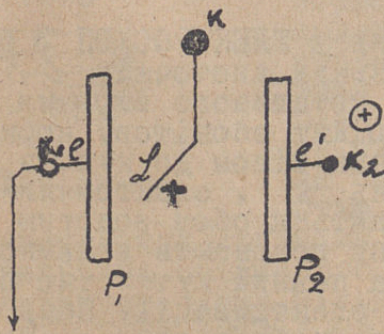


Рис. 6.

§ 6. Нам уже відомо, що в процесі електризації діелектричних тіл остання ЛОКАЛІЗУЄТЬСЯ, себ-то ОБМЕЖУЄТЬСЯ ПЕВНИМ МІСЦЕМ, тоді як у провідниках вона ПЕРЕДАЄТЬСЯ З ОДНОГО МІСЦЯ ДО ДРУГОГО. Кавалок скла, ебоніту і т. п. тіл можна в різних його частинах через потирання відповідними тілами наелектризувати одночасово як додатно, так і від'ємно. Набої протилежних знаків існуватимуть в ньому одночасово через те, що не будуть в стані перейти з одного місця до другого для взаємного сполучення. Цілковитим чином інше справа в тілах металевими та іншими провідниками, де одночасове існування набоїв різних знаків

абсолютно неможливе. Отже, спираючись на ці властивості діелектриків та провідників, ми *a priori* маємо висловити таке твердження: РОСПРЕДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ В ДІЕЛЕКТРИКАХ МОЖЕ БУТИ ДОВІЛЬНИМ, РОСПРЕДІЛЕННЯ ЇЇ В ПРОВІДНИКАХ МОЖЕ МАТИ ЛИШЕ ПЕВНИЙ, ОЗНАЧЕНИЙ ХАРАКТЕР. Останній визначається тією умовою, що у вислід повної волі руху електричні набойі протилежних знаків мають взаємно злучитися, а решта набойів того або іншого знаку мають підпасти акції ВІДПІХАЛЬНИХ СИЛ. У вислід останньої набойі намагатимуться ВЗАЄМНО-ВІДДАЛИТИСЯ й через те ПРОСТУВАТИМУТЬ ВІД ВНУТРІШНІХ ЧАСТИН ТІЛА ДО ЧАСТИН ЗОВНІШНІХ. Таким чином кінець-кінцем ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ МАЄ РОЗМІСТИТИСЯ НА ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА. Це в дійсності й стверджується на досвіді. Коли, наприклад, візьмемо наелектризовану металеву кулю, підвішену на ізоляційній нитці й накриємо її двома порожніми півкулями /рис.7/,

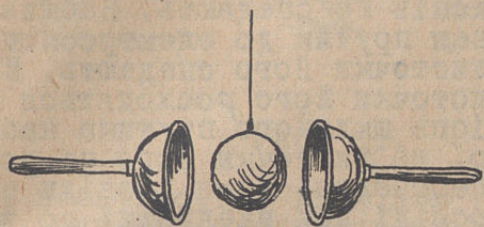


Рис.7.

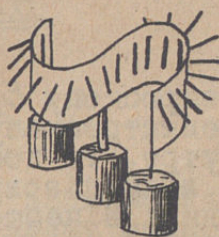


Рис.8.

так щоби останні діткнулися поверхні кулі, то, розвівши знову півкулі, на кожній з них вконстатуємо присутність електричного набойі, в той час як на самій кулі не викриємо най-

меншої присутності електричності. /Досвід Кавендиша, 1773/ Взавши довгу металеву сітку на ізоляційних стояках /рис.8/ з підвішеними до неї в різних місцях папіровими стрічками і наелектризувавши її, побачимо, що стрічки відхиляються від прямовісного положення на ВІГНУТІЙ стороні сітки й не роблять цього на УГНУТІЙ її стороні. Згортаючи різноманітним способом сітку, кожного разу дістанемо відповідний ефект.

Можна перевести ще більш цікавий та наочний досвід. Візьмемо виготовану з металеві сітки клітку /рис.9/ й поставимо її на ізоляційну підставку. Внутрі клітки вмістимо електроскоп; другий електроскоп поставимо побіч з нею. Злучимо клітку з обома електроскопами й наелектризуємо їх. Тоді побачимо, що розходяться лише листочки зовнішнього електроскопу, в той час коли листочки електроскопу внутрішнього найменшого розходження не виявляють. ФАРАДЕЙ перевів описаний досвід на ширшу скалю. Побудувавши величезну металеву клітку, установлену на ізоляційних ніжках, він умістився сам внутрі неї, маючи при собі чулий електроскоп. При найсильніших електризаціях клітки, електроскоп не виявив найменшого розходження листочків.

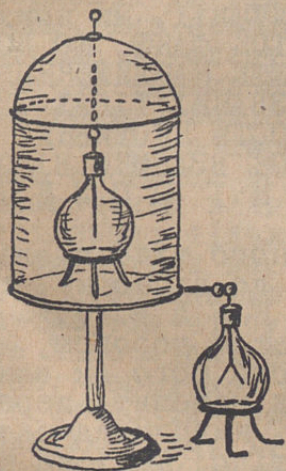


Рис.9.

§ 7. При попередніх наших досвідах /§ 5/ з електроскопами ми бачили, що для встановлення факту наелектризованості даного тіла цілком ВІСТАРЧАЄ ОДНОГО ЙОГО НАБЛИЖЕННЯ ДО ЕЛЕКТРОСКОПУ. Таким чином без передачі електричного набойі через безпосередній дотик даного тіла

до кульки електроскопу є можливим справити електризацію його листочків. Таке з'явище дістає назву ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ. Щоби ліпше зрозуміти зміст цього з'явища, переведемо такий досвід: злучимо по-між собою провідником два електроскопи E_1 та E_2 /рис.10/ і почнемо до одного з

них \mathcal{E}_1 наближувати шкляний прутик, потертий об амальгамовану шкіру. Тоді побачимо, що листочки обох електроскопів розходяться. Віддалятимемо тепер прутик, листочки в обох електроскопах почнуть спадати. Коли прутик усунемо цілковито, листочки вернуть до свого первісного стану. Наблизимо знову прутик до електроскопу \mathcal{E}_1 після розходження листочків в обох електроскопах припинимо сполучення останніх через провідник A . Усунемо тепер геть прутик; тоді побачимо, що на цей раз листочки обох електроскопів не спадають. Наблизимо наш прутик до електроскопу \mathcal{E}_2 ; листочки його спадають. Набли-

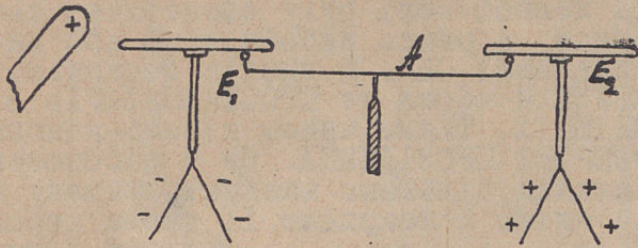


Рис. 10.

зимо той же прутик до електроскопу \mathcal{E}_2 ; листочки його розходяться сильніше. Як що до останнього електроскопу замість шкляного прутика наблизимо ебонітовий, потертий о хутро, то побачимо, що листочки його не розходяться, а спадають. Отже з аналізувати переведені нами досвіди приходимо до наступного висновку: в першому досвіді при наближенні до злучених по-між собою електроскопів наелектризованого тіла в обох з них повставали ІНДУКОВАНІ електричні набої РІЗНИХ ЗНАКІВ. При усуненні тіла, що справляло індукцію, названі набої взаємно - нишилися й дана система провідників вертала до первісного НЕЙТРАЛЬНОГО СТАНУ; в другому досвіді коли після наближення до електроскопу \mathcal{E}_1 додатно-наелектризованого тіла взаємне сполучення по-між електроскопами припинялося, нейтралізація набоїв протилежних знаків після усунення тіла, що справляло індукцію, відбулася вже не могла й через те в названих умовах кожний електроскоп зберігав свій набій; при цьому набій електроскопу \mathcal{E}_1 мав знак $-$, набій електроскопу \mathcal{E}_2 мав знак $+$. Отже приходимо до такого загального висновку: ЯК ЩО ДО ІЗОЛЬОВАНОГО ПРОВІДНИКА НАБЛИЖУВАТИ НАЕЛЕКТРИЗОВАНЕ ТІЛО, ТО У ВИСЛІД ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ НА НАЙБЛИЖЧІЙ ДО ТІЛА ЧАСТИНІ ПРОВІДНИКА ВИТВОРЮЄТЬСЯ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ЗНАКУ ЯКИЙ Є П Р О Т И В - Н И М ЗНАКУ ДАНОГО ТІЛА, НА ЧАСТИНІ ПРОВІДНИКА НАЙДАЛЬШІЙ - ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ЗНАКУ, ЯКИЙ Є З Г І Д Н И М ЗІ ЗНАКОМ ЦЬОГО ТІЛА.

Замислюючись над з'явищем електростатичної індукції, ми приходимо до дуже важливого принципового висновку, а саме: ТОЙ ФАКТ, ЩО ДО ЕЛЕКТРИЧНОГО СТАНУ РІЗНІ ТІЛА МОЖНА ПРИВЕСТИ ОДИМ ЛЬШЕ НАБЛИЖЕННЯМ ДО НИХ ІНШОГО НАЕЛЕКТРИЗОВАНОГО ТІЛА, СВИДЧИТЬ, ЩО В НАЗВАНИХ ТІЛАХ СТАЛО ІСТНУЮТЬ У З В'ЯЗАНОМУ СТАНІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ПРОТИВНИХ ЗНАКІВ, ЯКІ ПРИ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНІЙ ІНДУКЦІЇ ОДНА ВІД ДРУГОЇ ВЗАЄМНО ВІДОКРЕМЛЮЮТЬСЯ І ПІСЛЯ ТОГО ВЖЕ ВИЯВЛЯЮТЬ СЕБЕ У С Т А Н І Р О З Д І Л Ь Н О М У.

На основі того, що після усунення наелектризованого тіла провідник вертає до первісного нейтрального стану, ми приходимо до висновку, що АЛГЕБРАІЧНА СУМА ІНДУКОВАНИХ НАБОЇВ ЗАВЖЕ ВІНОСИТЬ Н У Л Ї. ($\sum q = 0$)

Описаний вище досвід можна одначе повести й такою дорогою, яка дозволить зберігти електричний стан даного тіла і після того, як воно не рестало підпадати індукції. Для цього названий досвід належить перевести наступним чином: беремо якийсь ізольований провідник, наприклад електроскоп /рис. II/ і наближуємо до нього наелектризоване тіло; тоді на провіднику витворяться набої: на ближчій до тіла частині /кулька електроскопу/ знаку протилежного, на дальшій знаку згідного; з цієї причини листочки електроскопу розійдуться. Діткнемося тепер до кульки рукою; тоді електричність згідного знаку відійде до землі і листочки електроскопу з цієї причини спадають. Відіймемо руку і після цього усунемо наелектризоване тіло. Тоді побачимо, що листочки знову розійдуться, бо зв'язана до того набоем тіла електричність протилежного знаку, тепер стала вільною й розмістилася по цілій поверхні провідника. Таким чином помічку індукції ми наелектризували електроскоп.

До цього часу ми користали з електроскопу, як з КОНТРОЛЬНОГО ТІЛА, на якому ми спостерігали індукційні впливи даного наелектризованого тіла. Поведемо тепер досвід протилежним чином: наелектризуємо самий електроскоп і будемо наближувати до нього нейтральне тіло /рис.12/.

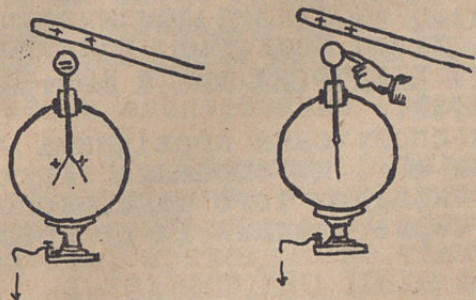


Рис. 11.



Рис. 12.

Тоді побачимо, що внаслідок такого наближення є СПАД ЛИСТОЧКІВ електроскопу. Шукаючи пояснення такому з'явищу маємо сказати, що з'індукований кулькою електроскопу на наближеній до неї частині тіла набій протилежного знаку притягнув до себе набій електроскопу, який у певній мірі від його листочків перейшов до кульки. Таким чином НЕЙТРАЛЬНИЙ ПРОВІДНИК ВПЛИВАЄ НА ЕЛЕКТРОСКОП ПОДІБНО ДО ТОГО, ЯК ПРОВІДНИК, НАПРУДЖЕНИЙ ЕЛЕКТРИЧНІСТЮ ПРОТИВНОГО ЗНАКУ.

З'явище електростатичної індукції має місце і в діелектриках. Взвзявши сильно наелектризовану металеву кулю і наближивши до неї кавалок парафіну призматичної форми, помічу електроскопового порошку /§ 2/ зможемо встановити присутність двох електричних набоїв різних знаків.

Ознайомлення зі з'явищем електростатичної індукції дозволяє нам зрозуміти механізм притягання наелектризованими тілами легких предметів. Коли до бузинової кульки, підвешеної на шовковій нитці ми наближуємо наелектризоване тіло, то спочатку кулька тілом притягується, а потім, доткнувшись його поверхні, від нього відскакує. Це пояснюється тим, що звернений до тіла половині кульки індукується електричність протилежного знаку, яка притягається електричністю тіла; після дотику кульки до тіла названа її електричність нейтралізується електричністю тіла і на ній лишається тільки електричність того знаку, який має тіло. Через те кулька відштовхується останнім.

Перша спроба пояснити механізм процесу електростатичної індукції була зроблена ФРАНКЛІНОМ /Franklin, 1747/, одним з перших дослідників електричних з'явищ. Побудована ним гіпотеза передбачає існування в матеріальних тілах /провідниках/ особливої субстанції, що в стані вільно переміщатися всередині цих тіл, а також від одних тіл переходить до других; цією субстанцією й з'являється електричність. При індукційних процесах всередині тіл відбуваються певні переміщення електричності, які й справляють відповідні ефекти. При припиненні індукції електричність вертає до стану первісної рівноваги. Основні Франклінові думки зберегли свою силу і в сучасній теорії електричних з'явищ, яка їх одначе відповідним чином модифікувала, і, зперши на дані ширшого досвіду, виразніше окреслила. Сучасна нам теорія вважає, що ВНУТРИ ПРОВІДНИКІВ ПЕРЕБУВАЮТЬ У ВІЛЬНОМУ СТАНІ НЕЗВ'ЯЗАНІ З МОЛЕКУЛАМИ ТА АТОМАМИ МАТЕРІЇ БЕЗТІЛІ, АМАТЕРІАЛЬНІ АТОМИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ - ЕЛЕКТРОНИ. Електрони мають можливість вільно пересуватися в тій нічим не вповненій просторні, яку витворюють проміжки поміж молекулами тіла. При нормальних умовах електрони розподіляються в усіх частинах тіла рівномірно і через те вкупі з атомами, які несуть на собі ДОДАТНІ набой, вони не справляють назовні жадного електричного ефекту. Як що до даного тіла А /рис.13/ ми наближуємо ДОДАТНО - наелектризоване тіло В, то у внаслідок акції притягальних сил електрони переміщуються в напрямку до тіла, що справляє індукцію, і таким чином в

частині тіла *A*, наближеній до тіла *B*, повстає набій від'ємний, а в частині, віддаленій від нього - набій додатний.



Рис. 13.

Як що частину провідника *A*, найбільш віддалену від тіла *B*, ми ЗЛУЧИМО З ЗЕМЛЕЮ, то у вислід акції відпихальних сил додатний набій провідника *A* ВІДІЙДЕ ДО ЗЕМЛІ; в світлі прийнятої нами теорії яка УЗНАЄ САМОСТІЙНЕ ІСНУВАННЯ ЛИШЕ ВІД'ЄМНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ останній вираз ми маємо трактувати таким чином, що ДО ДОДАТНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНОЇ ЧАСТИНИ ПРОВІДНИКА ВІД ЗЕМЛІ НАДХОДЯТЬ У ВІДПОВІДНІЙ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРОНИ, які й нейтралізують додатний його набій.

Як що припинити сполучення провідника *A* з землею й усунути тіло *B*, що справляє індукцію, провідник *A* виявляє ВІД'ЄМНИЙ набій. Це є вислідом того надмірного збільшення кількості електронів, що сталося через приплив їх до провідника *A* від землі.

§ 8. Ми узнали, що в кожному тілі існують одночасово електричності протилежних знаків, які, сумуючись, приводять тіло до нейтрального стану. В провідниках, де електричні набіи володіють свободою пересування, під впливом індукції названі дві електричності взаємно-розділяються. Таке розділення не може мати місця в діелектриках, де електричні набіи повзавлені можливості вільно пересуватися від одних місць тіла до других. Однак можна показати, що певній електризації підпадають у цьому разі також і тіла діелектричні. Щоби переконатися в цьому досвід, який ми свого часу переводили з провідником /§ 7/, тепер повторимо в діелектрику. Як що останній наближуватимемо до наелектризованого електроскопу, то помітимо, що його листочки трохи спадають /рис. 14/. А це показує, що на наближеному тілі витворилися індуктивні набіи.



Рис. 14.

Перевіривши після усунення електроскопу це тіло на ненапруженому електроскопі, пересвідчуємося, що воно перебуває в нейтральному стані. Отже приходимо до наступного висновку: ПІД ВПЛИВОМ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ В ДІЕЛЕКТРИКАХ, ТАК САМО ЯК І В ПРОВІДНИКАХ ВІТВОРЮЮТЬСЯ В РІВНИХ КІЛЬКОСТЯХ ДВІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ПРОТИВНИХ ЗНАКІВ.

Ближче дослідження електричних процесів в діелектриках приводить нас до думки, що від провідників вони відрізняються тим, що НЕ МАЮТЬ У СОБІ ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНІВ. Молекули діелектричних тіл, що складаються з двох частин - додатної та від'ємної, - не в стані виділити з себе електрони і вплив на них індукції обмежується лише тим, що з хаотичного розміщення названих частин, яке має місце при нейтральному стані тіла,

при індукції переходять до стану упорядкованого, коли ВСІ НАБІЇ ОДНОГО ЗНАКУ ЗСУВАЮТЬСЯ В ОДНОМУ НАПРЯМКУ, А НАБІЇ ДРУГОГО ЗНАКУ - ЗСУВАЮТЬСЯ В НАПРЯМКУ ПРОТИВНОМУ. /Рис. 16/. Окреслене з'являє назву ПОЛЯРИЗАЦІЇ ДІЕЛЕКТРИКА.



Рис. 15.



Рис. 16.

§ 9. Свого часу ми зазначили, що величина *c* у взорі

$$F = c \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

уявляє собою ту суму, з якою взаємно притягаються

або відпихаються дві одиниці електричності, уміщені одна від другої на віддаленні в один сантиметр. Коли ми переводитимемо досвіди в різних діелектричних оточеннях, то побачимо, що ДЛЯ КОЖДОГО ДІЕЛЕКТРИКА ВЕЛИЧИНА *c* МАЄ СВОЮ ОЗНАЧЕНУ ВАРТІСТЬ. Введемо зазначення,

$$\epsilon = \frac{1}{c} \dots \dots \dots 16/$$

тоді закон Кулона напишеться:

$$F = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \dots \dots \dots 17/$$

Величина ϵ визначена взором 16/ дістає назву СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ даного оточення. ДІЕЛЕКТРИЧНА СТАЛА АБСОЛЮТНОЇ ПОРОЖНЕЧІ ПРИЙМАЄТЬСЯ РІВНОЮ ОДИНИЦІ. Для всіх матеріальних діелектриків величина ϵ має вартість БІЛЬШУ ВІД ОДИНИЦІ. З цього бачимо, що сила взаємного діяння по-між двома даними електричними масами МАЄ В ПОРОЖНЕЧІ НАБІЛЬШУ ВАРТІСТЬ.

§ 10. Близький розгляд з'явища електростатичної індукції привів нас до витворення певної уяви про внутрішню природу електричності й окреслив характер процесу електризації тіл. Стже підсумовуючи наведене перед цим, приходимо до таких висновків:

1. САМОСТІЙНО ІСНУЄ ЛИШЕ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ВІД'ЕМНА, ЯКА МАЄ ПЕРЕРИВЧАСТУ АТОМНУ СТРУКТУРУ;
2. АТОМИ НАЗВАНІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ АБО ЕЛЕКТРОНИ В ТІЛАХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ЗВ'ЯЗАНІ З АТОМАМИ МАТЕРІЇ Й НЕ МАЮТЬ СВОБОДИ РУХУ, А В ПРОВІДНИКАХ ПЕРЕБУВАЮТЬ У НЕЗВ'ЯЗАНОМУ СТАНІ Й МОЖУТЬ ВІЛЬНО ПЕРЕСУВАТИСЯ;
3. ВІДІБРАННЯ ВІД НЕЙТРАЛЬНОЇ МАТЕРІЇ ЕЛЕКТРОНІВ МАЄ ВИСЛІДОМ ДОДАТНУ ЕЛЕКТРИЗАЦІЮ ТІЛ; НАДМІРНЕ ЗБІЛЬШЕННЯ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРОНІВ СПРИЧИНЯЄТЬСЯ ДО ЇХ ВІД'ЕМНОЇ ЕЛЕКТРИЗАЦІЇ;
4. ВСІ ПРОЦЕСИ ЕЛЕКТРИЗАЦІЇ ПОЛЯГАЮТЬ У ВІДІДЛЕННІ ВІД'ЕМНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНІВ ОД ДОДАТНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ АТОМІВ МАТЕРІЇ;
5. ЕЛЕКТРИЧНА ПРОВІДИМІСТЬ ТІЛ Є ТИМ ЗНАЧНІШОЮ, ЧИМ БІЛЬШОЮ Є КІЛЬКІСТЬ ПРИСУТНИХ У НИХ ВІЛЬНИХ /НЕЗВ'ЯЗАНИХ З МАТЕРІАЛЬНИМИ АТОМАМИ/ ЕЛЕКТРОНІВ.

До глибшого засвоєння й експериментального ствердження наведених вище тверджень ми підійдемо пізніше.

§ 11. На електричній індукції базується урядження ЕЛЕКТРОФОРУ - примитивного пристрою для витворення електричності. Перша конструкція електрофору належить ВІЛЬКЕ /Wilcke, 1762/ та /незалежно від нього/ ВОЛЬТІ /Volta, 1775/. Загальний вигляд Вольтового електрофору подає рис. 17.

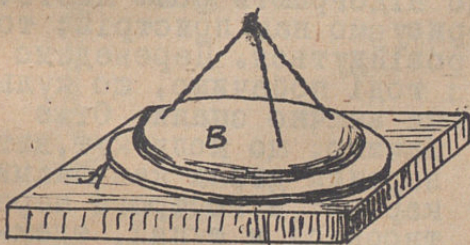


Рис. 17.

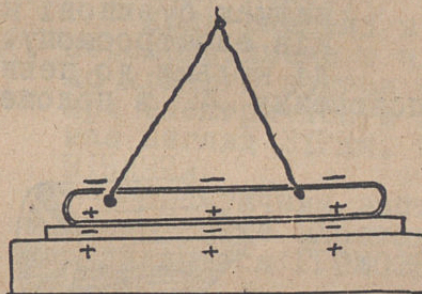


Рис. 18.

На деревляному кружалі міститься виготований з ізоляційного матеріалу /смоли/ диск А; на цей диск може накладатися трохи менший від нього металевий диск В; що ут-

римується на ізоляційних шовкових шнурах. Маніпуляції з електрофором полягають у наступному: Потираємо диск А хутром; тоді цей диск наелектризується ВІД'ЕМНО /рис. 18/. Кладемо тепер на нього металевий диск В; у вислід індукції на нижній його частині витворюється електричність ДОДАТНА, на верхній - електричність ВІД'ЕМНА. Діткнемся тепер до верхньої поверхні металевого диску рукою; тоді від'ємна електричність відійде до землі й лишиться тільки електричність додатна, що буде зв'язана від'ємним набоєм диску А. Піднесемо тепер диск В до гори; тоді додатна електричність розподілиться по всьому диску; останній таким чином буде наелектризований ДОДАТНО. В правдивості цього легко можна переконатися за поміччу електроскопу: набивши його додатною електричністю, ми при наближенні до нього диску В, спостерігатимемо розходження листочків.

§ 12. Вище /§ 6/ нами було зазначено, що в той час, коли в діелектриках розподілення електричності може бути довільним, в провідниках його характер з'являється цілком означеним. Звернемося тепер до докладнішого ознайомлення з розподіленням електричності на поверхні провідників. Дослідження свої над різними тілами ми переводитимемо за поміччю т.зв. СПРОБНОЇ ПЛИТКИ, себ-то закріпленого на ізоляційному держачку маленького металевого диску. Умовимося надалі всякій провідник, уміщений на ізоляційній підставці, називати КОНДУКТОРОМ. Візьмемо кулястий кондуктор і наелектризуємо його. Почнемо тепер поміччю спробної плитки "вдіймати" з нього в різних місцях електричні набої, визначаючи кожного разу за допомогою електроскопу їхню величину. Тоді побачимо, що кількості електричності в усіх випадках з'являються однаковими. Отже приходимо до такого висновку: НА ПОВЕРХНІ КУЛЯСТОГО ПРОВІДНИКА ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ РОЗМІЩУЄТЬСЯ РІВНОМІРНО. Назовемо ту кількість електричності, яка припадає на одиницю поверхні провідника, ПОВЕРХНЕВОЮ ГУСТОТОЮ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Тоді попереднє твердження можна сформулювати наступним чином: ДЛЯ КУЛЯСТОГО ПРОВІДНИКА ПОВЕРХНЕВА ГУСТОТА ЕЛЕКТРИЧНОСТІ σ ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ.

Коли ми перейдемо до тіл будь якої іншої форми, то побачимо, що величина σ для різних місць провідника має неоднакові вартості. Коли ми, наприклад, візьмемо провідник у формі циліндричного тіла з закругленими кінцями /рис.19/, то побачимо, що найменша густина електричності буде в середній частині провідника /де кривина поверхні є мінімальною/; найбільша густина буде на кінцях провідника /де кривина поверхні є максимальною/. Стосунок названих густот, як показав КУЛОН, є близьким до 1:2,5.

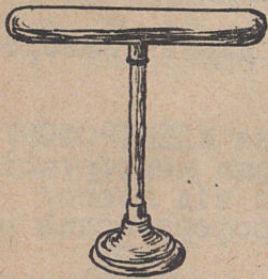


Рис. 19.

Простий і разом з тим дуже показний пристрій для демонстрації розподілення електричності на поверхні провідника сконструювали МАХ *E. Mach* та ВЕЙНГОЛЬД *Weinhold*. Чотири кавалки окремого станіолем картону рухомо злучені поміж собою /рис.20/. Двоє з них мають держачки з ізоляційного матеріалу, поміччю яких даному пристрою можна надавати різний вигляд /А та В на рисунку/. Пристрій має в нижній своїй частині підвішений на нитках бузинові кульки, що відіграють роль листочків електроскопу. Наелектризуємо наш пристрій; тоді кульки до певної міри розвійдуться. Переведемо

тепер пристрій з положення А в положення В; тоді побачимо, що кульки значно спали. Отже бачимо, що коли кут, витворений двома кавалками картону з гострого перетворився в тупий, електрична густина значно зменшилася.

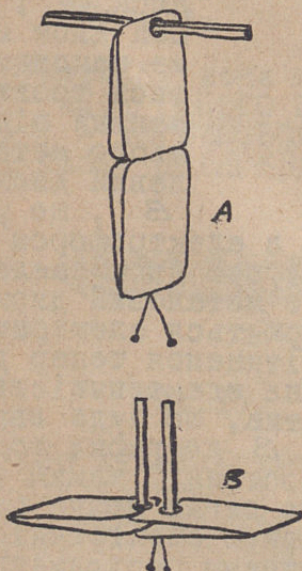


Рис. 20.

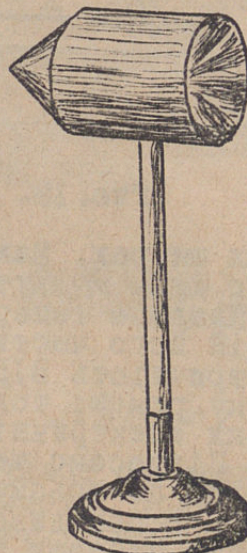


Рис. 21.

Візьмемо нарешті т.зв. КОНДУКТОР КОЛЬЦЕ *Kolbe*, вигляд якого подає рис.21. За поміччю спробної плитки переконаємося в тому, що на його шпиль густота електричності в максимальною і що у верхку його заглибини вона є близькою до нуля.

Підсумовуючи висліді переведених нами спостережень, ми приходимо до наступного загального висновку: ПОВЕРХНЕВА ГУ-

СТОТА ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ТВОРИТЬ СОБОЮ ПЕВНУ ФУНКЦІЮ КРИВИНИ ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА; ЗІ ЗРОСТОМ ОСТАННЬОЇ ВОНА ТАКОЖ ЗРОСТАЄ, З ЯКОЇ ПРИЧИНИ МАКСИМАЛЬНОЇ ВАРТОСТІ ВОНА НАБИРАЄ НА ВІСТРЯХ.

У вислід значного зросту густоти електричності на кінцях вістрів, акція відшкхальних сил у цих місцях стає остільки значною, що електричність починає "збігати" з провідника до найближчого повітряного оточення. В цьому нас переконує низка досвідів; де-які з них ми тут розглянемо.

Візьмемо два кулисті кондуктори *A* та *B* /рис.22/, з яких один /*B*/ звичайним, а другий /*A*/ має з одного боку добре загострене вістря.

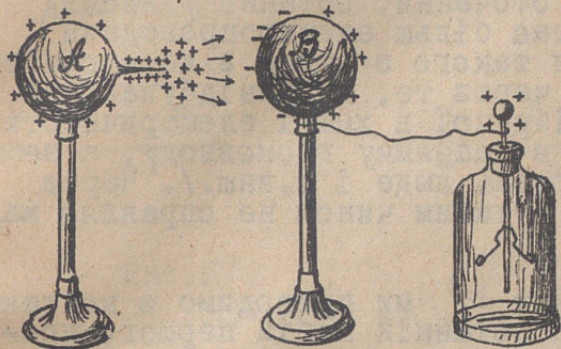


Рис. 22.

Злучимо кондуктор *B* з електроскопом і наелектризуємо кондуктор *A*. Тоді у вислід індукції витворюються електричні набої на кондукторі *B*, про що скаже нам розходження листочків електроскопу. Як що би кондуктор *A* не має вістря, то після усунення наваного кондуктора електричні набої на кондукторі *B* взаємно-нейтралізувалися б і листочки електроскопу цілковито спали. Проробивши це в даних умовах бачимо, що має місце лише ЧАСТКОВИЙ спад листочків. А це каже про те, що крім індукованих набоїв кондуктор *B* дістав певний набій якогось иншого походження. Такий набій до кондуктора *B* міг перейти лише

від кондуктора *A* через вістря останнього.

Умістивши вістря на кондукторі електричної машини й наблизивши до нього свічку /рис.23/ бачимо, що полум'я останньої відхиляється. Це з'явище має назву ЕЛЕКТРИЧНОГО ВІТРУ.

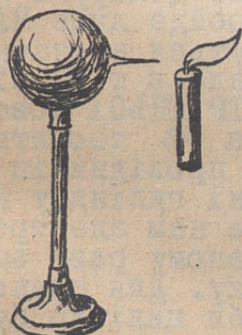


Рис.23.

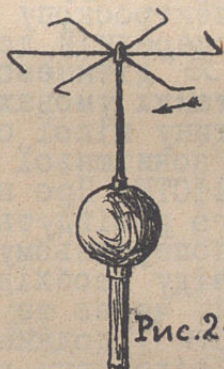


Рис.24

На збіганні електричності з вістрів обновується також і конструкція т.зв. ФРАНКЛІНОВОГО КОЛЕСА /рис.24/; уміщене на кондукторі електричної машини воно обертається подібно Сегнеровому колесу.

Коли описані вище досвіди ми переводитимемо в пітьмі, то докколо кожного вістря помітимо СВЯВО; при електричності від'ємній воно має вигляд ЗІРКИ, при додатній - ВІНИЦКА.

Практичним застосованням окресленої вище властивості вістрів з'являється ГРОМОЗВІД, винахід якого

належить ФРАНКЛІНОВІ.

Як відомо блискавка уявляє собою випруд атмосферної електричності. Остання, скупчуючись на хмарах, індукує електричність протилежного знаку на земній поверхні. Коли напруження витвореного таким чином електричного поля досягне відповідної вартості /сотні мільйонів і більше вольтів/, опір атмосферного оточення поборюється й відбувається випруд у формі блискавки; час тривання останнього не перевищує 0,0001 сек.

В Америці на фабриці Загальної Електричної Компанії /General Electric Company/ було переведено досвід, при якому одержано штучну блис-

х/ Цей факт уперше було встановлено Франкліном /року 1752/. Він під час великої грозовиці запустив змію, виготовлену з шовкої матері. Коли пнурок, на якому трималася змія, намок і зробився провідником електричності, - при наблизенні до нього руки на останню перескакували значної сили електричні іскри. Це й переконало Франкліна, що блискавка з'являється нічим иншим, як могутнім випрудом атмосферної електричності.

кавку довжиною в 14 метр. /рис.25/, напруження поля виносило при цьому 1.500.000 вольтів.



Рис. 25.

інших сусідніх предметів /дахи будинку, дерева, люде і т.инш./. Через громовід електричність відходить до землі і таким чином не справляє жадних ушкоджень.

§ 13. Коли наелектризований провідник A ми приводимо в контакт з ненаелектризованим провідником B , то на останній набій першого провідника **ПОВНІСТЮ НЕ ПЕРЕХОДИТЬ**; це пояснюється тим, що два названі тіла при взаємному контакті творять ніби то єдиний провідник зі спільною поверхнею. **ФАРАДЕЙ**, спираючись на з'явище електростатичної індукції, вказав методу **ЦІЛКОВИТОЇ** передачі електричного набою від одного тіла до другого. Щоби ознайомитися з цією методою, розглянемо досвід з т.зв. **ФАРАДЕЄВИМ ЦИЛІНДРОМ**.

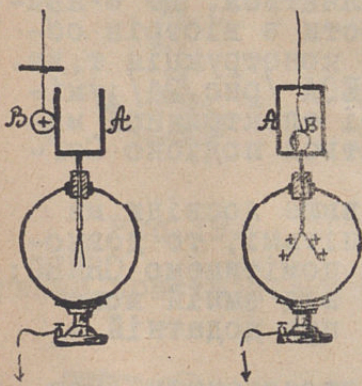


Рис.26.

Візьмемо /рис.26/ електроскоп, в якому кулька замінена порожнявим металевим циліндром A . Діткнемося до його **ЗОВНІШНЬОЇ** поверхні наелектризованою металевю кулькою B . Тоді, як було допіру з'ясовано з кульки до циліндру набій перейде лише **ЧАСТКОВО** й листочки електроскопу розійдуться незначно. Повторимо тепер попередній досвід, але з тією відмінню, що кулькою B діткнемося **ВНУТРІШНЬОЇ** поверхні циліндру. При таких умовах кулька B творитиме вже внутрішню частину цілої системи провідників і через те набій до зовнішньої поверхні циліндру перейде від неї **ПОВНІСТЮ**. Про це скаже нам електроскоп, листочки якого розійдуться в даному разі значно більше ніж у попередньому випадку. Для повного успіху нашого досвіду необхідно, щоби циліндр був цілковито закритий, через те до шнурка, на якому підвішено кульку B , додана ще шкляна кругла пилтка, яка закриває відтулину циліндра, коли кулька B дотривається його днища.

§ 14. Як що ми до **ГЕОМЕТРИЧНОГО** простору внесемо якусь електричну масу, то цей простір набуває певних властивостей і перетворюється в простір **ФІЗИЧНИЙ**. Ту частину простору, в якій при цьому виявлятимуть себе електричні сили, ми назовемо **ЕЛЕКТРИЧНИМ ПОЛЕМ**. Як і всяка сила, сила електрична уявляє собою **ВЕКТОР** і в кожній точці поля характеризуюється певною величиною та певним напрямком. Візьмемо якусь **ДОДАТНУ** електричну масу й почнемо її містити в різних точках даного поля. Тоді під впливом електричних сил останнього вона кожного разу порушуватиметься в певному напрямку по певній траєкторії. Кожда з таких траєкторій дасть нам те, що має назву **ЛІНІЇ СИЛ** або **СИЛОВОЇ ЛІНІЇ**; напрямок руху додатної електричної маси ми назовемо **НАПРЯМКОМ СИЛОВОЇ ЛІНІЇ**. Для всякої точки поля **НАПРЯМОК ЕЛЕКТРИЧНОЇ СИЛИ**, що в ній діє, **ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ДОТІЧНОЮ ДО СИЛОВОЇ ЛІНІЇ**, яка проходить через цю точку.

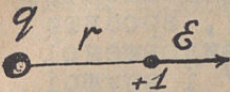
З наведеного вище слідує, що **ДВІ СИЛОВІ ЛІНІЇ** в жадній точці поля **НЕ МОЖУТЬ ПЕРЕТІНАТИ ОДНА ДРУГУ**; справді, коли би це сталося, ми в

точці перетину мали би дві різні дотичні, себ-то два різні напрямки поля; а цього, звичайно, бути не може. Отже бачимо, що силові лінії по-між собою не перетинаються і лише сходяться до купи в місцях, де з'осереджені додатний та від'ємний набої. Зі сказаного вище слідує, що СИЛОВІ ЛІНІЇ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ СУТЬ ЛІНІЇ НЕЗАМКНЕНІ.

ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ, СИЛОВІ ЛІНІЇ ЯКОГО ОКРЕСЛЮЮТЬСЯ РІВНОБІЖНИМИ ПРОСТИМИ, МИ НАЗОВЕМО ПОЛЕМ ОДНОРІДНИМ.

Ту СИЛУ, з якої ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ ДІЄ НА УМІЩЕНУ В ПЕВНІЙ ЙОГО ТОЧЦІ ОДИНИЦЮ ДОДАТНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, МИ НАЗОВЕМО **НАПРУЖЕННЯМ ПОЛЯ** В ЦІЙ ТОЧЦІ. Як що поле справлено електричною масою q , то на основі закону Кулона напруження поля \mathcal{E} в точці, що від названої маси віддалена на r см. /рис.27/ визначиться виразом:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2}; \quad /8/$$



Коли в тій же точці умістимо якусь відмінну від одиниці електричну масу q' , то сила \mathcal{F} , з якою на неї діятиме поле, буде:

$$\mathcal{F} = \mathcal{E} \cdot q'; \quad /9/$$

Рис.27.

Підставивши до останнього взору замість величини \mathcal{E} вираз для неї зі взору /8/, дістанемо закон Кулона.

В тому випадку, коли електричне поле витворюється не однією, а декількома масами, напруження поля \mathcal{E} в точці його M визначається **ГЕОМЕТРИЧНОЮ СУМОЮ ПАРЦІАЛЬНИХ НАПРУЖЕНЬ**, себ-то: $(\mathcal{E}) = (\mathcal{E}_1) + (\mathcal{E}_2) + \dots + (\mathcal{E}_n)$

На рис. 28 це показано для випадку двох мас. Взір /9/ дозволяє нам визначити **ВИМІР** величини \mathcal{E} ; отже маємо:

$$|\mathcal{E}| = \frac{|\mathcal{F}|}{|q|} = \frac{|2 \text{ м Т}^{-2}|}{|2^{\frac{1}{2}} \text{ м}^{\frac{1}{2}} \text{ Т}^{-1}|};$$

звідкіля дістаємо:

$$|\mathcal{E}| = |2^{-\frac{1}{2}} \text{ м}^{\frac{1}{2}} \text{ Т}^{-1}|; \quad /10/$$

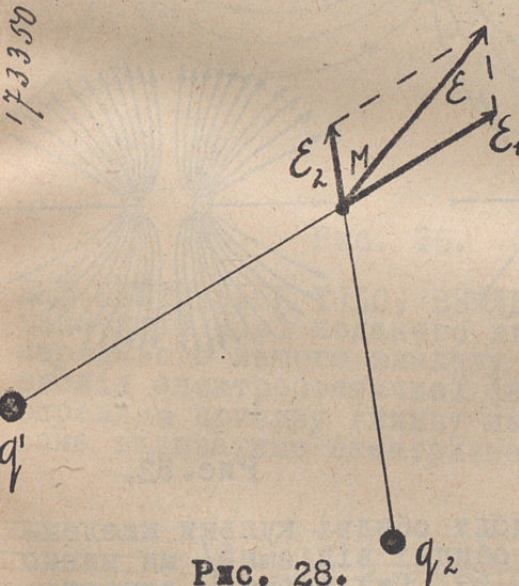


Рис. 28.

Вище ми з'ясували, що СИЛОВІ ЛІНІЇ УЯВЛЯЮТЬ СОБОЮ ТІ ТРАЕКТОРІЇ, ЗЛОВЖ ЯКИХ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ ВІДБУВАЄТЬСЯ РУХ ДОДАТНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ МАС. Само собою розуміється, що рух ВІД'ЄМНИХ електричних мас має відбуватися в напрямку ПРОТИВНОМУ напрямку силових ліній.

В тому випадку, коли електричне поле вит. зрється двома електричними масами, з яких одна є ДОДАТНА, а друга ВІД'ЄМНА, СИЛОВІ ЛІНІЇ СВОЇМ ПОЧАТКОМ МАТИМУТЬ МАСУ ДОДАТНУ; А КІНЦЕМ - МАСУ ВІД'ЄМНУ. Отже приходимо до такого важливого висновку. ДОДАТНІ ЕЛЕКТРИЧНІ НАБОЇ ТВОРЯТЬ СОБОЮ ДЖЕРЕЛО СИЛОВИХ ЛІНІЙ, ВІД'ЄМНІ НАБОЇ ОЗНАЧАЮТЬ ЇХНЕ ЗАКІНЧЕННЯ.

Поняття про силові лінії було введено в науку **ФАРАДЕЕМ**. Його талановитий учень **МАКСВЕЛ** /James Clark Maxwell, 1831-1879/ розвинув та поглибив це поняття. Нехай на поверхні провідника нами взято певну елементарну площинку p , /рис.29/. Силові лінії, що проходять через обвід цієї площинки, творять собою певне порожняве тіло, що в полі однорідному має вигляд простого циліндра, а в полі неоднорідному виглядає якогось іншого тіла зі змінним перерізом. Таке тіло Максвелл називає **СИЛОВОЮ ТРУБКОЮ**. Згідно **Фарадеевій** уяві про природу силових ліній, кожна з них **НАМАГАЄТЬСЯ ПО МОЖЛИВОСТІ СКОРОТИТИСЯ**; через те по-між кожною

х/ При цьому ми приймаємо, що названі маси **НАЙМЕНШОЮ БЕЗВЛАДНІСТЮ НЕ ВОЛОДІЮТЬ**.

парою сусідніх силових ліній, що мають згідні напрямки, діють відпихальні сили. Подібні нахили виявляють і сили трубки; вони з'являються мов-би якимись невидимими пруживими шнурами, що лучать додатні та від'ємні наболі. При ростанні такого шнура пружива сила в ньому зростає; разом з тим він тоншає. Отже чим більшим є напруження електричного поля, тим тоншими та густішими з'являються силові трубки.



Рис. 29.

§ 15. Що силові лінії не творять собою лише певної абстрактної уяви, а мають під собою також і відповідний реальний ґрунт, можна переконатися експериментально. Для цього належить до посудини з плоским дном налити ізоляційної течі /наприклад розтопленого парафіну або безводної терпентинові олії/, зробити до неї домішку яких небудь дрібнесеньких видовженої форми тіл, /наприклад, хининових кристалів/ і внутрі названої течі вмістити наелектризовані тіла. Тоді згадані дрібненькі предмети виразно розмістяться здовж певних ліній, які й окреслять собою лінії сил.

Взявши дві металеві кульки й наелектризувавши їх протилежно /себ-то одну додатно, другу - від'ємно/, ми дістанемо картину, показану на рис. 30.

Вигляд силових ліній в цьому випадку подає рис. 31. Як бачимо лінії, що виходять з додатно-наелектризованого тіла, закінчуються на тілі

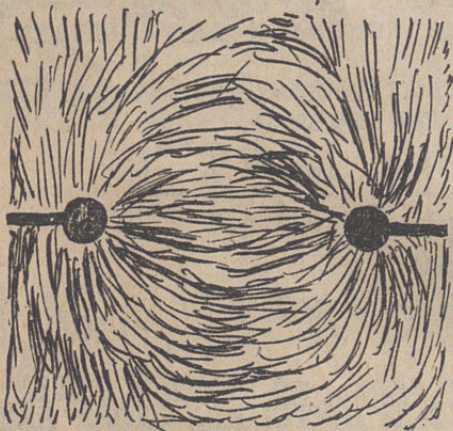


Рис. 30.

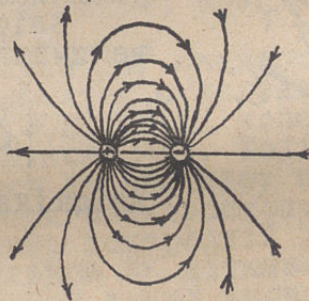


Рис. 31.

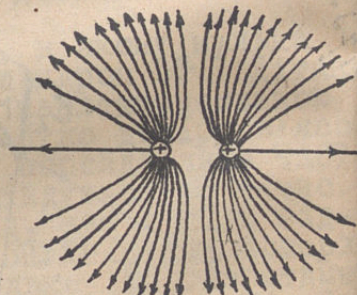


Рис. 32.

наелектризованому від'ємно. В тому випадку, коли обидві кульки наелектризовані згідно /себ-то обидві додатно, або обидві від'ємно/ ми маємо розподілення силових ліній, показане на рис. 32. Цей рисунок виразно каже нам про те, що поміж силовими лініями існує відпихальна дія. Дуже цікавим є той випадок, коли кожне з двох протилежно - наелектризованих тіл має вигляд плиток значних розмірів; взявши дві такі металеві плити і перевіривши досвід при рівнобіжному їх положенні, дістанемо розподілення силових ліній, показане на рис. 33. З цього рисунку бачимо, що поле, витворене двома рівнобіжними плитами, на значному віддаленні від їхніх країв, має однорідний характер.

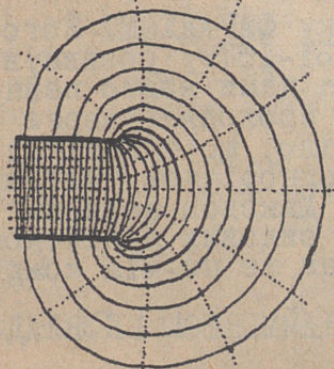


Рис. 33.

До цього часу ми розглядали електричне поле, витворене парою тіл. У тому випадку, коли ми маємо лише одне тіло /друге від нього міститься на безконечно-великому віддаленні/, картина розподілення силових ліній стає простішою. Як що тіло має вигляд кулі, то напрямки силових ліній визначаються її лучами /рисунки 34 та 35./

§ 16. Силові лінії уявляють собою певну методу виявлення властивостей електричного поля. При

цьому нам завжди належить пам'ятати про те, що СИЛОВІ ЛІНІЇ МАЮТЬ СВОЇМИ ПОЧАТКАМИ ДОДАТНІ НАБОЇ І ЗАКІНЧЕННЯМИ - НАБОЇ ВІД'ЄМНІ. Візьмемо якийсь ізольований провідник, поблизу якого немає жадних інших провідників, наприклад металеву кулю.

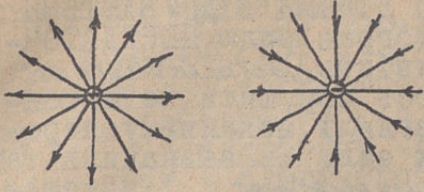


Рис. 34. Рис. 35.

Тоді, як нам відомо, напрямки силових ліній збігатимуться з лучами кулі /рис. 34/. Наблизимо тепер до нашої кулі А /додатно-наелектризованої/ другу кулю В - наелектризовану від'ємно; тоді дістанемо картину розподілення силових ліній, показаною на рис. 36. Уявимо тепер, що куля В, яку ми ввели в поле кулі А є нейтральною. Тоді на найближчій її частині з'індукується набій /-/, а на найдальшій набій /+/. При цьому ми матимемо розподілення ліній показане на рис. 36. Як бачимо в цьому випадку частина силових ліній, що виходить з кулі В, НЕ ЗАМИКАЄТЬСЯ, себ-то не має закінчень на кулі В. З другого боку з додатно-наелектризованої частини кулі В ВИХОДИТЬ певна кількість ліній, рівна тій їх кількості, що увиходять до від'ємно-наелектризованої частини назованої кулі.

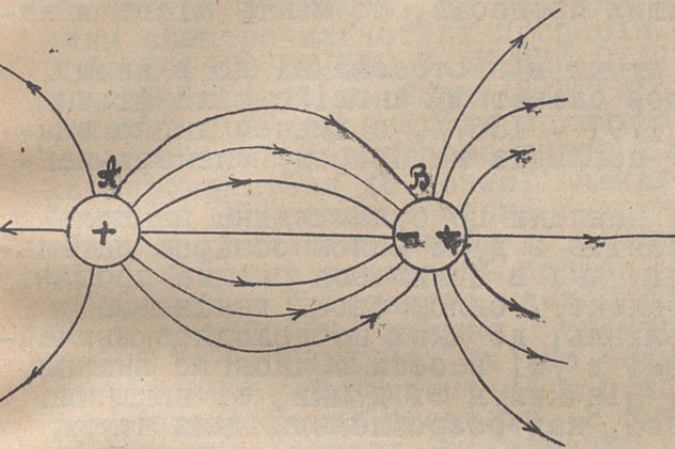


Рис. 36.

НАВЕДЕНИХ ПРИКЛАДАХ БАЧИМО ОСКІЛЬКО ЗРУЧНУ ГРАФІЧНУ МЕТОДУ УЯВЛЯЮТЬ СОБОЮ СИЛОВІ ЛІНІЇ І ЯК ВИРАЗНО ЗА ЇХНЬОЮ ПОМІЧКУ ОКРЕСЛЮЮТЬСЯ ВСІ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНІ З'ЯВИЩА, В'ОКРЕМА З'ЯВИЩА ІНДУКЦІЙНІ.

§ 17. Свого часу ми відзначили той факт, що акції електричних сил можуть підпадати лише тіла НАЕЛЕКТРИЗОВАНІ. Це є твердження теоретичне. На практиці ми бачимо, що ВПЛИВУ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ПІДПАДАЄ БУДЬ

ЯКЕ НЕЙТРАЛЬНЕ ТІЛО, ВВЕДЕНЕ ДО ЦЬОГО ПОЛЯ. Але такий факт не порушує в найменшій мірі поданого вище теоретичного твердження, бо на основі попереднього нашого викладу ми маємо сказати, що на нейтральному тілі у вислід електростатичної індукції витворюються набіи, присутність яких і справляє причину впливу на це тіло електричного поля. Подивимось як же саме впливатиме електричне поле на вміщене до нього нейтральне тіло.



Рис. 37.

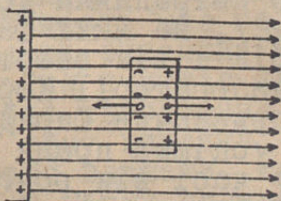


Рис. 38.



Рис. 39.

Почнемо з поля ОДНОРІДНОГО.

Якщо в такому полі положення тіла є СИМЕТРИЙНИМ зглядно напрямку поля, то під впливом електричних сил тіло ПЕРЕБУВАТИМЕ В СТАНІ РІВНОВАГИ. Остання може бути СТАЛОЮ /рис. 37/ або НЕСТАЛОЮ /рис. 38/. Коли положення тіла є АСИМЕТРИЙНИМ, то вплив електричного поля

дає пару сил, яка й намагається привести тіло до стану сталої рівноваги /рис. 39/.

В полі НЕОДНОРІДНОМУ ми в різних точках поля маємо різні напруження /рис. 40/. В цьому випадку тіло ПОСУВАТИМЕТЬСЯ ВІД МІСЦЬ З МЕНШИМ НАПРУЖЕННЯМ ДО МІСЦЬ З НАПРУЖЕННЯМ БІЛЬШИМ.

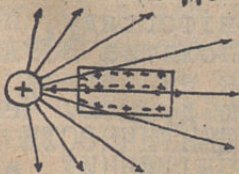


Рис. 40.

§ 18. Замислюючись над внутрішнім змістом з'явища електростатичної індукції, з яким ми мали нагоду ознайомитися в попередньому своєму викладі /§ 7/, і вишукуючи відповіді на запитання про дійсну природу цього з'явища, ми приходимо до одного з двох припущень: або електричні сили ЗДІЙНІ

ДІЯТИ НА ВІДДАЛЕННІ /припущення МОЖЛИВОСТІ „*actio in distans*“ /, або названі сили ДІЯТИ НА ВІДДАЛЕННЯ НЕЗДІБНІ /припущення НЕМОЖЛИВОСТІ „*actio in distans*“ / і в такому разі ПОШИРЕННЯ ЇХНЬОГО ДІЯННЯ ВІДБУВАЄТЬСЯ ЗА ПОМІЧКУ ЯКОГОСЬ СТОРОННЬОГО ЧИННИКА, який відіграє роль ПЕРЕДАТОЧНОГО ОТОЧЕННЯ. Питання про можливість чи неможливість „*actio in distans*“ ми підносимо вже невперше. Свого часу нам довелося порушити це питання в першій частині нашої курсу /§ 138/ при розгляді механізму передачі в матеріальних тілах пружливих деформаційних сил. Ми зазначили там що сучасна наука рішуче відкидає принцип *actio in distans* і пристає до того погляду, що ВСІ БЕЗ ВИНЯТКУ НАПРУЖЕННЯ, ЯК-ТО: ГРАВІТАЦІЙНІ, ЕЛЕКТРИЧНІ, МАГНЕТНІ ПЕРЕДАЮТЬСЯ ВИКЛЮЧНО ЧЕРЕЗ Е Т Е Р, СЕБ-ТО ТУ УНІВЕРСАЛЬНУ, АМАТЕРІАЛЬНУ СУБСТАНЦІЮ, що ВИПОВНЮЄ ЦІЛИЙ ВСЕСВІТ І ТВОРИТЬ СОБОЮ ЙОГО ПЕРВІСНУ ОСНОВУ. Ця таємнича субстанція, факт існування якої ми тим часом не маємо змоги експериментально довести, але без якої не в стані пояснити цілу низку з'явищ природи і узнання якої настирливо вимагає наша логіка, - ця гіпотетична субстанція є правдивою ареною всіх основних і найголовніших процесів, що мають місце в нашому всесвіті.

До зрозуміння смарасленої вище думки в застосованні до з'явищ електричних та магнетних уперше прийшов славетний англійський фізик МИХАЙЛО ФАРАДЕЙ /*Michael Faraday*; 1791 - 1867/, з іменем якого зв'язується початок нової доби в розвитку поглядів на природу електро-магнетних процесів.

Фарадей не був фаховим ученим; навпаки це була людина не лише без найменшої спеціальної освіти, а навіть з дуже малою освітою загальною. Але він був один з тих самородків, які з'являються раз на протязі де-кількох віків і які могутністю інтелекту, силою своєї геніальної інтуїції осягають тих незбагнених верхівь, до яких не доходять звичайні наукові робітники, хоч би й узброєні в усі засоби сучасного знання. Фарадей глянув уперед на півстоліття. Він кинув ті думки, ті виключні по своїй оригінальності та глибині ідеї, над розробленням яких наука працює і по сей день. Він був великим пророком, що серцем відчував ту істину, до якої не в стані був наблизитися розум людський. Потрібно було десятки років, щоби відбувся процес такого наближення, щоби культурне людство на чолі з провідниками його науки зрозуміло Фарадея і пішло за ним. З огляду на таку виключну роль Михайла Фарадея в історії розвитку науки про природу, ознайомимося в коротких рисах з його життєписом. Народився Фарадей 22 вересня 1791 року поблизу Лондона в родині убогого кевала. На 14-му році Фарадея було віддано до науки одному добродієві, що мав палітурню та книгарню. Тут Фарадей пробув аж 8 років. Відчуваючи нестримний потяг до знання, молодий юнак використовував усі можливості, які давало йому його мізерне життя, і з захопленням читав одну за другою наукові книжки, що випадково потрапляли до його рук. Де кілька лекцій знаменитого хеміка ДЕВІ /*Davy*/, на яких Фарадеєві пощастило побувати піднесли остаточно його настрої і він звертається до Деві з проханням улаштувати його в хемічній лабораторії Королівського Інституту. Деві задовольнив це прохання і призначив Фарадея на посаду помічника лаборанта. Фарадеєві здібности і успішна праця звертають скоро на себе загальну увагу і вже в недовгому часі він осягає високого, цілком самостійного становиська директора лабораторії. Викриття основних законів електролізу і блискучі дослідження в галузі електромагнетизму створюють Фарадеєві велику славу і десятки наукових закладів та товариств обирають його своїм членом. Але Фарадея те не вабить і до кінця своїх днів він продовжує бути ультра-скромною, безпретензійною людиною; і коли англійський уряд, бажаючи вшанувати довголітню працю великого робітника, призначив йому почесну пенсію, Фарадей /тоді вже старий/ від неї відмовився.

Ідеї та думки Фарадея є відбитком цілого його світогляду, його наукової релігії. Ця релігія може бути окреслена як непохитна ВІРА В ЄДНІСТЬ СИЛ ПРИРОДИ. На цілий всесвіт Фарадей дивився як на велику гармонію, в якій усе об'єднано однією волею, однією творчою думкою. Через те-то в своїй пророчій інтуїції він приходить до ідеї ІДЕНТИЧНОСТІ ВНУТРІШНЬОЇ ПРИРОДИ З'ЯВИЩ ЕЛЕКТРО-МАГНІТНИХ ТА З'ЯВИЩ СВІТЛЯНИХ, а пізніше висловлює також думку про безпосередній зв'язок по-між силами

електричними та силами земного тяготіння. Помер Фарадей 25 серпня року 1867. Фарадееві ідеї знайшли собі блискучий послідувачий розвиток у працях його славетного учня й наслідувача - МАКСВЕЛЯ.

Звернувши увагу на той факт, що перебіг електромагнетних процесів ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ /ВІД ЙОГО СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ/, Фарадей перший насмілювався висловити ту думку, що ОСНОВНУ РОЛЮ В ЕЛЕКТРО-МАГНЕТНИХ З'ЯВИЩАХ ВІДОГРАЮТЬ НЕ ПРОВІДНИКИ, А ДІЕЛЕКТРИКИ, ЯКІ Й СЛУЖАТЬ ПРАВДИВОЮ АРеною ДЛЯ НАЗВАНИХ З'ЯВИЩ. ЛИШЕ В ДІЕЛЕКТРИКАХ, А НІЯК НЕ В ПРОВІДНИКАХ КУПЧИТЬСЯ ЕНЕРГІЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ. Пізніше ми матимемо можливість перевірити наведене твердження експериментально.

Думки Фарадея в самій основі змінили погляди на природу електричних з'явищ і на ролі в них різних тіл. До Фарадея увесь центр тягару наукової думки припадав на провідники, які одні лише і вважалися за носіїв електричних сил; на ролі діелектриків не зверталось при цьому найменшої уваги. Фарадей навпаки центром уваги робить діелектричне оточення, вважаючи, що як-раз з ним є зв'язаний увесь внутрішній механізм електро-магнетних процесів. Згідно його поглядів УСЯКЕ НАЕЛЕКТРИЗОВАНЕ ТІЛО ЗМІНЮЄ ФІЗИЧНИЙ СТАН НАЙБЛИЖЧОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ, в якому повстають певні НАПРУЖЕННЯ та ТИСНЕННЯ, подібні до тих, що виникають при деформаціях пружинних матеріальних тіл. Візьмемо кавалок твердої гуми і втиснемо внутр її невеличку металеву кульку; така кулька спричиниться до певної локальної деформації гуми й викличе в найближчих її частинах певні напруження та тиснення. Цілком аналогічний ефект справляє внесення до діелектричного оточення наелектризованого тіла. В ньому виникають подібні ж напруження та тиснення, образом яких з'являються розглянуті нами СИЛОВІ ЛІНІЇ. Вони окреслюють собою з одного боку НАПРЯМКИ дії електричних сил, а з другого - /як далі побачимо/ їх НАПРУЖЕННЯ. Ми вже зазначили, що поняття про силові лінії введено в науку Фарадеєм; це є безпосереднім вислідом його поглядів на природу електричних процесів. З силових ліній Фарадей користує не лише як зі зручного образу, що створює певну картину електростатичного поля; ні, він силовим лініям надає цілком реальний характер, зв'язуючи з ними ті деформаційні напруження, які виникають в діелектрику при внесенні до нього електричного набою. Той факт, що на практиці завше витворюється електричність ДВОХ знаків і що будь-які електричні з'явища повстають лише тоді, коли відбувається злучення двох противних електричностей, мимоволі призвичає нас думати, що правдиву реальність творить собою лише сукупність двох противних електричностей. Такий погляд на справу і панував цілковито до часів Фарадея. Останній однак відійшов од цього погляду і з повною рішучістю висловив ту думку, що ВСЯКИЙ ПОСОДИНОКИЙ САМОСТІЙНО-ВЗЯТИЙ ЕЛЕКТРИЧНИЙ НАБІЙ ВПЛИВАЄ ВІДПОВІДНИМ ЧИНОМ НА ДІЕЛЕКТРИЧНЕ ОТОЧЕННЯ Й СПРАВЛЯЄ В НЬОМУ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ ПОЛЕ; таким чином фізичну реальність має не лише пара електричних набоїв протилежних знаків, а і всякий окремих, самостійний набій. В цьому як-раз полягає один з основних пунктів Фарадеевих поглядів; у підставності й правдивості наведеного твердження ми мали нагоду пересвідчитися на цілій низці досвідів. У тому випадку, коли в нас є лише один набій певного знаку, ми маємо право вважати, що другий набій знаходиться на БЕЗКОНЕЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ. В цьому випадку силові лінії, вийшовши з даного тіла, нігде по-між собою не сходяться і в міру віддалення від тіла розходяться все більше і більше. Це ми бачили на прикладі поля додатного чи від'ємного наелектризованого кулі /§ 15/.

Що ж саме відбувається в масі діелектрика, коли на нього впливає той або інший електричний набій? Згідно уяві Фарадея під впливом електричних сил відбувається відоме вже нам з'явище ПОЛЯРИЗАЦІЇ ДІЕЛЕКТРИКА, себ-то З'ОРИЄНТОВАННЯ НАБОЇВ ЙОГО ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТОЧОК В НАПРЯМКАХ СИЛОВИХ ЛІНІЙ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ. При звичайному стані діелектрика набіи, якими володіють його елементарні часточки, розміщуються ДОВІЛЬНИМ чином. Після того, як у діелектрику повстало електричне поле, відбувається певне ЗСУНЕННЯ названих набоїв: додатних - у напрямку поля, від'ємних - у протилежному напрямку.

Вислідом такого стану річей є витворення НАПРУЖЕНЬ здовж силових ліній поля і ТИСНЕНЬ в напрямках до них нормальних. Щось подібне ми

маємо в металевому дроті, що підпадає акції розтяжної сили; вздовж дроту діють при цьому сили розтягання, поперек дроту діють сили стиснення. Окреслений вище аномальний "деформаційний" стан діелектрика, стан, який ми окреслили назвою "діелектричної поляризації" і уможливлює якраз передачу акції електричних сил від одних місць фізичного простору до місць других. Щоби поміччу дроту можна було посунути по землі камінь, необхідно дрот "нап'яти" себ-то привести його до стану пруживого напруження; і він починає виконувати свої функції лише після того, як всередині його розпочалася акція пруживих сил деформації. Так само й діелектрик починає виконувати функції передатчика електричних сил лише тоді, як його приведено до стану діелектричної поляризації.

Пізніше нам доведеться ще не раз звертатися до порушених тут питань, послідовно окреслюючи їх усе ширше і ширше. А тим часом звернемо увагу на той факт, що В СВІТЛІ ФАРАДЕВИХ ІДЕЙ ЗНАХОДИТЬ СОБІ НАЛЕЖНЕ ПОЯСНЕННЯ ВНУТРІШНІЙ МЕХАНІЗМ З'ЯВИЩА ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ, ЯКИЙ БЕЗ ТОГО ЛИШАВСЯ БИ НЕ З'ЯСОВАНИМ І ЦІЛКОВИТО НЕ ЗРОЗУМІЛИМ.

§ 19. Як що ми в різних місцях неоднорідного електричного поля /себ-то такого, силові лінії якого не мають правильного, рівнобіжного розподілення/, будемо містити певну електричну масу, то помітимо, що СИЛА ДІЯННЯ НА ЦЮ МАСУ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ПЕРЕБУВАЄ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ГУСТОТИ СИЛОВИХ ЛІНІЙ І ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ЦЬОЇ ГУСТОТИ.

Хоч про якусь означену кількість силових ліній казати не доводиться /бо їх ми можемо розглядати більше й менше/, однак, взявши ту або иншу їх кількість, ми в різних місцях поля матимемо різні їх густоту /див.рис. 31 та 32/. Щоби цю ГУСТОТУ СИЛОВИХ ЛІНІЙ можна було трактувати цілком докладно, ми умовимося розуміти під нею КІЛЬКІСТЬ СИЛОВИХ ЛІНІЙ, ЯКА В ДАНОМУ МІСЦІ ПОЛЯ ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ПЛОЩИНКУ В І КВАДРАТОВИЙ САНТИМЕТР, З'ОРИЄНТОВАНУ ПРЯМОВО ДО НАПРЯМКУ ПОЛЯ. Ми допіру зазначили, що густота силових ліній є мірилом електричного напруження; отже від неї залежить, таким чином, і ІНДУКЦІЙНИЙ ЕФЕКТ у різних з'явищах електростатичної індукції. Зазначимо його через J . Тоді величина J буде пропорційною до густоти D силових ліній. Коефіцієнт пропорційності ми для простоти можемо прийняти рівним одиниці. Тоді ГУСТОТА СИЛОВИХ ЛІНІЙ БЕЗПОСЕРЕДНЬО ОКРЕСЛЮВАТИМЕ ІНДУКЦІЙНИЙ ЕФЕКТ; ми дістанемо таким чином рівенство $J = D$.

Як ми сказали від густоти силових ліній залежить так само і НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ E в тій або иншій його точці. Але тут ми маємо пригадати, що на вартість величини E впливають також ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДАНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ; ця вартість залежить від вартості СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ даного оточення /див. § 14/.

Отже при даній густоті силових ліній D величина E в різних оточеннях буде різною. Для абсолютної порожнечі $E = 1$, а через те для неї ми матимемо $E = D$. Отже для порожнечі /етеру/ ми матимемо:

$$J = D = E; \quad /II/$$

Як слідує зі сказаного нами вище, рівенство $J = D = E$ матиме місце при тій умові, що площинка в І квадрат, сант. з'орієнтована ПРЯМО-ВО до напрямку поля /рис. 41 - I/ як що положення її буде рівнобіжним з напрямком поля, ми матимемо $J = D$ /рис. 41 - II/. В загальному випадку, коли нормаль до площинки з напрямком поля втворює кут, рівний α , ми матимемо:

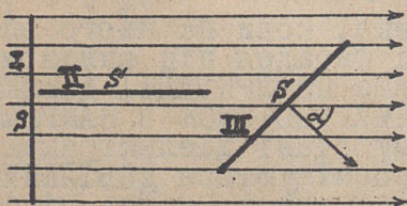


Рис. 41.

$$J = E \cdot \cos \alpha; \quad /I2/$$

Як що площинка замість І кв.сантиметру має поле в S кв.сан., то вираз /I2/ перетворюється в такий:

$$J = E \cdot S \cdot \cos \alpha; \quad /I3/$$

Величину J назовемо ПОТОКОМ ІНДУКЦІЇ через площинку S . Вартість

кута α залежить від того як ми виберемо напрямок нормалі до нашої площинки. Взявши той або інший напрямок на нормалі за додатний усунемо тим невизначеність взору /13/. Як що через N позначимо цей додатний напрямок нормалі, то зможемо написати $\cos \alpha = \cos(\mathcal{E}, N)$ де \mathcal{E} так само означає напрямок поля.

Розглянемо в однородному полі якусь ЗАМКНЕНУ поверхню. Умовимося раз на завше в подібних випадках рахувати ДОДАТНИМ той напрямок нормалі, який іде ЗНУТРИ ПОВЕРХНІ НА ЗОВНІ. Розбивши дану поверхню на безконечно-малі елементи dS , кождий з яких ми можемо без помітної помилки вважати ПЛОСКИМ, - для всіх цих елементів ми дістанемо

$$d\mathcal{J} = \mathcal{E} \cdot dS \cdot \cos(\mathcal{E}, N) \quad /14/$$

де величина $d\mathcal{J}$ означає ЕЛЕМЕНТАРНИЙ ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК через поверхню dS . Для тих елементів поверхні, де потік УВІХОДИТЬ до останньої, величина $d\mathcal{J}$ матиме ВІД'ЄМНУ вартість, для тих елементів, де він ВИХОДИТИМЕ з поверхні, матиме вартість ДОДАТНУ. Величина

$$\mathcal{J} = \int \mathcal{E} \cdot dS \cdot \cos(\mathcal{E}, N) \quad /15/$$

визначить собою ПОВНИЙ ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНЮ S .

§ 20. Доведемо правдивість т.зв. ТЕОРЕМИ ГАУСА /Karl Gauss, 1777-1855, славетний німецький математик, фізик та астроном/, що може бути сформульована наступним чином: ЯК ШО МИ МАЄМО ЕЛЕКТРИЧНУ /чи якусь іншу/ МАСУ m , ЗОСЕРЕДЖЕНУ В ОДНІЙ ТОЧЦІ, ТО ПОВНИЙ ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНЮ S ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ДОБУТКОМ З ВЕЛИЧИНИ МАСИ m НА ПРОСТОРОВИЙ КУТ ω , ПІД ЯКИМ ВІДНО ПОВЕРХНЮ S З ТОЧКИ, ЩО В НІЙ ЗОСЕРЕДЖЕНА ДАНА МАСА, себ-то:

$$\mathcal{J} = \int \mathcal{E} \cdot dS \cdot \cos(\mathcal{E}, N) = m \cdot \omega \quad /16/$$

Нехай маса m зосереджена в точці O ; візьмемо елемент dS' поверхні і розглянемо елементарний індукційний ПОТОК $d\mathcal{J} = \mathcal{E} \cdot dS \cdot \cos(\mathcal{E}, N)$; вираз

$dS \cdot \cos(\mathcal{E}, N) = dS'$ дає нам проекцію площинки dS на площу S' , прямоку до напрямку вектора \mathcal{E} . Зазначимо віддалення елементу dS від точки O через r . Тоді названий елемент можемо розглядати як відповідну безконечно-малу частину сферичної поверхні, осередком якої є точка O . Отже для величини поверхні елементарного сферичного відрізка dS' ми дістанемо вираз:

$$dS' = r^2 d\omega \quad /17/$$

З другого боку для напруження поля маємо вираз:

$$\mathcal{E} = \frac{m \cdot 1}{r^2} \quad /18/$$

А через те для елементарного ПОТОКА індукції дістанемо вираз

$$d\mathcal{J} = \mathcal{E} \cdot dS \cdot \cos(\mathcal{E}, N) = \mathcal{E}' \cdot dS' = m \cdot d\omega \quad /19/$$

звідкиля

$$\mathcal{J} = \int m \cdot d\omega = m \int d\omega = m \cdot \omega \quad /20/$$

таким чином Гаусова теорема нами доведена.

В тому випадку коли з'явище відбувається не в абсолютній порож-

х/ ПІД ПРОСТОРОВИМ КУТОМ належить розуміти необмежену з одного боку частину простору всередині конічної поверхні чи многостінного кута.

нечі, а в оточенні, з діелектричною сталкою ϵ , ми маємо: $\mathcal{E} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{m}{r^2}$, і через те:

$$\mathcal{J} = \frac{1}{\epsilon} m \cdot \omega. \quad |21|$$

§ 21. З теореми Гауса слідує, що:

1. КОЛИ ПОВЕРХНЯ S є ЗАМКНЕНОЮ І МАСА m ЗГЛЯДНО НЕЇ ЗАЙМАЄ З О В Н І Ш Н Е ПОЛОЖЕННЯ, ТО ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ ЦЮ ПОВЕРХНЮ ВІНОСИТЬ НУЛЬ.

2. КОЛИ ПОВЕРХНЯ S є ЗАМКНЕНОЮ І МАСА m МІСТИТЬСЯ В Н У Т Р І П Р И Н І І, ТО ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ ЦЮ ПОВЕРХНЮ ВІНОСИТЬ $4\pi m$.

Правдивість першого твердження слідує з того, що поверхню S завжди можна поділити на дві такі частини S_1 та S_2 , які буде видко під усім тим же кутом ω (рис. 43); для однієї з них матимемо: $\mathcal{J}_1 = -m\omega$, для другої: $\mathcal{J}_2 = +m\omega$. Отже дістанемо

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2 = 0; \quad |22|$$

Правдивість цього твердження зберігає свою силу й тоді, коли ми маємо не одну, а ДЕ-КІЛЬКА МАС.

Візьмемо, наприклад, дві маси m_1 та m_2 . Тоді для кожної точки поля матимемо два відповідні напруження \mathcal{E}_1 та \mathcal{E}_2 . Нехай геометрична сума цих векторів є \mathcal{E} , себ-то:

$$(\mathcal{E}) = (\mathcal{E}_1) + (\mathcal{E}_2);$$

Проекція на нормаль N вектора \mathcal{E} є рівною сумі проекцій векторів \mathcal{E}_1 та \mathcal{E}_2 , себ-то

$$\mathcal{E} \cos(\mathcal{E}, N) = \mathcal{E}_1 \cos(\mathcal{E}_1, N) + \mathcal{E}_2 \cos(\mathcal{E}_2, N) \quad |23|$$

Помноживши обидві частини цього виразу на dS і проїнтегрувавши їх дістанемо:

$$\mathcal{J} = \int \mathcal{E} \cos(\mathcal{E}, N) dS = \int \mathcal{E}_1 \cos(\mathcal{E}_1, N) dS + \int \mathcal{E}_2 \cos(\mathcal{E}_2, N) dS = \mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2 = 0 + 0 = 0; \quad |24|$$

таким чином бачимо, що ПРИ ВСЯКІЙ КІЛЬКОСТІ МАС ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК ЧЕРЕЗ ЗАМКНЕНУ ПОВЕРХНЮ ВІНОСИТЬ НУЛЬ.

Переходимо тепер до другого твердження. В тому випадку, коли маса m міститься всередині поверхні S мірилом просторового кута ω , під яким з точки O видко цілу згадану поверхню, з'являється сфера з радіусом в одиницю. Отже маємо $\omega = 4\pi$ звідкиля!

$$\mathcal{J} = 4\pi m. \quad |25|$$

Розглянемо далі той випадок коли всередині замкненої поверхні міститься не одна, а де-кілька мас. Візьмемо наприклад дві маси m_1 та m_2 ; позначимо напруження відповідних полів через \mathcal{E}_1 та \mathcal{E}_2 . Позначимо вислідне напруження через \mathcal{E} , себ-то покладемо: $(\mathcal{E}_1) + (\mathcal{E}_2) = (\mathcal{E})$. Тоді матимемо:

$$\mathcal{E} \cos(\mathcal{E}, N) = \mathcal{E}_1 \cos(\mathcal{E}_1, N) + \mathcal{E}_2 \cos(\mathcal{E}_2, N); \quad |26|$$

Помноживши обидві частини цього виразу на dS і взявши від них інтеграл дістанемо:

$$\mathcal{J} = \int \mathcal{E} dS \cos(\mathcal{E}, N) = \int \mathcal{E}_1 dS \cos(\mathcal{E}_1, N) + \int \mathcal{E}_2 dS \cos(\mathcal{E}_2, N)$$

$$= J_1 + J_2 = 4\pi m_1 + 4\pi m_2 = 4\pi (m_1 + m_2); \quad |27|$$

Як що би мали не дві, а n мас: m_1, m_2, \dots, m_n , то аналогічно дістали би:

$$J = 4\pi \sum_{i=1}^n m_i; \quad |27'|$$

себ-то КОЛИ ВНУТРИ ЗАМКНЕНОЇ ПОВЕРХНІ МІСТИТЬСЯ ДЕ-КІЛЬКА МАС, ТО ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ НАЗВАНУ ПОВЕРХНЮ Є РІВНИЙ СУМІ МАС, ПОМНОЖЕНІЙ НА 4π .

§ 22. Візьмемо /рис. 44/ КУЛЯСТУ ПОВЕРХНЮ S' , НА ЯКІЙ РІВНОМІРНО РОСПРЕДІЛЕНИЙ ПЕВНИЙ ЕЛЕКТРИЧНИЙ НАБІЙ q . Нехай при цьому в точці M поля напруження має вартість E . Розглянемо в нашому полі сферичну поверхню S'' , що є співосереднею з поверхнею S' і має луч $R = OM$. Прикладемо до названої поверхні Гауссову теорему; тоді, взявши на увагу, що в усіх точках цієї поверхні напрямок вектора E збігатиметься з напрямком її луча і що таким чином $\cos(\epsilon, n) = 1$, напишемо:

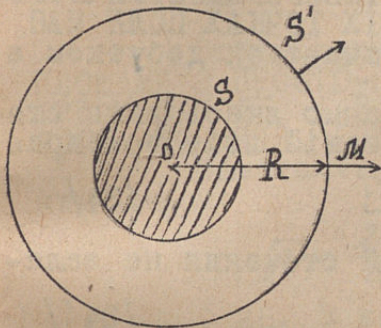


Рис. 44.

$$J = \int E dS' \cos(\epsilon, n) = \int E dS' = E \cdot 4\pi R^2 \quad |28|$$

Але на основі вазору /25/ ми маємо:

$$J = 4\pi q;$$

звідкиля дістаємо: $E R^2 = q$, або

$$E = \frac{q}{R^2}; \quad |29|$$

Цей же /29/ вираз для напруження поля ми дістали би й тоді, коли б набій НЕ БУВ РОЗМІЩЕНИЙ НА ПОВЕРХНІ S' , А ЗОСЕРЕДЖЕНИЙ В ТОЧЦІ O . Отже приходимо до такого висновку: ПОДЕ РІВНОМІРНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНОЇ СФЕРИЧНОЇ ПОВЕРХНІ Є ЦІЛОМ ІДЕНТИЧНИМ З ТИМ ПОЛЕМ, ЯКЕ ВИТВОРИВ БИ НАБІЙ, РОСПРЕДІЛЕНИЙ НА НАЗВАНІЙ ПОВЕРХНІ, КОЛИ БИ ВІН БУВ ЗОСЕРЕДЖЕНИЙ В ЇЇ ЦЕНТРІ.

Візьмемо тепер точку M ВНУТРИ СФЕРИЧНОЇ ПОВЕРХНІ; тоді матимемо:

$$J_1 = E 4\pi R^2 = 4\pi q; \quad |30|$$

але всі електричні набіи, розміщені на поверхні S' , через що на поверхні S'' або всередині її набіів бути не може; отже маємо: $q = 0$, а через те

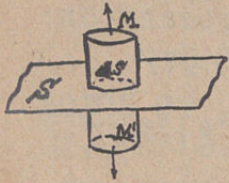
$$J = 0, \quad E = 0; \quad |31|$$

отже приходимо до наступного важливого висновку: ВНУТРИ НАЕЛЕКТРИЗОВАНОЇ КУЛИСТОЇ ПОВЕРХНІ ІНДУКЦІЯ, А ЧЕРЕЗ НЕЇ НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ ВІНОСЯТЬ НУЛЬ.

§ 23. Розглянемо тепер РІВНОМІРНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНУ ПЛОЩУ, /необмежених розмірів/. Як що ми в полі нашої площі візьмемо будь-яку точку M , то, у вислід необмежености розмірів площі, така точка займатиме зглядно неї симетричне положення. Отже приходимо до висновку, що НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ E В ТОЧЦІ M ПОВИННО МАТИ НАПРЯМОК, ПРЯМОВИЙ ДО ПЛОЩІ. Зазначимо стаду величину поверхневої густоти електричності через σ .

Розглянемо тепер який-небудь елемент нашої площі ΔS . /рис. 45/ Як що по обидва боки площі ми візьмемо точки M та M' , однаково віддалені від елементу ΔS , напруження поля в цих точках / M та M' / матимуть однакові вартости. Розглянемо тепер простий циліндр, твірча лінія якого є п'ямовою до площі S , а основи проходять через точки M та M' .

і рівнобіжні з площею S . Прикладемо до зазначеного циліндру Гаусову теорему. Поток індукції через бічну поверхню циліндра вноситиме нуль /бо вектор \mathcal{E} має напрямок \parallel до творчої лінії циліндру й через те $\cos(\mathcal{E}, n) = 0$; потік індукції через кожен з основ циліндра вноситиме $\mathcal{E} \cdot \Delta S$ /бо $\mathcal{E}' = \mathcal{E}$ /. Отже, зважаючи на увагу, що величина набію вносить в даному разі $\Delta S \cdot \sigma$, дістанемо:



$$2\mathcal{E} \cdot \Delta S = 4\pi \cdot \Delta S \cdot \sigma; \quad |32|$$

звідкиля :

$$\mathcal{E} = 2\pi\sigma; \quad |33|$$

Рис. 45.

Останній вираз не містить у собі віддалення даної точки поля від площі.

Отже приходимо до такого висновку: НАПРУЖЕННЯ ОДНОРІДНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ, ВИТВОРЕНОГО ПЛОЩЕЮ НЕОБМЕЖЕНИХ РОЗМІРІВ, В УСІХ ТОЧКАХ ПОЛЯ МАЄ НЕЗМІННУ ВАРТІСТЬ, що для абсолютної порожнечі визначається добутком з величини 2π на поверхневу густоту електричності σ .

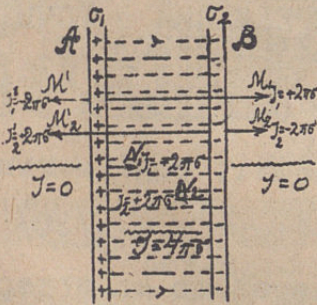
В тому випадку коли замість порожнечі ми маємо якесь інше оточення, стала діелектрична якого вносить ϵ , попередній взір прибирає вигляду:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\epsilon} \cdot 2\pi\sigma; \quad |34|$$

Величина індукції \mathcal{J} , як ми бачили від властивостей оточення не залежить, а через те для неї ми матимемо:

$$\mathcal{J} = 2\pi\sigma; \quad |34'|$$

§ 24. Розглянемо тепер ДВІ РІВНОБІЖНІ ПЛОЩІ A та B /рис. 46/, в яких одна має набій густоти $\sigma_1 = +\sigma$, а друга - густоти $\sigma_2 = -\sigma$. Два поля, витворені, названими площами, накладуться одне на друге й витворять певне вислідне поле. З'ясуємо характер останнього спочатку для зовнішньої частини простору /що лежить по обидва боки двох площ/, а пізніше для частини внутрішньої /що міститься по-між площами/. Як що в першій частині простору ми візьмемо якусь пару точок M_1 та M_1' по різні боки від площі A , то для них матимемо наступні вартості індукції: $\mathcal{J}_1 = +2\pi\sigma$,



$\mathcal{J}_1' = -2\pi\sigma$ /вектори \mathcal{J}_1 та \mathcal{J}_1' будуть рівними по величині й протилежними по напрямках/.

Так само, як що ми візьмем другу пару точок M_2 та M_2' по різні боки від площі B , то аналогічно дістанемо $\mathcal{J}_2 = -2\pi\sigma$, $\mathcal{J}_2' = +2\pi\sigma$. Об'єднавши по-між собою з одного боку точки M_1 та M_2 , з другого - точки M_1' та M_2' для точок зовнішньої частини дістаємо:

Рис. 46.

$$\mathcal{J} = 0; \quad |35|$$

Переходимо до внутрішньої частини поля. Для точки M_1 , що лежить вправо від площі A , матимемо: $\mathcal{J}_1 = +2\pi\sigma$; для точки M_2 , що лежить вліво від площі B , матимемо $\mathcal{J}_2 = +2\pi\sigma$. Отже дістаємо:

$$\mathcal{J} = 4\pi\sigma; \quad |36|$$

а звідкиля

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\epsilon} 4\pi\sigma; \quad |37|$$

§ 25. Нехай ми маємо низку електричних мас: $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$; Сила F , з якою електричне поле, витворене масами q_1, q_2, \dots, q_n діє на масу q , окреслиться виразом:

$$F = E \cdot q$$

/38/

де E є напруження вислідного поля в точці q . Вертаючи до розглянутого нами в попередньому випадку двох рівнобіжних площ, ми скажемо для всіх точок поля, витвореного площею A , з'окремо для точок площі B вартість величини E визначиться виразом:

$$E = \frac{2\pi\sigma}{\epsilon}$$

Як що на площі B ми виділимо елемент, поле якого виноситиме S кв.см., то набій цього елемента, матиме вартість $q = \sigma S$. Тоді на основі взору /38/ дістанемо:

$$F = E \cdot q = \frac{2\pi}{\epsilon} \cdot \sigma^2 S$$

/39/

Рис.47.

Отже бачимо, що сила взаємного діяння по-між двома рівнобіжними площами є просто-пропорційною до квадрату поверхневої густоти електричності σ і відвратно-пропорційна до сталої діелектричності ϵ того оточення, яке виповнює просторинь по-між площами A та B .

Пам'ятаючи, що $E\epsilon = J$, зможемо вираз /39/ переписати таким чином:

$$F = \frac{2\pi}{\epsilon} \sigma^2 S = \frac{4\pi\sigma}{2\epsilon} \sigma S = \frac{J}{2\epsilon} \sigma S = \frac{E\epsilon}{2\epsilon} \sigma S = \frac{E}{2} \sigma S$$

/40/

§ 26. З виразу: $E = \frac{1}{\epsilon} 4\pi q$ безпосередньо слідує, що ВНУТРИ ПРОВІДНИКА НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ВІНОСИТЬ НУЛЬ $(E=0)$. А це промовляє за те, що всередині провідника лінії сил існувати не можуть, себ-то, інакше кажучи, що СИЛОВІ ЛІНІЇ МАЮТЬ ПОЧИНАТИСЯ І ЗАКІНЧУВАТИСЯ НА ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА. При цьому СИЛОВІ ЛІНІЇ ЗАВЖЕ ПОВИННІ МАТИ НАПРЯМНІСТЬ НОРМАЛЬНУ ДО ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА. Щоби довести правдивість такого твердження припустимо протилежне, а саме, що вектор E /рис.48/ має напрямок, відмінний від нормального. Розкладемо вектор E на два складові: E_n та E_t - перший в напрямку нормалі до поверхні провідника, другий - в напрямку дотичної до неї. Є видимою річчю, що з двох названих складових векторів ЛИШЕ ОСТАННІЙ може справляти рух електричних набоїв по поверхні. Отже СТАНУ РІВНОВАГИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ НА ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА /а лише цей стан ми в електростатиці й розглядаємо/ ВІДПОВІДАТИ-



Рис.48.

МЕ УМОВА: $E_t = 0$. А при цій умові $E = E_n$, себ-то ЕЛЕКТРИЧНЕ НАПРУЖЕННЯ ДІЄ ЗДОВЖ НОРМАЛІ ДО ПОВЕРХНІ.

В міру поширення наших відомостей про різні електричні з'явища все з більшою виразністю окреслюється різниця по-між провідниками та діелектриками. Отже на основі попереднього нашого викладу приходимо до таких висновків.

1. ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ ПОЛЕ МОЖЕ ІСНУВАТИ ЛИШЕ В ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ОТОЧЕННЯХ; ВНУТРИ ПРОВІДНИКІВ ПОЛЕ ІСНУВАТИ НЕ МОЖЕ І СИЛОВІ ЛІНІЇ ЙОГО УРИВАЮТЬСЯ НА МЕЖІ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ ТА ПРОВІДНИКА СЕБ-ТО НА ПОВЕРХНІ ОСТАННЬОГО.

2. ВІТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАБОЇВ ДОРОГОЮ ІНДУКЦІЇ МОЖЛИВО ЛИШЕ В ПРОВІДНИКАХ, ПРИРОДА ЯКИХ ДОЗВОЛЯЄ ВІЛЬНЕ ПЕРЕСУВЕННЯ ЕЛЕМЕНТАРНИХ НАБОЇВ І З'ОСЕРЕДЖЕННЯ ІХ У ПЕВНИХ МІСЦЯХ ПРОВІДНИКІВ. В ДІЕЛЕКТРИКАХ ТАКИЙ ЕФЕКТ РОЗДІЛУ ЕЛЕКТРИЧНОСТЕЙ РІЗНИХ ЗНАКІВ І З'ОСЕРЕДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАБОЇВ В ПЕВНИХ ЧАСТИНАХ ТІЛА МІСЦЯ МАТИ НЕ МОЖЕ І ЦІЛИЙ ПРОЦЕС ІНДУКЦІЇ МАЄ СВОЇМ ВИСЛІДОМ ЛИШЕ ПОЛЯРИЗАЦІЮ ДІЕЛЕКТРИКА.

§ 27. Візьмемо два діелектричні оточення, сталі діелектричні для яких виносять ϵ_1 та ϵ_2 . Пристосуємо до них взір /7/; тоді дістанемо:

$$E_1 = \frac{1}{\epsilon_1} \frac{q}{r^2}; \quad E_2 = \frac{1}{\epsilon_2} \frac{q}{r^2}; \quad /41/$$

звідкиля дістаємо

$$E_1 \cdot \epsilon_1 = E_2 \cdot \epsilon_2 = Const. \quad /42/$$

що можна також переписати:

$$E_1 : E_2 = \epsilon_1 : \epsilon_2; \quad /43/$$

себ-то НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ В ДВОХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ОТОЧЕННЯХ СУТЬ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО СТАЛИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ЦИХ ОТОЧЕНЬ.

Вираз /42/ можна також переписати наступним чином

$$J_1 = J_2 = Const. \quad /44/$$

себ-то що ВЕЛИЧИНА ІНДУКЦІЇ НЕ ЗМІНЮЄТЬСЯ ПРИ ПЕРЕХОДІ ВІД ОДНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ ДО ДРУГОГО.

§ 28. Вище /§ 26/ було показано, що в тому випадку коли ми маємо два оточення, з яких одне з'являється ПРОВІДНИКОМ, а друге ДІЕЛЕКТРИКОМ, для всіх точок поверхні їхнього розподілу ТАНГЕНЦІАЛЬНА СКЛАДОВА НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ ВІНОСИТЬ НУЛЬ $(E_t = 0)$. Розглянемо тепер той випадок, коли ОБИДВА ОТОЧЕННЯ З'ЯВЛЯЮТЬСЯ ДІЕЛЕКТРИКАМИ. В цьому випадку для всіх точок поверхні розподілу двох оточень тангенціальна складова E_t вектора E буде загалом ВІДМІННОЮ ВІД НУЛЯ. Вище /§ 27/ ми бачили що величина E в кожному з двох діелектричних оточень має свою вартість /залежну від вартости сталої діелектричної кожного з оточень/. Отже як що згадані вартости позначимо через ϵ_1 , та ϵ_2 , то загалом матимемо $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$. На границях кожного з діелектричних оточень у вислід поляризації повстануть певні електричні набої, що в поверхні розподілу названих оточень витворять певне поле. Це поле матиме напрямок, НОРМАЛЬНИМ ДО ПОВЕРХНІ РОСПОДІЛУ, а через те з двох складових вектора E воно зможе впливати лише на величину E_n ; вектор же E_t збереже спільну вартість для обох оточень. Таким чином у вислід нерівенства: $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ та рівенства $E_t = E_{2t}$ ми приходимо до нерівенства $E_{1n} \neq E_{2n}$. Докладнішу залежність по між останніми величинами ми встановимо на основі виразу /42/, спираючись на якій напишемо:

$$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}; \quad /45/$$

звідкиля знову дістанемо:

$$J_{1n} = J_{2n}; \quad /46/$$

Отже бачимо, що ПРИ ПЕРЕХОДІ ВІД ОДНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ ДО ДРУГОГО НОРМАЛЬНІ СКЛАДОВІ ІНДУКЦІЇ ЗБЕРІГАЮТЬ СВОЮ ВАРТІСТЬ, А НОРМАЛЬНІ СКЛАДОВІ НАПРУЖЕННЯ ЗМІНЮЮТЬСЯ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ЗМІН СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ.

Той факт що при переході від одного діелектричного оточення до другого тангенціальна складова вектора E змін не зазнає, а нормальна складова підпадає таким змінам, факт цей промовляє за те, що при згаданому вище переході СИЛОВІ ЛІНІЇ ЗАЗНАЮТЬ ЛАМАННЯ. Як що ми звернемося д до рис. 49, то побачимо, що для першого оточення

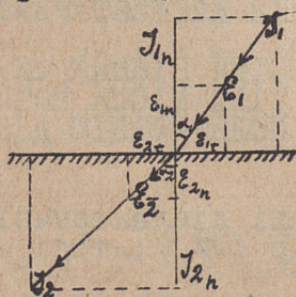


Рис. 49.

для другого:

$$\left. \begin{aligned} \frac{E_{1t}}{E_{1n}} &= \operatorname{tg} \alpha_1; \\ \frac{E_{2t}}{E_{2n}} &= \operatorname{tg} \alpha_2 \end{aligned} \right\} /47/$$

Отже, яко вислід умови:

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad E_{1n} \neq E_{2n}, \quad \text{дістаємо:}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_1 \neq \operatorname{tg} \alpha_2; \quad /48/$$

що й стверджує факт ламання силових ліній. Взявши на увагу, що $\epsilon_{1t} = \epsilon_{2t}$ і що $\epsilon_1 \epsilon_{1n} = \epsilon_2 \epsilon_{2n}$ зі взорів /47/ дістанемо:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad /49/$$

дістаємо взір, який окреслює собою ЗАКОН ЛАМАННЯ СИЛОВИХ ЛІНІЙ. Як бачимо з нього ПРИ ПЕРЕХОДІ ВІД ОТОЧЕННЯ З МЕНШОЮ СТАЛОЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ ДО ОТОЧЕННЯ З БІЛЬШОЮ СТАЛОЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ СИЛОВІ ЛІНІЇ ВІДХИЛЯЮТЬСЯ ВІД НОРМАЛІ ДО ПОВЕРХНІ РОСПОДІЛУ ДВОХ НАЗВАНИХ ОТОЧЕНЬ.

Коли ми візьмемо однорідне поле, то дістанемо при цьому картину, показану на рис. 50. Як бачимо з цього рисунку В ОТОЧЕННІ З БІЛЬШОЮ СТАЛОЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ /II/ СИЛОВІ ЛІНІЇ РОЗМІЩУЮТЬСЯ ТУ С Т І Ш Е ніж в оточенні з меншою сталою діелектричною /I/. Таким чином уміщене до певного оточення тіло з діелектричною сталою, більшою від діелектричної сталої названого оточення, згущуватиме в собі силові лінії електричного поля. Приклад цього ми бачимо на рис. 51, де показано вплив на розподілення силових ліній однорідного поля, введеного до нього діелектричного тіла кільцевої форми.

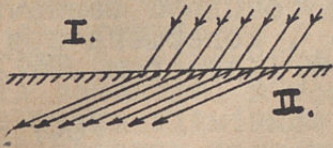


Рис. 50.

Як що би подібне кільце ми виготовили з провідника, то силові лінії уривалися б на його поверхні й у цьому випадку ми мали би картину, показану на рис. 51-А.

§ 29. Дорогою математичного аналізу можна показати, що ВСЯКА СИСТЕМА НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ ТІЛ ТВОРИТЬ СОБОЮ СИСТЕМУ КОНСЕРВАТИВНУ; однією з властивостей, які характеризують таку систему, є те, що ПРИ ДОВЕРШЕННІ СИЛАМИ, ЩО ДІЮТЬ ВНУТРІ СИСТЕМИ, БУДЬ-ЯКОЇ ПРАЦІ, ВАРТІСТЬ ОСТАННЬОЇ ЗА-

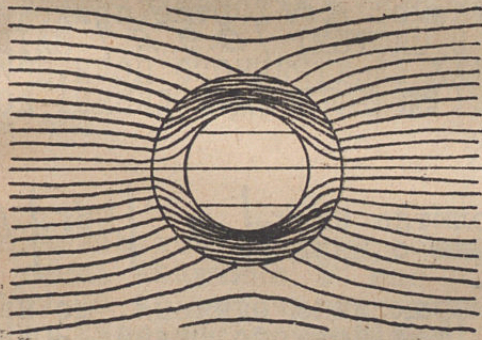


Рис. 51.

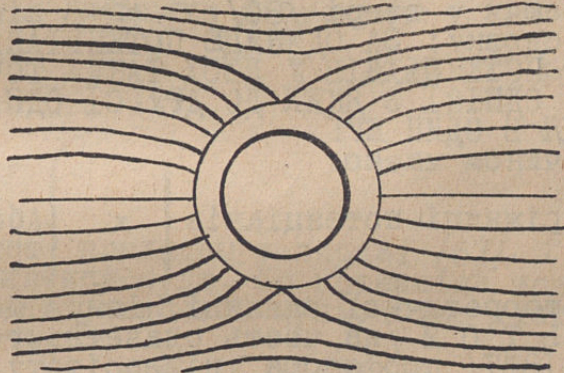


Рис. 51-А.

ЛЕЖИТЬ ЛИШЕ ВІД ПОЧАТКОВОГО ТА КІНЦЕВОГО СТАНУ СИСТЕМИ, І НЕ ЗАЛЕЖИТЬ У НАЙМЕНШІЙ МІРІ ВІД ТИХ ПРОМІЖНИХ СТАНІВ, ЧЕРЕЗ ЯКІ ПРОЙШЛА СИСТЕМА.

Розглянемо систему наелектризованих тіл q_1, q_2, q_3, q_4 /рис. 52/.

Така система витворює електричне поле, що в кожній своїй точці характеризується певним напруженням E . Останнє визначає собою величину електричної сили, з якою поле діє на $+1$ електричності. Умістимо таку $+1$ електричності до точки M поля. Вважатимемо при цьому, що всі наші маси q_1, q_2, q_3, q_4 стало перебувають в супокій, що лише маса $+1$ може відбувати різні переміщення в полі.

Поставимо собі завдання обчислити працю, яку необхідно довершити при переміщенні названої маси від точки поля M до точки M_1 . Як нами було вказано вище, величина такої праці залежить лише від початкової та кінцевої точки траекто-

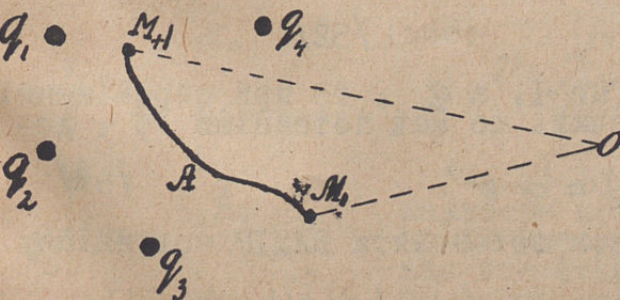


Рис. 52.

рії маси $+I$ і не залежить від вигляду цієї траєкторії. Отже праця R , довершена при переміщенні $+I$ від точки M до точки M_1 , вздовж лінії $MA M_1$, не змінила би своєї вартості і в тому випадку, коли би таке переміщення відбулося якоюсь іншою дорогою, наприклад $MO M_1$. Точку O ми взяли при цьому довільно; положення її може бути яким завгодно, з'окрема БЕЗКОНЕЧНО-ВІДДАЛЕНИМ.

Умовимось ПРАЦЮ, ДОВЕРШЕНУ СИСТЕМОЮ НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ ТІЛ ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ З ДАНОЇ ТОЧКИ M НА БЕЗКОНЕЧНІСТЬ, АБО НАВПАКИ З БЕЗКОНЕЧНОСТІ ДО НАЗВАНОЇ ТОЧКИ $+I$ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, НАЗИВАТИ ЕЛЕКТРИЧНИМ ПОТЕНЦІАЛОМ В ТОЧЦІ M .

З того факту, що для переміщення з даної точки на безконечність /чи навпак/ $+I$ електричності ПРИ ВСЯКИХ УМОВАХ ПОТРІБУЄТЬСЯ ДОВЕРШЕННЯ ВСЕ ТІєї Ж ПРАЦІ слідує, що В ДАНІЙ ТОЧЦІ ПОЛЯ ПОТЕНЦІАЛ МАЄ НЕЗМІННУ ВАРТІСТЬ. Кождїй точці поля /при незмінному положенні електричних мас/ відповідає таким чином ПЕВНА, СТАЛА ВАРТІСТЬ потенціалу.

Як що для взятого нами прикладу потенціал у точці M означимо через v , а в точці M_1 через v_1 , то праця R , довершена при переведенні $+I$ електричності від точки M до точки M_1 /дорогою $MO M_1$ і всякою іншою/ визначиться виразом:

$$R = v - v_1; \quad /50/$$

/бо праця при переході від точки M до точки O вносить v , при переході від M_1 до O вносить v_1 , а при переході від O до M_1 $-v_1$ /. Приходимо до наступного важливого висновку: ПРАЦЯ, ДОВЕРШЕНА ЕЛЕКТРИЧНИМИ СИЛАМИ, ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ ВІД ОДНІЄЇ ТОЧКИ ПОЛЯ ДО ДРУГОЇ $+I$ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ВИЗНАЧАЄТЬСЯ РІЗНИЦЕЮ ПОТЕНЦІАЛІВ У ЦИХ ТОЧКАХ.

Покладаючи у взорі /50/ $v - v_1 = 1$, дістаємо: $R = 1$. Отже приходимо до такого висновку: ЗА ОДИНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛА В СИСТЕМІ /С.Г.С./ СЛІД ПРИНЯТИ РІЗНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛІВ У ДВОХ ТАКИХ ТОЧКАХ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ, ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ ВІД ОДНІЄЇ З ЯКИХ ДО ДРУГОЇ ОДНІЄЇ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ОДИНИЦІ, ДОВЕРШУЄТЬСЯ ПРАЦЯ В ОДИН ЕРГ.

Таким чином маємо:

$$\left| \text{Одиниця різниці потенціалів} \right| \times \left| \text{Абсолютна електрична одиниця} \right| = \left| \text{Ерг.} \right| /51/$$

Крім наведеної теоретичної одиниці, існує ще практична одиниця, що називається ВОЛЬТОМ /на честь славетнього італійського фізика ВОЛЬТИ /Volta, 1745-1827/ професора університету в Павії, відомого зі своїх історичних досліджень над з'явищами гальванізму/.

$$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ один. /С.Г.С./}$$

ВОЛЬТ / $\frac{1}{3} \cdot 10^{-2}$ од. С.Г.С./ уявляє собою ту РІЗНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛІВ, ПРИ ЯКІ ПЕРЕМІЩЕННЯ ОДНОГО КУЛОНА ВИМАГАЄ ДОВЕРШЕННЯ ПРАЦІ В ОДИН ДЖУЛЬ / 10^7 ергів/. Отже маємо:

$$\text{ВОЛЬТ} \cdot \text{КУЛОН} = \text{ЕРГ.} \quad /52/$$

Як що би ми взяли електричну масу не $+I$, а q , то при переміщенні її від точки, що має потенціал v , до точки, що має потенціал v_1 , довелось би довершити працю:

$$R = q(v - v_1) = qv; \quad /53/$$

Останній загальний взір дозволяє нам встановити ВИМІР потенціалу. Отже дістаємо:

$$\left| V \right| = \frac{\left| R \right|}{\left| q \right|} = \frac{\left| \mathcal{L}^2 M T^{-2} \right|}{\left| \mathcal{L}^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} \right|} = \left| \mathcal{L}^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} \right|; \quad /54/$$

§ 30. Нехай ми маємо /рис.53/ електричну масу q . Поставимо собі завдання обчислити вартість потенціала v в точці M поля, витвореного названою масою. Потенціал v уявляє собою ту працю, яку необхідно довершити для переведення $+1$ електричності з точки M на безкінечне віддалення. Таке переведення можна здійснити будь якою дорогою /див. попередній §/, з'окрема здовж

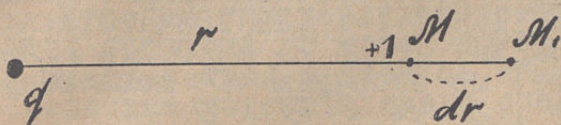


Рис. 53.

простої, що лучить точку M в положенням маси q . Візьмемо на цій простій точку M_1 досить близьку до точки M . Безкінечно-малий відступ по між названими точками вазначимо

через dr . Вартість потенціалу в точці M_1 буде $v_1 = v + dv$. Різниця потенціалів $v - v_1 = -dv$ визначить собою працю, довершену при переміщенні $+1$ електричності з точки M до точки M_1 . Ця праця R окреслиться з другого боку виразом $R = F \cdot dr$, де F означає електричну силу. Вартість останньої в точці M вноситьиме $F = q/z^2$; в точці M_1 ця вартість буде трохи відмінною, в звязку зі зміною віддалення z на величину dr , але з причини незначности останньої величини ми без особливої помилки можемо вважати, що на цілому інтервалі MM_1 , сила F зберігає сталу вартість q/z^2 . Отже для величини праці R дістанемо наступний вираз:

$$R = \frac{q}{z^2} \cdot dr \dots /55/$$

На основі рівенства $-dv = R$, звідцїля дістанемо:

$$-dv = \frac{q}{z^2} \cdot dz \dots /56/$$

А це дає:

$$v = \frac{q}{z} + C \dots /57/$$

Щоби визначити довільну сталу C покладемо у виразі /57/ $z = \infty$. При цій умові величина v має рівнятися нулю, бо потенціал точки, що знаходиться на безкінечному віддаленні, вносить нуль. Отже дістаємо $C = 0$. Таким чинном остаточно маємо:

$$v = \frac{q}{z} \dots /58/$$

В тому випадку коли в нас є де-кілька електричних мас q_1, q_2, \dots, q_n /рис. 54/ вислідний потенціал v в точці поля M уявляє собою суму парціальних потенціалів v_1, v_2, \dots, v_n . Отже дістаємо:

$$v = v_1 + v_2 + \dots + v_n = \sum_{i=1}^{i=n} v_i \dots /59/$$

або:

$$v = \frac{q_1}{z_1} + \frac{q_2}{z_2} + \dots + \frac{q_n}{z_n} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{q_i}{z_i} \dots /60/$$

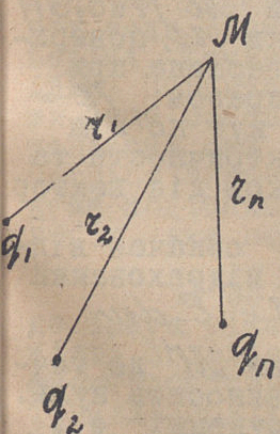


Рис.54.

§ 31. Розглянемо якесь електростатичне поле, вартости потенціалу в різних точках якого є нам відомі. Виберемо сукупність точок, в яких потенціал має все те ж вартість v . Геометричне місце таких точок уявить собою поверхню, яку ми назовемо ПОВЕРХНЕЮ РІВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ або ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНОЮ ПОВЕР-

ХНЕЮ. Взвзявши нову сукупність точок, якій відповідатиме все та ж вартість потенціалу v , ми дістанемо нову еквипотенціальну поверхню. Таких поверхней ми можемо, видимо, провести в полі необмежену кількість; кожній з них відповідатиме своя означена вартість потенціалу. З поданого вище визна-

чення безпосередньо слідує, що ДВІ ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНІ ПОВЕРХНІ НЕ МОЖУТЬ ВЗАЄМНО ПЕРЕТИНАТИСЯ. Справді, коли б це сталося в місці зустрічі двох поверхней, ми мали б якусь одну вартість потенціалу; а це неможливо, бо кожній поверхні відповідає властива їй вартість потенціалу.

При переміщенні від точок поверхні одного потенціалу до точок поверхні другого потенціалу + І електричності довершується праця, що міряється різницею цих потенціалів. ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ + І ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ЗДОВЖ ТІєї АБО ІНШОЇ ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ ПРАЦЯ R ВІНОСИТЬ НУЛЬ. А в виразу $R = F \cdot l \cdot \cos(\angle F, l)$ ми бачимо, що величина R може оберта- тись в нуль лише в двох випадках: 1/ $F = 0$; 2/ $\cos(\angle F, l) = 0$.

Перший випадок, коли сила поля вносить нуль, немає чого розгля- дати; другий випадок каже нам про те, що кут по-між напрямком діяння си- ли електричного поля та напрямком пересунення має вносити 90° . Отже приходимо до наступного важливого висновку: В КОЖІЙ ТОЧЦІ ЕЛЕКТРОСТАТИЧ- НОГО ПОЛЯ ЕЛЕКТРИЧНА СИЛА ЗБІГАЄТЬСЯ ПО НАПРЯМКУ З НОРМАЛЕЮ ДО ЕКВИПОТЕН- ЦІАЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ, ЩО ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ЦЮ ТОЧКУ.

Свого часу ми зазначили, що сила поля має напрямок дотичної до си- лової лінії в данній її точці. Отже бачимо що СИЛОВІ ЛІНІЇ ПЕРЕТИНАЮТЬ ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНІ ПОВЕРХНІ НОРМАЛЬНО. Це можна бачити в рисунках 55 та 56; на п- шому тяглими лініями зазначено силові лінії, а крапкованими - лінії зустрі- чи з площею РИСУНКУ ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНИХ ПОВЕРХНЕЙ; НА ДРУГОМУ - НАВПАКИ.

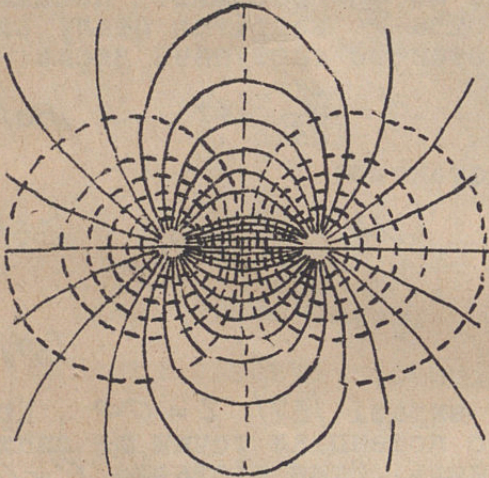


Рис. 55.

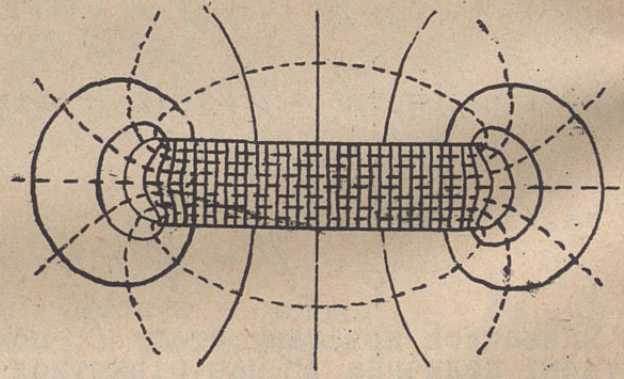


Рис. 56.

Нехай під впливом напруження електричного поля E + І електричності переміщується в цьому полі. Розглянемо перехід її від точки M (Рис.57) поверхні потенціалу V до точки M_1 поверхні потенціалу $V_1 = V + dV$. Довершена при цьому праця R_1 визначиться виразом: $R_1 =$

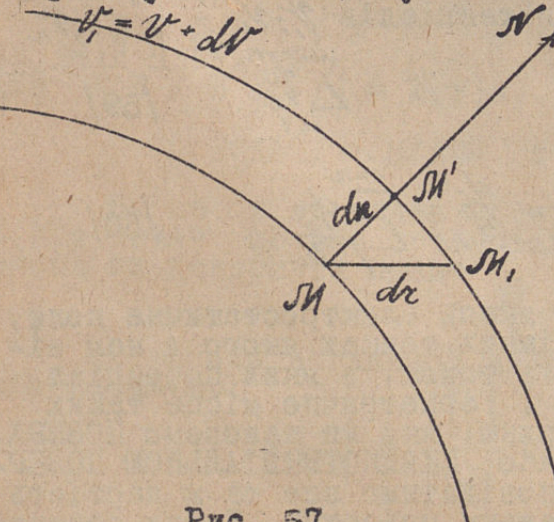


Рис. 57.

$E \cdot dr \cdot \cos \alpha$, де α означає кут по між напрямком пересунення + І електричності та напрямком нормалі N здовж якої діє вектор E . Але $dr = \frac{dn}{\cos \alpha}$, де dn означає від- ступ по між двома поверхнями, відрахований по нормалі. Отже дістанемо: $R_1 = E \cdot dn$

 x/ При переході від точки M_1 до точ- ки M_2 праця електричних сил вносить нуль. Отже бачимо, що праця при пересуненні + І електричності здовж дороги MM_1 є рівна праці при пересуненні здовж дороги MM_1M_2 , а це є показником того, що система наелектр- зованих тіл є система КОНСЕРВАТИВНА.

Праця R визначається різницею потенціалів, себ-то: $R = \psi - \psi_1$, звідки-
ля дістанемо: $E \cdot dn = \psi - (\psi + d\psi)$; а це дає:

$$E = - \frac{d\psi}{dn} \dots \dots \dots /61/$$

себ-то: НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ РІВНЯЄТЬСЯ ВЗЯТІЙ З ПРОТИВНИМ
ЗНАКОМ ПОХІДНИЙ ВІД ПОТЕНЦІАЛУ ПО НОРМАЛІ. Абсолютна вартість цієї по-
хідної подає нам величину потенціалового СПАДУ при переході від точок
першої поверхні до точок другої поверхні ЗДОВЖ НОРМАЛІ. Коли цей пере-
хід відбувається в якомусь іншому напрямку, наприклад у напрямку $M.M_1$,
то величина потенціалового спаду окреслюється виразом $- d\psi/dr$ при чо-

му $\frac{d\psi}{dr} < \frac{d\psi}{dn}$. Як що $\alpha = 90^\circ$, ми з виразу: $dr = dn \cdot \cos \alpha$ ді-
стаємо $dr = 0$, а через те $\frac{d\psi}{dr} = 0$, що ще раз каже нам про те, що при
пересуванні здовж поверхні вартість потенціалу не змінюється. Отже бачи-
мо, що НАЙБІЛЬШИЙ СПАД ПОТЕНЦІАЛУ МАЄ МІСЦЕ ЗДОВЖ НОРМАЛІ ДО ПОВЕРХНІ ОД-
НАКОВОГО РІВНЯ. Цю найбільшу вартість потенціалового спаду, взяту з до-
датним знаком, ми назовемо потенціаловим ГРАДІЄНТОМ, зазначаю-
чи це символічно так:

$$E = - \text{grad. } \psi \dots \dots \dots /62/$$

Потенціал є величина скалярна, але градієнт характеризується певним на-
прямком, а через те він уявляє собою ВЕКТОР.

Зі взорів $d\psi = -E \cdot dn$, та $d\psi = -E \cdot \cos \alpha \cdot dr$ дістаємо наступні взори:

$$\psi = - \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} E \cdot dn ; \quad \psi = \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} E \cdot \cos \alpha \cdot dr \dots \dots \dots /63/$$

що по вартостях напруження електричного поля E_1 та E_2 дозволяють обчи-
слити різницю потенціалів по між точками двох відповідних еквипотенці-
альних поверхней.

§ 32. Поняття потенціалу є в значній мірі універсальним. З нього
з великим успіхом можна користати при описі не лише електростатичного, а
і всякого іншого поля; відповідно до цього в науці вживається термінів:
магнетний потенціал, гравітаційний потенціал і т.д. Так само широко вжи-
вається і поняття про Градієнт.

З попереднього викладу ми бачимо, що рух електричних має від од-
них точок поля до других може відбуватися лише тоді, коли вартости по-
тенціалу в цих точках з'являються НЕОДНАКОВИМИ.

Таким чином РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ є ПРИЧИНОЮ РУХУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.
Коли ми тепер звернемося до гідродинамічних з'явищ, то побачимо, що там
рух води завжди має своєю причиною РІЗНИЦЮ РІВНІВ вільної водної по-
верхні. Таким чином названі рівні ми маємо розглядати, як ЕКВІПОТЕНЦІ-
АЛЬНІ ПОВЕРХНІ в гравітаційному земному полі. Праця електричних сил, як
ми вище показали, окреслюється виразом: $q(\psi - \psi_1)$; так само праця граві-
таційних сил при переході маси води m від рівня h до рівня h_1 визна-
чається виразом $mg(h - h_1) = \rho(h - h_1)$. Як бачимо один процес є
дуже подібним до другого. На цьому прикладі ми маємо певну механічну ана-
логію, яка полекнує нам засвоєння поняття потенціалу.

§ 33. Вище ми зазначили, що рух електричності відбувається там
де існує різниця потенціалів. В провідниках, зокрема металах, електрич-
ність володіє повною волею руху; і через те, коли в даному провіднику
електричність перебуває в стані рівноваги, ми маємо сказати, що В УСІХ
ТОЧКАХ ПРОВІДНИКА ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ МАЄ ВСЕ ТУ ЖЕ ВАРТІСТІТЬ. Отже вар-
тість потенціалу не змінюється не лише при переміщенні від одних точок
поверхні провідника до інших її точок, а також і при переході до точок
внутрішніх частин провідника. Правдивість наведеного легко ствердити на
досвіді. Для цього /рис.58/ прилучимо один кінець дроту до кульки елек-

троскопу, а другим (ізолюваним) почнемо дотикатися до різних точок / як

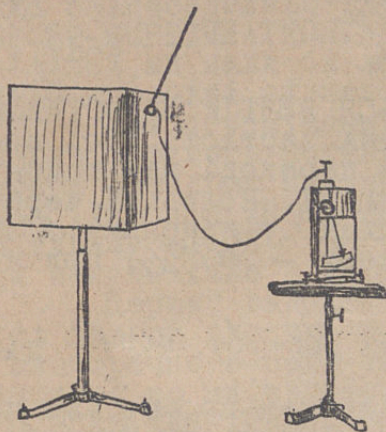


Рис.58.

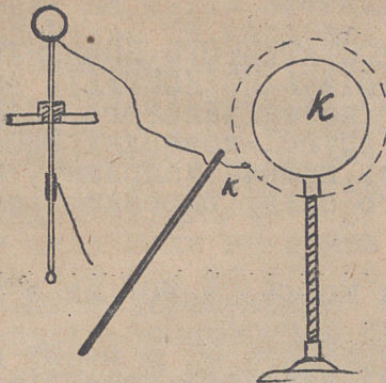


Рис.59.

зовнішніх, так і внутрішніх / наелектризованого провідника. Тоді побачимо, що звесь час розходження листочків лишатиметься все тим же.

До висновку, що потенціал в усіх точках провідника має все ту ж вартість можна прийти ще й іншою дорогою. Ми бачили, що внутрі провідника електричне напруження є рівним нулю. А через те й праця R електричних сил вино-

сить нуль. Як що через v зазначимо потенціал однієї з точок поверхні, а через v' - потенціал однієї з внутрішніх точок, то дістанемо $R = v - v'$, звідкіля $v' = v$.

В діелектричному оточенні потенціал у різних його точках є рівним. Як що ми пересуватимемо вільний кінець дроту / рис.59 / в полі, витвореному кондуктором K , то в залежності від наближення до останнього, діставатимемо різні відхилення електроскопу / система електроскоп-дріт матиме при цьому потенціал тієї точки поля, в якій міститься вільний кінець K дроту /.

З викладеного вище слідує, що ВСЯКА ПОВЕРХНЯ, ПОВЕДЕНА ВНУТРИ ПРОВІДНИКА, БУДЕ ПОВЕРХНЕЮ РІВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ. Також зокрема буде ПОВЕРХНЯ САМОГО ПРОВІДНИКА. Той факт, що всі точки провідника, в умовах рівноваги в ньому електричності, мають спільну вартість потенціалу, подає нам нове освітлення в явища електростатичної індукції. Розглянемо в електростатичному полі поверхні рівних потенціалів: v_0, v_1, v_2 / рис.60 /.

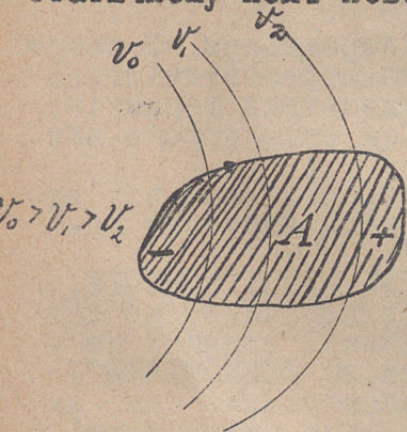


Рис.60.

Як що ми до цього поля вмістимо провідник A , то з'індуковані в ньому додатні набої посуватимуться в напрямку СПАДУ потенціалу / від v_0 до v_2 /, а набої від'ємні переміщуватимуться в протилежному напрямку, себ-т в напрямку ЗРОСТУ потенціалу / від v_2 до v_0 /, аж поки в усій частині поля, виповненій провідником A НЕ ВСТАНОВИТЬСЯ ОДНАКОВИЙ ПОТЕНЦІАЛ / в правій частині провідника додатні набої піднеситимуть вартість потенціалу, в лівій частині від'ємні набої її знижуватимуть /.

Таким чином, не знаючи нічого про ті електричні маси, що справили поле, і маючи перед собою лише картину розподілення еквіпотенціальних поверхней, ми в стані визначити перебіг процесу електростатичної індукції, бо як допіру бачили, ПРОВІДНИК, УМІШЕНИЙ ДО ЕЛЕКТРостатичного поля в частині своїй, що відповідає точкам поля з нижчим потенціалом, електризується додатно, а в частині, що відповідає точкам поля з вищим потенціалом, електризується від'ємно.

§ 34. Зі звору $v = q/r$ слідує, що для даної точки поля / $r = Const$ / ВАРТІСТЬ ПОТЕНЦІАЛУ є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ВЕЛИЧИНИ ЕЛЕКТРИЧНОГО НАБОЮ q . Таким чином, узявши якийсь провідник A / рис.61 / і надавши йому спочатку набій q , а потім $Q = nq$, ми матимемо в точці M потенціали: спершу $v = q/r$, а потім $v' = Q/r = n \cdot q/r = n v$. Величина

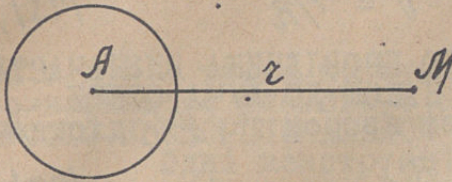
q завжди має КОНЕЧНУ вартість. Отже при $r = \infty$ ми дістаємо $v = 0$, себ-то при всяких умовах ПОТЕНЦІАЛ БЕЗКОНЕЧНО-ВІДДАЛЕНОЇ ТОЧКИ є НУЛЬ.

Нехай ми маємо якийсь провідник, при чому набій q електризує цей провідник до потенціалу v , а набій q' - до потенціалу v' . Тоді

на основі того, що вартість потенціалу є пропорціональна до величини набою ми зможемо написати:

$$V = dq; V' = d.q' \dots \dots \dots /64/$$

де d означає відповідний множник пропорціональності. Зі взорів /64/ дістаємо:



$$\frac{q}{V} = \frac{q'}{V'} = \frac{1}{d} = C = Const \dots \dots \dots /65/$$

Рис. 61.

Як бачимо, ДЛЯ ВСЯКОГО ПРОВІДНИКА СТОСУНОК НАБОЮ ДО ПОТЕНЦІАЛУ ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ. Цю величину ми назовемо ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЮ провідника. Таким чином дістаємо три наступні взори:

$$\frac{q}{V} = C; q = C.V; V = \frac{q}{C} \dots \dots \dots /66/$$

що зв'язують по між собою кількість електричності q , потенціал V та електрозабірність C .

Знайдемо вимір величини C . Перший зі взорів /66/ дає:

$$|C| = \frac{|q|}{|V|} = \frac{|L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}|}{|L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}|} = |L| \dots \dots \dots /67/$$

Як бачимо ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ МАЄ ВИМІРОМ ДОВЖИНУ. Таким чином у системі $|cgs|$ за одиницю електрозабірності належить прийняти САНТИМЕТР.

Щоби загалом прийти до встановлення ОДИНИЦІ ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТІ маємо в першому зі взорів /66/ покласти: $q=1; V=1$; тоді дістанемо $C=1$, себ-то: ЗА ОДИНИЦЮ ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТІ СЛІД ПРИНЯТИ ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ ТАКОГО ТІЛА, НАДАННЯ ЯКОМУ НАБОЮ В ОДИНИЦЮ ЕЛЕКТРИЗУ Є ЙОГО ЙОГО ДО ПОТЕНЦІАЛУ В ОДИНИЦЮ. Для системи $|cgs|$ матимемо:

$$\begin{aligned} \text{ОДИНИЦЯ ЕЛЕКТРО-} \\ \text{ЗАБИРНІСТІ } |cgs| &= \frac{\left| \frac{\text{А В С О Л Д Т Н А}}{\text{ЕЛЕКТРОСТ. ОДИНИЦЯ}} \right|}{\left| \frac{\text{О Д И Н И Ц Я}}{\text{ПОТЕНЦІАЛУ } |cgs|} \right|} \\ &= \text{С А Н Т И М Е Т Р}; \end{aligned} \dots \dots \dots /68/$$

Практичною одиницею електрозабірності є ФАРАД /таку назву взято на честь Михайла Фарадея/. Ця одиниця визначається виразом:

$$|\text{ФАРАД}| = \frac{|\text{КУЛОН}|}{|\text{ВОЛЬТ}|} = \frac{3 \cdot 10^9}{\frac{1}{3} \cdot 10^{-2}} \text{ см.} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см.} \dots \dots \dots /69/$$

Фарад є одиницею дуже великою; через те на практиці вживається одиниці меншої, а саме МІКРОФАДА

$$\text{МІКРОФАРАД} = 0,000\ 001 \text{ ФАРАДА} = 9 \cdot 10^5 \text{ см.} = 9 \text{ килом.} \dots \dots \dots /70/$$

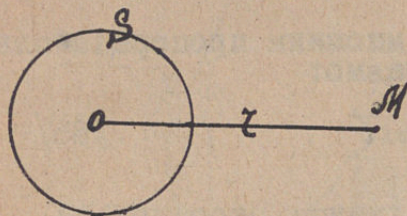
І мікрофарад з'являється ще одиницею досить значною; так, наприклад, електрозабірність земної кулі виносить усього лише 708 мікроф.

§ 35. Звернемося до обчислення потенціалу в точках поля, витвореного СФЕРИЧНИМ ПРОВІДНИКОМ. Свого часу ми показали, що акція наелектризованої сфери є такою, як ніби то увесь розподілений на ній набій q був в'осереджений в центрі сфери. Отже, як що віддалення даної

точки M від осередку сфери S /рис. 62/ ми зазначимо через r , то дістанемо $v = q/r$.

Візьмемо точку M на самій поверхні сфери; тоді матимемо $r = R$, де R є дуч сфери, а через те

$$v = q/R \quad /71/$$



себ-то ПОТЕНЦІАЛ СФЕРИЧНОГО ПРОВІДНИКА ВИЗНАЧАЄТЬСЯ СТОСУНКОМ ЕЛЕКТРИЧНОГО НАБОЮ ДО ДУЧ СФЕРИ.

Порівнюючи виір /71/ зі ввором $v = q/c$ дістаємо:

$$C = R \quad /72/$$

Рис. 62.

себ то: ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ СФЕРИЧНОГО ПРОВІДНИКА Є

РІВНА ЙОГО ДУЧУ.

Рівенство $C = R$ показує, що зі зростом дуча кулі R зростає і величина C . Отже приходимо до висновку, що ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ ПРОВІДНИКА ЗРОСТАЄ ЗІ ЗБІЛЬШЕННЯМ ЙОГО ПОВЕРХНІ.

Є натуральним, що одночасово в цим МАЛІЄ ПОТЕНЦІАЛ ПРОВІДНИКА. В цьому легко пересвідчитися на досвіді; візьмемо, наприклад, два кондуктори й наелектризуємо один з них; сполучивши його з електроскопом, дістанемо певне розходження листочків; як до до цього кондуктора прилучимо тепер другий - нейтральний, то побачимо, що листочки електроскопу спали. Виготуємо зі станією штору, яку навито на шкляний валець. Наелектризувавши цю штору, будемо її розкручувати; тоді побачимо, що розходження долучених до нижньої частини штори бузинових кульок зменшується. При накрученні штори воно навпаки зростає.

У вислід дуже значник розмірів земної кулі $R = 637,10^5$ см. / електрозабірність її з'являється надзвичайно великою. А через те, які набой ми їй не надавали б, потенціал її не знає в найменшій мірі помітних змін. З цих причин на практиці ми ПРИЙМАЄМО ПОТЕНЦІАЛ ЗЕМЛІ РІВНИМ НУЛЮ. Отже нульовий потенціал матиме і всякий "заземлений" /себ-то залучений з землею/ провідник.

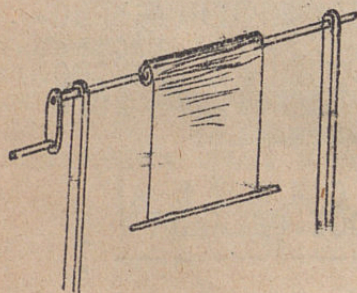


Рис. 63.

§ 36. Електричний потенціал земної кулі ми умовилися вважати нульовим потенціалом. Отже потенціал v в даній точці електричного поля нам буде відомий, як що ми знайдемо різницю по-між цим потенціалом і потенціалом Землі v_0 . Пристрої, за поміччу яких переводяться поміри такої різниці потенціалів, дістають назву ЕЛЕКТРОМЕТРІВ.

Основа конструкції цих пристроїв полягає на тому, що тіло, потенціал якого ми хочемо знайти, приводиться в електричне сполучення /поміччу металевого дроту/ з відповідною частиною пристрою /ізоляованою від землі/, на яку таким чином переходить у певній мірі електричний набій. Електрозабірність пристрою є незначною, а через те сполучення з ним даного тіла не впливає помітно на величину його набойв. Система: дане тіло - металевий дріт - електрометр уявляє собою єдиний провідник, що у всіх точках своїх має все той же потенціал; отже знайшовши потенціал відповідної частини електрометра, ми тим самим знайдемо і потенціал даного тіла. А про величину першого з них ми міркуємо на основі того силового ефекту /притягального чи відпихального/, який справляє наелектризована нерухома частина електрометра на відповідну рухома його частину.

Зазначимо через Q набій провідника, через v його потенціал, через C - електрозабірність. Електрозабірність пристрою нехай буде c . Тоді до залучення провідника з електрометром ми матимемо: $Q = v \cdot C$, а після залучення в ним: $Q = (C + c) \cdot v'$, де $v' < v$. Для того, щоби потенціал v' незначно відрізнявся від v , необхідно, щоби величина c була досить малою в порівнянні до величини C . Зі ввору $Q = C v' + c v'$ бачимо, що на електрометр припадає частина цілого набой Q , рівна $c v'$.

Зазначимо її через q . Як що ця величина в порівнянні до Q є незначною, то ми без особливої помилки можемо прийняти: $v' = v$. А тоді вираз $q = c v'$ можемо замінити виразом $q = c v$, що нам дає:

$$v = \frac{1}{c} \cdot q = \kappa \cdot q \dots \dots \dots 173/.$$

де $\kappa = \frac{1}{c}$ є певна константа. Таким чином приходимо до наступного практично-важливого висновку: **ВЕЛИЧИНА ПОТЕНЦІАЛУ, ВИМІРЯНОГО ЕЛЕКТРОМЕТРОМ, Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО ВЕЛИЧИН НАБОЮ, ЩО ПЕРЕШОВ НА ОСТАННІЙ.**

Одні конструкції електрометрів дозволяють переводити лише **ЗГЛЯДНІ** поміри потенціалів, інші дають можливість переводити поміри **АБСОЛЮТНІ**, при яких величина потенціалу безпосередньо обчислюється у відповідних одиницях /вольтх/.

За електрометр першого типу ми можемо вважати всякий добре виготований **ЧУТЛИВИЙ ЕЛЕКТРОСКОП**; прикладами таких електрометрів можуть служити **ЕЛЕКТРОМЕТРИ ЕКСНЕРА та КОЛЬБЕ** /рис.64 та 65/. Перший з них уявляє

чутливий електроскоп з двома дегенськими листочками, виготовленими з глиня /*Al*/. Відхилення листочків од прямовісного положення є пропорціональним до величини набою, а через те, на основі зазначеного вище, пристрій може вживатися в ролі електрометра. Для обрахунку величини відхилень служить шкала *SS'*. Дві рухомі металеві плити *P* та *P'* служать для охорони листочків од ушкоджень; при перенесенні пристрою з місця на місце вони посуваються до середини, під час праці розсуваються в боки. Електрометр Кольбе уявляє собою тип чутливого електроскопу з **ОДНИМ РУХОМИМ ЛИСТОЧКОМ**.

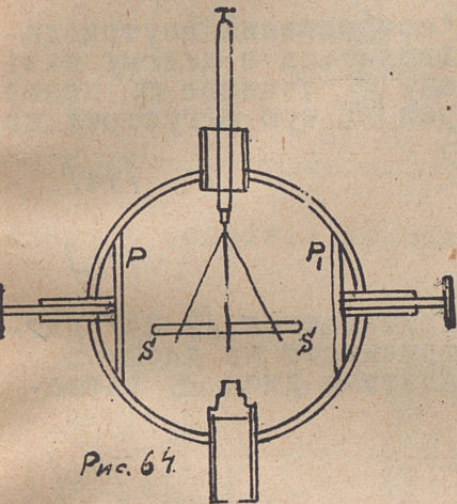


Рис. 64.

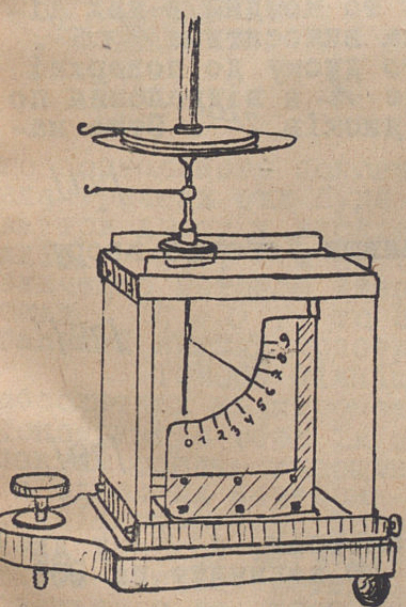


Рис. 65.

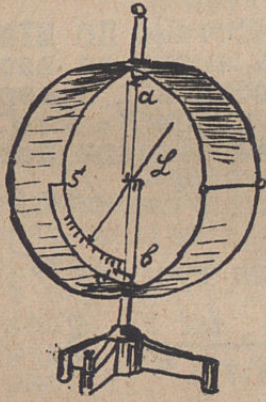


Рис. 66.

Простішим абсолютним електрометром є електрометр Брауна /рис.66/. Головну його сучастку складає легка глиняцева голка *L*, підвішена на

поземній осі таким чином, що осередок тягару голки лежить трохи нижче від названої осі. Голка тримається на двох металевих ізольованих стрижнях *a* та *b*. При алуценні електрометра з даним тілом електризуються відразу голка *L* і обидва стрижні. Услід відпихальної акції голка відходить від свого прямовісного положення, причому її відхилення фіксуються за помічку шкалі *SS'*. Остання проступіньована на вольти й таким чином пристрій дає можливість безпосе-

редньо знаходити абсолютну вартість потенціалу. Найліпше пристрій дозволяє переводити поміри в межах од 100 до 10.000 вольтів. При потенціалах вищих виявляється недостатність ізоляції, при потенціалах нижчих пристрій не є в належній мірі чутливим.

Перейдемо до ознайомлення з **АБСОЛЮТНИМ ЕЛЕКТРОМЕТРОМ ТОМСОНА** /*William Thomson*, пізніше *Lord Kelvin*, 1824-1907, видатний англійський фізик/.

Уявимо собі металевий значних розмірів диск *A* /рис.67/, алучений зі Землею; нехай над цим диском міститься другий диск *B*, підвішений до одного з плеч коромисла чутливої ваги. Як що диск *B* ополучимо з даним наелектризованим тілом *M*, потенціал *v* якого ми маємо на меті поміряти, то наванний диск втворює поле, яке в середній своїй частині

буде однорідним, але відступатиме від цієї однорідності в частинах краях; такий дефект у значній мірі можна усунути, оточивши диск "охоронним" кільцем C і злучивши його останнім провідником. У цих умовах поле не закінчується на краях диску B , а поширюватиметься далі, через що поверхнева густина електричності σ крайніх частин диску не буде більшою від густоти частини середньої. Отже поле по-між дисками B та A буде при такому стані **ОДНОРІДНИМ**, при чому його силові лінії будуть прямовими до поверхней обох дисків. Пристосуємо до даного випадку Гаусову теорему. Тоді для бічної поверхні матимемо: $\cos(\epsilon, N) = 0$; $J_1 = \epsilon \cdot S \cdot \cos(\epsilon, N) = 0$. Поток індукції J_2 та J_3 через верхню та нижні поверхні так само вноситимуть нуль бо всередині металевих дисків $E = 0$. Отже маємо: $J = J_1 + J_2 + J_3 = 0$. Але

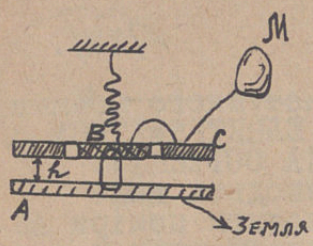


Рис. 67.

по теоремі Гауса $J = 4\pi q$, де q означає набій, з'осереджений всередині даної поверхні, а через те маємо: $q = 0$. Чому ж рівняється в даному разі величина q ? Як що через s позначимо поле диску B , через σ поверхневу густану електричності на цьому диску, а через σ_1 ту ж густану на диску A , то матимемо:

$$q = s\sigma + s\sigma_1 = 0 \quad /74/$$

А це дає:

$$\sigma_1 = -\sigma \quad /75/$$

Отже +І електричності, вміщена на диску B буде притягатися /§ 23/ диском A зі силою $E = 2\pi\sigma$. Ціла кількість електричності на диску B вносить $Q = S\sigma$; отже сила з якою диск A притягатиме диск B визначиться виразом:

$$F = 2\pi\sigma \cdot S\sigma = 2\pi\sigma^2 S \text{ дин} \quad /76/$$

Як що ми +І електричності помістимо ПО МІЖ дисками, то кожний з них діятиме на неї зі силою E , а через те вислідна сила вноситиме $4\pi\sigma$. При пересуванні +І електричності від поверхні одного диску до поверхні другого диску буде довершено праця $R = 4\pi\sigma \cdot h$, де h є віддалення по між дисками. Ця праця визначає різницю потенціалів дисків V . Отже маємо:

$$V = 4\pi\sigma \cdot h \quad /77/$$

Взявши з цього взору вираз для густоти σ і підставивши його до взору /76/, дістанемо:

$$F = \frac{V^2}{8\pi h^2} S \quad /78/$$

що для потенціалу V дає вираз:

$$V = h \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \quad /79/$$

Вимірявши h в сантиметрах, S в квадратних сантиметрах, а F у динах, дістанемо V в одиницях 10^9 ест . Помноживши цю величину на 300 дістанемо потенціал V , виражений у вольтах.

Нехай при потенціалі V і віддаленні по між дисками h для зрівноваження акції електричного поля нам довелось зужити силу F . Міряючи другий потенціал V_1 ми можемо підібрати віддалення по між дисками h_1 таким, що сила F збереже попередню вартість. Тоді матимемо два взору:

$$V = h \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \quad \text{ТА} \quad V_1 = h_1 \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \quad /80/$$

х/ Власне ми маємо вираз $E = \frac{1}{\epsilon} \cdot 2\pi\sigma$, але через те, що досвід не реводиться у воздуху, стала діелектрична для якого незначно різниться в одиниці, ми без особливої помилки можемо користати зі взору $E = 2\pi\sigma$.

звідкиля:

$$V - V_1 = (h - h_1) \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \dots \dots \dots /81/$$

Отже, взявши раз на завжди сталі вартости S та F , зможемо різницю двох потенціалів V та V_1 обраховувати по величині пересунення $h - h_1$ рухомого диску A .

Загальний вигляд абсолютного електрометра Томсона показано на рис. 68.

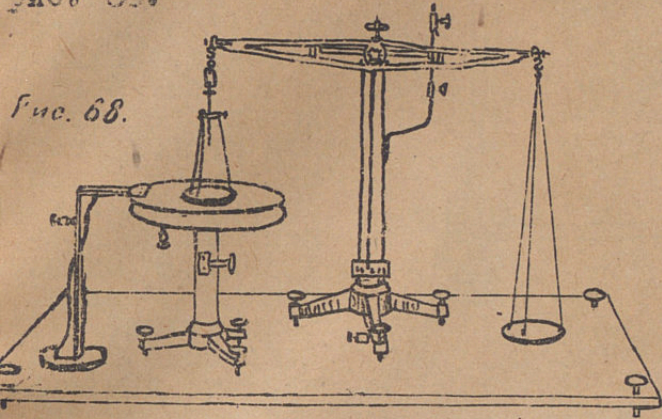


Рис. 68.

одним з розрізів по-між квадрантами.

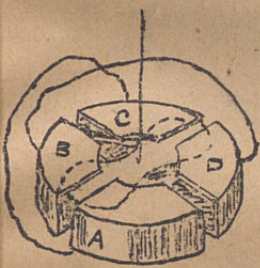


Рис. 69.

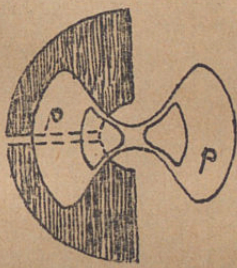


Рис. 70.

до нормального положення; це відхилення причиниться аж тоді, коли акція електричних сил буде зрівноважена акцією пружинних сил, що повстануть внутрі дроту у вислід його скручення. Чим більшою буде різниця потенціалів $V - V_1$, тим на більший кут повернется плиточка; цей кут міряється звичайно методом дзеркала та скалі. Як що другу пару квадрантів заземлити / $V_1 = 0$ /, то електрометр дає нам вартість потенціалу V . Загальний вигляд пристрою подає рис. 71.

ТОМСОН пізніше побудував ще два пристрої, які належать до типу абсолютних електрометрів, бо дають показання безпосередньо у вольтах. Конструкція обох їх спирається на принцип квадрантового електрометра з певним одначе упрощенням, а саме: з двох пар квадрантів лишається тільки одна; ця нерухома частина пристрою сполучається з місцем одного потенціалу, рухома його частина сполучається з місцем другого потенціалу; тоді індекс, злучений з цією рухомою частиною, дає безпосередньо вартість різниці потенціалів у вольтах. Першим зі згаданих пристроїв з'являється т. зв. ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИЙ ТОМСОНІВ ВОЛЬТМЕТР /рис. 72/, конструкцію якого легко зрозуміти з рисунку. Рухомою частиною в цьому пристрої являється глинцева плиточка ab , що має вигляд двох пелюстків. Цей пристрій працює в межах од 100 до 10.000 в.

Другим пристроєм є "МУЛЬТИЦЕЛЮАРНИЙ" /многочлітинний/ ТОМСОНІВ ВОЛЬТМЕТР /рис. 73/.

Тут ми маємо ніби то цілу низку квадрантів і відповідну їм по кількості низку рухомих плиток, закріплених на одній спільній осі. З останньою злучений індекс t , що ходить здовж скалі ss . Мультіцелю-

Описаний вище пристрій не є в належній мірі чутливим при помірі незначних потенціалів. Для таких помірів ТОМСОН сконструював інший пристрій, що дістав назву КВАДРАНТОВОГО ЕЛЕКТРОМЕТРА. Ця назва походить од того, що основною сучасткою пристрою з'являється кругла металева окринька /рис. 69/, розрізана на чотири квадранти. Внутрі цієї скриньки міститься підвішена на тонькому ізолюваному дротикі бисквитоподібна металева плиточка pp /рис. 70/; більша вісь симетрії цієї плиточки збігається з одним з розрізів по-між квадрантами. Через дротик плиточка злучається з яким небудь значним /батарея акумуляторів/ джерелом електричності, а наелектризуює до високого потенціалу. Квадранти злучаються по між собою навхрест, при чому одна пара /наприклад A, C / з'єднуються з одним із даних тіл /потенціал V /, а друга пара / B, D / з другим /потенціал V_1 /. Тоді, в залежності від знаків електризації, одна пара квадрантів притягуватиме до себе плиточку pp , а друга її відштовхуватиме; під впливом цих сил плиточка почне відхилятися від сво

лярний вольтметр є найзручнішим і найчутливішим пристроєм, що добре працює в межах од 60 до 1000 вольт.

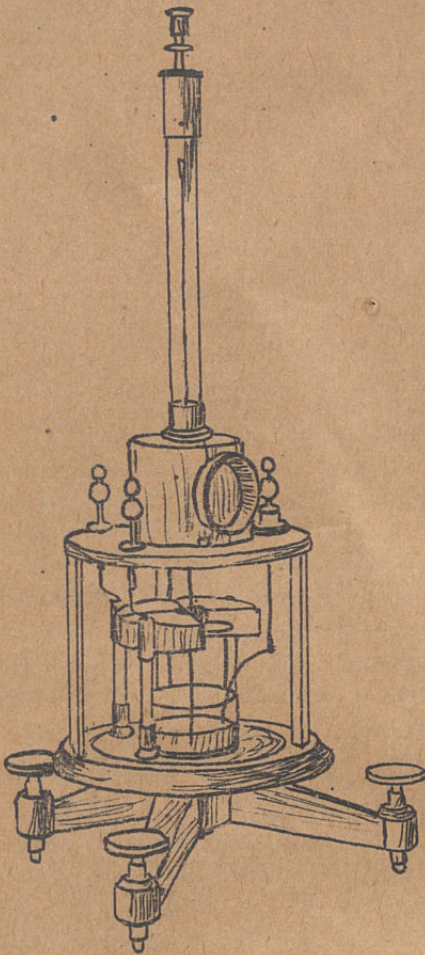


Рис. 71.

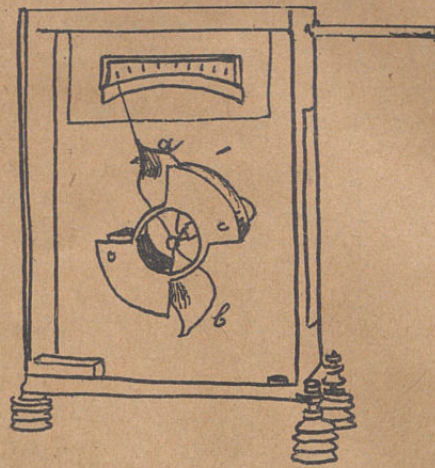


Рис. 72.

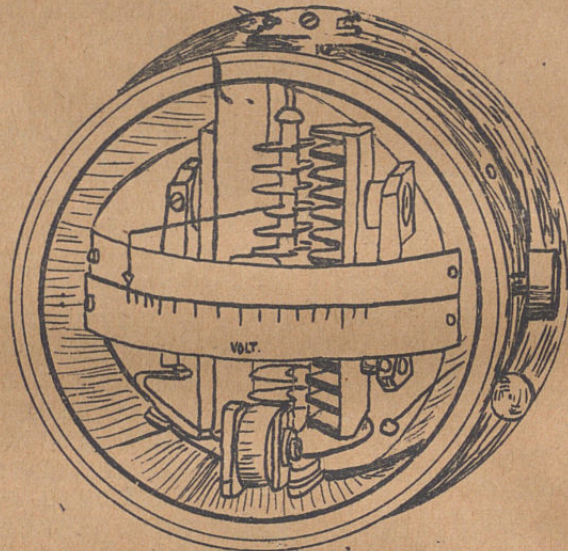


Рис. 73.

§ 37. Візьмемо кулястий провідник A /рис. 74/, на якому рівномірно розподілений набій $+q$, і оточимо його другим порожнявим кулястим провідником B , співосереднім з першим. Як що провідник B ми злучимо з землею, то додатний зарядкований набій відійде до землі і на згаданому провіднику лишиться набій $-q$. Знайдемо потенціали: зовнішнього провідника - v_e та внутрішнього провідника - v_i . Як що лучі куль завзначимо відповідно через R та r , то, пригадавши, що кожний з набоїв $+q$ та $-q$ ми можемо вважати зосередженими в осередку куль - точці O для величин v_e та v_i дістанемо наступні вирази:

$$v_e = \frac{q}{R} + \left(\frac{-q}{R}\right) = \frac{q}{R} - \frac{q}{R} = 0 \quad /82/$$

$$v_i = \frac{q}{r} + \left(\frac{-q}{R}\right) = q \left\{ \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right\} = q \frac{R-r}{Rr} \quad /83/$$

Другий складник останнього взору ми взяли на тій основі, що всі точки, що знаходяться ВНУТРИ кулі B , мають той же потенціал, що й точки її поверхні; а потенціал цих точок виносить $-\frac{q}{R}$.

Як що би кулі B зовсім не було, то потенціал кулі A виносив б

$$v_i' = \frac{q}{r} \quad /84/$$

Зі взорів /83/ та /84/ дістаємо:

$$v_i : v_i' = q \frac{R-r}{Rr} : \frac{q}{r} \quad /85/$$

А це дає:

$$v_i = v_i' \frac{R-r}{R} \quad /86/$$

Дріб $\frac{R-z}{R}$ є завжди меншим од одиниці, а через те

$v_i < v_i' \dots /87/$

Отже приходимо до висновку, що ПРИСУТНІСТЬ ПРОВІДНИКА В ВПЛИВУЛА НА ВЕЛИЧИНУ ПОТЕНЦІАЛУ ПРОВІДНИКА А, ЗМЕНШИВШИ ЦЕЙ ПОТЕНЦІАЛ. Як зараз побачимо, такий факт має величезну практичну вартість. Справді, переводячи на практиці електризацію тіл, ми завжди здбуємося з фактом ОБМЕЖЕННЯ НАЗВАНОВОГО ПРОЦЕСУ ПЕВНИМИ НАТУРАЛЬНИМИ МЕЖАМИ. Маючи два ізольовані провідники А та В ми не можемо збільшувати різницю потенціалів по між названими тілами без кінця: при певній вартості цієї різниці напруження поля поборе опір діелектричного оточення /воздуху/ й приведе до т.зв. випруду, себ-то злучення й нейтралізації електричностей різних знаків x)

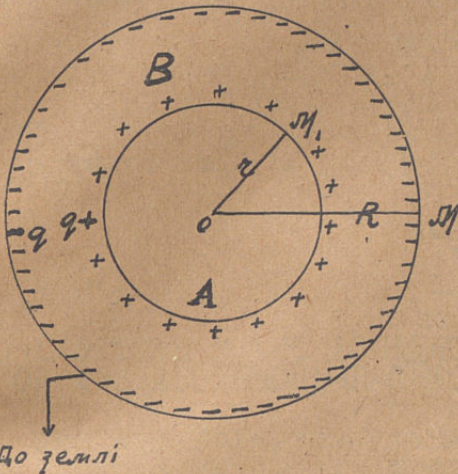


Рис. 74.

Таким чином на даний провідник ми можемо вмістити лише такий набій, величина якого відповідає максимальній граничній вартості потенціалу. Послідує збільшення набоя спричиняється до переходу електричності від даного тіла до тіл сусідніх, що мають нижчий потенціал. Але, як ми допіру бачили, ПОТЕНЦІАЛ ДАНОГО ПРОВІДНИКА МОЖЕ БУТИ ЗНИЖЕНИЙ ДОРОВОЮ НАБЛИЖЕННЯ ДО НЬОГО ІНШОГО ПРОВІДНИКА. При цих умовах ми маємо можливість УМІСТИТИ НА ДАНИЙ ПРОВІДНИК БІЛЬШУ КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, НІЖ ТО БУЛО В УМОВАХ ЗВИЧАЙНИХ, бо коли раніше до граничного потенціалу v провідник доводив набій q , тепер до того ж потенціалу доведе набій $q' > q$.

Звертаючись до взору $q = v \cdot C$ ми можемо факт зниження потенціалу провідника при даному набой q ($q = const$) трактувати як факт ЗРОСТУ ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ ПРОВІДНИКА C . Отже приходимо до такого висновку: НАБЛИЖЕННЯ ДО ДАНОГО НАЕЛЕКТРИЗОВАНОГО ПРОВІДНИКА ДРУГОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ПРОВІДНИКА, ЗЛУЧЕНОГО З ЗЕМЛЕЮ, ЗБІЛЬШУЄ ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ ПЕРШОГО ПРОВІДНИКА. Як показує взір /86/, такий ЕФЕКТ ЗРОСТУ ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ БУДЕ ТИМ БІЛЬШИМ, ЧИМ МЕНШИМ Є ВІДДАЛЕННЯ ПО МІЖ ОБОМА ПРОВІДНИКАМИ; справді в цього взору видно, що величина v_i є тим меншою, чим меншу вартість має різниця $R-z$, себ-то чим більше поверхня провідника В наближена до поверхні провідника А.

Всяке урядження, що має своєю метою збільшення електрозабирності певного ізольованого провідника ми називатимемо електричним КОНДЕНСАТОРОМ.

Розглянутий нами вище пристрій подає нам взірець конденсатору кулястого. В тому випадку коли поверхні провідників творять собою площі /рівнобіжні/ ми дістаємо ПЛОСКИЙ конденсатор. Розглянемо теорію останнього. Вважатимемо поде по-між двома площами, що витворюють конденсатор, ОДНОРІДНИМ /це звичайно з'являється справедливим лише в певному наближенні, бо, як нам відомо, цілком однорідне поле витворюється рівнобіжними площами НЕОБМЕЖЕНИХ, а не конечних розмірів/.

Тоді для напруження такого поля ми матимемо /§ 24/ вираз:

$E = 4\pi\sigma \dots /88/$

де σ є поверхнева густина електричності на обох поверхнях конденсатору.

Як що віддалення по між названими поверхнями є d , то для різниці потенціалів по між ними v ми дістанемо вираз:

$v = E \cdot d \dots /89/$

x/ Величина різниці потенціалів по між двома провідниками, при якій повстає процес випруду електричності називається ВИПРУДНИМ ПОТЕНЦІАЛОМ. При віддаленні по між поверхнями двох кулястих провідників в 1 сантиметр, вартість випрудного потенціалу у водусі /при нормальному тисненні/ вносить близько 26.000 вольтів.

/бо добуток з напруження E на переміщення d окреслює собою працю, довершену при переведенні $+1$ електричності від однієї поверхні до другої/.

На основі взору /88/ для величини ψ дістаємо остаточно такий вираз:

$$\psi = 4\pi \sigma \cdot d \dots \dots \dots /90/$$

А через те, що $\sigma = q/S$, де q є електричний набій, а S поле поверхні конденсатора, дістанемо:

$$\psi = 4\pi \cdot q/S \cdot d,$$

звідкіля:

$$q = \frac{S}{4\pi d} \cdot \psi \dots \dots \dots /91/$$

Порівнюючи цей взір зі взором $q = C\psi$ дістаємо:

$$C = \frac{S}{4\pi d} \dots \dots \dots /92/$$

себ-то величина ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ПОЛЯ ЙОГО ПОВЕРХНЕЙ І ВІДВОРІТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ВІДДАЛЕННЯ ПО МІЖ НИМИ.

Що зменшення віддалення по між поверхнями конденсатора має своїм вислідом збільшення його електрозабирности, легко перевірити за поміччю воздушного конденсатора /рис. 75/.

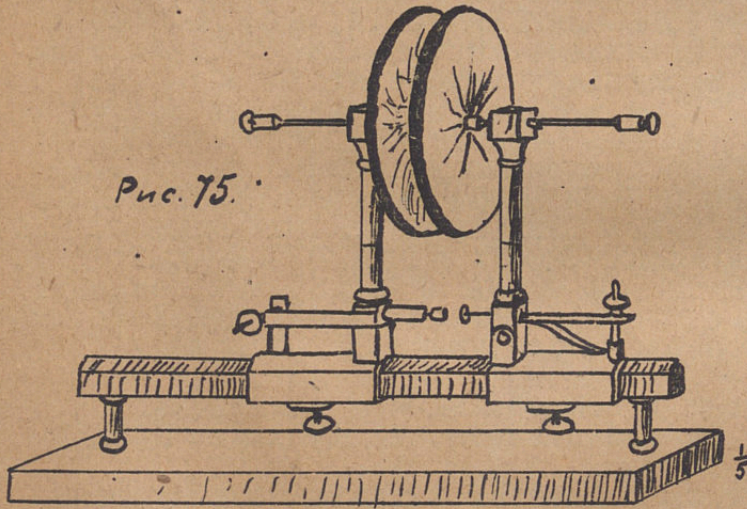


Рис. 75.

Останній складається з двох ізольованих металевих дисків, розділених верствою воздуха; дорогою переміщень дисків товщину цієї верстви можна змінювати повільним чином. Як що один з дисків наелектризуємо, а другий злучимо з електроскопом, то листочки останнього виявлять певне розходження. Почнемо тепер зменшувати віддалення по-між дисками; тоді побачимо, що листочки електроскопу спадають. А це є показником зменшення різниці потенціалів по між дисками, инакше кажучи - збільшення електрозабирности конденсатора.

Свого часу розгляд виразу $E = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2}$ привів нас до того висновку, що напруження поля є від

воротно-пропорціалним до сталої діелектричної ϵ й що в абсолютній порожнечі $|\epsilon = 1|$ напруження E має максімалъну вартість, а в усіх інших матеріалъних оточеннях $|\epsilon > 1|$ - вартість меншу $|\epsilon' < \epsilon|$.

Пристаосуємо взір /89/ спочатку до порожнечі, а потім до якогось оточення зі сталою діелектричною ϵ . Тоді дістанемо

$$\psi = \epsilon \cdot d; \quad \psi' = \epsilon' \cdot d = \frac{1}{\epsilon} \cdot \epsilon \cdot d;$$

звідкіля дістаємо:

$$\psi' = \frac{1}{\epsilon} \cdot \psi \dots \dots \dots /93/$$

себ-то, що ПРИ НЕЗМІННОМУ ВІДДАЛЕННІ ПО МІЖ ПОВЕРХНЯМИ КОНДЕНСАТОРА $d = const.$ РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗМІНЮЄТЬСЯ ВІДВОРІТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ОТОЧЕННЯ, ЩО ВИПОВІДНО ПРОСТОРИНЬ ПО МІЖ ПОВЕРХНЯМИ КОНДЕНСАТОРА. Зі сказаного безпосередньо слідує, що ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ КОНДЕНСАТОРА ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ОТОЧЕННЯ. Таким чином взір /92/ в остаточної формі переписеться

так:

$$C = \epsilon \cdot \frac{S}{4\pi d}$$

/94/

Той факт, що різниця потенціалів по-між двома поверхнями конденсатора залежить від сталої діелектричної оточення, в якому міститься конденсатор, вперше було викрито ФАРАДЕЕМ. Це був той історичний досвід, що привів геніального дослідника електростатичних з'явищ до думки про ОСНОВНУ ПЕРШОРЯДНУ РОЛЮ В ЕЛЕКТРИЧНИХ ПРОЦЕСАХ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ.

Викладене вище дозволяє нам встановити просту й дуже зручну методу поміру сталої діелектричної різних оточень. Уміщаючи по-між дисками плоского конденсатора, віддалення по-між якими лишається незмінним, плитки з різних ізоляційних матеріалів /або відповідні верстви течей та газів/ і спостерігаючи при цьому /рис.76/ відхилення електроскопу, по вартості останніх можемо міркувати про величину різниці потенціалів, а через те й про вартість сталої діелектричної

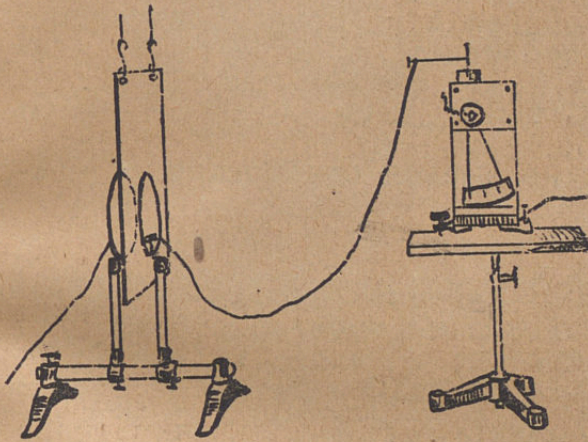


Рис. 76.

Його кульку почнемо наближувати до колектора. Тоді по між названою кулькою та колектором проскочить значних розмірів іскра й при цьому буде чути енергійний тріск.



Рис. 77.

всі поверхні В окремо. Поверхня В

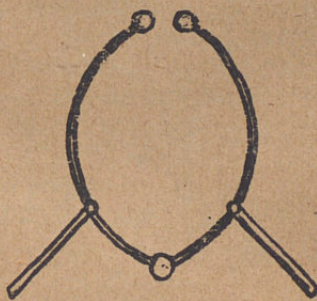


Рис. 78.

§ 38. Де-кілька конденсаторів можна злучити до купи так, щоби вони витворювали собою один спільний конденсатор. Назване сполучення може мати подвійний характер, а саме: воно може бути РІВНОБІЖНИМ або ПОСЛІДОВНИМ. Зазначимо дві поверхні кожного з конденсаторів літерами А та В. При РІВНОБІЖНОМУ сполученні злучаються по-між собою: всі поверхні А окремо /рис.79/; При сполученні ПОСЛІДОВНОМУ поверхня В першого конденсатора злучається з поверхнею А другого конденса-

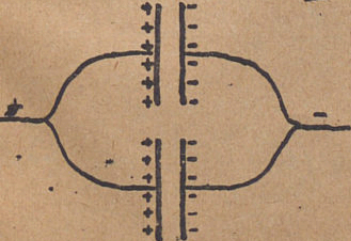


Рис. 79.

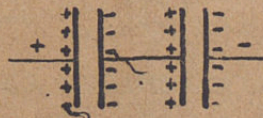


Рис. 80.

При рівнобіжному сполученні /рис.83/ поверхні де-кількох конденсаторів витворюють одну спільну поверхню; а через те, на основі звору

го конденсатора. Лишаються таким чином вільними: поверхня А першого конденсатора й поверхня В останнього конденсатора /рис. 80/. На рисунках 81 та 82 показано рівнобіжне та послідовне сполучення батареї лейденських шклянок.

Схеми цих сполучень ми маємо на рис.83 та 84.

192/ маємо сказати, що в цьому рядку електрозабірність батареї кон-

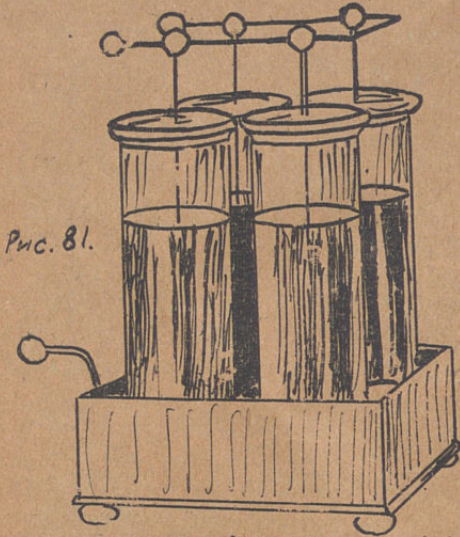


Рис. 81.

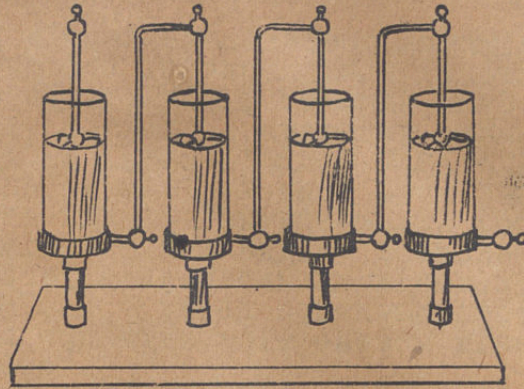


Рис. 82

денсаторів є рівною сумі поодиноких електрозабірностей, себ-то

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^{i=n} C_i \dots \dots \dots /95/$$

Як що всі складові конденсатори з'являються однаковими $C_1 = C_2, \dots$
 $\dots \dots \dots = C_n$, то

$$C = n C_i \dots \dots \dots /96/$$

себ-то ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ БАТАРЕЇ В n РАЗІВ Є БІЛЬШОЮ ВІД ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТІ КОЖДОГО СКЛАДОВОГО КОНДЕНСАТОРА.

1) ПОВЕРХНЯ А

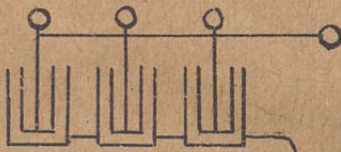


Рис. 83.

до землі

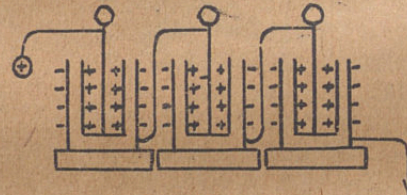


Рис. 84.

При послідовному сполученні (рис. 84) першого конденсатора, що має набій $+q$ індукуює на поверхні B того ж конденсатора на

набій $-q$, а на поверхні А другого конденсатора - набій $+q$. Цей останній q своєю чергою індукуює набій $-q$ на поверхні B того ж конденсатора й набій $+q$ на поверхні А третього конденсатора. Продовжуючи цей ряд у довільній мірі відстанемо, (завше відставатимемо) на поверхні А набій $+q$ а на поверхні B - набій $-q$ /рис.84/. Отже різниця потенціалів по між поверхнею А першого конденсатора та поверхнею B n -ого конденсатора буде тією ж, що й була по між поверхнями А та B першого конденсатора. Нехай ця різниця потенціалів виносить V . Як що різниці потенціалів окремих конденсаторів позначимо через V_1, V_2, \dots, V_n , то матимемо

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^{i=n} V_i \dots \dots \dots /97/$$

Цей вираз можна переписати так:

$$q/C = q/C_1 + q/C_2 + \dots + q/C_n$$

або
$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{C_i}$$

Як що всі складові конденсатори з'являються однаковими $(C_1 = C_2 = \dots = C_n)$,

то
$$\frac{1}{C} = \frac{n}{C_i}$$

або
$$C = \frac{C_i}{n} \dots \dots \dots /98/$$

себ-то ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ БАТАРЕЇ Є В n РАЗІВ МЕНШОЮ ВІД ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТІ КОЖДОГО ЗІ СКЛАДОВИХ КОНДЕНСАТОРІВ.

§ 39. Батарею конденсаторів значної електрозабірності найпростіше сконструювати наступним чином: беремо аркуші парафінового паперу певного формату й перекладаємо їх трохи вузкими аркушами станіолу

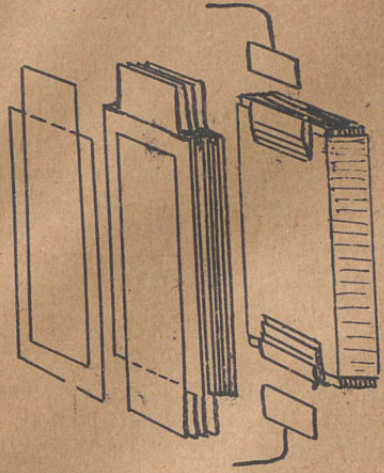


Рис. 85.

/рис.85/. Нумеруємо останні й кінці паристих аркушів виводимо в один бік, а кінці непаристих - у другий бік; як ті так і другі злучаємо по між собою. Така батарея має компактний, портативний вигляд і через те з'являється дуже зручною. По цій схемі виготовляються різними фірмами т.зв. ШТЕПСЕЛЬНІ КОНДЕНСАТОРИ; загальний вигляд такого конденсатора подає рис.86, а схему -рис. 87. Штепселя містяться загалом у відтулинах ряду I. Коли нам треба взяти якусь електрозабірність, то штепселя переносяться до відповідних відтулин ряду II /на рисунку взято 0,3 мікроф./.

Маючи еталони електрозабірності в формі штепсельного конденсатора, ми можемо переводити поміри невідомих електрозабірностей дорогою порівняння їх з названими еталонами. Нехай електрозабірність еталону є C_1 , невідома електрозабірність конденсатора C_2 . Наелектризуємо еталон до потенціалу V_1 , а конденсатор - до потенціалу V_2 /вартості

потенціалів міряємо помічку того або іншого електрометра/.

Сполучимо тепер рівнобіжно еталон та конденсатор, тоді спільна їх електрозабірність C вносить суму електрозабірностей $C_1 + C_2$, а спільний набій q - суму набойів $q_1 + q_2$. Рівенство $q_1 + q_2 = q$ ми можемо переписати:

$$C_1 V_1 + C_2 V_2 = C V = (C_1 + C_2) V; \dots /99/$$

де V є вислідний потенціал, так само поміряний електрометром: Зі взору /99/ маємо:

$$C_2 = - C_1 \cdot \frac{V_1 - V}{V_2 - V} \dots /100/$$

При різних діелектричних оточеннях вартість електрозабірності даного конденсатора буде різною; а через те, що ця вартість, як нам відомо, є просто пропорціональною до величини сталої діелектричної, стосунок електрозабірностей даватиме нам стосунок сталих діелектричних.

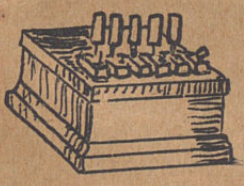


Рис. 86.

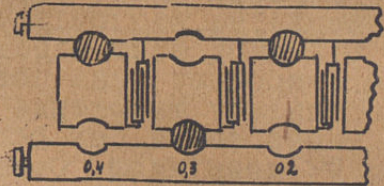


Рис. 87.

Переведені такою дорогою II поміри сталих діелектричних різних ізоляторів дають наступні висліди:

Назва тіла	ϵ	Назва тіла	ϵ
Світовий етер /абсолютна порожнеча/	1	Лід	3,2
Воздух	1,0006	Сірка	3,6 - 4,3
Парафін	1,8 - 2,3	Етиловий етер	4,4
Нафта	2,0	Кремій \perp	4,4
Бензол	2,3	" "	4,7
Терпентинова олія	2,3	Парцелян	5 - 6
Папір сух.	2,5	Шкло звич.	5 - 7
Сірковуглець	2,6	" опт.	10
Кавчук	2,2 - 3,0	Лусняк	5 - 8
Гуталерча	2,5	Селен	6,13
Шелак	3,0 - 3,7	Вапнець \perp	8
		" "	8,5

Мармур	8,3	Метилловий алкоголь	33
Ацетон	21	Нітробензол	36
Етилов. алкоголь.	26	Вода	81

Року 1900 КЕПСЕЛЕМ / Koepsel / для потреб бездротової телеграфії було сконструйовано особливий конденсатор, що дозволяє ТЯГЛУ зміну електрозабирності; цей конденсатор дістав назву ОБРОТОВОГО / Drehkondensator / або КРИЛЬЧАСТОГО. Це є плоский воздушний конденсатор, складений з металевих плиток, що мають півкругову форму /рис. 88/. Одна частина цих плиток /б/ монтована на нерухомій стійці, друга /с/ на рухомому вальцю, довкола осі якого ціла остання система

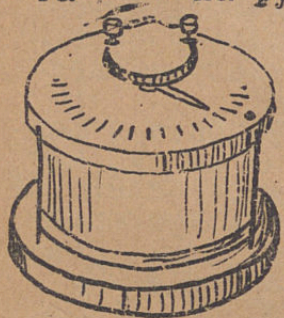


Рис. 88.

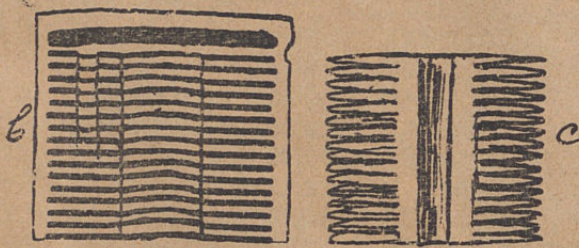


Рис. 89.

плиток може повертатися. В залежності від того, в якій мірі плитки рухомої системи заходять в проміжки поміж плитками системи нерухомої, перебуває величина електрозабирності цілого пристрою; загалом він дозволяє змінювати електрозабирність в межах од 200 до 2000 см. Найкращими з

крильчастих конденсаторів /як і всяких інших/ в'являються ті, в яких воздушне оточення замінено відповідними ізоляційними течами /парафінова олія/.

§ 40. Праця R , яку довершує електрична маса q , при переході від вищого потенціалу V до нижчого потенціалу V_1 визначається виразом: $R = (V - V_1) q$. Як бачимо, величина цієї праці /при $q = \text{const}$ / є пропорційна до різниці потенціалів $V - V_1$. Найбільшу вартість ця різниця матиме при умові $V_1 = 0$; отже приходимо до такого висновку: НАЕЛЕКТРИЗОВАНЕ ТІЛО В НАЙБІЛЬШІЙ МІРІ ВІЯВЛЯЄ ЗДІВНІСТЬ ДО ДОВЕРШЕННЯ ПРАЦІ ТОДІ, КОЛИ ВОНО СПОЛУЧУЄТЬСЯ ЗІ ЗЕМЛЕЮ. Цю максимальну величину праці електричних сил ми назовемо ЕЛЕКТРИЧНОЮ ЕНЕРГІЄЮ даного провідника. Звернемося до обчислення величини електричної енергії. Надамо нашому тілу набій $q = CV$. Розіб'ємо тепер цілий процес відведення цього набюю від тіла до землі на відповідну кількість елементарних процесів, що при кожному з них од тіла відбирається елементарний набій dq ; вислідом такого процесу буде певне зменшення потенціалу тіла. Таке зменшення потенціалу творитиме собою безконечно малу величину другого порядку і через те ми без особливої помилки можемо прийняти величину потенціалу V незмінною. Отже елементарна праця dR , довершена при переміщенні до землі набюю dq , виразиться взором:

$$dR = V dq = \frac{q}{C} \cdot dq \dots \dots \dots /101/$$

звідкиля.

$$R = \frac{1}{C} \cdot \frac{q^2}{2} + K \dots \dots \dots /102/$$

де K є довільна стала. Щоби її знайти покладемо $q = 0$; тоді й $R = 0$. Отже бачимо, що $K = 0$. Таким чином для величини електричної енергії W тіла, що має набій Q , електрозабирність C й потенціал V ми дістаємо вираз:

$$W = \frac{Q^2}{2C} = \frac{1}{2} QV \dots \dots \dots /103/$$

З того, що всяка система електричних мас творить собою систему консервативну слідує, що величина енергії наелектризованого тіла не залежить від способу, яким була справлена його електризація.

41. Закінчуючи електростатику скажемо де-кілька слів про ЕЛЕКТРИЧНІ МАШИНИ. Такі машини можна поділити на дві категорії: 1/ на машини З ТЕРТЯМ та 2/ на машини ІНДУКЦІЙНІ. В машинах першого типу електричність витворюється через потирання одним тілом /що творить рухомою частиною машини/, другого, /яке творить нерухому її частину/. Перша така машина була побудована в XVII стол. ОТТО ФОН ГЕРІКЕ /*Otto von Guericke*/; рухомою частиною в ній була куля зі сірки, нерухомою - руки експериментатора. Через низку удосконалень введених різночасово й різними особами, ми приходимо до сучасної форми машини з тертям /рис. 90/, авторами якої з'являються ВІНТЕР /*Winter*/ та ДЕ-РУА /*de Roy*/.

Основну частину цієї машини складає шкляний диск, що при обертанні довкола своєї осі потирається о подушку з амальгамованої шкіри; остання електризується від'ємно й передає свій набій кондукторові K , /з якого той відводиться до землі/. Шкляний диск електризується додатно; його набій збирається вістрями, розміщеними на внутрішніх боках колець H , від яких він переходить до кондуктора C .

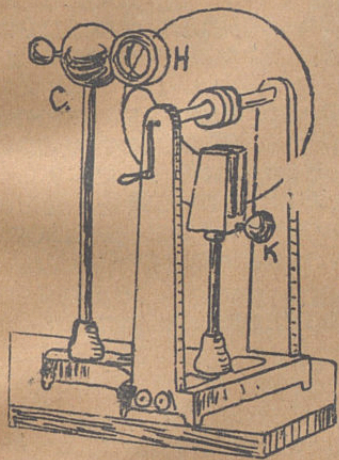


Рис. 90.

Не до порівняння доскональними з'являються машини ІНДУКЦІЙНІ, що в сучасній мент цілковито витиснили з ужитку машини з тертям. Все сама назва цих машин показує, що їхнє функціонування спирається на з'явищі електростатичної індукції. Простішою індукційною машиною з'являється електрофор, з яким ми вже ознайомились вище /§ 1/. Основними типами індукційних машин з'являються машини ТЕПЛЕР-ГОЛЬЦА та ВІМШЕРСТА /*Wimshurst*/.

Загальний вигляд останньої показує рис. 91. Основними частинами машини з'являються два диски /шкляні, або ліпше ебонітові/, що одночасово обертаються довкола поземної осі у взаємно-протилежних напрямностях. Зовнішні поверхні кожного з дисків мають станиолеві наліпки; при оборотовому русі дисків ці наліпки приходять послідовно в дотик з дратяними щіточками, якими закінчуються металеві стрижні L_1 та L_2 /на рисунку видно перший з них/, що один з другим витворюють прямий кут. Диски охоплюють з двох боків гребінчасті провідники h_1 та h_2 , які збирають електричність з дисків і переносять її до конденсаторів K_1 та K_2 і далі до кондукторів A та B , по між якими в разі потреби й справляється випруд у формі іскри. Для зрозуміння принципу конструкції машини Вимшерста звернемося до схематичного рис. 92. Щоби можна було розрізнити по між собою диски D_1 та D_2 останні на рисунку показані в неоднакових розмірах / D_1 - з більшим/.

Уявимо собі, що де-кілька наліпок диску D_1 мають додатні набої. Тоді останні з індукують відповідні набої на наліпках диску D_2 ; як що цей диск ми

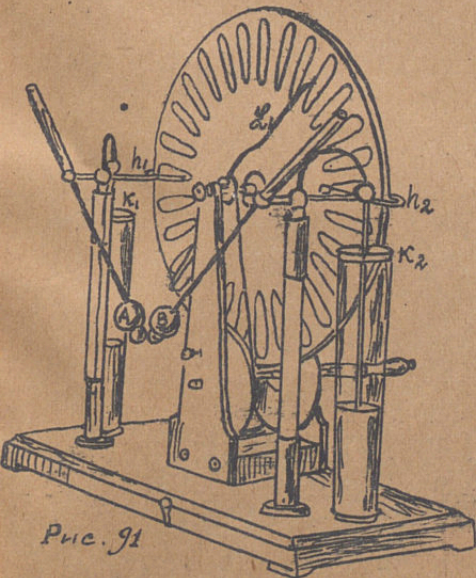


Рис. 91

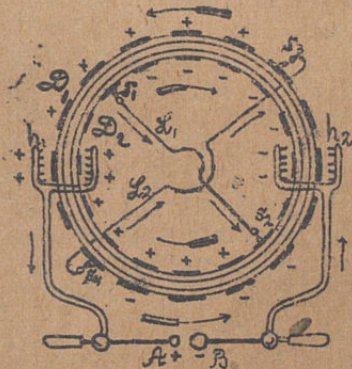


Рис. 92.

Уявимо собі, що де-кілька наліпок диску D_1 мають додатні набої. Тоді останні з індукують відповідні набої на наліпках диску D_2 ; як що цей диск ми

почнемо обертати в додатній напрямності /себ то згідно зі стрілкою годинника/, то наліпки, доходячи по черзі до щіточки S_1 , що міститься на стрижні L_1 , алученому в землю, губитимуть набій знаку $+$ і в послідуєчій стадії процесу матимуть набій знаку $-$. Ці від'ємні набіи вони віддадуть гребінчастому кондукторові n_2 , звідкіля електричність піде до кондуктора B . Названі від'ємні набіи в свою чергу індукуватимуть відповідні набіи на наліпках диску D' . Як що в цей же час ми обертатимемо диск D , у напрямності від'ємній, то його наліпки, доходячи по черзі до щіточки S_3 , стрижня L_2 губитимуть набіи знаку $-$, а набіи знаку $+$ переноситимуть до гребінчастого кондуктора n_1 ; звідкіля електричність переходитиме до кондуктора A . Подібне же перенесення електричності - від'ємної до кондуктора n_1 , додатної до кондуктора n_2 , відбуватиметься і в нижніх частинах дисків; таким чином ми матимемо тягле нагромадження додатної електричності на кондукторі A і від'ємної на кондукторі B . Як вислід такого нагромадження електричності в певний момент повстане ВИПРУД. При відсутности конденсаторів іскри слідуватимуть швидко одна за другою, але будуть незначні; при сполученні кондукторів з конденсаторами іскри проскакують значно рідше, але за те стають і значно інтенсивнішими про що свідчить, як їхній вигляд так і характер витвореного ними звуку.

Ми бачили, що для того, щоби машина Вимшерста почала функціонувати, необхідно їй надати певний первісний набій, що потім через індукцію має послідовно зростати.

Одначе на практиці такий процес попереднього наелектризовання машини відпадає; для витворення набіів вистарчає тієї найменшої ВИПАДКОВОЇ різниці потенціалів, яку мають різні наліпки машини. Після приведення останньої в рух ця різниця потенціалів починає тягле зростати й за певний протяг часу набуває помітної вартости; від цього моменту машина починає функціонувати й дає по-між кульками кондукторів іскру.

Всяка електростатична машина подає приклад тяглого перетворення енергії механічної в енергію електричну.



Електрокінетика.

§ 42. В попередньому викладі ми ознайомилися з основами ЕЛЕКТРОСТАТИКИ, себ-то того відділу науки про електричність, який розглядає останню в умовах її рівноваги й досліджує ці умови. Тепер ми маємо звернутися до ознайомлення зі з'явищами РУХУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ; відділ нашої дисципліни, присвячений дослідженню цього з'явища, має назву ЕЛЕКТРОКІНЕТИКИ.

Свого часу ми показали, що ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ ВНУТРИ ПРОВІДНИКА ІСНУВАТИ НЕ МОЖЕ, БО ПІСЛЯ СВОГО ВИТВОРЕННЯ ВМІТЬ ЗНИКАЄ: додатні набої пересуваються від поверхней вищого потенціалу до поверхней нижчого потенціалу, набої від'ємні - в напрямку протилежному і за найкоротший протяг часу в провіднику встановлюється стан електричної рівноваги, при якому силові лінії внарі провідника зникають і потенціал в усіх точках останнього прибирає однакову вартість.

З окресленого вище безпосередньо слідує, що ПРОЦЕС РУХУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ВНУТРИ ПРОВІДНИКІВ МОЖЕ ТРИВАТИ КОНЕЧНИЙ /а не безконечно-малий/ ПРОТЯГ ЧАСУ ЛИШЕ ТОДІ, КОЛИ ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ, ЩО САМО СОБОЮ ЗНИКАЄ, ТИМ АБО ІНШИМ ЧИНОМ ТЯГЛО ВІДНОВЛЮЄТЬСЯ. Тоді існування в масі провідника силових ліній спричиняється до тяглого, невпинного переміщення в ній електричних набоїв: додатних - у напрямку поля, від'ємних - у напрямку протилежному. Такий тяглий процес переміщення електричності внарі провідника ми назовемо ЕЛЕКТРИЧНИМ ТОКОМ.

Ми знаємо, що рух електричності відбувається лише там, де існує різниця потенціалів. Отже як що ми візьмемо будь-яке наелектризоване тіло й злучимо його провідником /чи півпровідником/ з землею, то в останньому завше матиме місце рух електричності. Переведемо тепер такий досвід: протягнемо по-між провідником L , злученим з землею /рис. 93/, та одним з кондукторів A електростатичної машини бавоїняний шнурок, по всій довжині якого розвішено вузькі папірові стрічки, що виконують функції електроскопів. Приведемо в рух машину. Тоді побачимо, що електроскоп e_1 , найбільш наближений до кондуктора A , дасть максимальне відхилення, електроскоп e_2 - відхилення менше, e_3 - ще менше, а останній електроскоп, що міститься безпосередньо біля кондуктора L , не дасть жадного відхилення. Зміцнимо рух машини; тоді побачимо, що розходження папірових стрічок всюди збільшилося й тільки останній електроскоп, як і перед тим, перебуває в повному супокій.

Аналізуючи висліди нашого досвіду, приходимо до двох наступних висновків: 1/ В ПРОВІДНИКУ, В ЯКОМУ ПРОХОДИТЬ ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК, МАЄ МІСЦЕ

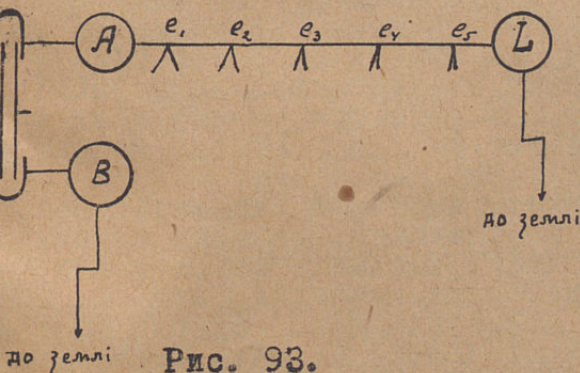


Рис. 93.

ТЯГЛИЙ І РІВНОМІРНИЙ СПАД ПОТЕНЦІАЛУ; 2/ РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ПОМІЖ ДВОМА ДАНИМИ ТОЧКАМИ ПРОВІДНИКА /наприклад e_1 та e_5 / ЗРОСТАЄ РАЗОМ ЗІ ЗБІЛЬШЕННЯМ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЩО ЗА ПЕВНИЙ ПРОТЯГ ЧАСУ ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ПРОВІДНИК. Умовимося кількість електричності, що проходить через поперечний переріз даного провідника в одиницю часу, себ-то одну секунду, називати СИЛОЮ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ. Згідно такій умові

для величини i сили електричного току ми дістаємо вираз:

$$i = \frac{q}{t} \dots \dots \dots /104/$$

Покладаючи в цьому взорі $t=1$; $q=1$ дістаємо: $i=1$, себ-то: За одиницю сили електричного току слід прийняти силу такого току, при якій через поперечний переріз провідника в одиницю часу проходить одиниця електричності.

В системі $1 cgs$ / одиницею сили току буде:

$$\text{одиниця сили току } 1 cgs = \frac{\text{абсолютна електростатична одиниця}}{\text{секунда}}$$

/105/

Практичною одиницею сили току буде: "КУЛОН НА СЕКУНДУ".
Цю одиницю на честь славетного французького фізика АМПЕРА / *André Ampère, 1775-1836* / названо АМПЕРОМ. Отже маємо:

$$\text{АМПЕР} = \frac{\text{КУЛОН}}{\text{СЕКУНДА}} = 3 \cdot 10^9 1 cgs \dots \dots /106/$$

Знайдемо вимір величини \mathcal{J} :

$$|\mathcal{J}| = \frac{|Q|}{|T|} = \frac{|L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|}{|T|} = |L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}| \dots \dots \dots /107/$$

§ 43. У багатьох випадках з'являється дуже важливим мати електричний ток СТАЛОЇ СИЛИ. Електростатичні машини з різних причин не можуть уважатися за зручні генератори сталого току. Через те вже за давніх часів стали вшукувати засобів до втворення електричних токів неаміної сили. До розв'язання цієї проблеми вперше підійшов /року 1799/ італійський фізик Олександр ВОЛЬТА / *Volta, 1745 - 1827*, професор Павійського університету/, який сконструював перший ГАЛЬВАНІЧНИЙ ЕЛЕМЕНТ. Базою для праць Вольта послужило викриття, зроблене незадовго перед тим /1789 р./ другим італійським ученим ГАЛЬВАНІ / *Aloisio Galvani, 1737-1798*, професор анатомії Болонського університету/. Одного разу Гальвані, підпрепарувавши жабу, повісив її на ґратці свого балкону, настромивши перед тим її на мідяний гак. За де-який час Гальвані випадково помітив рух жабиних лап, при чому, придившись ближче до цієї справи, прийшов до висновку, що скорочення м'язів відбувалося у вислід дотику лап до залізної ґрати. Будучи знайомим з тим фізіологічним ефектом, який справляє на м'язи значної сили електричний набій, Гальвані пояснив спостережене ним з'явище тим, що всередині жабячого тіла з невідомих причин втворюється електричність двох знаків, взаємне сполучення яких відбувається при дотику препарата до металю й справляє викритий ним ефект.



Рис. 94.

Перевіряючи висновки Гальвані, Вольта прийшов до переконання, що вони ховали в собі певну хибу. Своїми досвідами Вольта встановив той дуже важливий факт, що ЕФЕКТ СКОРОЧЕННЯ М'ЯЗІВ МАВ МІСЦЕ ЛИШЕ В ТОМУ ВИПАДКУ, КОЛИ ПІДВІСКА, НА ЯКІЙ ТРИМАВСЯ ПРЕПАРАТ, БУЛА ВИГОТОВЛЕНА З ДВОХ РІЗНИХ МЕТАЛІВ; ефект, спостережений Гальвані, має таким чином місце лише через те, що гак на якому висів препарат, був мідяним, а ґратки балкону - залізними. Отже, логічно міркуючи, Вольта прийшов до правдивого висновку.

ку, що ЕФЕКТ ГАЛЬВАНИ СПРАВЛЯЄТЬСЯ ПРИЧИНАМИ ПОРЯДКУ ФІЗИЧНО-Г'О, А НЕ ФІЗІОЛОГІЧНОГО. Цей важливий принциповий висновок спонукав Вольта до переведення дальших досліджень. Щоби остаточно переконатися, що в досвіді Гальвані електричний ефект справлявся не певними фізіологічними процесами, а фактом уживання двох різних металів, Вольта поставив спеціальний досвід; ознайомимось з ідеєю останнього. Візьмемо /рис. 95/ два закріплені на ізоляційних держачках металеві диски: один цинковий, другий-мідяний. Один з цих дисків сполучимо з чулим електроскопом. Як що при взаємному контакті дисків справді витворюється певна різниця потенціалів, то, збільшивши віддалення по між дисками й спричинившись таким чином до зменшення електрозабірності воздушного конденсатора, витвореного дисками, ми тим самим у великій мірі збільшимо первісну незначну різницю потенціалів. Отже, як що така різниця справді існувала, то в умовах описаного досвіду електроскоп повинен виявити розходження листочків. Цей ефект і одержав у дійсности Вольта, прийшовши такою дорогою до встановлення факту існування т.зв. КОНТАКТНОЇ

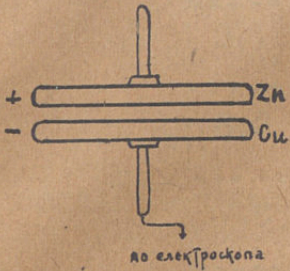


Рис. 95.

ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Отже, спираючись на висліди експериментальних досліджень Вольта, маємо сказати наступне: ЯК ЩО ДВА МЕТАЛИ ПЕРЕБУВАЮТЬ У ВЗАЄМНОМУ КОНТАКТІ, ТО ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ, ЩО В МЕЖАХ КОЖДОГО З МЕТАЛІВ МАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ, ЗМІНЮЄ ОСТАННЮ ПРИ ПЕРЕХОДІ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНЮ КОНТАКТУ.

Візьмемо два метали А та В і витворимо з них замкнений контур /рис.96/. Зазначимо різницю потенціалів при переході від А до В через V. Тоді різниця потенціалів при переході від В до А буде -V. Отже бачимо, що вислідна різниця потенціалів V виводить нуль: $V = V + (-V) = 0$.

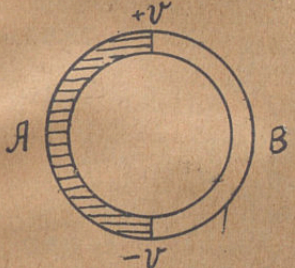


Рис.96.

Символічно це ми можемо написати так $A|B + B|A = 0$ /108/

Різницю потенціалів V по між точками металів А та В ми назовемо КОНТАКТНОЮ РІЗНИЦЕЮ ПОТЕНЦІАЛІВ.

Нам слід звернути увагу на ту обставину /важливу для послідувочого викладу/, що КОНТАКТНА РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ВИТВОРЮЄТЬСЯ ПО-МІЖ ДВОМА ТІЛАМИ ПРИ ПОВНІЙ ВІДСУТНОСТІ ТЕМПЕРАТУРНОЇ РІЗНИЦІ ЦИХ ТІЛ. Факт існування контактної різниці потенціалів у місці взаємного дотику двох металів приводить до висновку, що в названому місці виявляє себе певна причина, яка тягло підтримує згадану різницю потенціалів. Цю причину ми назовемо ЕЛЕКТРОМОТОРНОЮ СИЛОЮ. Величина контактної електромоторної сили залежить від природи тіл, що витворюють контакт.

Як показав ВОЛЬТ метали /й де-які інші провідники/ можна розмістити в такий ряд, що кожде попереднє тіло в контакті з послідувочим електризуватиметься додатно, а це останнє - від'ємно. Таким рядом буде наприклад:

(+) Zn, Pb, Sn, Fe, Cu, Pt (-) /109/

Як що вартість електромоторної сили по-між Zn та Pt ми примемо за одиницю, то вартости електромоторної сили при контакті інших металів визначить таблиця, подана на стор. 52.

Знаком /- / зазначено тут від'ємну електризацію, знаком /+ / -додатну. Ця таблиця показує, що ВАРТІСТЬ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ ПО-МІЖ ДВОМА МЕТАЛЯМИ РЯДУ Zn, Pb, Sn, Fe, Cu, Pt є ТИМ ЗНАЧНІШОЮ, ЧИМ ДАЛІ СТОЯТЬ ВОНИ ОДИН ВІД ДРУГОГО.

Назвакою таблицею користуємося наступним чином: беремо якийсь метал /наприклад Cu / в ПРЯМОВІСНОМУ ряді, а другий /наприклад Fe / - в ПОЗЕМОМУ ряді. В місці зустрічі двох відповідних шпальт

знаходимо вартість контактної різниці потенціалів $/- 0,2/$. Знак який стоїть перед останньою $/$ в даному разі $-/$ визначає знак потенціалу першого металю $/Cu/$.

	Zn	Pb	Sn	Fe	Cu	Pt
Zn	0	- 0,2	- 0,3	- 0,6	- 0,8	- 1,0
Pb	+ 0,2	0	- 0,1	- 0,4	- 0,6	- 0,8
Sn	+ 0,3	+ 0,1	0	- 0,3	- 0,5	- 0,7
Fe	+ 0,6	+ 0,4	+ 0,3	0	- 0,2	- 0,4
Cu	+ 0,8	+ 0,6	+ 0,5	+ 0,2	0	- 0,2
Pt	+ 1,0	+ 0,8	+ 0,7	+ 0,4	+ 0,2	0

Витворимо ряд з де-кількох металів, наприклад $Cu/Fe/, Zn/Pt/$. Тоді матимемо: $Cu/Fe/ = - 0,2, Fe/Zn = - 0,6, Zn/Pt = + 1$. Як що складемо ці три числа, то дістанемо: $/- 0,2/ + /- 0,6/ + / 1,0/ = + 0,2$. Коли тепер звернемося до нашої таблиці, то для пари Cu/Pt дістанемо цю ж вартість $+ 0,2$.

Отже приходимо до наступного висновку: ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА, ВИТВОРЕНА ПРИ КОНТАКТІ ДЕ КІЛЬКОХ МЕТАЛІВ M_1, M_2, \dots, M_n , РІВНА ТІЙ ЕЛЕКТРОМОТОРНИЙ СИЛІ, ЯКА МАЛА БИ МІСЦЕ ПРИ КОНТАКТІ КРАЙНІХ МЕТАЛІВ M_1 ТА M_n . Ця закономірність була також встановлена ВОЛЬТОЮ й має назву ЗАКОНА ПОСЛІДОВНИХ КОНТАКТІВ; символічно вона виражається так:

$$M_1/M_2 + M_2/M_3 + \dots + M_{n-1}/M_n = M_1/M_n \quad |II|$$

Як що останній метал є ідентичним з першим $|M_n = M_1|$, то в такому разі

$$M_1/M_2 + M_2/M_3 + \dots + M_{n-2}/M_{n-1} + M_{n-1}/M_1 = M_1/M_1 = 0 \quad |III|$$

Отже, як що зробимо замкнений контур з де-кількох металів A, B, C, D й розріжемо цей контур здовж однієї з поверхней розподілу $e_1, e_2, \dots, e_4, e_5$ то в місцях розрізу матимемо певну різницю потенціалів. Як що ж ми переведемо розріз у якомусь іншому місці /напр. ee /, то різниця потенціалів виноситиме нуль, бо в усіх точках даного металю потенціал має все ту ж вартість. Коли би в різних точках ця вартість була різною, внутрі металю відбувався би рух електричності, себ-то електричними силами довершувалася б певна праця без жадної затрати енергії в якійсь іншій формі, наприклад, у формі тепла /температура всіх металів є однаковою і рух тепла від одних з них до других місця не має./

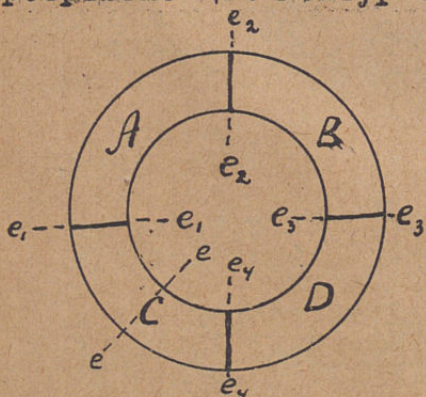


Рис. 97.

§ 44. Вольт встановив, що з'явище контактної електричності має місце і в тому

винадку, коли частина тіл, які витворюють контактний ряд, уявляє собою рідкі провідники. Однак в цьому випадку, як то показує досвід, ЗАКОН ПОСЛІДОВНИХ КОНТАКТІВ СТРАХУЄ ОВОЮ СИЛУ. Коли ми, наприклад, до посудини з H_2SO_4 /рис.98/ умістимо плитку $Cu^*)$, до якої приготувано мідяний дріт і таким чином витворимо ряд: Cu, H_2SO_4, Zn, Cu то, помірявши різницю потенціалів по-між мідяною плиткою та дротом, побачимо, що вона є відмінною від нуля. Як що ми поміряємо різницю потенціалів по-між кюлиною та металами, то дістанемо: $H_2SO_4/Cu = -0,25; H_2SO_4/Zn = 1,20$. Отже для нашого ряду дістаємо:

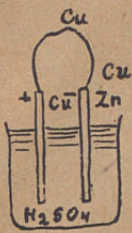


Рис.98.

$$Cu/H_2SO_4 + H_2SO_4/Zn + Zn/Cu = -0,25 + 1,20 + 0,8 = 1,75 \text{ [112]}$$

*)та плитку Zn . Як бачимо справді має місце відступлення від закону послідовних контактів, бо потенціал мідяної плитки є вищим од потенціалу прилятованого до цинкової плитки мідяного дротика аж на 1,75 вольтів.

Але порушення в цьому випадку закону збереження енергії ми не маємо; ближче ознайомлення зі справою показує, що контакт по-між металами та кислотою істотно відрізняється від контакту по-між двома металами: МІЖ МОЛЕКУЛАМИ МЕТАЛІВ ТА МОЛЕКУЛАМИ КИСЛИНИ МАЄ МІСЦЕ ПЕВНЕ ХЕМІЧНЕ ДІЯННЯ; КОШТОМ ЦЬОГО ХЕМІЧНОГО ПРОЦЕСУ Й ВІДБУВАЄТЬСЯ ТЕ НАГРОМАДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЯКЕ СПРИЧИНЯЄТЬСЯ ДО ВИТВОРЕННЯ ПЕВНОЇ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ даного ряду. При сполученні мідяної плитки з таким же дротиком в цілому контурі матиме місце тягле переміщення електричності в формі електричного тока, проходження якого через кислоту зв'язуватиметься з процесом ХЕМІЧНОГО РОСКЛАДУ ІІ МОЛЕКУЛ на певні складники. Усякий подібний до взятого нами комплекс твердих та рідких тіл, що при однакових крайніх членах дає відмінну від нуля електромоторну силу, дістає назву ГАЛЬВАНИЧНОГО ЕЛЕМЕНТА. Те тіло, яке в елементі має найвищий потенціал /знак +/ називається АНОДОМ, те тіло, що має найнижчий потенціал /знак -/, називається КАТОДОМ. Анод та катод витворюють собою ПОЛІ гальванічного елемента.

Описаний нами ЕЛЕМЕНТ ВОЛЬТИ в'являється найпростішим типом гальванічного елемента. Електромоторна сила його фактично є БЛИЗЬКОЮ ДО ОДНОГО ВОЛЬТА. Пізніше ми ознайомимося з більш досконалішими типами гальванічних елементів.

§ 45. Всякий рух електричності, спрямований до витворення потенціалів. Отже маємо сказати, що ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТЯГЛИЙ РУХ ДОДАТНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ В НАПРЯМКУ ВІД ПОТЕНЦІАЛУ ВИЩОГО ДО ПОТЕНЦІАЛУ НИЖЧОГО. Ві чого залежатиме загалом сила електричного току? Щоби в'ясувати собі це, звернемося до гідрокінетичної моделі рисунка 99. Виповнені водою A та B лучаться по між собою ширшою трубкою LL та вузкою ll ; всередині першої з них уміщено водяне колесо M , яке приводиться в рух сторонньою силою. Трубка ll може закриватися чопиком K . Спустимо останній й приведемо колесо M у рух у додатній напрямності; тоді вислідом такого процесу буде переміщення якоїсь кількості води з посудини B до посудини A й витворення певної РІЗНИЦІ РІВНІВ у названих посудинах. По аналогії з прийнятими нами вище термінами для в'явищ електричних, ми можемо казати про ГИДРОМОТОРНУ СИЛУ, вважаючи причиною витворення її рух колеса.

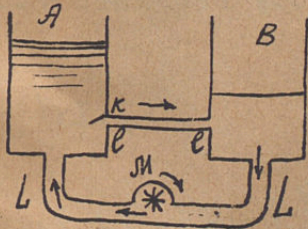


Рис.99.

*) РЕЗЕРВАРИ водянних має можливість переміщення по трубці LL , рівень води в посудині A відразу спаде на якусь величину, яка однак потім усталиться і лишатиметься незмінною, поки не змінюватиметься швидкість обертання колеса M /така різниця рівнів відповідатиме стану рівноваги по-між впливом течі від B до A по трубці LL і впливом її від A до B по трубці ll /. Трубка ll відіграє в даному разі роль "провідника",

який вирівнює різницю гідростатичних напружень в посудинах *A* та *B*. Від чого ж залежатиме сила водяного току внабри названої труби? Ясна річ, що в першу чергу від РІЗНИЦІ РІВНІВ у посудинах *A* та *B*; кол ця різниця вноєиме нуль, не буде й руху течі; в міру ж її збільшення зростатиме й сила водяного току; отже СИЛА ВОДЯНОГО ТОКУ ЗРОСТИМЕ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО РІЗНИЦІ РІВНІВ. Але на тому не кінець, при даній різниці рівнів сила току в трубці *ll* залежатиме як від її геометричних розмірів, так і від матеріалу, з якого вона виготовлена; справді "перепускальна здібність" трубки буде тим значнішою, чим більшими будуть довжина та поперечний переріз трубки й чим меншим з'являтиметься коефіцієнт тертя по-між течюю та стінками трубки. Як що обидва згадамі чинники ми об'єднаємо до купи, то можемо загалом казати про певний "ОПІР", який ставить трубка перепливу течі /величина цього опору буде, таким чином, пропорціональною до коефіцієнту тертя, до довжини трубки й відворотно-пропорціональною до поля перерізу трубки/. Ясна річ, що СИЛА ВОДЯНОГО ТОКУ БУДЕ ТИМ БІЛЬШОЮ ЧИМ МЕНШИМ БУДЕ ОПІР з боку трубки *ll*.

Переходячи від нашої гідрокінетичної моделі до з'явища руху електричності, маємо висловити наступне твердження:

СИЛА ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ ВНАБРИ ЛІНІЙНОГО ПРОВІДНИКА *AB* є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО РІЗНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ У МІСЦЯХ *A* ТА *B* І ВІДВОРСТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО ОПОРУ ПРОВІДНИКА *AB*. Це ми можемо написати так:

$I = \kappa \cdot \frac{\mathcal{E}}{R}$. При належному виборі одиниць: сили току потенціалу та опору множник κ обертається в одиницю й тоді ми дістаємо:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} \dots \dots \dots /113/$$

себ-то СИЛА ТОКА I є РІВНА ЕЛЕКТРОМОТОРНІЙ СИЛІ \mathcal{E} , ПОДІЛЕНІЙ НА ОПІР ПРОВІДНИКА R . Ця основна закономірність електрокінетики, вкрити року 1827 ОМОМ /Georg Simon Ohm, 1787-1854, німецький фізик/ відома під назвою ЗАКОНА ОМА.

Як що ми братимемо різні відтинки дроту, по якому проходить електричний ток, то діставатимемо й різні вартості опорів. Одначе кождого разу стосунок різниці потенціалів на кінцях відтинку до опору останнього творитиме собою величину сталу, що уявляє собою силу току. Зі ввору /113/ слідує ще два інші ввори.

$$\mathcal{E} = IR \quad R = \frac{\mathcal{E}}{I} \dots \dots \dots /114/$$

Покладаючи в другому з них $\mathcal{E}=1$, $I=1$ дістаємо: $R=1$ себ-то ЗА ОДИНИЦЮ ЕЛЕКТРИЧНОГО ОПОРУ СЛІД ПРИНЯТИ ОПІР ТАКОГО ПРОВІДНИКА, СИЛА ТОКУ В ЯКОМУ, ПРИ РІЗНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ НА ЙОГО КІНЦЕВИХ ТОЧКАХ В ОДИНИЦЮ ВНОЄИТЬ ОДИНИЦЮ.

В системі практичних одиниць за одиницю опору належить узяти вольт. Ця одиниця має назву ОМА. Отже маємо:

ампер

$$ОМ = \frac{ВОЛЬТ}{АМПЕР} \dots \dots \dots /115/$$

або

$$ОМ = \frac{1/3 \cdot 10^{-2} (cgs)}{3 \cdot 10^9 (cgs)} = \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} (cgs) \dots /116/$$

Вживається ще одиниці більшої, а саме 10^6 омів, яка має назву МЕГАОМ. Знайдемо вимір величини R :

$$|R| = \frac{|\mathcal{E}|}{|I|} = \frac{|L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}|}{|L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}|} = |L^{-1} T| \dots /117/$$

Величина електричного опору даного провідника, як те вже ми з'ясували, має залежати з одного боку від його ГЕОМЕТРИЧНОГО ВИГЛЯДУ, з другого - від ФІЗИЧНИХ ЙОГО ВЛАСТИВОСТЕЙ. Отже для опору провідника дістаємо наступний вираз:

$$r = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad \dots \dots \dots /118/$$

де l означає довжину провідника, S - поле його перерізу, а ρ особливий множник, вартість якого залежить од фізичної природи даного провідника і який дістає назву ПИТОМОГО ОПОРУ. Покладаємо у взорі /118/ $l=1$, $S=1$; тоді дістанем $\rho = r$, себ-то ПИТОМИЙ ОПІР ДАНОГО ПРОВІДНИКА УЯВЛЯЄ СОБОЮ ОПІР ОДИНИЦІ ЙОГО ДОВЖИНИ ПРИ ПОЛІ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ В ОДИНИЦЮ.

В системі /cgs/ за одиницю питомого опору даного провідника належить уважати опір виготовленого з цього провідника стрижня, довжиною в 1 см. і з поперечним перерізом в 1 кв.др. см. Така величина буде звичайно, дуже малою. Через те її іноді відносять до дроту, що має довжину в 1 метр, а поле перерізу в 1 кв. міліметр. В наведеній нижче таблиці подано вартості двох величин: питомого опору / ρ / та опору дроту в 1 метр довжиною з перерізом в 1 кв. мілім. / ρ' /.

Зі взору $\rho = r \cdot \frac{S}{l}$ слідує, що величина ρ має такий символічний вираз: $|\rho| = |R| \cdot \frac{l}{S} = |R \cdot l|$. Отже бачимо, що одиницею питомого опору в системі /cgs/ належить уважати "ОМ-САНТИМЕТР".

ПИТОМИЙ ОПІР є ПЕВНОЮ ФУНКЦІЄЮ ТЕМПЕРАТУРИ; у металів з піднесенням температури він зростає, у вугілля та графіту, а також у всіх рідких провідників - маліє. Селен змінює /зменшує/ свій питомий опір під впливом світляних промінів^x). Величина $\Delta \rho$, на яку змінюється вартість питомого опору при піднесенні або зниженні температури на 1°С, називається ТЕРМІЧНИМ КОЕФІЦІЄНТОМ даного провідника. Таким чином як що через ρ_0 вазначимо питомий опір при 0°, а через ρ_t - при t° , то дістанемо:

$$\rho_t = \rho_0 (1 + \Delta \rho \cdot t) \quad \dots \dots \dots /119/$$

На зміні /зрості/ опору провідника з піднесенням його температури оснований конструкція БОЛОМЕТРА - дуже чутливого пристрою, що служить для поміру напруження теплового промінювання. Основну частину цього пристрою складає тоненька й довга металева стрічка, поверхня якої вкрита верствою сажі /рис. 101-А/. Акція теплових промінів спричиняється до зросту опору стрічки; величина цього зросту міряється помічу Вітстонового містка, з дуже чутливим гальванометром. Болومتر відіграє велику роль при дослідженнях характеру розподілення енергії в соняшному спектрі.



Рис. 101-А.

Нижче подається таблиця, в якій вазначено вартості питомого опору та температурного коефіцієнту для низки твердих тіл.

x/ На цій властивості селену базується винайдена Артуром Корном *Arthur Korn* метода ТЕЛЕФОТОГРАФІЇ.

ТАБЛИЦЯ
ПИТОМИХ ОПОРІВ ТА ТЕРМИЧНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ТВЕРДИХ ТІЛ.

НАЗВА ТІЛА	Питомий опір /в ом-сант./	Опір дроту: довж. в 1 мет. і в под. пер. 5 /мм ²	Термичний коефіцієнт $\Delta \rho$
Срібло /Ag/	$1,6 \cdot 10^{-6}$	0,016	+ 0,0040
Мідь /Cu/	$1,7 \cdot 10^{-6}$	0,017	+ 0,0040
Золото /Au/	$2,3 \cdot 10^{-6}$	0,023	+ 0,0040
Глинець /Al/	$3,2 \cdot 10^{-5}$	0,032	+ 0,0036
Цинк /Zn/	$6,1 \cdot 10^{-6}$	0,061	+ 0,0037
Нікель /Ni/	$8-11 \cdot 10^{-6}$	0,08-0,11	від +0,0037 до +0,006
Осмій /Os/	$10 \cdot 10^{-6}$	0,10	+ 0,004
Платина /Pt/	$10,8 \cdot 10^{-6}$	0,108	+ 0,0039
Хем. чиста /Fe/	$9-15 \cdot 10^{-6}$	0,09-0,15	від +0,0045 до +0,006
Залізо			
Тантал /Ta/	$15 \cdot 10^{-6}$	0,15	+ 0,0033
Оливо /Pb/	$21 \cdot 10^{-6}$	0,21	+ 0,0042
Антимон /Sb/	$45 \cdot 10^{-6}$	0,45	+ 0,0041
Ртуть /Hg/	$95,8 \cdot 10^{-6}$	0,958	+ 0,00092
Віомут /Bi/	$120 \cdot 10^{-6}$	1,2	+ 0,0042
Графіт /C/	$1100 \cdot 10^{-6}$	11,0	-
Вугіль /C/	$5000-10000 \cdot 10^{-6}$	50-100	від -0,0002 до -0,0008
СТОПИ МЕТАЛІВ.			
Мосяж	$7-9 \cdot 10^{-6}$	0,07-0,09	+ 0,0015
Нейзільбер (60% Cu, 21% Ni, 19% Zn)	$15-40 \cdot 10^{-6}$	0,15-0,40	від + 0,00022 до +0,0007
Нікелін (58% Cu, 41% Ni, 1% Mn)	$42 \cdot 10^{-6}$	0,42	+ 0,00023
Манганін (70% Cu, 30% Mn)	$42 \cdot 10^{-6}$	0,42	від 0 до +0,00003
Константан (35-55% Ni, 65-45% Cu, 0-20% Zn)	$49-52 \cdot 10^{-6}$	0,49-0,52	0

З цієї таблиці між иншим бачимо, що ПИТОМИЙ ОПІР МЕТАЛЕВИХ СТОПІВ є ЗАГАЛОМ БІЛЬШИМ ОД ПИТОМИХ ОПОРОВІВ ЇХ СКЛАДНИКІВ.
Електропровідні властивости найбільш відомих рідких провідників характеризує наступна таблиця:

ТАБЛИЦЯ
питомої електропровідности /к/ водних розчинів /при 18°С/.

Розчин	NaCl	Zn SO ₄	Cu SO ₄	AgNO ₃	KOH	HCl	HNO ₃	H ₂ SO ₄
5%	0,067	0,019	0,019	0,026	0,172	0,395	0,258	0,209
10%	0,121	0,032	0,032	0,048	0,315	0,630	0,461	0,392
15%	0,164	0,042	0,042	0,068	0,425	0,745	0,613	0,543
20%	0,196	0,047	-	0,087	0,499	0,762	0,711	0,653
25%	0,214	0,048	-	0,106	0,540	0,723	0,770	0,717
30%	-	0,044	-	0,124	0,542	0,662	0,785	0,740
40%	-	-	-	0,157	0,450	0,515	0,733	0,680
50%	-	-	-	0,186	-	-	0,631	0,541
60%	-	-	-	0,210	-	-	0,513	0,373
70%	-	-	-	-	-	-	0,396	0,216
80%	-	-	-	-	-	-	0,267	0,111
Максимальна електропров. при	-	-	-	-	0,544	0,767	0,785	0,740
	-	-	-	-	28%	18,3%	29,7%	30,0%

З цієї таблиці бачимо, що для кожного розчину існує відповідний ступень концентрації, який відповідає максимальній питомій електропровідності; так наприклад розчин H₂SO₄ має максимальну електропровідність при концентрації в 30%. З великою наочністю показує це графіка рисунку 100.

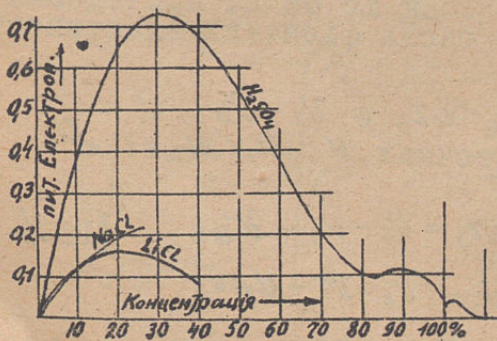


Рис. 100.

Розглянемо тепер величину κ відворотно-пропорціональну до питомого опору:

$$\kappa = \frac{1}{\rho} \dots \dots \dots /120/$$

яку ми назвемо ПИТОМОЮ ЕЛЕКТРОПРОВОДНІСТЮ. Ця величина матиме вимір:

$$|\kappa| = |L^{-1}T| = |LT^{-1}| \dots \dots \dots /121/$$

Як бачимо ПИТОМА ЕЛЕКТРОПРОВОДНІСТЬ МАЄ ТОЙ ЖЕ ВИМІР, ЩО Й ШКОРИСТЬ.

§ 46. Прикладемо закон Ома до того випадку, коли контур, по якому проходить електричний ток, складається з ДЕ-ЯКІЛЬКОХ ПРОВІДНИКІВ

НЕОДНАКОВОЇ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ФОРМИ. Отже нехай ми маємо три різні провідники A, B та C /рис. 101/ послідовно по-між собою злучені. Зазначимо вартості потенціалів у крайніх точках M, M_1, M_2 та M_3 , згаданих провідників відповідно через V, V_1, V_2 та V_3 . Сила току, себ-то кількість електричності, що проходить через поперечний переріз дроту в 1 секунду, матиме для всіх провідників спільну вартість i . Отже, як що опори провідників ми зазначимо відповідно через r_1, r_2 та r_3 , то зможемо написати:

Рис. 101.
$$i = \frac{V - V_1}{r_1} = \frac{V_1 - V_2}{r_2} = \frac{V_2 - V_3}{r_3};$$

а звідцїля дістанемо.

$$i = \frac{(V - V_1) + (V_1 - V_2) + (V_2 - V_3)}{r_1 + r_2 + r_3} = \frac{V - V_3}{r_1 + r_2 + r_3} \quad /122/$$

Але по закону Ома:

$$i = \frac{V - V_3}{R} \quad /123/$$

де R означає опір провідника A, A_1, A_2, A_3 .
Отже зі взорів /122/ та /123/ дістаємо:

$$R = r_1 + r_2 + r_3 \quad /124/$$

себ-то: ОПІР ДЕ КІЛЬКОХ ПОСЛІДОВНО-СПОЛУЧЕНИХ ПРОВІДНИКІВ Є РІВНИЙ СУМІ ОПОРІВ ЦИХ ПРОВІДНИКІВ.

§ 47. Розглянемо тепер частину контура, складену з декількох провідників A, B, C /рис. 102/ НЕОДНАКОВОЇ ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ. Зазначимо крайні точки цих провідників через M, M_1, M_2 та M_3 . В точках M_1 та M_2 у вислід контакту двох неоднакових провідників ми матимемо певні контактні різниці потенціалів, які ми зазначимо через V_{AB} та V_{BC} . Нехай r_1, r_2 та r_3 означають опори провідників A, B та C . Як що би ці провідники не відріжнялись по своїх фізичних властивостях ми би мали:

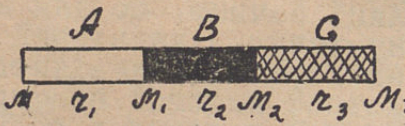


Рис. 102.
$$i r_1 = V - V_1; \quad i r_2 = V_1 - V_2; \quad i r_3 = V_2 - V_3$$

де V, V_1, V_2 та V_3 означають потенціали в точках M, M_1, M_2 та M_3 у даному випадку ж матимемо:

$$i r_1 = V - V_1; \quad i r_2 = V_1 - V_2 + V_{AB}; \quad i r_3 = V_2 - V_3 + V_{BC}; \quad /125/$$

звідцїля
$$i r_1 + i r_2 + i r_3 = (V - V_1) + (V_1 - V_2 + V_{AB}) + (V_2 - V_3 + V_{BC})$$

або
$$i (r_1 + r_2 + r_3) = i R = (V - V_3) + V_{AB} + V_{BC} \quad /126/$$

себ-то В ЧАСТИНІ КОНТУРА, ЯКА МІСТИТЬ У СОВІ ЕЛЕКТРОМОТОРНІ СИЛИ, ДОБУТОК ІЗ СИЛИ ТОКУ НА ОПІР Є РІВНИЙ СУМІ РІЗНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ КРАЙНІХ ТОЧОК ПРОВІДНИКА ТА ВІДПОВІДНИХ ЕЛЕКТРОМОТОРНИХ СИЛ.

Розглянемо далі ЗАМКНЕНИЙ КОНТУР /рис. 103/, що містить у собі ЕЛЕКТРОМОТОРНІ СИЛИ $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3$ /наприклад три гальванічні елементи/. Візьмемо на контурі які-небудь дві точки A та B й пристосуємо до частин контура AB, B та AE_2, E_2, B ввір /126/. Зазначимо через R_1 та R_2 опори названих частин. Тоді зможемо написати:

$$i_1 = \frac{V_A - V_B + \mathcal{E}_1}{R_1}; \quad i_2 = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3}{R_2}$$

звідкіля: $i = i_1 + i_2 = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3}{R_1 + R_2} = \frac{\mathcal{E}}{R} \dots \dots \dots /127/$

себ-то в замкненому контурі сила току є рівна алгебраїчній сумі електромоторних сил, поділеній на повний опір контура.

§ 48. Звернемося до ознайомлення зі з'явищем галуження токів. Нехай в точці O сходяться де-кілька провідників, при чому по одних з них $|A_1O, A_2O, A_3O|$ ток ПРИПЛИВАЄ до точки O , а по інших $|OA_4, OA_5|$ - ВІДПЛИВАЄ. Через те, що від точки O в одиницю часу може відійти лише та кількість електричності, яка за той же час до неї підішла, ми маємо написати:

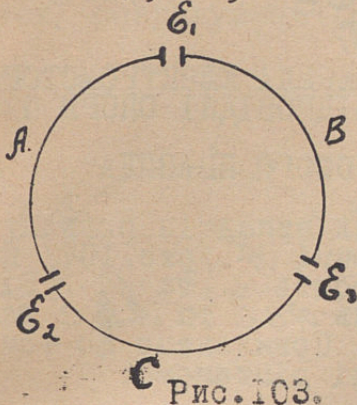


Рис. 103.

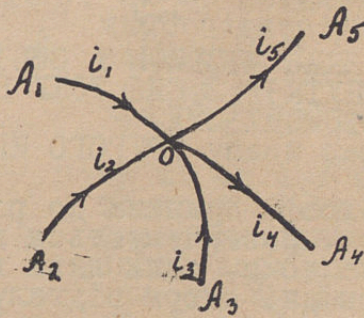


Рис. 104.

$i_1 + i_2 + i_3 = i_4 + i_5 \dots /128/$

себ-то СУМА СИЛ ТОКІВ ЩО ПРИПЛИВАЮТЬ ДО ДАНОЇ ТОЧКИ, Є РІВНА СУМІ СИЛ ТОКІВ, ЩО ВІД НЕЇ ВІДПЛИВАЮТЬ. Є це

ПЕРШЕ КИРХГОФОВЕ ПРАВИЛО ГАЛУЖЕННЯ ТОКІВ /Gustav Kirchhoff, 1824-1887, відомий німецький фізик/.

Як що сили токів, які ПРИПЛИВАЮТЬ до точки O , ми вважатимемо за величини ДОДАТНІ, а ті, які ВІДПЛИВАЮТЬ, - за величини ВІД'ЄМНІ, то першому закону Кирхгофа можна надати вигляд

$\sum_{k=1}^{k=n} i_k = 0 \dots \dots \dots /129/$

Нехай тепер де-кілька провідників перекрещуються по-між собою таким чином, що витворюють ЗАМКНЕНИЙ КОНТУР. Розрізнятимемо тут два випадки, а саме: 1/ контур не містить у собі джерел електромоторної сили /рис. 105/ і 2/ контур містить у собі такі джерела /рис. 106/.

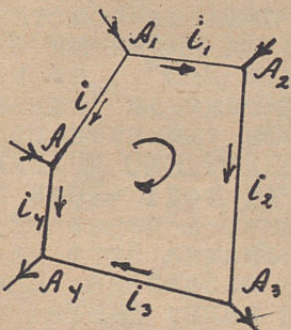


Рис. 105.

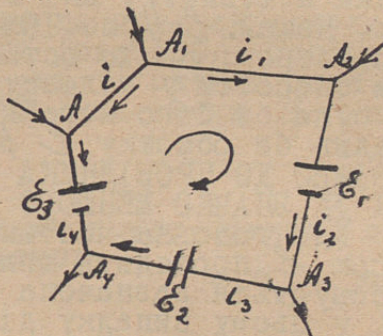


Рис. 106.

Зазначимо потенціали в точках A_1, A_2, A_3, A_4 через v_1, v_2, v_3, v_4 , а опір та силу току у відповідних частинах контуру через r_1, r_2, r_3, r_4 та i_1, i_2, i_3, i_4 . Тоді, обходячи контур від точки A_1 в додатній напрямності, зможемо написати: $v_1 - v_2 = i_1 r_1$; $v_2 - v_3 = i_2 r_2$; $v_3 - v_4 = i_3 r_3$; $v_4 - v_1 = i_4 r_4$;

тут друга, третя та четверта величина матимуть додатні вартости, перша й пята - від'ємні. Просумовавши вирази /130/ дістанемо: $i_1 r_1 + i_2 r_2 + \dots + i_4 r_4 = 0 \dots /130/$ Загалом матимемо:

$\sum_{k=1}^{k=n} i_k r_k = 0 \dots \dots \dots /131/$

себ-то: В ЗАМКНеному контурі, що не містить у собі джерел електромоторних сил, алгебраїчна сума добутиків з сил токів на відповідні опори виносить нуль.

Перейдемо до другого випадку; нехай наш контур містить у собі джерела електромоторної сили: $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ та \mathcal{E}_3 . Тоді, пристосовуючи взір

/126/, зможемо написати:

$$i_1 r_1 = \mathcal{U} - \mathcal{U}_1; \quad i_2 r_2 = \mathcal{U}_1 - \mathcal{U}_2; \quad i_3 r_3 = \mathcal{U}_2 - \mathcal{U}_3 + \mathcal{E}_1;$$

$$i_4 r_4 = \mathcal{U}_3 - \mathcal{U}_4 + \mathcal{E}_2; \quad i_5 r_5 = \mathcal{U}_4 - \mathcal{U} + \mathcal{E}_3; \quad /132/$$

Просумовавши ці взори, дістанемо: $i_1 r_1 + i_2 r_2 + \dots + i_n r_n = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3$, або загалом:

$$\sum_{k=1}^{k=n} i_k r_k = \sum_{k=1}^{k=n} \mathcal{E}_k \dots /133/$$

себ-то в замкненому контурі, який містить у собі джерела електромоторної сили, алгебраїчна сила доутків з сил току на відповідні опори є рівна сумі електромоторних сил.

Наведене твердження має назву **ДРУГОГО КИРХГОФІГО ПРАВИЛА**.

§ 49. Пристосуємо Кирхгофі правила до різних випадків розгалуження току. Нехай ток сили \mathcal{J} , розгалужується в точці A /рис.107/ на два токи, сили яких виносять i_1 та i_2 . Відповідні опори відгалужень ABC та $A_1B_1C_1$ вазначимо через r_1 та r_2 . Прикладемо до точки A перше правило. Тоді дістанемо:

$$\mathcal{J} = i_1 + i_2$$

Прикладемо до контура $ABCD$ друге правило. Тоді матимемо: $i_1 r_1 - i_2 r_2 = 0$;

$$\text{або } i_1 r_1 = i_2 r_2,$$

а це дає:

$$i_1 : i_2 = r_2 : r_1 \dots /134/$$

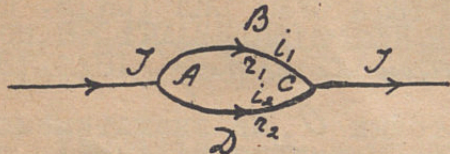


Рис.107.

себ-то в двох рівнобіжно-сполучених провідниках сили токів відвортно-пропорційноальні до опорів провідників.

На практиці часто доводиться мати діло з різними пристроями /гальванометрами, амперметрами й т.инш./, які не дозволяють перепускати через них токів значної сили. Нехай \mathcal{L} /рис.107-А/ означає обмотку такого пристрою. Як до останній ми включили би звичайним способом у головну лінію MM' , то внаслідок цього було би його негайне ушкодження /сильний то перепалив би обмотку \mathcal{L} /. Щоби уникнути цього ми рівнобіжно до провідника \mathcal{L} включаємо другий провідник S значно меншого опору; тоді через провідник S йде головна частина току, а через обмотку пристрою \mathcal{L} проходить лише незначна його частина, чим усувається зазначена вище небезпека. Провідник S у цьому випадку дістає назву **ШУНТА**. Зазначимо опір пристрою через r , опір шунта через r' .

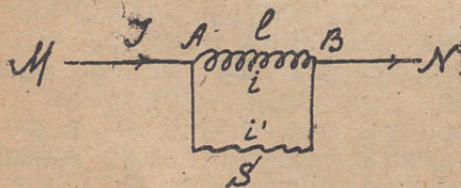


Рис.107-А.

сили току в провідниках \mathcal{L} та S відповідно нехай будуть i та i' ; сила току в головній лінії хай виносить \mathcal{J} .

Тоді на основі викладеного вище матимемо:

$$\mathcal{J} = i + i'; \quad i : i' = r' : r;$$

З останньої пропорції маємо:

$$(i + i') : i = (r' + r) : r' \text{ або } \mathcal{J} : i = (r + r') : r'$$

звідкіля

$$\mathcal{J} = i \cdot \frac{r + r'}{r'} \dots /135/$$

Таким чином ми маємо можливість обчислити вартість сили току \mathcal{J} в головній лінії і не перепускаючи останній повністю через пристрій. Звичайно для цього ми повинні знати вартости опорів r та r' . Найвручнішими без сумніву будуть шунти, побудовані по десятковій системі, себ-то такі при-

яких $i = \frac{1}{10} \mathcal{I}$, або $i = \frac{1}{100} \mathcal{I}$ і т.д. Щоби дістати перший з них ми у взорі /135/ маємо покласти: $\frac{z+z'}{z'} = 10$; звідциля дістаємо $z' = \frac{1}{9} z$, себ-то ОПІР ШУНТУ МАЄ ВІНОСИТИ ДЕВ'ЯТУ ЧАСТИНУ ОПОРУ ПРИСТРОЮ. Аналогічно для виконання умов $i = \frac{1}{100} \mathcal{I}$ та $i = \frac{1}{1000} \mathcal{I}$ маємо покласти $z' = \frac{1}{99} z$ та $z' = \frac{1}{999} z$.

Викладена вище ідея шунту знаходить найширше застосування на практиці. З ним ми не раз здибаємося в послідовному нашому викладі.

Розглянемо тепер той випадок коли ми маємо ДЕ-КІЛЬКА /більше двох/ розгалужень /рис.108/. Як що потенціали в точках А та В позначимо відповідно через \mathcal{V} та \mathcal{V}' , то зможемо написати:

$$i_1 = \frac{\mathcal{V}-\mathcal{V}'}{z_1}; i_2 = \frac{\mathcal{V}-\mathcal{V}'}{z_2}; i_3 = \frac{\mathcal{V}-\mathcal{V}'}{z_3}; \dots /136/$$

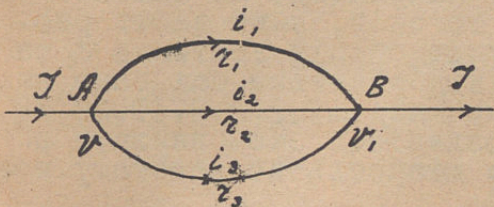


Рис. 108.

Як що би при тій же силі току \mathcal{I} ми по-між точками А та В замість трьох мали лише один провідник, то його опір мав би де-яку певну вартість, відмінну від кожної з величин z_1, z_2 та z_3 . Позначимо цей опір через \mathcal{R} і знайдемо зв'язок по-між ним та опорами z_1, z_2, z_3 . Взв'явши на увагу, що $\mathcal{I} = i_1 + i_2 + i_3$, на основі взорів /136/ ми напишемо:

$$\mathcal{I} = \frac{\mathcal{V}-\mathcal{V}'}{\mathcal{R}} = \frac{\mathcal{V}-\mathcal{V}'}{z_1} + \frac{\mathcal{V}-\mathcal{V}'}{z_2} + \frac{\mathcal{V}-\mathcal{V}'}{z_3};$$

а це дає:

$$\frac{1}{\mathcal{R}} = \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} + \frac{1}{z_3} \dots \dots \dots /137/$$

або загалом

$$\frac{1}{\mathcal{R}} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{z_k} \dots \dots \dots /138/$$

себ-то ЗАГАЛЬНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ДЕ-КІЛЬКОХ РІВНОБІЖНО-СПОЛУЧЕНИХ ПРОВІДНИКІВ Є РІВНА СУМІ ПАРЦІАЛЬНИХ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТЕЙ.

§ 50. Розглянемо ще приклад галуження току в контурі з джерелами електродвигнотворної сили /рис.109/. Поцікавимося питанням які вартості i_1, i_2 та i_3 матиме сила тока в контурах АЕВ, АЕ₂В та АСВ. Для точки В на основі першого правила ми маємо:

$$i_3 = i_1 + i_2 \dots \dots \dots /139/$$

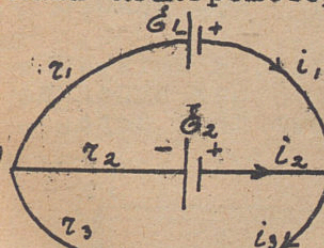


Рис. 109.

Приклавши друге правило до контурів АЕВ та АЕ₂ВСА дістанемо:

$$i_1 z_1 - i_2 z_2 = E_1 - E_2 \dots \dots \dots /140/$$

$$i_2 z_2 + i_3 z_3 = E_2 \dots \dots \dots /141/$$

Розв'язавши систему рівнянь /139/, /140/ та /141/, знайдемо величини i_1, i_2 та i_3 .

§ 51. Як побачимо далі більшість електричних вимірів зводиться до виміру різних опорів. Отже набирає дуже великої практичної ваги питання про ВСТАНОВЛЕННЯ І ВИГОТОВЛЕННЯ ЕТАЛОНІВ ОПОРУ. Згідно ухвали Міжнародного Електричного Конгресу, що відбувся року 1893 в Чикаго, за основний еталон, т.зв. "НОРМАЛЬНИЙ ОМ" прийнято ОПІР РТУТНОГО СТОВПУ ДОВЖИНОЮ В 106,3 СМ. ТА ПОЛЕМ ПЕРЕРІЗУ В 1 КВАДР. МІЛІМЕТР ПРИ 0°С. В останні часи нормальні оми виробляються здебільшого з МАГНІАНІНОВОГО ДРОТУ, опір якого дуже мало змінюється при змінах температури. Загальну схему такого еталону подає рис.110. В лабораторній практиці потрібно буває мати різні опори, іноді приблизної, а іноді точно-овзначеної вартос-

ти. Цій вимові задовольняють пристрої, які дістають назву РЕОСТАТІВ.

Найбільш досконалим типом є ШТЕПСЕЛЬНИЙ РЕОСТАТ, що уявляє собою асортимент еталонів опору. Схема штепсельного реостату показана на рис. III. Зовнішній його вигляд на рис. II2. Коли всі металеві штепселя вставлені до своїх відтулин, ток від одного за- тиску /А/ до другого /В/ йде через товсту металеву плитку РР, опір якої є дуже незначним. Як що ж де-які штепселя ми виймемо, то у відповідних місцях ток змушений буде обходити по дротиках z_1, z_2, z_3, z_4 , уміщених внутрі реостату. Як що, наприклад, ми виймемо штепселя K_2 та K_4 , то опір, який дасть реостат, визначиться сумою опорів дротиків z_2 та z_4 . Опори дротиків підбираються так само як тягарці до ваги, наприклад: 1, 2, 2, 5, 10, 20, 20 Ω , так що є можливість скомбинувати в певних межах будь-яку вартість опору. Вставляючи штепсель до реостату не

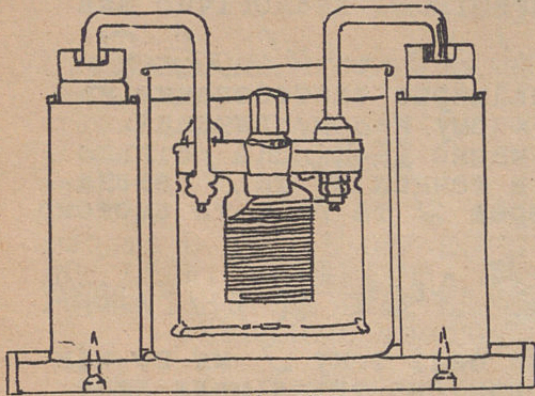


Рис. 110

певних межах будь-яку вартість опору. Вставляючи штепсель до реостату не

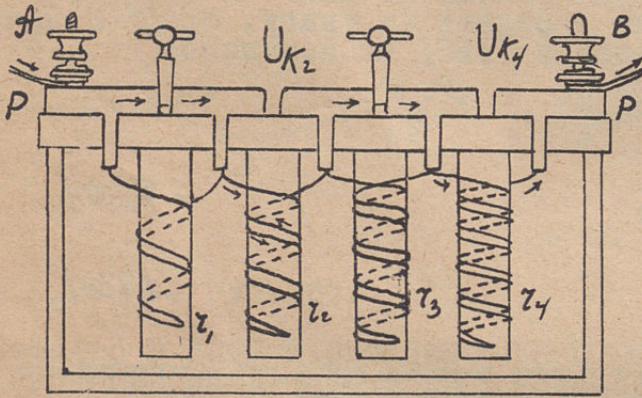


Рис. III.

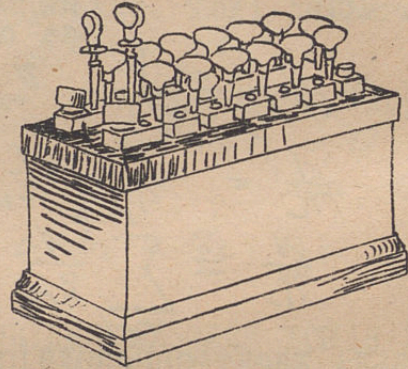


Рис. 112.

обхідно завше дбати про міцність контакту, бо при ненадійному контакті опір останнього може значно змінити /й навіть перевищити/ опір даного еталону.

Іноді /для різних технічних потреб/ буває необхідним мати певні опори, однак не точних, а лише ПРИБЛИЗНИХ вартостей. В цих випадках уживається ПЕРЕВОДНИЙ РЕОСТАТ /реостат з ДЕРЖАЧКОМ/. Схему його подає рис. II3, загальний вигляд - рис. II4.

Держачок С ходить довкола осі В і може злучати останню з однією з кнопок, що зазначені числами 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6. Кнопки злучені дротами $z_1, z_2, z_3, z_4, z_5, z_6$. До кнопки 0 підходить ток, який відходить далі від осі В. Як що держачок С поставити на кнопку 0, то ток іде в напрямку АСВ,

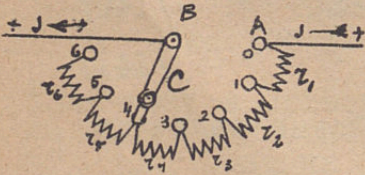


Рис. 113.

не проходячи через жадний опір. Як що С поставити на кнопку 1, то ток, дійшовши до точки А, має перейти далі через опір z_1 і лише після цього потрапляє на держатко С. Коли останнє поставимо на кнопку 4 /як на рисунку/, то ток має пройти через опори z_1, z_2, z_3, z_4 . Таким чином ми можемо надавати опору вартості $0, z_1, z_1+z_2, \dots, z_1+\dots+z_6$

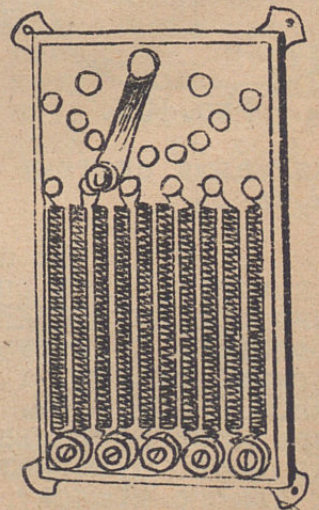


Рис. 114.

В лабораторній практиці часом виникає потреба ТЯГЛОЇ зміни опору. Цій вимозі задовольняє РЕОСТАТ З РУХОМИМ КОНТАКТОМ /рис.115/.

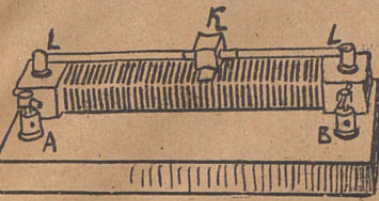


Рис. 115.

Складається він з порцелянового бруска, на який намотано один ряд дроту. На останній спирається своїми лапками контакт К, що ходить по металевому стрижню LL. Кінці дротів виведено до пристисків А та В. З одним з них злучено стрижень LL. Як видно зі схеми рис.116 ток од А до С відбуває дорогу по обмотці реостату, а далі /вибираючи шлях з найменшим опором/ простує в напрямку СКЛВ. Пересуваючи контакт вправо, ми по-слідовно збільшуватимемо опір, пересуваючи його наліво, опір зменшуватимемо.

§ 52. Закон Ома та правила Киркгофа творять ту теоретичну базу, на яку спирають практичні МЕТОДИ ПОМІРУ ОПОРІВ. До ознайомлення з ними ми нині й звернемося:

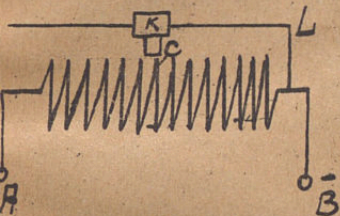


Рис. 116.

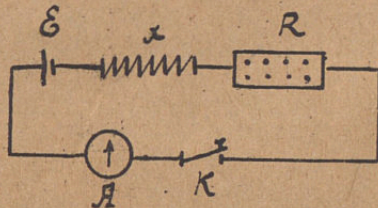


Рис. 117.

I. МЕТОДА БЕЗПОСЕРЕДНЬОГО ПОМІРУ. Ця метода придатна лише до поміру ЗНАЧНИХ опорів. Схему її подає рис.117. Тут ми маємо замкнений контур, або, як ми його називатимемо ЛАНЦЮГ, складений з джерела електромоторної сили \mathcal{E} , невідомого опору X , штепсельного реостата R , ключа K та амперметра A . Зазначи-

мо через r_A опір амперметра, через r_E - внутрішній опір елемента \mathcal{E} . Тоді, знехатавши опір проводів /невзначний в порівнянні до опору X /, ми скажемо, що опір нашого ланцюга визначається сумою опорів r_E, X, R та r_A . Отже, взявши зі штепсельного реостата опір R і знайшовши по амперметру силу тока I , ми матимемо:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{r_E + r_A + R + X} \quad /142/$$

Як що всі величини: \mathcal{E}, r_E та r_A нам відомі, то в виразу /142/ ми зможемо безпосередньо обчислити X . Як що названий вираз містить у собі більше ніж одну невідому величину, то для знаходження вартостей цих величин ми повинні мати відповідну кількість рівнянь; іх ми дістанемо, коли зі штепсельного реостату візьмемо різні опори R_1, R_2, \dots і знайдемо відповідні вартості сили току: I_1, I_2, \dots

2. МЕТОДА ПІДСТАНОВКИ. Ця метода є дуже простою й полягає в тому, що взявши ланцюг, складений з елемента, амперметра й даного провідника, ми виключаємо з ланцюга останній, а на його місце включаємо штепсельний реостат, з якого беремо такий опір, при котрому сила току зберігає первісну вартість. В цих умовах опір, узятий з реостата, є рівний невідомому опору провідника.

На практиці досвід переводиться по схемі, що подана на рис 118. Тут g означає гальванометр, k - ключ, а K - комутатор, що дозволяє

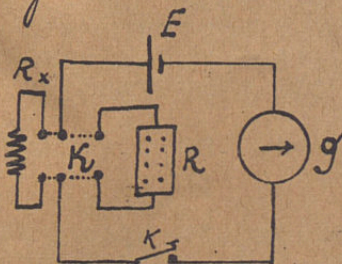


Рис. 118.

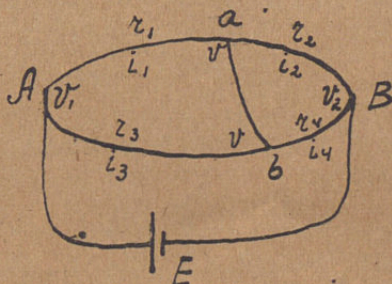


Рис. 119.

вводити в ланцюг або невідомий опір R_x , або штепсельний реостат R .

III. МЕТОДА МІСТКА ВІТСТОНА [Wheatston] є найбільш досконалою метою. Принцип її полягає в наступному: Уявимо собі, що від джерела \mathcal{E} виходить ток який

дійшовши до точок A та B , розгалужується й простеє далі двома дорогами: AaB та AbB . Той факт, що від однієї з названих точок ток іде до другої з них, каже нам про те, що існує відповідна різниця потенціалів і що вартість потенціалу в точці B є відмінною від такої ж вартості в точці A . Зазначимо ці вартості через v_1 та v_2 . В кожному з розгалужень AaB та AbB без сумніву знайдеться безмежна кількість точок, у яких ВАРТОСТИ ПОТЕНЦІАЛІВ БУДУТЬ ОДНАКОВИМИ. Нехай однією з таких пар будуть точки a та b . Як що ці дві точки ми сполучимо провідником ab , то, на основі нашої умови, ТОКУ В НЬОМУ НЕ БУДЕ. Точки a та b розділили наш контур на чотири ділянки: Aa , ab , Ab , bB . Зазначимо сили току на цих ділянках відповідно через i_1 , i_2 , i_3 та i_4 , а їхні опори через z_1 , z_2 , z_3 та z_4 . Згідно першого Кирхгофівського правила скільки току приплило до кожної з точок a та b , стільки ж його і відплило. Отже через те, що сила току в провіднику ab вносить НУЛЬ, ми маємо право написати:

$$i_1 = i_2; i_3 = i_4 \dots \dots \dots /143/$$

Але, на основі закону Ома, ми маємо:

$$i_1 = \frac{v_1 - v}{z_1}; i_2 = \frac{v - v_2}{z_2}; i_3 = \frac{v_1 - v}{z_3}; i_4 = \frac{v - v_2}{z_4} \dots \dots \dots /144/$$

звідкіля дістаємо:

$$\frac{v_1 - v}{z_1} = \frac{v - v_2}{z_2} \dots \dots \dots /145/$$

$$\frac{v_1 - v}{z_3} = \frac{v - v_2}{z_4} \dots \dots \dots /146/$$

Поділивши /145/ на /146/ дістанемо: $z_3 : z_1 = z_4 : z_2$;

Як що опори z_1 , z_2 та z_3 нам відомі, то опір z_4 знайдеться з виразу:

$$z_4 = \frac{z_2 \cdot z_3}{z_1} \dots \dots \dots /147/$$

Викладені вище теоретичні міркування й служать основою конструкції містка Вістона. Схему його подає рис.120. Тут AB означає сам місток, себ-то дріт, довжиною в 1 метр, натягнений здовж скалі з міліметровими поділками. По дроту ходить пересувний контакт P , при русі якого змінюються довжини двох частин дроту $|AP|$ та $|BP|$, а, відповідно до того, і вартості опорів z_1 та z_2 . Через те, що дріт AB на цілій своїй довжині має все той же переріз, опори z_1 та z_2 стосуються по між собою як відповідні довжини $l_1 = AP$ та $l_2 = PB$. Отже ввір /147/ ми зможемо переписати так

$$z_4 = \frac{l_2}{l_1} \cdot z_3 \dots \dots \dots /148/$$

Таким чином, знаючи опір z_3 та стосунок двох довжин l_2 та l_1 , ми зможемо обчислити невідомий опір z_4 . В ролі опору z_3 на практиці береться штепсельний реостат. Рухомий контакт P пересувається аж доти поки стрілка гальванометра при замиканні току ключем K не зберігатиме ПОВНОГО СУПОКОЮ. Тоді знаходимо по скалі l_1 та l_2 й на основі ввору /148/ обчислюємо z_4 .

Для помірив МАЛИХ опорів існують особливі методи, на розгляді яких тут ми зупинятися не будемо.

§ 53. Свого часу ми відмітили той факт, що здібністю проводити електричність володіють не лише тверді тіла, а також і де-які течі. Але

в цьому випадку процес проходження електричного току приймає особливого характеру. Як показує досвід **ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ ЧЕРЕЗ РІДКІ ПРОВІДНИКИ ЗАВЖЕ Є ЗВ'ЯЗАНИМ З ПРОЦЕСОМ ХІМІЧНОГО РОСКЛАДУ ОСТАННІХ**. Цей процес ми називатимемо **ЕЛЕКТРОЛІЗОМ**. В тому, що всі течі, які не належать до ізоляторів /вони мають назву **ЕЛЕКТРОЛІТІВ** /, при перепусканні через них електричного току зазнають хімічного розкладу легко переконалися на досвіді. Опустимо, наприклад, дві платинові плиточки *A* та *B* до посудини з розчином $CuSO_4$ /рис.121/ і злучимо ці плиточки в полями гальванічного елемента /таку пристосовану до переведення електролізу посудину ми далі називатимемо **ВОЛЬТАМЕТРОМ**/. Тоді вичекавши відповідний протяг часу і винувши плитку *B* з розчину ми побачимо, що вона вкрилася тонкою верствою міді. Що ж до плиточки *A*, то біля неї в час досвіду спостерігається виділення газу, який оказується киснем. ($SO_4 = SO_2 + O$).

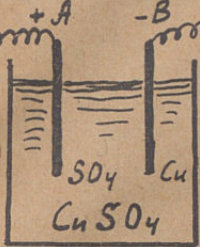


Рис. 121.

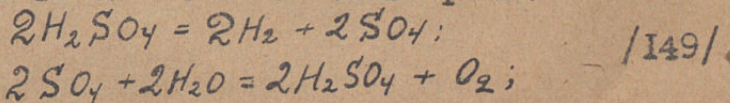
Як же би обидва електроди ми зробили мідяними, то побачили б, що у вислід електролізу кількість міді на катоді зростає, а на аноді зменшилася /за довший час анод може зовсім "ропнути" в частині своїй, що міститься в електроліті/. Отже бачимо, що процес проходження електричного току через розчин $CuSO_4$ справив розпад молекули останнього на два складники, один з яких: - Cu попростував до катода, другий - SO_4 до анода.

Тією ж електролітичною дорогою можна справити розпад на два складники - водень та кисень - молекул води. Для цього останню лише необхідно "підкислити", себ-то додати до неї незначну кількість якої небудь кислоти /напр. H_2SO_4 /. Така умова є конечною з тєї причини, що абсолютно-чиста дистильована вода творить собою ізолятор. Вольтаметр, у якому переводиться електроліз води, показано на рис.122. При відкритих крантах K_1 та K_2 пристрій виповнюється /через резервуар R / водою; коли остання увійде до шийок трубок *A* та *B*, кранти закриваються. Через затиски P_1, P_2 ток підводиться до платинових електродів e_1 та e_2 , на плитках яких і віділяється у вигляді малесеньких баньок кисень та водень /водень на катоді, кисень на аноді/. Який би протяг часу не проходив ток, завше кількість виділившогося водня буде вдвічі більшою від кількості кисеня.



Рис. 122.

Для пояснення механізму описаного процесу маємо приняти, що молекула H_2SO_4 распалася на дві ружастки H_2 та SO_4 ; перша попростувала в напрямку електричного поля й виділилася на катоді, друга, сполучившись з водою, дала знову молекулу кислоти та молекулу кисеня, яка пішла в напрямку, протилежному до напрямку поля, й виділилася на аноді. Цілий процес окреслюється таким чином зорами:



В де-яких випадках /як це ми мали на прикладі Cu при електролізі $CuSO_4$ продукт розпаду відкладається на електроді в чистому вигляді. Але в більшості випадків такі продукти вступають у певну реакцію з матеріалом електродів, а також розчинником, і дають нові хімічні сполучення. Приклад цього подає розглянутий допіру процес електролізу водного розчину сірчаної кислоти; тут ми маємо продукти розпаду:

H_2 та SO_4 ; останній зі складників зараз же вступає в

реакцію з водою й знову дає кислоту.

Таким чином виділяються лише водень та кисень, коштом розкладу води, а сама сірчана кислота лишається в розчині /який міцнішає/. При

х/ Ця назва походить від грецького слова $\lambda\upsilon\alpha$, що означає "роз'єднує". Тверді тіла, які належать до т.зв. **ПРОВІДНИКІВ ПЕРШОЇ КАТЕГОРІЇ** електричним током не розкладаються; течі належать до **ПРОВІДНИКІВ ДРУГОЇ КАТЕГОРІЇ**, які конче підпадають самому процесу розкладу; через те то для рідких провідників і взято термін "електроліти".

цьому концентрація кислоти зростає на аноді й маліє на катоді. Реакції подібні до описаної вище називаються ДРУГОТНИМИ, в протилежність ПЕРВІТНІЙ реакції, що має місце в самому електролізі.

ТІ ДВА СКЛАДНИКИ, НА ЯКИХ В ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОЛІЗУ РОСПАДАЮТЬСЯ МОЛЕКУЛИ ЕЛЕКТРОЛІТУ НАЗИВАЮТЬСЯ І О Н А М І; іони, що виділяються на аноді дістають назву АНІОНІВ, а на катоді, - КАТІОНІВ.

Переводючи досвіди над різнманітними хемічними сполуками, ми приходимо до встановлення того факту, що МЕТАЛИ, ГІДРАТИ МЕТАЛІВ ТА І ОСНОВИ, А ТАКОЖ ВОДЕНЬ ЗАВШЕ ВИДІЛЯЮТЬСЯ НА КАТОДІ, КИСЕНЬ ЖЕ, ХЛОР Т КИСЛИННІ РЕШТКИ - НА АНОДІ. Як бачимо водень в процесі електролізу поводить себе, як метал.

Перше експериментальне дослідження й докладне окреслення процесів електролізу ми завдячуємо ФАРАДЕЄВІ. Два викриті ним /р.1833/ закони відомі під назвою ЗАКОНІВ ФАРАДЕЯ.

ПЕРШИЙ ФАРАДЕЙ ЗАКОН каже, що КІЛЬКІСТЬ МАТЕРІЇ, що ВИДІЛИЛА НА ЕЛЕКТРОДАХ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ТОКУ ЧЕРЕЗ ЕЛЕКТРОЛІТ, є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КІЛЬКОСТІ ПЕРЕНЕСЕНОЇ ТОКОМ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Правдивість цього закону можна перевірити ріжним способом; як що, наприклад, у попередньому нашому досвіді з розчином $CuSO_4$ ми в ріжних стадіях процесу зважували анод на чутливій вазі катод, то знайдемо, що величина зросту його маси є пропорційною до кількості перепущеної через вольтметр електричності; ще виразніше це виявляється при досвіді з вольтметром газовим. Візьмемо шість таких вольтметрів /рис.123/ і включимо їх в електричний

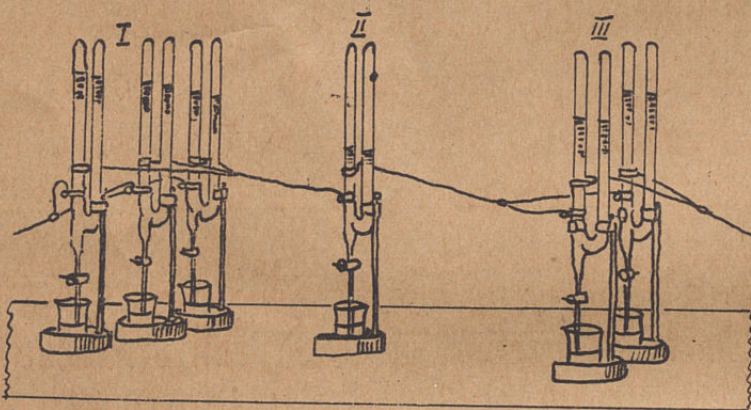


Рис. 123.

ланцюг, поділивши на три групи: першу групу складемо з трьох вольтметрів, другу - з одного і третю - з трьох. Вольтметри I та III включені в ланцюг рівнобіжно. Виповнивши досвід з вольтметром газовим розчином H_2SO_4 і пропустивши через ланцюг ток протяг певного часу, побачимо, що обсяги кожного з газів - водня та кисеня - у вольтметрі /II/ ріжні суми відповідних обсягів як у вольтметрах групи /I/, так і у вольтметрах групи /III/.

Такий стан річей є вислідом того, що через вольтметри кожної групи ПЕРЕЙШЛА ВОЄ ТА Ж КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Перепускаючи через установку ток n разів більший протяг часу, в кожному з вольтметрів дістанемо в n разів більші від попередніх обсяги газів. Отже приходимо до висновку, що по-між кількістю матерії M , що виділилася на електродах, та кількістю електричності Q , що пройшла через вольтметр, існує пропорційна залежність.

$$M = d \cdot Q \dots \dots \dots /150/$$

де d є певний множник пропорційности, про зміст якого скажемо нижче.

Маючи на увазі, що $Q = it$, де i означає силу тока, а t - час звир /150/ ми зможемо переписати так:

$$M = d \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /151/$$

Вартість коефіцієнта d залежатиме звичайно від ВИБОРУ ОДИНИЦЬ ВЕЛИЧИН, що увіходять до взору /151/; але ця ваість залежить також і від ХЕМІЧНОЇ ПРИРОДИ даного тіла /що виділилося з електроліту/. Щоби значити цю подвійну залежність, ми покладемо:

$$d = k \cdot A,$$

де величина k відповідає першому моменту, величина A другому; при

лежному виборі одиниць коефіцієнт k обертається в одиницю і тоді ми дістаємо $d = A$, а через те:

$$M = A \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /152/$$

Величина A має назву ЕЛЕКТРОХЕМІЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТУ даного тіла. Щоби зв'язувати собі зміст цієї величини, покладемо у взорі /152/ $i=1$; $t=1$; тоді дістанемо:

$$A = M \dots \dots \dots /153/$$

себ-то: ЕЛЕКТРОХЕМІЧНИЙ ЕКВІВАЛЕНТ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ МАСУ ДАНОГО ТІЛА ХЕМІЧНОГО ЕЛЕМЕНТА, АБО СПОЛУКИ, ЯКА ВИДІЛЯЄТЬСЯ В ОДИНИЦЮ ЧАСУ /ОДНУ СЕКУНДУ/ ТОКОМ СИЛОЮ В ОДИНИЦЮ /ОДИН АМПЕР/.

Взявши на увагу що ампер \times секунда = кулон можемо також сказати, що ЕЛЕКТРОХЕМІЧНИЙ ЕКВІВАЛЕНТ ДАНОГО ТІЛА НАЗИВАЄТЬСЯ ТАКА ЙОГО КІЛЬКІСТЬ, ЯКА ВИДІЛЯЄТЬСЯ ОДИНМ КУЛОНОМ. Нижче подається вартості електрохімічного еквівалента для де-яких тіл /виражені в міліграмах/.

Назва тіл.	мгр. атм.сек.	Назва тіл	мгр. атм.сек.
Водень /H/	0,010 44	Мідь /Cu/	0,3294
Вода /H ₂ O/	0,0933	Ртуть /Hg/	1,040
Нікель /Ni/	0,3050	Срібло /Ag/	1,1181

Розглядаючи вартості електрохімічного еквівалента для різних тіл Фарадей звернув увагу на той факт, що для кожного тіла СТОСУНОК ЕЛЕКТРОХЕМІЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТА A ДО ЕКВІВАЛЕНТА ХЕМІЧНОГО L ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ; що виносить 0,01036 /ЯК ЩО L ТЕЖ ВИРАЖЕНО В МІЛІГРАМАХ/, таким чином маємо:

$$\frac{A}{L} = 0,01036; \dots \dots \dots /154/$$

Викриття Фарадеєм наведеного допіру факту визначає собою важливий в історії науки момент встановлення ясно-означеного кількостного зв'язку по між двома сторонами електродітичного процесу, инакше кажучи по-між двома групами зв'язищ: зв'язищами хімічними та зв'язищами електричними
Беручи зі взору:

$$A = 0,01036 \cdot L \dots \dots \dots /155/$$

вираз для величини A , підставляючи його до основного взору $M = A \cdot Q$, дістанемо:

$$M = 0,01036 \cdot L \cdot Q \dots \dots \dots /156/$$

При все тих же вартостях величини Q вартість величини M залежатиме лише від L . Отже приходимо до наступного важливого висновку: ВСЕ ТА Ж КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ЧЕРЕЗ РІЗНІ ЕЛЕКТРОДИТИ ВИДІЛЯЄ З НИХ РІЗНІ ТІЛА В КІЛЬКОСТЯХ ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИХ ДО ІХ ХЕМІЧНИХ ЕКВІВАЛЕНТІВ.

Це є т.зв. ДРУГИЙ ЗАКОН ФАРАДЕЯ.
Покладемо у взорі /156/ $Q=1$; тоді дістанемо:

$$M_k = A_k = 0,01036 L$$

або, як що величину A_k переведемо на грами:

$$M_k = A_k = 0,00001036 \cdot L = \frac{1}{96540} \cdot L \dots \dots \dots /157/$$

Останній вираз окреслює ВЕЛИЧИНУ тієї МАСИ ДАНОГО ТІЛА, ЯКУ ВИДІЛЯЄ З ЕЛЕКТРОЛІТУ ОДИН КУЛОН.

Для водня $Z = 1$ /в певному наближенні точно: $Z = 1.008$ /, а через те: $M_k = \frac{1}{96540} \text{ гр.}$

Інакше кажучи, для виділення одного грама водня потребується кількість електричності в 96540 кулонів.

Для міді $Z = 31,8$, а через те $M = \frac{31,8}{96540}$; отже для виділення одного грама цього тіла потребується $\frac{96540}{31,8}$ кулонів, себ-то кількіс

електричності в 31,8 разів менша; так само для 1 гр. срібла потребуєть

ся $\frac{96540}{107,88}$ кулонів і т.д. Отже бачимо що кількість електричності в

в 96540 кулонів виділяє 1,008 гр. водня, 31,8 гр. міді, 107,88 гр. срібла і т.д. Згадана величина 96540 кулонів, що в науці про електроліз відіграє основну роль, дістала назву "ФАРАДЕЄВОЇ СТАЛОЇ" /символічне її вазначення - F /.

§ 54. Викладене вище створює основу для важливої в практичного боку МЕТОДИ ПОМІРУ СИЛИ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ. Остання полягає в тому, що ток перепускається через т.зв. СРІБНИЙ ВОЛЬТАМЕТР, виповнений водним розчином /15% /ляпису /азотану срібла - $AgNO_3$ /; такий вольтметр уявляє собою платинову посудину, в якій міститься згаданий розчин і яка одночасово в'являється катодом; анодом служить плітка хемично-чистого срібла. Знаючи, що ток силою в 1 ампер, за одну секунду виділяє 1,118 мгр. срібла, зі звору

$$i = \frac{M}{1,118 \cdot t} \quad /158/$$

де M - кількість виділеного на катоді срібла /в міліграмах/, обчислюємо величину i . Викладене вище дозволяє, між иншим, подати нове суто-практичне визначення ампера: АМПЕР ВІДПОВІДАЄ ТАКІЙ СИЛІ ТОКУ, ПРИ ЯКІЙ В ОДНУ СЕКУНДУ ВИДІЛЯЄТЬСЯ 1,118 МГР. СРІБЛА.

§ 55. Включимо послідовно в електричний ланцюг три вольтметри один газовий /з розчином H_2SO_4 /, другий срібний /з розчином $AgNO_3$ / і третій мідяний /з розчином $CuSO_4$ / . Як що за певний протяг часу в першому з них витворився 1,008 грама водню то, за той же протяг часу в другому з них виділилося 107,88 гр. срібла, а в третьому $31,8 = \frac{63,6}{2}$ гр. міді. Число 107,88 означає атомний тягар срібла; отже бачимо, що хемичний еквівалент срібла є рівний його атомному тягару; це є вислідом того що срібло уявляє собою тіло ОДНОВАЛЕНТНЕ, себ-то таке, атом якого при всіх реакціях обміну вступає ОДИН атом водня. Для міді ми маємо атомний тягар 63,6; в розчині H_2SO_4 атом міді вступає ДВА атоми водня /витворюючи $CuSO_4$ /, а через те хемичний еквівалент міді виносить

$\frac{63,6}{2} = 31,8$, як про це вже ми мали нагоду довідатися при ознайомленні з вислідами Фарадеевих досвідів. Перебираючи одне за другим різні тіла прийдемо до такого загального висновку: ДЛЯ ОДНОВАЛЕНТНИХ ТІЛ ВАРТОСТІ ХЕМИЧНИХ ЕКВІВАЛЕНТІВ ВИЗНАЧАЮТЬСЯ ЇХНИМИ АТОМНИМИ ТЯГАРАМИ, ДЛЯ МНОГОВАЛЕНТНИХ ТІЛ ВАРТОСТІ ХЕМИЧНИХ ЕКВІВАЛЕНТІВ ВИЗНАЧАЮТЬСЯ СТОСУНОМ АТОМНИХ ТЯГАРІВ ДО ВАЛЕНТНОСТІ; таким чином як що через Z вазначимо хемичний еквівалент, а через P атомний тягар, то для n - валентного тіла матимемо:

$$Z = \frac{P}{n} \quad /159/$$

Згідно другому Фарадеевому закону все та ж кількість електричності виділяє з електролітів тіла в кількостях просто пропорціональних до їхніх хемичних еквівалентів. Через те то при виділенні водню ми маємо 107,88 гр. срібла й 31,8 гр. міді. Бо мідь, як ми бачили в'являється тілом двовалентним, а через те для неї взір /159/ дає: $Z = \frac{P}{2} = \frac{63,6}{2}$

Розглянувши цілу низку хемичних wzорів: $HCl, NaCl, H_2O, ZnCl_2, H_2S, HgCl_2, FeCl_3, AgCl_3$, приходимо до аналогічного висновку, що хемично-еквіва-

лентними по-між собою кількостями будуть: $H, Cl, Na, \frac{1}{2}O, \frac{1}{2}Zn, \frac{1}{2}Hg,$

$\frac{1}{2}SO_4, \frac{1}{2}Fe.$

Таким чином бачимо, що кількість електричності, яка

вितворить 1,008 гр. водня, виділить: 35,45 гр. хлору, 63,04 гр. $NO_3, \frac{16}{2}=8$ гр. кисеня, $\frac{65,4}{2}=32,7$ гр. цинку, $\frac{200,4}{2}=100,2$ гр. ртуті, $\frac{37,4}{2}=18,7$ гр. Fe заліза.

Отже на основі викладеного ми змалюємо собі таку картину: як що через де-кілька вольтметрів пройшла якась кількість електричності Q , то при цьому водню виділилося 1,008 m -грамів, то срібла виділилося 107,88 m -грам, міді 63,04 m -грамів, заліза $\frac{37,4}{2}$ m -грамів і т.д. Це показує, що ЕЛЕКТРОХІМІЧНІ ЕКВІВАЛЕНТИ СТОСУЮТЬСЯ ПО-МІЖ СОБОЮ ЯК ВІДНОШЕННЯ ВІДПОВІДНИХ АТОМНИХ ТЯГАРІВ ДО ВАЛЕНТНОСТЕЙ.

Який же з усього викладеного вище маємо остаточний практичний висновок? Щоби підійти до нього згадаємо, що маси таких кількостей різних тіл, які містять у собі однакове число атомів стосуються по-між собою, як атомні тягари. Отже, коли в процесі електролізу стосунок мас виділившихся кількостей срібла та водня визначається відношенням 1,008 : 107,88, то ми маємо сказати, що в названих порціях виділених током тіл міститься ОДНАКОВА КІЛЬКІСТЬ АТОМІВ; що далі стосунок мас водня та міді окреслюється відношенням: 1,008 : 31,8, то маємо сказати, що у виділених током порціях водня та міді АТОМІВ ДВОВАЛЕНТНОЇ МІДІ МІСТИТЬСЯ В ДВА РАЗИ МЕНШЕ НІЖ АТОМІВ ВОДНЯ. Як що далі візьмемо розчини $FeCl_2$ та $FeCl_3$, то, перепустивши через них ток, побачимо, що при однакових кількостях виділеного з них хлору, кількості заліза перебуватимуть по-між собою в стосунку 3:2 /відвор.-пропорц. до стосунку валентностей заліза в названих сполуках/. Отже узагальнюючи допіру зазначене, скажемо, що у ВІДПОВІДНИХ ПОРЦІЯХ ВОДНЯ ТА n - ВАЛЕНТНОГО ТІЛА КІЛЬКІСТЬ АТОМІВ ОСТАТНЬОГО e В n РАЗІВ МЕНШОЮ ВІД КІЛЬКОСТІ АТОМІВ ВОДНЯ.

Таким чином бачимо, що все та ж кількість електричності Q переноситься M атомами водня чи іншого одновалентного тіла, $\frac{Q}{2}$ атомами двовалентних тіл, $\frac{M}{n}$ атомам n -валентного тіла. З цього приходимо до висновку, що на атом n - валентного тіла припадає кількість електричності в n разів більша, ніж на атом тіла одновалентного.

Валентність завше виражається цілими числами; а через те й стосунок по-між набоями, які в процесі електролізу переносять іони різних тіл, має вираження тими ж числами; при цьому найменша вартість набою припадає на ІОНИ ВОДНЮ ТА ІНШИХ ОДНОВАЛЕНТНИХ ТІЛ. Той факт, що НАБОЇ ВСІХ БЕЗ ВИНЯТКУ ТІЛ МАЮТЬ УЯВЛЯТИ СОБОЮ ВЕЛИЧИНИ, КРАТНІ ВЕЛИЧИНИ НАБОЮ ВОДНЕВОГО, приводить нас до кардинальної ваги висновку, а саме: В ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИХ ПРОЦЕСАХ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ВИЯВЛЯЄ СЕБЕ ЯКО СУБСТАНЦІЯ П Е Р Е Р И В Ч А С Т О І /А НЕ ТЯГЛОЇ/ СТРУКТУРИ; ЦЯ СТРУКТУРА МАЄ ТАКИЙ ЖЕ АТОМНИЙ ХАРАКТЕР, ЯК І СТРУКТУРА МАТЕРІЇ; НАЙМЕНША МОЖЛИВА КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, СЕБ ТО ЕЛЕКТРИЧНИЙ АТОМ, ВИЗНАЧАЄТЬСЯ НАБОЕМ ІОНУ ОДНОВАЛЕНТНОГО ТІЛА. НАБОЇ ІОНІВ УСІХ ІНШИХ ТІЛ З'ЯВЛЯЮТЬСЯ ПРОСТИМИ КРАТНИМИ НАЗВАНІ ЕЛЕМЕНТАРНОЇ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.

Витворена Гемгольцем /Helmholtz/, і вперше виголошена ним в його знаменитій "Фарадеевій промові" /1831/ ідея атомної структури електричності в'являється виключною, як по своєму внутрішньому інтересу, так і по її величезній ролі, яку їй довелося відіграти в історії фізики. Нею відзначається початок нової доби в поглядах не лише на внутрішню природу електричності, а також і на будову самої матерії. Послідуєчий наш виклад покаже оскільки плідотворчою була ця ідея і до яких широких обріїв привела вона кінець-кінцем наукову думку.

На підставі викладеного вище основний взір /152/, що є математичним висловом Фарадеевих законів, ми можемо подати в найзагальнішій формі; отже, взявши на увагу взори /155/ та /156/ зможемо написати:

$$M = 0,01036 \cdot \frac{P}{n} \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /160/$$

Цей взір окреслює з'явище електролізу в цілому. В ньому величина M виражена в міліграмах. Переводючи її на грами, дістанемо:

$$M = 0,00001036 \cdot \frac{P}{n} it = 1,036 \cdot 10^{-5} \frac{P}{n} it \dots \dots \dots /161/$$

При $i=1$; $t=1$ в цього взору ми маємо взір /157/. Звертаючись ще раз до нього, ми дістаємо:

$$M_k = \frac{L}{96540} \text{ ГРАМ} = \frac{P/n}{96540} \text{ ГРАМ} \dots \dots \dots /162/$$

M_k означає /виражену в грамах/ масу, яку виділяє один кулон; отже бачимо, що 96540 кулонів виділять $\frac{P}{n}$ грамів даного тіла. Умовимось для всякого тіла масу його в грамів, де P є атомний тягар тіла, а n означає його валентність, називати ГРАМ - ЕКВІВАЛЕНТОМ даного тіла. Тоді ми приходимо до наступного важливого висновку: ФАРАДЕЄВА СТАЛА, СЕБ-ТО 96540 КУЛОНІВ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЯКУ В ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОЛІЗУ ПЕРЕНОСИТЬ НА СОБІ ОДИН ГРАМ-ЕКВІВАЛЕНТ УСЯКОГО ТІЛА. Те саме можемо сформулювати ще инакше: ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ЧЕРЕЗ ЕЛЕКТРОЛІТ 96.540 КУЛОНІВ ВІДПОВІДНІ СУЧАСТКИ ВИДІЛЯЮТЬСЯ З НЬОГО В КІЛЬКОСТЯХ, РІВНИХ ЇХНІМ ГРАМ-ЕКВІВАЛЕНТАМ.

§ 56. Матеріал, з яким ми ознайомилися вище, уможлиблює нам створення певної уяви про внутрішній характер процесу електролізу. Ми бачили, що в цьому процесі з одного боку відбувається певне ПЕРЕМІЩЕННЯ МАТЕРІЇ, з другого - має місце ПЕРЕНЕСЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАБОЇВ. Перший з названих процесів натурально не може з'являтися тяглим, бо його переривчастість безпосередньо ставиться переривчастою структурою матерії, найменша елементарна кількість якої прибирає форму МАТЕРІАЛЬНОГО АТОМА. Що до другого процесу, то, як ми бачили, досвідні дані теж промовляють за його переривчастість, а саме за те, що перенесення електричності всередині електроліта може відбуватися лише певними порціями, найменша з яких має цілком означену величину, що відповідає АТОМУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Цей атом електричності ми в послідовному викладі називатимемо ЕЛЕКТРОНОМ.*)

Таким чином ми бачимо, що аналіз експериментального матеріалу, який дає процес електролізу, безпосередньо приводить до того висновку, що ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ЧЕРЕЗ РІДКІ ПРОВІДНИКИ Є БЕЗПОСЕРЕДНЬО ЗВ'ЯЗАНЕ З ПЕРЕНЕСЕННЯМ МАТЕРІЇ, і що в даному випадку ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК МАЄ К О Н В Е К Д І Й Н И Й ХАРАКТЕР. Конвекція електричних набоїв: додатних - у напрямку поля /від анода до катода/, від'ємних - у напрямку протилежному /від катода до анода/ відбувається за поміччю ІОНІВ, себ-то тих атомів, або атомних груп, на які розпадаються молекули електроліту.

В стадії свого руху всередині течії іон уявляє собою сполучення певної елементарної кількості матерії з такою ж елементарною кількістю електричності - електроном. Осягнувши до поверхні відповідного електрода, іон віддає йому свій набій, який простує далі по твердому провіднику в напрямку до другого електрода, беручи таким чином участь у витворенні з'явища електричного тока в зовнішньому контурі, а сам осідає на поверхні електрода в формі стратившої електричності стає часточкою нейтральної матерії. ІОН, ЩО МАЄ ВІД'ЄМНИЙ НАБІЙ І ОСІДАЄ НА ПОВЕРХНІ АНОДА НАЗИВАЄТЬСЯ АНІОНОМ, ІОН, ЩО МАЄ ДОДАТНИЙ НАБІЙ І ОСІДАЄ НА ПОВЕРХНІ КАТОДА, НАЗИВАЄТЬСЯ КАТІОНОМ **)

Рух катіонів та аніонів всередині електроліта при проходженні через нього току можна символічно окреслити схемою рисунку 122. Ця схема пояснює між иншим, через що саме ВИДІЛЕННЯ ПРОДУКТІВ ЕЛЕКТРОЛІЗУ МАЄ МІСЦЕ ЛИШЕ НА ПОВЕРХНІ ЕЛЕКТРОДІВ і не відбувається в цілій масі електроліту. Як бачимо рух ланцюгів, складених з аніонів, у один бік та, складених з катіонів, у другий бік, дає вільні іони того або иншого знаку в крайніх частинах течії; в середній її частині сполучення аніонів та катіонів витворюють нейтральні молекули. Подана вище схема відповідає тій загально-принятій гіпотезі про внутрішній характер з'явища електричного тока в рідких провідниках, яка вперше була висловлена /року 1805/ ГРОТ-

х/ Названий термін запропоновано СТОНЕЕМ /Stoney/.

хх/ Термін "іон" уведено в науку ФАРАДЕЄМ; іон по грецькому означає: той що йде. Таким терміном Фарадей хотів відзначити основну прикмету іонів - їхню рухомість.

XV СОМ / Grothaus 1.

Ми вважали до розгляду поняття про іон, спираючись виключно на дані безпосереднього досвіду. Констатуємо факт, що при проходженні електричного струму через рідкі провідники, молекули останніх розпадаються на певні дві частки, останнім ми і надали назву іонів. Але, базуючись на

таких досвідних даних, ми даємо зовнішньої, формальної сторони до цього часу не йшли й питання про те звідки беруться і як саме витворюються іони ми не торкалися. Присвятимо тепер декілька слів цій справі.

Згідно поглядів сучасної науки, молекули всіх електrolітів, себ-то рідких провідників, перебувають у стану т.зв. електrolітичної диссоціації. Зміст останнього з'явища полягає в тому, що молекули електrolіту автономно, без найменших сторонніх впливів підпадають процесу розпаду на дві частки, кожна з яких уявляє собою атом, або групу де-

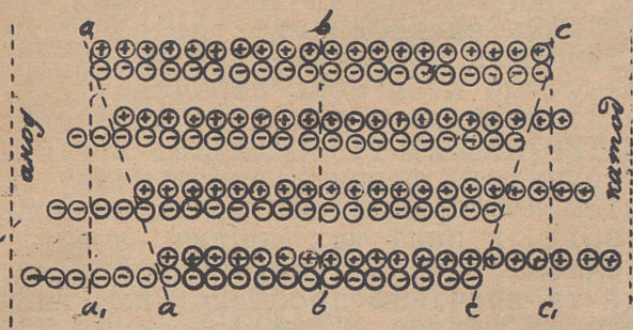


Рис. 124.

КІЛЬКОХ АТОМІВ. Ці дві частки молекули рідкого провідника й дають те, що ми назвали АНІОНОМ та КАТІОНОМ. Само собою розуміється що витворені через диссоціацію молекул іони, приймають безпосередньо участь у тому жвавому молекулярному русі, який невинно відбувається всередині течії. З цих причин аніони та катіони переміщуються по-між собою й тисячі разів протягом однієї секунди, витворюють при зустрічах нейтральні молекули та знову розбиваються на самостійні іони. Вислідом такої частичності в русі іонів та відсутності в останньому будь-якого переважачого напрямку і з'являється "нейтральність" течії. При цьому внутрішній стан її з бігом часу не зазнає помітних змін, бо по-між двома взаємно-противними процесами: диссоціацією молекул та сполученнями іонів протилежних знаків існує певна рівновага.

Картина внутрішнього стану течії кардинально змінюється, коли ми витворюємо в ній ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ. Як що до посудини, в якій знаходиться теча, ми уміщуємо дві металеві плити й сполучаємо останні з полями гальванічного елемента, - ХАОТИЧНИЙ РУХ ІОНІВ ВНУТРИ ТЕЧІ НЕГАЙНО УПОРЯДКОВУЄТЬСЯ, ПРИ ЧОМУ ПІД ВПЛИВОМ СИЛИ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ОДНА ГРУПА ІОНІВ /АНІОНИ/ РОСПОЧИНАЄ РУХ У НАПРЯМКУ ДО АНОДА, А ДРУГА /КАТІОНИ/ В НАПРЯМКУ ДО КАТОДА.

Повстає таким чином тягла конвекція електричних набоїв, яка й справляє той ефект, що його ми звано ЕЛЕКТРИЧНИМ ТОКОМ У РІДКОМУ ПРОВІДНИКУ. Змалювана вище картина хаотичного руху іонів всередині течії нагадує нам ярмарочний майдан, по якому люде товчуться без жадної системи; уявимо тепер, що десь на названому майдані трапилася пожежа і всіх присутніх змобілізовано носити цебрами воду від криниці до місця пожежі. Тоді рух однієї половини людей з повними цебрами від криниці до пожежі й рух другої їх половини з порожніми цебрами від пожежі до криниці створить собі аналогію руху електrolітичних іонів під впливом електromоторної сили.

Попередній виклад виразно окреслив нам ту принципову різницю, яка існує по-між провідниками першого роду та провідниками другого роду: В РІДКИХ ПРОВІДНИКАХ ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ БЕЗПОСЕРЕДНЬО ЛУЧИТЬСЯ З ПРОЦЕСОМ ПЕРЕНОСЕННЯ ІОНАМИ МАТЕРІЇ; У ПРОВІДНИКАХ ТВЕРДИХ ТАКЕ ПЕРЕНОСЕННЯ МІСЦЯ НЕ МАЄ; В НИХ З'ЯВИЩЕ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ СТАВИТЬСЯ ВИКЛЮЧНО РУХОМ ВІДБІВНИХ ЕЛЕКТРОНІВ, СЕБ-ТО СВОБІДНИХ НЕ ЗВ'ЯЗАНИХ З МАТЕРІЄЮ АТОМІВ ВІД'ЄМНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.

Щоби не справляти невизначених та неукінчених уяв, заберемо трохи наперед і до сказаного допіру додамо декілька слів у напрямку повнішого охарактеризування електрона й окреслення загальних поглядів науки на цих днях на внутрішню природу електричності. Отже, сучасна наука вважає,

що КОНКРЕТНОЮ РЕАЛЬНОСТЮ з'являється ЛИШЕ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ВІД'ЕМНА; ДОДАНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЯК САМОСТІЙНОГО ЧИННИКА, НЕ ІСНУЄ І ЦЕЙ ВИД ЕЛЕКТРИЧНОСТІ НАЛЕЖИТЬ ТРАКТУВАТИ ЯКО ВІДСУТНІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ВІД'ЕМНОЇ. Відбираючи від нейтрального тіла від'ємну електричність, ми його тим самим електризуємо ДОДАТНО; навпаки надаючи йому від'ємну електричність ми справляємо його ВІД'ЕМНУ електризацію. Відповідно до прийнятої нами ТЕОРІЇ АТОМНОЇ СТРУКТУРИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, маємо сказати, що ЕЛЕКТРОН УЯВЛЯЄ СОБОЮ ЕЛЕМЕНТАРНУ КІЛЬКІСТЬ ВІД'ЕМНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Нейтральний атом з долученим до нього одним або де-кількома електронами, творить собою ВІД'ЕМНИЙ ІОН; навпаки атом, що стратив один або де-кілька електронів, уявляє собою ІОН ДОДАТНИЙ. З того факту, що атом може страчувати електрони, безпосередньо слідує, що останні творять собою його частки. Отже приходимо до висновку, що АТОМИ МАТЕРІАЛЬНИХ ТІЛ СКЛАДЕНІ З АТОМІВ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ - ЕЛЕКТРОНІВ. Але електричність творить собою певну форму енергії, себ-то з'являється субстанцією аматеріальною; то як же вона може виступати в ролі фундаменту матерії, в ролі тих цеглин, з яких побудована остання?... Ми підійшли до однієї з найбільших таємниць життя до тієї виключної по своїй інтересу та значінню проблеми, під знаком якої народилася й пишню розквітла модерна фізика. Устами останньої ми скажемо: так - цеглинами, з яких побудовано матеріальний атом, з'являються електрони, первісною основою матерії є безтіла електрична енергія, і, щоби відкинути остаточно можливі здивовання з приводу цього, щоби розвіяти всі сумніви, - скажемо ще більш рішучі слова: модерна наука в останніх своїх висновках приходять до рівняння: матерія = енергія. Матерія, - те найбільш чинне і найбільш реальне, що ми звикли вважати первісною основою цілого космічного життя, не з'являється безумовним абсолют, а творить собою певну фікцію, самий факт існування якої та її й характер безпосередньо ставляться характером нашої психо-фізіологічної організації.

Матерія є лише зовнішнім виявом енергії, є тією формою, в якій ми цю останню переймаємо своїм фізіологічним апаратом.

Ми живемо у повітряному оточенні; але безпосередньо не помічаємо його в найменшій мірі. І коли б не існувало певних форм активного його вияву, коли б не було вітрів та інших повітряних течій, про існування названого оточення ми може б і не підозрівали. В стані спокою повітря не є для нас чинною субстанцією; такою він робиться лише в стані руху тоді, на основі певних фізіологічних вражень, ми починаємо трактувати повітряний ток, яко певну реальність. Але ця зовнішня реальність, реальність повітряного току, є безпосереднім вислідом іншої реальності, внутрішньої - реальності існування самого повітря; як що не було б останнього, то не було б ні вітрів, ні бурь, ні жадних інших виявів руху повітряних мас. Так само стоїть справа і з матерією; безпосередньо енергію ми майже не в стані переймати; але наш фізіологічний апарат є значно більше пристосований до переняття енергії в тому її особливому стані, який відповідає нашій уяві про МАТЕРІЮ. Лише з цих причин поняття про матерію є для нас дуже близьким та рідним і лише через це в системі свого світорозуміння ми відводимо матерії першорядне місце. Глибше трактування цієї інтересної й важливої проблеми вивело б нас за межі нашого курсу.

§ 57. Покажемо, як спираючись на з'явище електролізу, можна перевести ОБЧИСЛЕННЯ ЕЛЕМЕНТАРНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО НАБОЮ.

З попереднього викладу слідує, що найменшою можливою кількістю електричності з'являється та її кількість, яку в процесі електролізу несе на собі атом одновалентного тіла. А через те для визначення величини електричного атома вистарчить знайти вартість того набоя, який припадає на один атом водня. Це ми й зробимо.

Грам-еквівалент водня, що виносить 1,008 гр. переносить, в процесі електролізу 96.540 кулонів або $96540 \cdot 3,10^9 = 28,95 \cdot 10^{13}$ абсолют. одиниць. Обсяг, який грам-еквівалент займає в умовах нормального тиснення та температури, знайдеться дорогою поділення маси 1,008 гр. на густоту водня, що для названих умов виносить $8,995 \cdot 10^{-5}$ гр/см³. Отже, для

обсягу v грам-еквіваленту водня ми дістанемо вартість: $v = \frac{1,008}{8,995,10} \cdot 5$
 $= 1,121 \cdot 10^4 \text{ см}^3$

Але ми знаємо, що при нормальних умовах в одному куб. сантим. газу міститься $27,1 \cdot 10^{18}$ молекул /це є так зв. ЛОШМИДТОВЕ ЧИСЛО. Отже на 1 грам-еквівалент водня припадає $27,1 \cdot 10^{18} \cdot 1,121 \cdot 10^4 = 3,03 \cdot 10^{23}$ молекул. Кожда молекула водня складається з двох атомів; через те кількість останніх у грам-еквіваленті виносить $6,06 \cdot 10^{23}$. Поділивши знайдену нами вище величину $28,95 \cdot 10^{13}$ ел.-ст. одиниць на останнє число, ми й дістанемо величину набою, що припадає на один атом водня; отже матимемо:

$$e = \frac{28,95 \cdot 10^{13}}{6,06 \cdot 10^{23}} = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ ел.-стат. одиниць.}$$

Спираючися на закон Фарадея, скажемо, що такий набій e несуть на собі атоми всіх одновалентних тіл; атоми тіл двовалентних несуть набої вдвічі більші, атоми тіл n -валентних несуть набої величини $n \cdot e$. Отже бачимо, що внутрішній аналіз з'явища електролізу підносить перед нами завісую, що ховала за собою одну з великих загадок природи. Таємнича властивість матерії, якій хемія дала назву "ВАЛЕНТНОСТІ" дістає в з'явищах електролізу цілком певне й укінчене освітлення; вона є зовнішнім виявом тих електричних процесів, що заходять в середині елементів матерії. Ми таким чином бачимо, що справді електричні сили відіграють основну першорядну роль в космосі, і що було би великою хибкою дотримуватися й надалі повір'ям старої науки, що розглядала електричність, яко певну властивість матерії. Цілком навпаки - належить теорію будови матерії спертися на властивості електричності, на ту атомну його структуру, в якій ми вище мали нагоду ознайомитись. Новітня наука це як раз і робить; вона вже створила укінчену уяву про будову атома та про характер внутрішніх процесів, основну роль в яких відіграють ЕЛЕКТРОНИ. Електрон таким чином займає центральне положення в сучасному науковому світорозумінні. Він є альфою, від якої належить начинати розгляд всесвіту, з тією цеглиною, яка служить будівельним матеріалом для цілого космосу. А через те уділимо електронів як найбільшу увагу і не забудьмо запам'ятати, що величина

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ абсол. електростат. одиниць } /163/$$

що окреслює собою елементарний набій атома електричності, творить собою одну з важливіших констант природи.

Про названу величину нам доведеться ще не раз згадувати; наприкінці нашого курсу, ознайомившись зі з'явищами проходження електричності через розріджені гази та процесами, що відбуваються в середині радіоактивних тіл, ми зможемо ширше глянути на справу й змалювати собі картину внутрішньої будови матерії, в тій її схемі, яку накреслює т зв ТЕОРІЯ ЕЛЕКТРОНІВ.

§ 58. Електроліз знаходить собі цілу низку застосувань у техніці. Головними з них є: ЕЛЕКТРОМЕТАЛУРГІЯ, ГАЛЬВАНОСТЕГІЯ, ГАЛЬВАНОПЛАСТИКА, ЕЛЕКТРОТИПІЯ та ЕЛЕКТРИЧНЕ РАФІНОВАННЯ МЕТАЛІВ.

ЕЛЕКТРОМЕТАЛУРГІЮ називається спосіб одержання чистого металу дорогою електролізу розтоплених /при відповідно-високих температурах, витворених електричними пічми/ солей цього металу. Такою дорогою видобуваються ГЛИНЕЦЬ /Al/, МАГНІЙ /Mg/, КАЛЬЦІЙ /Ca/, СОДІЙ /Na/ і інші метали.

Схему установки, в якій користають при цьому, подає рис 125. Тут P означає виготовлену з вугілля камеру, що служить разом і електричною піччю й посудиною, в якій відбувається електролітичний розклад. Ця камера виконує функції катода. Анодом служать вугільні плиточки A в початку анод приводиться в контакт з катодом і цією дорогою витворюється вольтові лук, який ростоплює сіль. Далі електроди розсуваються й розпочинається процес електролізу.

ГАЛЬВАНОСТЕГІЮ називається спосіб вкриття електролітичною до-

рогою поверхні одного металю верствою металю другого. Сюди відноситься переважно **НИКЕЛЬОВАННЯ** заліза та сталі /з'окрема частин різних пристроїв та машин/, а також **СРІБНЕННЯ** та **ЗОЛОЧЕННЯ** різних предметів людського вжитку. Для того, щоби даний предмет укрити верствою якогось металю, його містять до ванни в розчиню якої - небудь соли цього металю і злучають з **ВІД'ЕМНИМ** полем гальванічної батареї; таким чином даний предмет виконує функції катода й на ньому осідає чистий метал, що виділюється з електроліту; для поповнення запасу цього металю в розчині, анод виготовляється як раз із нього; так що витворення металеві верстви на предметі відбувається коштом розчинення в електроліті анода. На рис. 126 показана схема срібної ванни, на рис. 127 загальний її вигляд.

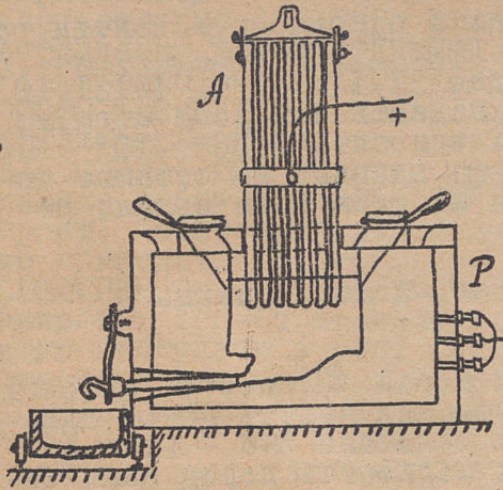


Рис. 125.

електролітичною дорогою **ВІДБИТКІВ ТА КОПІЙ** різних предметів /наприклад монет, медалів, бюстів і т.инш./.

Відміною гальваностегії є **ГАЛЬВАНОПЛАСТИКА** себ-то спосіб витворення

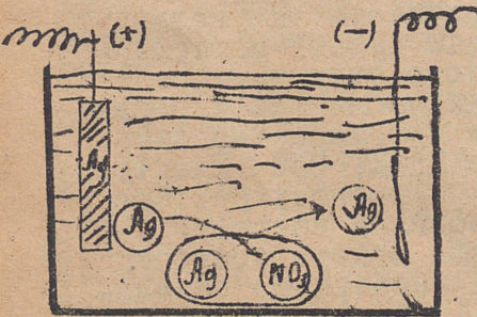


Рис. 126.

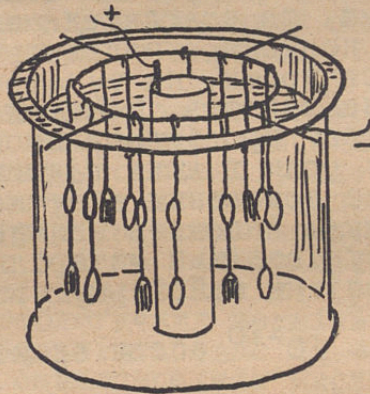


Рис. 127.

Щоби дістати такий відбиток, виготовлюють восковий відтиск даного предмету /відворотний так би мовити останньому/ й поверхню його натирають графітним порошком. Після такої обробки наввана поверхня набуває властивість електропровідности, а через те її можна вжити в ролі катода гальванопластичної ванни. Верства металю, осівша на такому відтиску, дає точну копію

первісного предмета. Метода гальванопластики винайдена року 1837 **ЯКОБИ** /1801-1874/. До цього винаходу Якоби прийшов цілком випадково; перечищаючи Даніелів елемент, він звернув увагу, що відламки осівшої на катоді міді, відлупившись від його поверхні, передавали всі деталі структури останньої. Це спостереження й послужило імпульсом для дальших праць Якоби.

ЕЛЕКТРОТИПІЯ є другою відміною гальваностегії. Вона уявляє собою вручний спосіб виготовлення т.зв. **СТЕРЕОТИПІВ**.

Коли в друкарні зроблено наклад однієї книги, то його неможливо довго тримати в такому вигляді, бо шрифт потребується для інших накладів. Отже в цьому випадку поступають так: виготовивши наклад сторінки роблять з нього восковий відтиск, останній вкривають графітним порошком і після цього містять в ролі катода до мідяної ванни /з розчином CuSO_4 /. За анод беруть мідяну плитку. При перепусканні току через ванну мідь відкладається на катоді й таким чином дає металевий відбиток даної сторінки. Коли верства міді стане в належній мірі міцною /осягне товщини в 1 1/2 - 2 мм./, перепускання току припиняють, мідяний відбиток витягають з ванни і зворотній його бік заливають друкарським металем /для збільшення міцности/. Такий відбиток і має назву **СТЕРЕОТИПУ**.

Електричне **РАФІНОВАННЯ МЕТАЛІВ** базується на тому викритому досвідною дорогою факті, що у випадку, коли анод, виготовлений з незовсім чистого металю й містить у собі домішки інших металів, - ці домішки не

простують до катоду, а переходять до розчину й після того опадають до дна ванни; таким чином на катоді осідає лише чистий метал. Окреслена метода широко вживається в техніці для рафінування міді, яка після витоплення її з руди не в'являється в належній мірі чистою. Випродуквана такою дорогою мідь дістає назву МІДІ ЕЛЕКТРОЛІТИЧНОЇ.

§ 59. Вище ми ознайомилися з низкою корисних застосовань електролізу. Але при певних умовах назване в'являє може витворити й шкідливі ефекти. Кажучи так, ми маємо конкретно на увазі т.зв. МАНДРИВІ ТОКИ. Річ у тому, що електричні дороги вживають в ролі другого провoda землю /рис. 128/. Отже коли такий електричний ток, пробігаючи по земних шарах, здібує на своїй дорозі якісь металеві установки, /наприклад водоводні або газоводні/, - він справляє в них електроліз і цим способом спричиняється до їхнього ушкодження. Історія подає не мало прикладів, коли мандривні токи породжували гучні судові процеси.

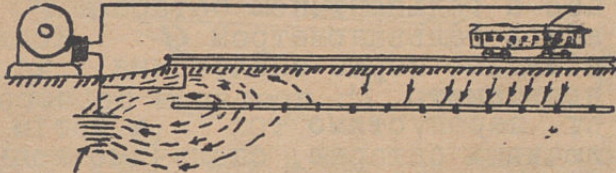


Рис. 128.

§ 60. З причини електролітичного процесу в рідких провідниках, вислідом якого є витворення нових тіл на електродах та зміна концентрації електролітів, при помірах опорів названих провідників не в'являється можливим уживати метод, прийнятих для провідників твердих і доводиться вишукувати таких способів, при яких не відбуваються зміни електромоторної сили та опору електроліта. КОЛЬБРАУШ /Kohlbrausch/ запропонував свого часу прекрасний спосіб поміру опору рідких провідників, що уявляє собою відповідним чином модифіковану методу Витстонового містка. Названа модифікація полягає вЗАМІНІ ГАЛЬВАНІЧНОГО ЕЛЕМЕНТА РУМКОРФОВИМ ІНДУКТОРОМ, А ГАЛЬВАНОМЕТРА-ТЕЛЕФОНОМ. Як бачимо СТАЛИЙ ток замінюється в установці на ток ЗМІННИЙ, що при проходженні через електроліт справляє два взаємно протилежні ефекти, які компенсують один одного. Реція телефона є той ж, що і реція гальванометра при сталому тоці; там ми підбирали найменше відхилення гальванометра, тут ми підшукуємо МІНІМАЛЬНУ СИЛУ ЗВУКУ в телефоні /джерелом звуку в'являється переривач індуктора/. Схему цілої установки подає рис. 129.

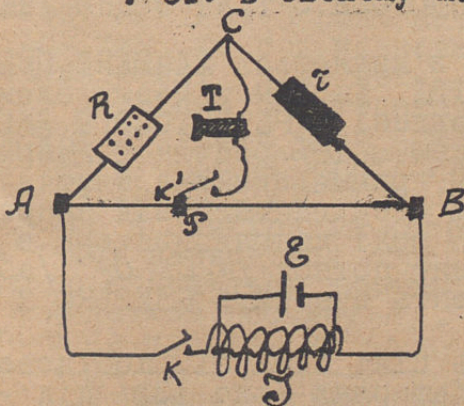


Рис. 129.

§ 61. В своїому місці ми зазначили й підкреслили той факт, що ПРОХОДЖЕННЯ ТОКУ ЧЕРЕЗ ЕЛЕКТРОЛІТ Є КОНЧЕ ЗВ'ЯЗАНИМ З ПРОЦЕСОМ ХІМІЧНОГО РОСКЛАДУ ЙОГО МОЛЕКУЛ НА ПЕВНІ СКЛАДНИКИ- ІОНИ. Отже всякий раз, як ми в гальванічному елементі сполучаємо по-між собою анод та катод і цієї дорогою витворюємо замкнений контур - в масі електроліту, який уявляє собою теча елемента, розпочинається процес розкладу його молекул на йони. Переводючи такий досвід з елементом Вольти, ми помічаємо, що в міру проходження току мідяна плівка все більше й більше вкривається водневими бульбашками; останні витворюються поблизу катода /де цинк увиходить до сірчаної кислоти й витискує звідтиль водень/ і, маючи додатний набій,

простують у напрямку поля /що назовні йде від міді до цинку, а внутрі елемента від цинку до міді/ аж поки не осягнуть поверхні анода. Одночасово з описаним процесом спостерігається ЗМЕНШЕННЯ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ ЕЛЕМЕНТА, яка безпосередньо після замкнення контуру вивносить близько 1,1 вольта, а далі починає швидко спадати. Це є вислідом того, що водень, виділившись з електроліту, змінює характер контакту по-між електродами та течею. По за цим виділення газу на поверхні електродів СПРИЧИНЯЄТЬСЯ

ДО ЗБІЛЬШЕННЯ ВНУТРІШНЬОГО ОПОРУ ЕЛЕМЕНТА, що має наслідком зміцнення сили електричного току в зовнішній частині контуру. Описане з'явище виділення з течі елемента продукту її розкладу, що має своїм вислідом зменшення електромоторної сили елемента та зріст його внутрішнього опору, дістає назву ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЕЛЕМЕНТА.

Зменшення електромоторної сили гальванічного елемента при поляризації його електродів належить розглядати як наслідок ВІТВОРЕННЯ В ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОЛІТИЧНОГО РОЗКЛАДУ ТЕЧІ, що ВИПОВНЮЄ ЕЛЕМЕНТ, ОСОБЛИВО ЕЛЕКТРОМOTORНОЇ СИЛИ ПРОТИВНОЇ ПО ЗНАКУ, ЕЛЕКТРОМOTORНОЇ СИЛИ САМОГО ЕЛЕМЕНТА. В існуванні такої ПОЛЯРИЗАЦІЙНОЇ ЕЛЕКТРОМOTORНОЇ СИЛИ легко переконатися на досвіді. Для цього візьмемо установку, схема якої подана на рис. 130. Тут за поміччю комутатора К вольтаметр V може злучатися

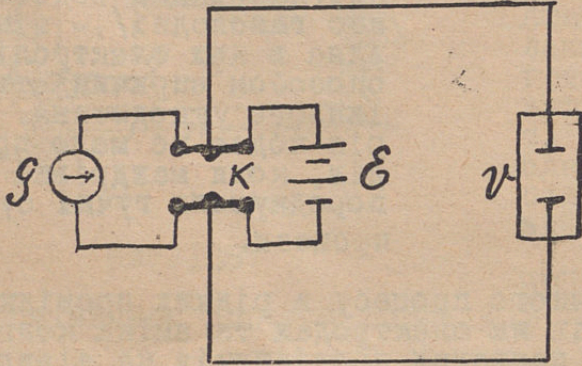


Рис. 130.

або з гальванічною батареєю E , або з гальванометром g . Коли ми візьмемо перше сполучення і через вольтаметр V протягом певного часу перепустимо ток, а потім вилучивши батарею, сполучимо вольтаметр з гальванометром, то побачимо, що стрілка останнього дає певне відхилення, при чому таке, яке показує, що даний ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ТОК МАЄ НАПРЯМНІСТЬ ПРОТИЛЕЖНУ НАПРЯМНОСТІ ПЕРВІСНОГО ТОКУ. Зміст шкідливого з'явища, яке ми назвали поляризацією гальванічного елемента, вказує безпосередньо і шляхи до належного полагодження справи: необхідно увільнити елемент од виді-

лившогося водня, себ-то тим або иным чином усунути геть з поверхні електродів осівши на них газові баньки. Найпростіш це зробити механічно, за поміччю наприклад якої небудь щітки, що час од часу має змитати з електродів газові баньки; але само собою розуміється, що ця метода є дуже незручною і на практиці нічого не варта; більш зручним способом є тяглий РУХ ТЕЧІ; ріжними конструкторами було свого часу побудовано гальванічні елементи, основані на такій циркуляції внутрі елемента течі. Але й ці елементи не можуть уважатися за зручні, бо вимагають сталого догляду й опіки. Правдиве й вірне розв'язання нашої проблеми подають т. зв. ЕЛЕМЕНТИ З ДЕПОЛЯРИЗАТОРАМИ. ДЕПОЛЯРИЗАТОР, як то показує сама назва, уявляє собою тіло, що вводиться внутр елементу з метою АНУЛЮВАТИ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ЕФЕКТ ШЛЯХОМ ПОглинення ВИДІЛИВШОГОся З ТЕЧІ ВОДНЯ /ЧЕРЕЗ ВІДПОВІДНУ ХЕМІЧНУ РЕАКЦІЮ/.

Простішими з поміж названих елементів з'являється ЕЛЕМЕНТ ГРЕНЕ *1 Grenet*, загальний вигляд якого подає рис. 131. Анодом у цьому елементі з'являються дві плитки, виготовлені з РЕТОРТОВОГО ВУГІЛЯ, катодом - ЦИНКОВА ПЛИТКА. Течєю є 10% розчин СІРЧАНОЇ КИСЛИНИ H_2SO_4 . Коли елемент не працює, цинкова плитка підсовується до гори і таким чином зберігається від непродукційного розчинення в кислоті. В ролі деполаризатора в елементі Грене вживається двохроману потасу $K_2Cr_2O_7$ /або соду Na_2CO_3 /. Електромоторна сила елемента виносить БЛИЗЬКО 2 ВОЛЬТІВ.



Рис. 131.

Ріжні фірми виготовляють цілі батареї, побудовані по типу елемента Грене; в цих батареях /рис. 132/ підйомними з'являються не лише цинкові, а також і вугільні плитки.

Елемент Грене має ту хибу, що вимагає часто замінити течі новою - свіжою. Це зв'язується зі значними порівнюваними видатками і через те робить працю з таким елементом не-

x/ Продукт, що лишається після видобуття з каляного вугіля т. зв. світільного газу. xx/ Додається в кількості 150 грам на літр розчину.

економною. Через те науково-технічна думка стала вишукувати шляхів до

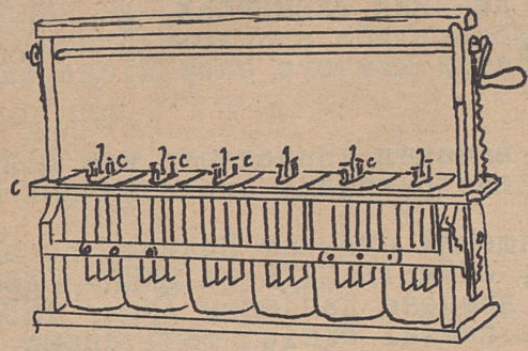


Рис. 132.

усунення згаданої хиби й сконструйовання більш економного елемента. Успішним кроком у цьому напрямку було **ВІДОКРЕМЛЕННЯ ДЕПОЛЯРИЗАТОРА ВІД ОСНОВНОЇ ТЕЧІ** і перехід до **ЕЛЕМЕНТІВ З ДВОМА ТЕЧАМИ**. Базуючись на цій засадничій ідеї, різні дослідники дали цілу низку конструкцій гальванічних елементів, що розрізняються по-між собою в деталях, але мають ту спільну рису, що деполаризатор міститься окремо від основної течі, від якої його відгороджують стінки посудини, виготовленої з легко-випаленої глини; така дірчаста глина не затримує руху водневих іонів, але ставить значні перешкоди змішуванню двох течей. Позитивною рисою в такій

схемі з'являється й те, що **ДЕПОЛЯРИЗАТОР МІСТИТЬСЯ В БЕЗПОСЕРЕДНЬОМУ СУСІДСТВІ З АНОДОМ**, себ-то знаходиться як раз там, де в ньому є правдива потреба. З другого боку є можливість **ПЕРЕВОДИТИ ЗАМІНУ ДАНОГО РОСЧИНУ КИСЛИНИ СВІЖИМ БЕЗ ТАКОЇ Ж ЗАМІНИ ДЕПОЛЯРИЗАТОРА**, що з матеріального боку і дає як раз значну економію.

Перед тим як перейти до ближчого ознайомлення з різними конструкціями гальванічного елемента з двома течями, присвятимо де-кілька слів питанню про **РОЛЮ В ЕЛЕМЕНТІ ЕЛЕКТРОДІВ**. Ми бачили, що в елементі Вольти, електромоторна сила якого виносить 1,1, катодом є цинк, а анодом мідь; в елементі Грене, що має електромоторну силу біля 2 вольтів, катодом лишається цинк, а в ролі анода виступає вугілля. Отже бачимо, що заміна міді вугіллям принесла користь і спричинилася до зросту електромоторної сили. Внутрішня причина такого з'явища є цілком приступною для нашого розуміння: процес праці гальванічного елемента є процес перетворення акції сил хемічних в акцію сил електричних; ефект останньої безпосередньо залежить від ефекту першої, а через те величина електромоторної сили елемента ставиться напруженням хемічного діяння всередині елемента.

В елементі Вольти хемічна акція по-між мідю та кислотою справляла ефект протинний по напрямности тому ефекту, який витворював контакт з кислотою цинку. Через те заміна активного з хемічного погляду тіла міді нейтральним тілом - вугіллям корисно відбилася на справі, в цілому спричинивши до зросту електромоторної сили елемента. Після цього зауваження нам стане ясним через що саме більшість гальванічних елементів має в ролі аноду **ВУГІЛЛЯ**. В ролі катода майже виключно вживається **ЦИНК**; це пояснюється тим, що при незначній-порівнюючи вартості цинк справляє високий хемічний ефект /дуже легко вступає в сполуку з основною течєю елемента/.

Досвідне спостереження над діяльністю будь якого гальванічного елемента викриває один дуже важливий з практичного боку факт, а саме: **ХЕМІЧНИЙ ПРОЦЕС РОСПУСКАННЯ ЦИНКУ В КИСЛИНІ ВІДБУВАЄТЬСЯ ТЯГЛО І ЦІЛКОМ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ОД ТОГО ФУНКЦІОНУЄ ЧИ НІ ДАНИЙ ЕЛЕМЕНТ**. Таким чином матеріал одного з електродів непродукційно гине. Для усунення цього шкідливого з'явища вживається особливих засобів, які полягають в **АМАЛЬГАМОВАННЮ ЦИНКУ** це осягається дорогою потирання поверхні цинкового електрода ртутью /з додатком розчину H_2SO_4 / . Амальгамований катод під час, коли елемент не працює, не розпускається в течі майже зовсім і витрачається

х/ Причина цього з'явища полягає в т.зв. **ЛОКАЛЬНИХ ТОКАХ**. Річ у тому, що цинк завше містить у собі домішки з вугілля та заліза. Їхня присутність витворює певну контактну різницю потенціалів, у вислід якої і певстають згадані вище токи. Від вугілля чи заліза вони йдуть до цинку, далі переходять до електроліту й цією дорогою вертають назад. Сфера їхньої циркуляції є ультра-малою, через що вони й дістають назву токів локальних. Існуванням локальних токів пояснюється через що і при неважкому елементі цинковий електрод розпускається в кислоти і на його поверхні виділяються водянні баньки.

лише при функціонуванні елемента. Однак в деяких елементах, як наприклад в елементі Грене, розчинення цинку не усеується в належній мірі й амальгуванням. Через те в таких елементах катод кожного разу після закінчення праці витягається геть із течі.

§ 62. Зроблені вище підготовчі зауваження дозволяють нам цілком свідомо підійти до ознайомлення з різними конструкціями гальванічних елементів.

ЕЛЕМЕНТ ДАНИЕЛЯ уявляє собою поліпшений елемент Вольти, бо електродами в ньому, як і в названому елементі, служать МІДЬ та ЦИНК. Удоско-

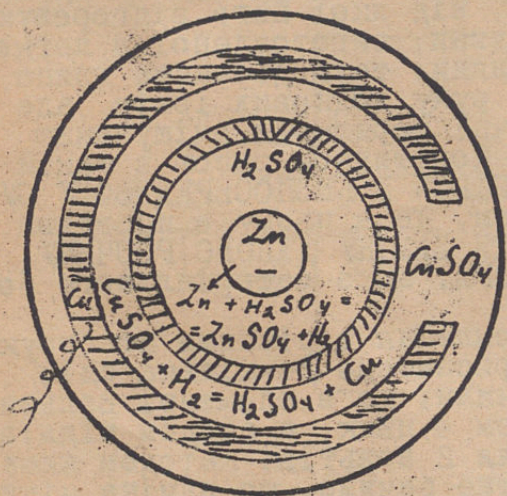


Рис. 133.

налення, введено Даніелем / року 1836 / полягає в заміні однієї течі двома. Такими течами служать: РОСЧИН СІРЧАНОЇ КИСЛИНИ / H_2SO_4 / та НАСИЧЕНИЙ РОСЧИН МІДЯНОГО КУПЕРВАСУ / $CuSO_4$ /. До першого з них уміщено ЦИНКОВИЙ КАТОД, до другого МІДЯНИЙ АНОД. Рисунок 133 показує охем елемента Даніеля; ця схема подає як вміщене розміщення суцільних елементів / циліндричний анод з мідяної бляхи; цинковий катод у формі стрижня; глиняна посудина, виповнена H_2SO_4 , шкляна посудина, виповнена розчином $CuSO_4$ /, так і картину самого процесу функціонування елемента. З неї ми бачимо, що цинкова молекула, відділившись від загальної маси катоду, вступає / в ролі аніона / до сірчаної кислоти і витисняє з неї молекули водень. Перенявши на себе функції іона молекула останнього простує далі в напрямку поля / до анода / і, пройшовши через глиняну розгородку, вступає до розчину $CuSO_4$; вступивши до молекули останнього, водень увільняє з нього мідь, яка, знову таки в ролі аніона, простує до анода, на поверхні якого і відкладається. Як бачимо вислідом цілого процесу є лише: 1/ зменшення маси катода через розчинення в кислоті цинку 2/ зріст маси анода через відкладення на ньому міді, що виділилася з розчину $CuSO_4$ та 3/ перетворення молекул H_2SO_4 в молекули $ZnSO_4$ та молекул $CuSO_4$ в молекули H_2SO_4 . Таким чином ПРИ ПРАЦІ ЕЛЕМЕНТУ ЗМІНЯЄТЬСЯ ЛИШЕ СКЛАД ТЕЧЕЙ / ЯКІ ЧАС ОД ЧАС ВИМАГАЮТЬ ЇХНЬОГО ПОПОВНЕННЯ / І НЕ ЗМІНЯЄТЬСЯ СКЛАД ЕЛЕКТРОДІВ.

Електромоторна сила елемента виносить пересічно 1,08 вольт; елемент дозволяє перепускати через нього ток силою до 2 амперів.

Замість розчину H_2SO_4 в елементі Даніеля можна вживати також РОСЧИН $ZnSO_4$. Основний характер процесу, що відбувається всередині елемента, не змінюється при цьому в найменшій мірі. З двох іонів Zn та SO_4 , які в процесі диссоціації розпадається молекула $ZnSO_4$, останній злучується з іоном Zn , виділеним масою катода, а перший, пройшовши через стінку глиняної посудини, вступає в молекулу $CuSO_4$, увільняючи з неї Cu і витворюючи $ZnSO_4$. Таким чином процес іде в напрямку зменшення концентрації розчину $CuSO_4$ і зросту концентрації розчину $ZnSO_4$. При даних умовах досвіду ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА ЕЛЕМЕНТА ДАНИЕЛЯ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ В ЗНАЧНІЙ МІРІ СТАЛОЮ, через що названий елемент вживається в ролі еталону електромоторної сили. Величини електромоторної сили Даніелевого елемента певним чином залежать від густоти обох течей: вона зростає зі збільшенням густоти розчину $ZnSO_4$ і маліє зі збільшенням густоти розчину $CuSO_4$. Докладну залежність з цього боку подає наступна таблиця: / Див. таб. на стор. 79 /

Певною відмінною Даніелевого елемента є ЕЛЕМЕНТ КРЮГЕРА / Krüger / що по ціні є дешевшим од першого. Катодом у ньому / рис. 134 / служить циліндрична ЦИНКОВА плітка K , завішена на стінках посудини поміж трьох гачків a, b, c , анодом є ОЛІВ'ЯНА / Pb / плітка A , що лежить на дні посудини.

x/ Ця сталість між иншим є більшою коли вживається не H_2SO_4 , а розчин $ZnSO_4$.

ини, і ця плитка має виводний металевий стрижень L , добре полакова-

$ZnSO_4$	$CuSO_4$					
	1,01	1,05	1,10	1,15	1,20	1,43
1,01	-	-	-	-	-	1,071
1,05	-	1,106	1,097	1,085	1,080	-
1,10	-	1,109	1,103	1,097	1,093	-
1,15	-	1,114	1,109	1,105	1,101	-
1,20	1,146	1,125	1,114	1,180	1,103	-

ний для ізолювання його від течі. Нею в даному разі з'являється РОС-
ЧИН ЦИНКОВОГО КУПЕРВАСУ / $ZnSO_4$ /, яким виповнюється ці-
 ла посудина; але крім того до останньої насипається мідя-
 ного купервасу / $CuSO_4$ /, який розпускається в нижчих вер-
 ствах течі, і, витворивши в них насичений розчин, трима-
 ється тут, не підносячись догори /принаймні в значній мі-
 рі/ у вислід переваги свого питомого тягару над питомим
 тягаром $ZnSO_4$. На дніщі посудини завше повинен бути за-
 пас нерозчинених кристалів $CuSO_4$. Як і в елементі Даніє-
 ля в даному елементі на **аноді** виділяється мідь, а цинко-
 вий катод розпускається в течі. З поданого опису констру-
 кції Крюгерового елемента безпосередньо слідує, що назва-
 ний елемент не дозволяє жадних різких рухів /бо в такому
 разі два ріжні розчини перемішуються по між собою/; це

звичайно є хвилю елемента й обмежує його вжиток. Але при певних умо-
 вах він є досить зручним, бо сполучує примитивність конструкції з
 малою ціною; має також незначний внутрішній опір; з цих причин вжива-
 ється іноді в телеграфних установах. Електромоторна сила його вино-
 сить біля 1 вольта.

Подібною до попередньої відмінною Данієлевого елемента з'явля-
 ється **ЕЛЕМЕНТ МЕЙДИНГЕРА** /Meidinger/. Як і елемент Крюгера, він при-
 значається для тих установок, де не доводиться переносити елемент з мі-
 сця на місце, бо так само не має розгородки по-між течами в формі глі-
 няної посудини і свою конструкцію баває на ріжніці питомих тягарів ро-
 зчинів $ZnSO_4$ та $CuSO_4$. Мейдингерів елемент /рис.135/ складається з

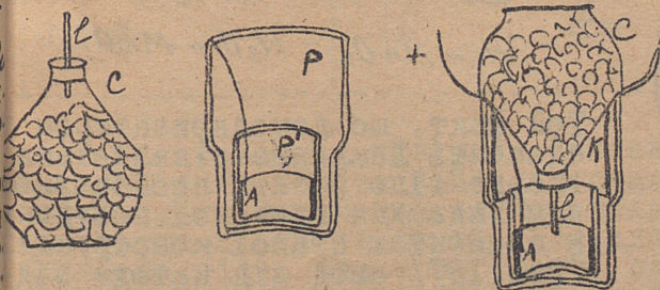


Рис. 135.

двох шкляних посудин - більшої P
 та меншої P' , з яких остання мі-
 ститься всередині першої. В посудині
 P' знаходиться **МІДЯНИЙ** цилін-
 дричний анод A , до якого долу-
 чена виводна плитка a . Посуди-
 на P у верхній своїй частині є
 ширшою ніж у нижній; у виступі,
 витвореному цим розширенням, міс-
 титься циліндричний **ЦИНКОВИЙ** ка-
 тод K , від якого йде виводна
 плитка k . Елемент використовується
 РОСЧИНОМ $ZnSO_4$; після того
 береться пляшка C , яка містить
 у собі **КРИСТАЛИ** $CuSO_4$ та трохи води, затикається корком з невеличкою
 трубкою L і перекидається догори дніщем так, щоби трубка L опинилася
 поблизу мідяного електрода A . Розчин $CuSO_4$, виходючи через трубку

до посудини P, займатиме весь час найнижче положення і через те анод перебуватиме в цьому розчині в той час, як катод - у розчині $ZnSO_4$. Таким чином даний елемент працюватиме по схемі елемента Данієля. В міру виділення з розчину міді й зменшення концентрації розчину $CuSO_4$, електрод відновлюється коштум тих поповнень, які надходять з пляшки C. Електромоторна сила Мейдінґероного елемента виносить 1,1 вольт. Батареї таких елементів обслуговувалися за минулих часів усі урядові телеграфні установки в нас на Україні.

ЕЛЕМЕНТ БУНЗЕНА /Bunsen/ відрізняється від Данієлевого елемента тим, що в ролі деполаризатора в ньому вжито АЗОТНУ КИСЛИНУ HNO_3 . Катодом у цьому елементі з'являється ЦИНК, анодом - ВУГІЛЬ. Отже в зовнішній посудині ми маємо /рис. 136/ циліндричний цинковий електрод, уміщений до розчину 10% сірчаної кислоти, у внутрішній /глиняній/ посудині - вугільний електрод, уміщений до азотної кислоти.

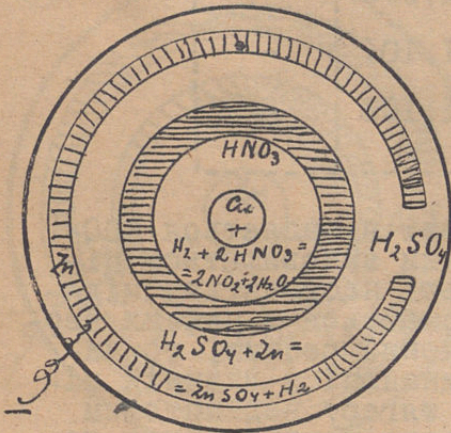
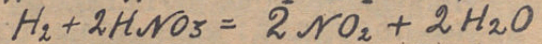


Рис. 136.

Процес, який відбувається всередині елемента полягає в наступному: молекула H_2SO_4 розпадається на два іони: H_2 та SO_4 . Перший з них, прийшовши до анода витворює реакцію:



Другий іон витворює реакцію:



Вислідом праці елемента є таким чином розчинення цинку й зменшення концентрації HNO_3 . Елемент Бунзена дає електромоторну силу в 1,9

вольт /пізніше вона трохи спадає/; він дозволяє перепускати ток силою до 5 амперів і навіть більше. При певних своїх плюсах Бунзенів елемент має ту від'ємну рису, що з'являється шкідливим для здоров'я; під час праці він виділяє різні азотові сполучення, які зле впливають на легеневи органи.

ЕЛЕМЕНТ ГРОВЕ /grovet, 1839/ відрізняється від Бунзенового елемента тим, що в ньому вугіль є заступлений ПЛАТИНОЮ.

Особливе місце по-між гальванічних елементів займає **ЕЛЕМЕНТ ЛЕКЛЯНШЕ** /Leclanché, 1868/. Деполаризатором у цьому елементі з'являється не теча, а тверде тіло - ЧОТИРИОКСИД МАРГАНЦЯ MnO_2 . Анодом служить ВУГІЛЬ, катодом - ЦИНК. Течем - 15% розчин САЛЬМІАКУ NH_4Cl . В елементах старої конструкції /рис. 137/ цинковий електрод має форму стрижка, в елементах нової поліпшеної конструкції йому надано циліндричну форму /схема рис. 138/.

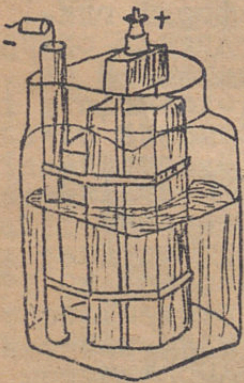


Рис. 137.

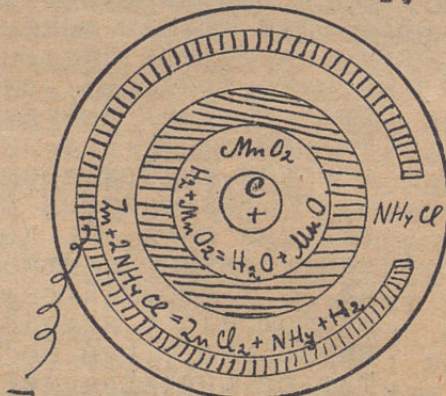
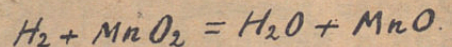
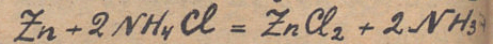


Рис. 138.

Процес, який відбувається всередині елемента, окреслюється наступними взорами:



Той факт, що деполаризатором елемента Леклянше з'являється тверде тіло робить необов'язковим вживання глиняної посудини. В елементах старої конструкції /рис. 137/ анод від катода віділяється плиткою, виготовленою з пресованої суміші вугілля та

MnO_2 ; в новій конструкції глиняна посудина заступлена торбинкою з вустово полотна, в якій і міститься вгадана вище суміш, що оточує анод елемента. Електромоторна сила елемента виносить 1,5 вольт.

Твердий деполаризатор елемента Леклянше не в стані функціонувати з такою швидкістю, з якою можуть працювати деполаризатори рідкі.

рез те, коли елементом користуються без перерви значний час, він починає помітно слабшати; як що одначе залишити його певний протяг часу без праці, сила елемента відновляється знову. Через те елемент Лекляше непридатний для тих установок, де потребується довга праця; навпаки він є найзручнішим джерелом електричного току для тих установок, де праця відбувається з перервами /наприклад у проводках дзвонкових та сигналізаційних/. Елемент Лекляше при нескладній конструкції, та дешевій ціні вимагає мінімального догляду, не витрачається в ті часи, коли не працює, й зберігає свою силу протягом дуже значного періоду. Все це робить його найпопулярнішим джерелом електричного току.

Т. зв. СУХІ ЕЛЕМЕНТИ, що виготовлюються різними фірмами, в'являються нічим іншим, як незначно-модифікованими елементами Лекляше. Вони складаються з вугільного аноду, деполаризатора складеного з кокса й MnO_2 та циліндричного цинкового електрода. Просторинь поміж катодом та анодом виповнена паперовою масою, налитаною розчином САЛЬМІАКУ NH_4Cl та цинкового ХЛОРАКУ $ZnCl_2$.

Закінчивши огляд головних типів гальванічних елементів, яких зуживається на практиці, зведемо до купи основні відомості про них, уклавши їх в окрему таблицю:

ТАБЛИЦЯ ГАЛЬВАНІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ.

/Головні типи./

Назва елемента.	Анод	Катод	Основна теча	Деполаризатор	Електромоторна сила /в не-замкн.ст./ Вольтів.	Внутр. опір x) Омів
Вольтів	Cu	Zn	H_2SO_4 (20%)	Не має	1,1	0,5-1,0
Грене	C	Zn	H_2SO_4 (10%)	$K_2Cr_2O_7$ (5%)	2,0	-
Даніелів	Cu	Zn	$ZnSO_4$	$CuSO_4$	{ 1,08 1,12	0,3-0,6
Мейдингерів	Cu	Zn	$ZnSO_4$	$CuSO_4$	1,2	3-3,5
Бунзенів	C	Zn	H_2SO_4 (10%)	HNO_3	1,9	0,1-0,2
Лекляше	C	Zn	Розчин NH_4Cl	MnO_2	{ 1,4 1,5	0,5
Сухий	C	Zn	Розчин NH_4Cl та $ZnCl_2$	MnO_2	1,5	0,1-0,2

§ 63. На прикладі Даніелєвого елемента ми бачили, що електромоторна сила навіть найбільш сталих гальванічних елементів не творить собою точно-означеної сталої величини, а з'являється певною функцією фізичного стану елемента. Докладніше дослідження цієї справи показує, що на вартість електромоторної сили гальванічного елемента впливають наступні чинники: 1/ концентрація течей, 2/ степеь хемічної чистоти електродів і 3/ температура елемента. Такий стан річей утруднює користування будь-яким елементом у ролі еталона електромоторної сили. А само собою розуміється, що питання про такий еталон є дуже важливим для

x/ Внутрішній опір елемента в значній мірі залежить від його конструкції та розмірів. Тут подано пересічні вартості внутрішнього опору

практичної науки. З метою належного поладження цієї справи де-якими дослідниками було зроблено спроби сконструювання т.зв. НОРМАЛЬНОГО ЕЛЕМЕНТА, себ-то такого елемента, який би в мінімальній мірі підпадав температурним впливам і при певній температурі давав точно-означену електромоторну силу.

Відомі дві конструкції нормальних елементів: елемент ЛАТИМЕРА КЛАРКА /Latimer-Clark/ та елемент ВИСТОНА /Weston/.

Схему елемента Латимера-Кларка подає рис. 139. Елемент уявленою дві сполучені по-між собою скляні пробирки, в днища яких уложено платинові електроди. Над анодом знаходиться трохи ртуті, а поверх неї міститься верства ртутного сірчану / Hg_2SO_4 /. Над катодом знаходиться ртутна амальгама, а над нею верства кристалів цинкового купервасу / $ZnSO_4$ /. Решта вільної просторини виповнена концентрованим водняним розчином цинкового купервасу. Обидві посудини закорковані й запарафіновані. Електромоторна сила елемента визначається наступним взором:

$$\mathcal{E} = 1,432 - 0,0012 /t - 15/ \text{ вольтів } /164/$$

В елементі Вистона цинк усюди заступлено КАДМОМ. Схему його подає рис. 140. Ухвалою Міжнародного З'їзду, що відбувся року 1908 в Лондоні, елемент Вистона визнано за еталон електромоторної сили. Обчислення визначається взором:

$$\mathcal{E} = 1,0183 - 0,0000406 /t - 20/ \text{ вольтів } /165/$$

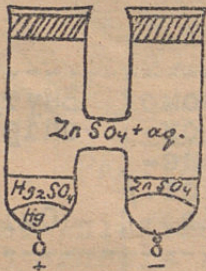


Рис. 139.

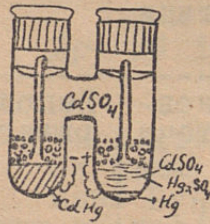


Рис. 140.

§ 64. Сполучення де-кількох гальванічних елементів дає ГАЛЬВАНІЧНУ БАТАРЕЮ. Назване сполучення може носити потрійний характер, а саме: воно може бути 1/ ПОСЛІДОВНИМ, 2/ РІВНОБІЖНИМ і 3/ МІШАНИМ.

При ПОСЛІДОВНОМУ сполученні /рис. 141/ катод кожного попереднього елемента злучається з анодом послідуєчого елемента; таким чином вільними лишаються: анод першого елемента та катод останнього елемента. ПРИ СИСТЕМІ ПОСЛІДОВНОГО СПОЛУЧЕННЯ ЕЛЕКТРОМОТОРНІ СИЛИ ЕЛЕМЕНТІВ ТА ЇХНІ ВНУТРІШНІ ОПОРИ СУМУЮТЬСЯ. Таким чином у цьому випадку батарея поводить себе як один елемент з сумарною електромоторною силою та сумарним внутрішнім опором; отже маємо:

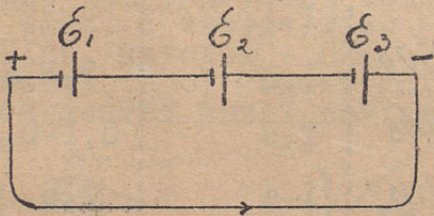


Рис. 141.

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \dots + \mathcal{E}_n = \sum \mathcal{E}_i \quad /166/$$

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum R_i \quad /167/$$

В тому випадку, коли всі елементи, що творять батарею, з'являються по-між собою ідентичними, вагри (166) та (167) перетворюються в такі:

$$\mathcal{E} = n \cdot \mathcal{E}_i; \quad R = n \cdot R_i \quad /168/$$

Отже, як що через \mathcal{Z} позначимо опір зовнішнього контуру, то для сили току \mathcal{I} дістанемо вираз:

$$\mathcal{I} = \frac{n \cdot \mathcal{E}_i}{n \cdot R_i + \mathcal{Z}} \quad /169/$$

При сполученні РІВНОБІЖНОМУ /рис. 142/ злучаються по-між собою окремо всі аноди та катоди. Таким чином у точці А витворюється ніби спільний анод, а в точці В - спільний катод, так що ток в зовнішній

контурі просте в напрямку від точки A до точки B .

Зазначимо опір зовнішнього контура ACB через γ . Тоді для цього контура ми матимемо:

$$I = \frac{V_A - V_B}{\gamma} \dots \dots \dots /170/$$

де V_A та V_B означають вартості потенціалів у точках A та B .

Для контурів BE_1A , BE_2A та BE_3A , що містять у собі електромоторні сили, ми матимемо:

$$I = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_1}{R_1} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_2}{R_2} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_3}{R_3}$$

де R_1 , R_2 та R_3 означають внутрішні опори елементів. Уважатимемо що: $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_3 = \dots = \mathcal{E}_n$. Тоді, приклавши до точки A перше Киргофове правило, зможемо написати:

$$I = \frac{V_A - V_B}{\gamma} = n \cdot \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_i}{R_i} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_i}{R_i/n} \quad /171/$$

Приклавши правило пропорцій, дістанемо:

$$\frac{V_A - V_B}{\gamma} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_i}{R_i/n} = \frac{(V_A - V_B) + (V_B - V_A + \mathcal{E}_i)}{\gamma + \frac{R_i}{n}}$$

Отже кінець-кінцем зможемо написати:

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{\gamma + \frac{R_i}{n}} \dots \dots \dots /172/$$

Рис. 142.

себ-то: ПРИ СИСТЕМІ РІВНОБІЖНОГО СПОЛУЧЕННЯ n ЕЛЕМЕНТІВ ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА БАТАРЕЇ Є РІВНА ЕЛЕКТРОМОТОРНИЙ СИЛІ ОДНОГО СКЛАДОВОГО ЕЛЕМЕНТА, А ЇЇ ВНУТРІШНІЙ ОПІР Є В n РАЗІВ МЕНШИМ ВІД ТАКОГО Ж ОПОРУ КОЖДОГО ЗІ СКЛАДОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ.

При мішаному сполученні /рис. 143/ елементи розбиваються на ГРУПИ, при чому всередині груп переводиться послідовне сполучення, а самі групи лучаться по-між собою рівнобіжно.

Нехай ми маємо m груп, що кожна з них складається з n однакових елементів. Тоді кожна з m груп дасть електромоторну силу $n \cdot \mathcal{E}_i$ й матиме внутрішній опір $n \cdot R_i$. Рівнобіжне сполучення усіх m груп дасть ту ж електромоторну силу $n \cdot \mathcal{E}_i$ і зменшений в m разів внутрішній опір $\frac{n \cdot R_i}{m}$. Отже як що опір зовнішнього контура зазначимо через γ , для сили току I дістанемо наступний вираз:

$$I = \frac{n \cdot \mathcal{E}_i}{\gamma + \frac{n \cdot R_i}{m}} = \frac{n \cdot m \cdot \mathcal{E}_i}{\gamma m + n \cdot R_i} \quad /173/$$

Рис. 143.

§ 65. Яка ж саме з описаних вище систем сполучення гальванічних елементів у батареї є найбільш доцільною та вигідною. Щоби розв'язати це питання звернемося до вазору /173/. Для даної

батареї $n = \text{const}$; $m = \text{const}$; а через те чисельник названого взору має ста-
ду вартість. Отже сила току I буде найбільшою, коли вираз $zm + nRi$
матиме мінімальну вартість. Взявши на увагу, що $zm \cdot n = N$, де N означає
цілу кількість елементів батареї, на основі відповідної теореми теорії
чисел скажемо, що вираз $zm + nRi$ матиме мінімальну вартість при умо-
ві рівності обох складників: $zm = nR$, що дає:

$$z = \frac{n \cdot R_i}{m} \quad \dots \quad /174/$$

Як ми вище бачили величина $\frac{n \cdot R_i}{m}$ означає внутрішній опір цілої бата-
реї. Отже взір /174/ маємо прочитати так: НАЙВИГІДНІШИМ СПОЛУЧЕННЯМ
ЕЛЕМЕНТІВ Є ТАКЕ, ПРИ ЯКОМУ ОПІР ЗОВНІШНЬОГО КОНТУРА Є РІВНИЙ ВНУТРІШ-
НЬОМУ ОПОРУ БАТАРЕЇ.

З цього загального правила витікає низка поодиноких правил для
ріжних випадків. Розглянемо їх.

1. ЗОВНІШНІЙ ОПІР Є ЗНАЧНИМ. При цій умові величину z у взорі
/174/ ми маємо вважати за безконечно-велику. Тоді, щоби задовольнити
названому взору для величини n належить взяти вартість можливо найбіль-
шу, а для величини m - вартість можливо найменшу. Отже приходимо до
висновку, що в даному випадку НАЙВИГІДНІШОЮ СИСТЕМОЮ СПОЛУЧЕННЯ Є СПО-
ЛУЧЕННЯ ПОСЛІДОВНЕ.

2. ЗОВНІШНІЙ ОПІР Є НЕЗНАЧНИМ порівнюючи з внутрішнім опором
елемента. При цій умові величину z належить трактувати близькою по вар-
тості до нуля. Тоді, щоби задовольнити взору /174/ маємо для величини
 n взяти мінімальну вартість, а для величини m - вартість максимал-
ну. Отже приходимо до висновку, що в даному випадку НАЙВИГІДНІШОЮ СИСТЕ-
МОЮ СПОЛУЧЕННЯ Є СПОЛУЧЕННЯ РІВНОБІЖНЕ.

§ 66. Сполучимо по-між собою полі гальванічного елемента про-
відником, опір якого виносить R . Нехай внутрішній опір самого елемента
є z . Тоді на основі закону Ома зможемо написати $E = I(R+z)$. Величина
спаду потенціалу в зовнішній частині нашого контура виноситиме: $V = I \cdot R$
а у внутрішній його частині $v = I \cdot z$. Отже бачимо, що $E = V + v$ або

$$V = E - v \quad \dots \quad /175/$$

себ-то СПАД ПОТЕНЦІАЛУ В ЗОВНІШНІЙ ЧАСТИНІ КОНТУРА Є РІВНИЙ РІЖНИЦІ ПО-
МІЖ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЮ СИЛОЮ ЕЛЕМЕНТА /порівняно при НЕЗАМКНеному ЕЛЕМЕН-
ТІ/ ТА СПАДОМ ПОТЕНЦІАЛУ ВНУТРИ ОСТАННЬОГО. Величина v називається
ВОЛЬТАЖЕМ ЕЛЕМЕНТА. Як бачимо, ця величина завше є меншою від величини E .
Така різниця буде тим значнішою, чим більші вартості матимуть величини z
та I . Отже бачимо, що ВОЛЬТАЖ ЕЛЕМЕНТУ Є ТИМ БІЛЬШИМ, ЧИМ МЕНШИМ З'ЯВ-
ЛЯЄТЬСЯ ВНУТРІШНІЙ ОПІР ОСТАННЬОГО; ЗІ ЗРОСТОМ СИЛИ ТОКУ В КОНТУРІ ВОЛЬ-
ТАЖ МАЛІЄ.

Ми взяли до розгляду поняття про вольтаж для того, щоби вираз-
ніше окреслити факт неоднакової вартості різниці потенціалів на полях
елемента в незамкненому та замкненому стані. Першому з них відповідає
поняття про електромоторну силу, другому - про вольтаж.

§ 67. Гальванічні елементи мають ту позитивну рису, що без осо-
бливого догляду за ними здібні постачати електричну енергію протягом
значного часу. Але запаси цієї енергії внутрі елементів обмежені й галь-
ванічні батареї іноді зовсім не в стані задовольнити потребам практич-
ного життя, які вимагають /наприклад для справи освітлення/ виворення
електричної енергії значної інтенсивності, хоч би й на протяві недовго-
го-порівнюючи часу. Загалом умови названого життя складаються здебіль-
шого так, що вуживання енергії обмежується в кожній добі певними годи-
нами /наприклад освітлення - ніччю/, але в ці години вимагається до
вжитку великі запаси енергії. І через те сама собою народжується та зро-

стає думка, про доцільність використання вільного від безпосередньої праці генераторів електричного току часу для нагромадження тим або іншим способом електричної енергії, яку в потрібні хвилини можна було би вжити на задоволення широких потреб практичного життя. Цією дорогою ми приходимо до ідеї ЕЛЕКТРИЧНОГО АКУМУЛЯТОРА. Як-саме названа ідея здійснена була на практиці, покаже нам послідуєчий виклад.

§ 68. Ми вже знаємо, що при проходженні току через електродит має місце з'явище, яке ми назвали ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ ЕЛЕКТРОДІВ. Це з'явище є вислідом того, що продукти розпаду молекул електродиту, осідаючи на поверхні електродів, змінюють характер контакту й витворюють певну електромоторну силу. В гальванічних елементах така електромоторна сила має знак протилежний знаку електромоторної сили самого елемента, через що т.зв. ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ТОК спричинявся до зменшення сили току витвореного елементом /в тих звичайно випадках, коли ефект поляризації не усувався відповідними заходами/. Є цілком зрозумілим, що з'явище поляризації електродів має місце при всяких умовах і не залежить від походження току, що проходить через електродит. Отже поляризаційна електромоторна сила виникне й тоді, коли ми перепустимо через елемент /що підпадає поляризації/ ток від СТОРОННЬОГО джерела /наприклад іншого елемента/. Витворення такої електромоторної сили буде вислідом тих хемічних процесів електродиту, які відбудуться при проходженні через електродит току. Процес електродиту є процесом перетворення енергії електричної в енергію хемічну; процес поляризаційного току є протилежним процесом перетворення нагромадженої хемічної енергії в енергію електричну. Отже бачимо що ЗА ЕЛЕКТРИЧНИЙ АКУМУЛЯТОР МИ МАЄМО ПРАВО ВВАЖАТИ ВСЯКИЙ ВОЛЬТАМЕТР, ЧЕРЕЗ ЯКИЙ ПРОСТЯГОМ ПЕВНОГО ЧАСУ ПРОПУСКАВСЯ ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК.

Припинивши останній й сполучивши по-між собою електроди вольтаметра, ми дістанемо ток, що буде ПРОТИВНИМ ПО НАПРЯМНОСТІ ТОКУ ПЕРВІСНОМУ. Перепустимо наприклад ток через газовий вольтаметр, показаний на

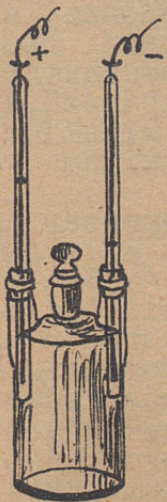


рис. 144, який має платинові електроди і виповнений підкисленою H_2SO_4 водою. У вислід виділення на одному з електродів /катоді/ водня, а на другому /аноді/ кисеня витвориться певна електромоторна сила, що дасть поляризаційний ток. Вартість цієї електромоторної сили сягатиме аж до 1,15 вольт. Як що, припинивши перепускання току, ми сполучимо по-між собою електроди, - всередині вольтаметра розпочнеться процес протилежний процесу електродиту: іони обох газів /додатні водня, та від'ємні - кисеня/ переходитимуть від електродів до розчину й сполучатимуться в нейтральні молекули; вислідом цього буде виникнення току, протилежного по напрямності току первісному. Описаний вище пристрій відомий під назвою ГАЗОВОГО ЕЛЕМЕНТА ГРОВЕ. Як бачимо в першій стадії процесу, що має назву НАПРУДЖЕННЯ або НАВІВАННЯ акумулятора, кінетична енергія електричного току перетворюється в потенціальну хемічну енергію; в другій стадії процесу, яка має назву ВИПРУДЖЕННЯ акумулятора, потенціальна енергія хемічного своятства переходить в кінетичну енергію електричного току.

Рис. 144.

Ефект, подібний до описаного вище, ми дістанемо й в вольтаметром металевим. Візьмемо посудину, виповнену розчином $ZnSO_4$, і вмістимо до неї два мідяні електроди, яким надамо певне положення. Верхню плитку злучимо в від'ємним полем батареї, нижню /помічку ізольованого провідника/ - з полем додатним. Молекули $ZnSO_4$ у вислід диссоціації дадуть два іони: Zn та SO_4 , з яких перший простує до верхнього від'ємного електрода, а другий, злучившись з мідю, що її виділив нижній додатний електрод, дасть $CuSO_4$. Розчин $CuSO_4$ матиме більший питомий тягар ніж розчин $ZnSO_4$, а через те, простуючи додолу, він займе нижню частину посудини. Отже кінець кінцем витвориться

картина, яку показано на рис. 145. Ця картина в повній мірі відповідає схемі Данієлевого елемента і таким чином наш акумулятор працюватиме на тих же засадах, що і названий елемент. Отже при праці такого акумулятора з одного боку витрачатиметься осішений на катоді цинк, з другого боку $CuSO_4$ перетворюватиметься в $ZnSO_4$. Коли названий процес закінчиться, припиниться й праця акумулятора. При процесі набивання акумулятора, на основі ввору /161/ цинк виділиться в кількості:

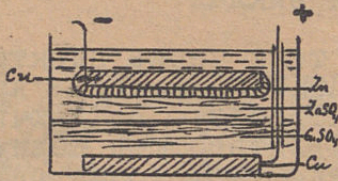


Рис. 145.

$M = 0,00001036 \cdot \frac{64,8}{2} \cdot y \cdot t$ грамів, а мідний купервас витвориться в кількості

$M_1 = 0,00001036 \cdot \frac{159,4}{2} \cdot y \cdot t$ грамів. При

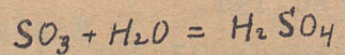
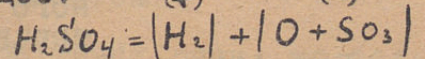
росчиненні M грамів цинку та роспаді M_1 грамів $CuSO_4$ теоретично мала би виділитися та ж сама кількість $Q = y \cdot t$ електричності, яка була затрачена при набиванні акумулятора. Але в дійсності з цілої низки причин ми дістаємо меншу кількість Q' . Величина $\eta = \frac{Q'}{Q}$ визначає собою **КОРИСНИЙ ЕФЕКТ АКУМУЛЯТОРА**.

Кількість електричності Q' /виражена в кулонах/, яку можна одержати від акумулятора при повному його використанні, називається **ЗАБИРНІСТЮ** акумулятора.

§ 69. Основною вимогою, якій конче повинен задовольняти акумулятор, з'являється **ЗНАЧНА ЗАБИРНІСТЬ**. Ті примітивні акумулятори, які ми мали нагоду розглянути, цій основній вимозі не задовольняють. Отже вже від перших часів після виникнення самої ідеї акумулятора різними досліджувачами робились /і продовжують робитися далі/ спроби, оскеровані в напрямку можливого збільшення забірності акумуляторних електродів. Звертаючися до історичного огляду справи, ми в першу чергу маємо зупинитися на досвідах **ПЛЯНТЕ** /Gaston Planté, 1834-1889, французський вчений, професор фізики/, який року 1860 викрив той факт, що чим більшу кількість разів акумулятор піддається набиванню та випрудженню тим значнішим та тривалішим стає поляризаційний ток.

Спираючися на ці свої спостереження, Плянте сконструював акумулятор, що в значній мірі задовольняв згаданим вище вимогам. Акумулятор Плянте складався з двох **ОЛИВ'ЯНИХ ПЛИТ**, уміщених до розчину H_2SO_4 . Перед тим, як набивати акумулятор, Плянте піддавав його особливій обробці, яка має назву **ФОРМУВАННЯ** акумулятора. Процес формування полягає в низці повторних набивань та випруджень акумулятора, що роспушує поверхню олив'яних електродів й спричиняється до зросту їхньої електрозабірності. При

набиванні акумулятора /рис. 146/ всередині нього відбувався наступний процес:



/176/

Таким чином сполучення SO_3 з H_2O давало знову H_2SO_4 на катоді виділявся водень /що в реакцію зі Pb звичайно не вступає/, а на аноді кисень, вступаючи в сполучення з оливою, ви-

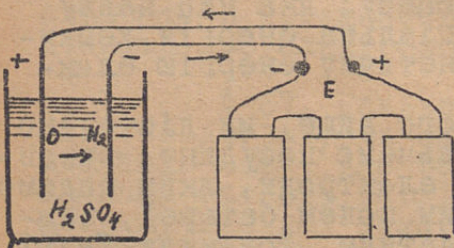


Рис. 146.

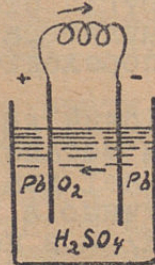
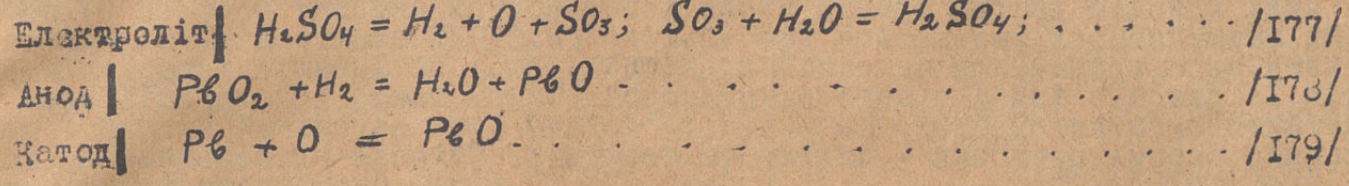


Рис. 147.

чайно не вступає/, а на аноді кисень, вступаючи в сполучення з оливою, ви-

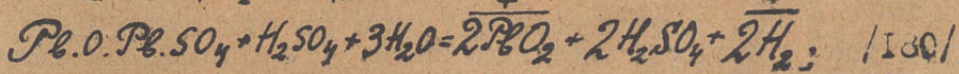
творював спочатку PbO , а пізніше PbO_2 . Як бачимо, акумулятор Плянте після його напрудження складався з плиток PbO_2 /анод/ та Pb /катод/, розміщених до розчину H_2SO_4 . При сполученні електродів акумулятора по-між собою /рис. 147/ у витвореному контурі проходить електричний ток, що в зовнішній своїй частині мав напрямність від анода PbO_2 до катода Pb , а всередині акумулятора вивод од катода до анода. При цьому у вислід розкладу H_2SO_4 відбувався протилежний процес розкислення анода з PbO_2 на PbO й окислення катода, себ-то перетворення його в PbO . Таким чином процес випрудження акумулятора окреслюється наступними зворотами:



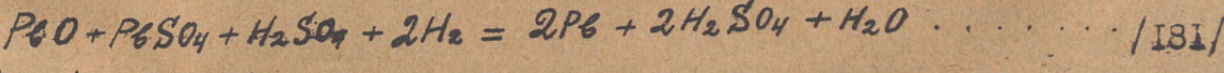
Після закінчення процесу окислення катода й розкислення анода /перетворення кожного з них у PbO / поляризаційний ток акумулятора цілковито припиниться. Для відновлення діяльності акумулятора його необхідно напрудити наново.

Забирність акумулятора Плянте є тим більшою, чим довший час триває процес формування. Для досягнення значного ефекту останній доводиться переводити протягом тижнів і навіть цілих місяців. Така витрата часу та електричної енергії не промовляє на користь акумулятора Плянте й робить його нездатним до широкого вжитку. Цей момент спричинився до того, що вже відразу почали вишукувати шляхів до більш радикального розв'язання справи. До цього підійшов року 1861 ФОР /*Camille Faure*/, який запропонував укривати поверхні акумуляторних електродів верствою СУРИКУ $[PbO_2 (PbO)_2]$; змішуючи останній з водою, Фор намазував цим тістом акумуляторні плиточки; для того, щоби сурик не відпадав од плиток, Фор поміж останні вставляв войлочні прокладки. Близький досвід показав, що згадані прокладки уявляли собою слабе місце Форової конструкції; вони з одного боку не тримали міцно сурикової маси, а з другого - помітно збільшували внутрішній опір акумулятора. Значною перевагою Форового акумулятора перед акумулятором Плянте, було те, що він не потребував неаручного й нееканомного процесу формування електродів. При перепусканні току через Форів акумулятор на аноді сурик перетворюється в PbO_2 , а на катоді розкислюється в Pb .

Відбувається таким чином процес, з яким ми вже ознайомилися вище. Як що би цей процес ми добажали окреслити трохи глибше, то мали би взяти на увагу той факт, що при опущенні електродних плит до розчину соливо вступає в реакцію з H_2SO_4 і витворює $PbSO_4$. Таким чином при НАБИВАННІ акумулятора має місце реакція:



На катоді водень розкислює PbO , переводючи його в Pb , що набуває пухкої структури й через те стає в більшій мірі електрозабирним. При цьому має місце наступна реакція



Взори /180/ та /181/ показують, що ВИСЛІДОМ ПРОЦЕСУ НАБИВАННЯ Є ЗРІСТ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОСЧИНУ.

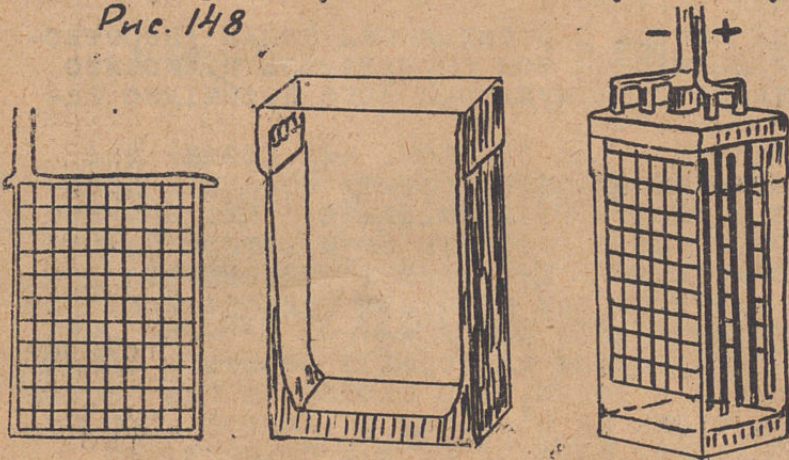
При випрудженні акумулятора наведені вище реакції відбуваються в протилежному напрямку. ПРОЦЕС ВИПРУДЖЕННЯ АКУМУЛЯТОРА МАЄ ВИСЛІДОМ ЗМЕНШЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОСЧИНУ.

Для кожної системи акумуляторів існує певна нормальна концентрація розчину H_2SO_4 , як для стану повного напрудження /себ-то 2,26/ так

і для стану дозволеного випряду /біля 1,15/. Отже на практиці як процес напрудження, так і процес випрудження контролюють дорогою визначення концентрації акумуляторної течі /поміччю густомірів/.

Що-до згаданих вище хиб форової конструкції, то різними особами було зроблено низку спроб до їх усунення. Перша така спроба належить братам ТЮДОРАМ (Tudor), які в своїй конструкції об'єднали певним чином схеми Плянте та Фора. Додатний електрод вони зробили з чистого РВ /з глибокими в ньому прорізами для збільшення поверхні/, а від'ємний - у вигляді плоскуватої з дірчастими стінками олив'яної скриньки, набитої всередині Р60. З почину ТОЛЬМАНА увійшли до вжитку ГРАТЧАТІ ЕЛЕКТРОДИ в яких олив'яна основа тримає в своїх заглибинах активну масу. В сучасних акумуляторах уживається здебільшого РЯМОЧНИХ електродів, в яких активна маса тримається на одній зовнішній рамі; це зменшує тягар електродів, а разом з тим і цілого акумулятора. Типом такої конструкції може служити акумулятор БЕЗЕ. На рис. 148 подано його загальний вигляд і показано окремі сучастки - плитку та посудину.

Рис. 148



і має спеціальну форму, яка дозволяє тримати електродні плитки в ПІДВІШЕНОМУ СТАНІ /так що нижні їх частини не дотикаються дна посудини і крім того гарантує МІЦНЕ ПОЛОЖЕННЯ ПЛИТ, при якому вони не можуть приходити у взаємний дотик і зберігають стале по-між собою віддалення. З практичного погляду всі ці моменти мають велику вагу і ось через що: від електродних плит іноді /особливо коли через акумулятор перепопущено невідповідно-значний ток/ можуть відпадати уламки активної маси; ці уламки, збираючись на дні посудини, можуть витворити контактне сполучення по-між двома сусідніми /різних знаків/ плитами, спричинитися таким чином до короткого з'єднання, і цією дорогою викликати попсування поверхні плит непомірно-сильним током.

При системі підвішених електродів така небезпека усувається, електродні плитки не доходять до дна посудини. Нетривке положення плит так само ховає в собі велику незручність, особливо тоді, коли акумулятор підлягає переносці з місця на місце.

В акумуляторі Безе плитки міцно сидять на пазах шкляних стінок і через те незмінність віддалення по-між ними цілковито гарантована.

§ 70. Акумулятор є одним із тих пристроїв, які рішучо не терплять токів занадто значної сили. І в процесі набивання акумулятора і процесі його випрудження сила току не може переступати певної граничної вартості /остання звичайно зазначається фірмою на самому акумуляторі/. Порухення такої вимоги має своїм вислідом те, що маса акумуляторних плит руйнується й після того починає відвалюватися кавалками від рами, що тримає. Пояснення такого факту слід шукати в тій зміні обсягу активної маси електродів, яка має місце і при набиванні акумулятора і при його випрудженні /в першому випадку перехід РВ у Р60 та Р602 зв'язується зі збільшенням обсягу, в другому - перетворення Р02 у Р60 та РВ має наслідком зменшення обсягу/. Отже при всіх маніпуляціях з акумуляторами належить твердо пам'ятати про те, що перепопущення через них токів невідповідно-значної сили шкідливо відбивається на їхніх електродах і може мати дуже прикрі наслідки.

х/ Процес випряду акумулятора, як далі побачимо, можна переводити ЛИШЕ В ПЕВНИХ МЕЖАХ, перехід яких спричиняється до попсування акумуляторних плит.

Різниця потенціалів на полях акумулятора на початку процесу його напрудження підноситься до 2,1 вольт і далі протягом значного часу майже не змінюється; лише під кінець згаданого процесу вона знову починає зростати, досягаючи вартості біля 2,6 вольт. Ця стадія процесу відзначається т. зв. "кипінням" акумуляторної течі, себ-то енергійним виділенням з неї газових баньок. При випрудженні акумулятора перебіг з'явився має відповідно-протилежний характер: спочатку вольтаж швидко спадає від 2,6 до 2,0 - 1,9 вольтів, далі більш-менш тримається на цьому рівні. Нарешті починає зменшуватися далі. Перебіг процесів набивання та випрудження акумулятора окреслюють криві рисунку 149.

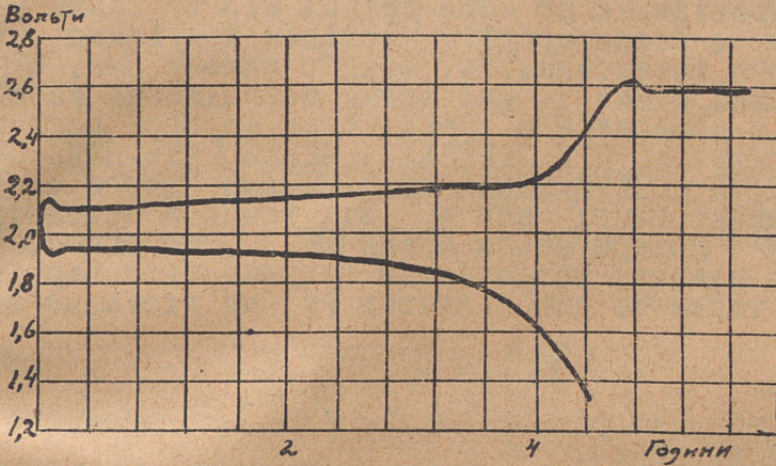


Рис. 149

Вартість електромоторної сили акумулятора вносить 2 вольти. Незначний внутрішній опір акумуляторів та значна сталість їхньої електромоторної сили пояснює широку їхню ужиток при наукових працях.

Щоби закінчити огляд акумуляторів скажемо ще пару слів про новий залізо-нікелевий акумулятор ЕДІСОНА *Thomas Alva Edison*, геніальний електротехник, народився року 1847/, винайдений ним на початку минулого століття. Додатну його плиту /рис. 150, I/ творять порожняві з

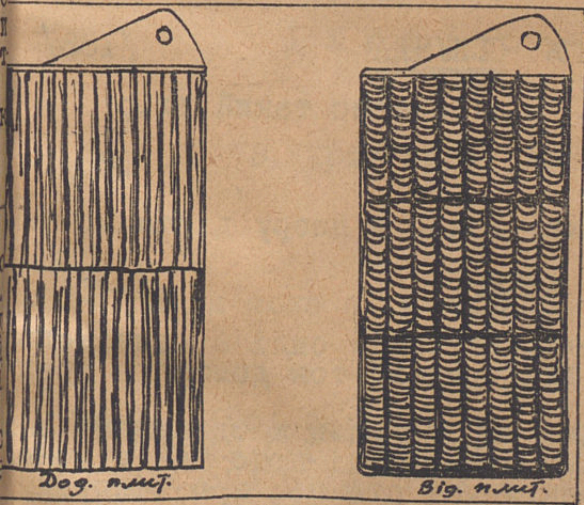


Рис. 150

дірчастими стінками сталеві трубки, виповнені гидратом нікеля чистим нікелем. Гидрат нікеля з'являється активною масою, що ж до самого нікеля, то він долучається /у вигляді тонесеньких дрібних плиточок/ лише з метою побільшити електропровідність діючої маси. Від'ємна плита /рис. 150 II/ складається з плоских сталевих скриньок, стінки яких мають вузькі прорізи. Ці скриньки виповнено окисом заліза Fe_2O_3 з домішкою до неї окису ртуті HgO . Акумулятор виповнений 2% розчином їдкого поташу KOH з домішкою їдкого літу $LiOH$. Електродні яри та всі інші основні частини, рівним чином як і скринька, з котрій міститься акумулятор, виготовлені зі штампованої сталі. Акумулятор міцно закритий сталевією покривкою, через яку перепущено вивідні за-

тиски електродів; по середині її міститься зачиплена пришрубованою затич-
 х/ За одиницю забирности акумулятора приймається здебільшого АМПЕР-СЕДИНА /рівна 3600 ампер-секундам, себ-то 3600 кулонам/.

бачимо, що при останньому процесі різниця потенціалів всюди є меншою, ніж при першому.

ВОЛЬТАЖ АКУМУЛЯТОРА ВВАЖАЄТЬСЯ НОРМАЛЬНИМ У МЕЖАХ ВІД 2,18 до 1,85 ВОЛЬТІВ. ДО ПРАЦІ В НАЗВАНИХ МЕЖАХ ВІДНОСЯТЬ ЗВИЧАЙНО І ЗАБИРНІСТЬ АКУМУЛЯТОРА І ЙОГО КОРИСНИЙ ЕФЕКТ; вартість останнього для сучасних акумуляторів вносить до 88%.

Зі сказаного вище слідує, що ПЕРЕСІЧНА

кою відтулина, через яку при потребі до електроліту додається води. В такому підливанні води /щоби теча вкривала до самих верхків електроди, власне й полягає цілий догляд за акумулятором. При простоті конструкції, незначному порівнюючи тягарі, зручній компактності та портативності, найголовніше великій міцності, - Едісоновий акумулятор з'являється не тільки мінімумом генератором електричного току в різних рухомих установках /в авто, на залізницях і т.инш./, Єдиним його мінусом з'являється досить низький корисний ефект, величина якого виносить лише біля 60%.

§ 71. З'явище електричного току полягає в перенесенні електричних набоїв від одних місць провідника до його других місць. Такий рух електричності, як нам відомо, є безпосереднім вислідом існування певної різниці потенціалів і його інтенсивність, згідно закону Ома, є прямо-пропорціональна до названої різниці. Але всяке переміщення набоїв електричному полі є звязане з довершенням праці; отже дорогою логічними міркувань приходимо до висновку, що ПРИ ПЕРЕПЛІВІ ЧЕРЕЗ БУДЬ-ЯКИЙ ПРОВІДНИК ТОКУ ЕЛЕКТРИЧНИМИ СИЛАМИ ДОВЕРШУЄТЬСЯ Певна ПРАЦЯ. Свого часу ми бачили, що при переміщенні електричної маси q від точки з потенціалом φ до точки з потенціалом φ' довершується праця W , що виносить вираз $W = q(\varphi - \varphi')$. У даному випадку різниця потенціалів визначається вартістю електромоторної сили \mathcal{E} , а через те для величини W ми дістаємо вираз

$$W = q \cdot \mathcal{E} \quad /182/$$

Як що покладемо в цьому взорі: $q = 1; \mathcal{E} = 1$, то матимемо: $W = 1$. Отже дістаємо наступний вираз.

$$\underline{\text{ДЖУЛЬ}} = \underline{\text{ВОЛЬТ}} \times \underline{\text{КУЛОН}} \quad /183/$$

Цей вираз встановлює звязок по між одиницею механічної праці та одиницею різниці потенціалів і кількості електричності.

Виявши на увагу, що $q = it$, де i означає силу тока, а t - його перепливу, вираз /182/ зможемо написати в такому вигляді:

$$W = \mathcal{E} \cdot i \cdot t \quad /184/$$

що дає нам нову важливу залежність:

$$\underline{\text{ДЖУЛЬ}} = \underline{\text{ВОЛЬТ}} \times \underline{\text{АМПЕР}} \times \underline{\text{СЕКУНДА}} \quad /185/$$

Поділивши обидві частини взору /184/ на t , дістанемо такий взір:

$$S = \mathcal{E} \cdot i \quad /186/$$

де S означає СПРАВНІСТЬ електричного току. З цього взору дістаємо

$$\underline{\text{ВАТТ}} = \underline{\text{ВОЛЬТ}} \cdot \underline{\text{АМПЕР}} \quad /187/$$

Вирази /185/ та 187/ показують що при електромоторній силі в один вольт і силі тока в один ампер за одну секунду електричний ток довершує працю в один джуйль.

Як бачимо електричну енергію можна міряти тими ж одиницями, які встановлено для поміру енергії МЕХАНІЧНОЇ. На практиці воно так дійсно й робиться; пізніше ми довідаємося, що електричні станції при відпуску енергії споживачам обраховують її в "КИЛОВАТ-ГОДИНАХ". Яка це одиниця не трудно собі з'ясувати:

$$1 \text{ кіловатт} = 1000 \text{ ватт} = 1000 \frac{\text{джуйль}}{\text{секунда}}$$

$$1 \text{ кіловатт} - \text{година} = 3600 \text{ кіловатт-секунд} = 3600 \cdot 1000 \text{ джуйлів} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ джуйлів} \quad /188/$$

§ 72. Куди ж дівається праця, довершена електричним током; на що саме вона витрачається і які маємо висліді її зужитковання. Відповідь на це запитання подає досвід: останній каже нам, що ЕНЕРГІЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В ТЕПЛО; ПРИ ПЕРЕПЛІВІ ТОКУ ЧЕРЕЗ БУДЬ-ЯКИЙ ПРОВІДНИК ВИСЛІДОМ ТАКОГО ПРОЦЕСУ Є ОГРІТТЯ НАЗВАНОВОГО ПРОВІДНИКА.

Якщо електрична енергія перетворюється в енергію теплову, то натурально, що найзручнішою одиницею для поміру цієї енергії з'являється КАЛОРІЯ.

Отже як що ми станемо на цей ґрунт, то взір /теоретичний/

$$W = E \cdot i \cdot t \text{ джулів} \dots \dots \dots /189/$$

заміниться взором /практичним/

$$Q = 0,24 \cdot E \cdot i \cdot t \text{ калорій} \dots \dots \dots /190/$$

Вартість множника пропорціональності: 0,24 у взорі /190/ було встановлено Джулем, а через те названий взір окреслює собою т.зв. ЗАКОН ДЖУЛЯ. Останній звичайно подається в іншому вигляді, а саме:

$$Q = 0,24 \cdot i^2 \cdot r \cdot t \text{ калорій} \dots \dots \dots /191/$$

і на словах сформульовується наступним чином: КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ВИДІЛЕНОВОГО ЕЛЕКТРИЧНИМ ТОКОМ, Є ПРосто-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КВАДРАТУ СИЛИ ТОКУ, ОПОРУ ПРОВІДНИКА ТА ЧАСУ ПЕРЕПЛІВУ ТОКУ ЧЕРЕЗ ПРОВІДНИК.

Взір /190/ показує, що в провіднику на кінцях якого різниця потенціалів виносить 1 вольт і по якому проходить ток силою в 1 ампер, - у кожду секунду виділяється 0,24 малих калорій тепла.

Взори /190/ та /191/ були встановлені Джулем дорогою експериментальною. Але їх можна вивести й дорогою теоретичною. Справді ми маємо:

$$\begin{aligned} \text{Джуль} &= 10^7 \text{ ЕРГІВ} = 10^7 \text{ ДИНА-СМ.} = \frac{10^7}{981} \text{ ГРАМ-СМ.} = \\ &= \frac{10^2}{981} \text{ КГРАМ-МЕТР} = \frac{1}{9,81} \text{ КГР-МЕТР} \end{aligned}$$

Килограм-метр має своїм еквівалентом 1/427,1 великої калорії, або 1/0,4271 малої калорії. Таким чином остаточно дістанемо:

$$\text{ДЖУЛЬ} = \frac{1}{9,81 \cdot 0,4271} = 0,239 \text{ мал. кал.} \quad /192/$$

§ 73. Крім виразів:

$$Q = E \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /193/$$

$$Q = i^2 \cdot r \cdot t \dots \dots \dots /194/$$

закон Джуля може бути поданий ще і в такій формі:

$$Q = \frac{E^2}{r} \cdot t \dots \dots \dots /195/$$

Зі взору /194/ бачимо, що, 1/ ПРИ ОДНАКОВИХ СПЕРАХ ДВОХ ПРОВІДНИКІВ ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ПРосто-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО КВАДРАТІВ СИЛИ ТОКУ і 2/ ПРИ ОДНАКОВИХ СИЛАХ ТОКУ ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ПРосто-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО ОПОРІВ. Зі взору /195/ бачимо що: 1/ ПРИ ОДНАКОВИХ СПЕРАХ ПРОВІДНИКІВ ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ПРосто-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО КВАДРАТІВ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ і 2/ ПРИ ОДНАКОВИХ ЕЛЕКТРОМОТОРНИХ СИЛАХ ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ЗІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО ОПОРІВ.

§ 74. Теплові діяння току знаходять безліч застосовань у сучасній техніці. Згадаймо тут про найголовніші з них:

1. ЛАБОРАТОРНІ ПЕЧІ. Така піч /рис. 151/ уявляє собою порцеляновий циліндр, обкручений платиновим чи іридовим дротом. Щоби запобігти можливій втраті тепла, особливо через випромінювання, згаданий циліндр уміщується до другого більшого циліндру, при чому вільна просторинь по-між стінками обох циліндрів виповнюється *ОКСИДОМ МАГНУ* (*MgO*). Тіло, що підпадає ogrіттю, вноситься до печі в платиновій посудині. Ток через пристрій пропускається з таким обрахунком, щоби температура печі не перевищила точки топлення платини чи іриду.

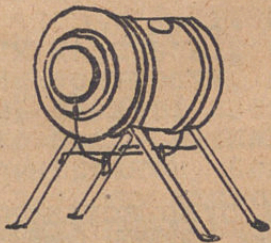


Рис. 151.

2. ТЕРМОСТАТИ, себ-то комори з певною сталою температурою, необхідною для переведення тих або інших досвідів з обсягу наук природничих та медичних.

3. ОГРІВАЛЬНІ ПРИСТРОЇ В ДОМАШНЬОМУ ГОСПОДАРСТВІ. Сюди належить віднести а/ ЕЛЕКТРИЧНІ ГРУБИ для ogrівання повітря в помешканнях, б/ ЕЛЕКТРИЧНІ ІНКУБАТОРИ, в/ ЕЛЕКТРИЧНІ КУХНІ /рис. 152/ г/ ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПОСУД для варива страй (*рис. 155*), д/ ЕЛЕКТРИЧНІ УТЮГИ /рис. 153/, ogrівальники води /рис. 154/ і т.д. В усіх цих пристроях електричний ток проходить через скручений в спіралі дріт, вироблений з таких металевих сплавів, які володіють значним опором і мають високі точки топлення /аргентан, нікелін, ніхром і т. инш./.

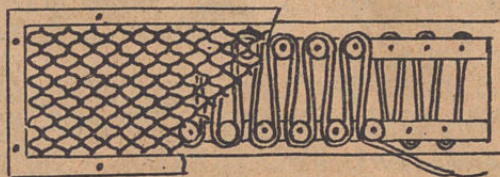


Рис. 152.

омілися з законом Віна /часть II, § 88 /, який показує, що максимум випромінювання в міру піднесення температури джерела світла пересувається

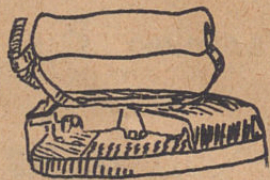


Рис. 153.

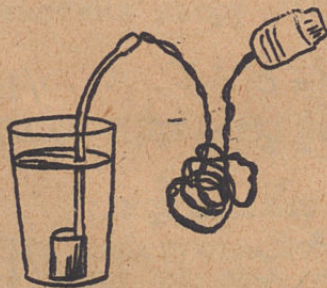


Рис. 154.

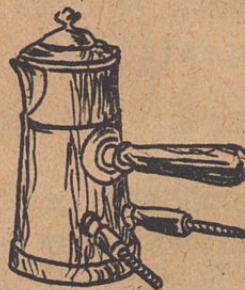


Рис. 155.

4. ЖАРОВІ ЛАМПИ. Без сумніву найбільшим застосуванням теплового діяння електричного току з'являються ЕЛЕКТРИЧНІ ЛАМПИ і в першу чергу лампи жарові. В жарових лампах джерелом світла з'являються виготовлені з того або иншого матеріалу тонкі волоконця, які у вислід значного свого опору ogrіваються електричним током до високої температури. В курсі оптики ми ознайомимося з законом Віна /часть II, § 88 /, який показує, що максимум випромінювання в міру піднесення температури джерела світла пересувається в бік коротких хвиль, себ-то в напрямку від червоної частини спектра до його фіолетової частини. Червоні промені, з оптичного боку з'являються, як відомо найменш активними. Через те при невисоких порівнюючи температура жарові лампи уявляють собою нееконномні джерела світла: переважаючи більшість енергії електричного току переходить при цих умовах у

тепло, лише незначна її частина перетворюється в енергію світляну. З цих причин для волоконця жарових ламп можна вибрати лише такі матеріали, які в стані витримати дуже високі температури. В первісній конструкції жарових ламп, автором якої був ЕДИСОН, таким матеріалом з'являвся ВУГІЛЬ. Вугільне волокноце вироблялося при цьому наступним чином: густа маса, що містила в собі деревину, целулоїд та інші продукти, протискувалася через мелесенькі відтулини, витворюючи таким чином тонесенькі волоски: останні

містилися до газової ванни і піддавалися тут діянню електричного току; внаслідок цього відбувалася "карбонізація" волосків, себ-то їхнє зуглячіння. Щоби вирівняти поверхню волосків, яка після переведення згаданого процесу з'являлася неправильною, їх уміщувалося до камери, виповненої вуглеводанами, де вони знову розпікалися током до температури червоного гарту. У вислід розкладу вуглеводанів на поверхні волосків осідала сажа, яка найбільше скупчувалась у найтонших місцях волосків, бо там опір мав максимальні вартості і через те термічний ефект був найзначнішим. Цією дорогою поверхня волосків вирівнювалася і вони в усіх місцях набували однакової товщини. Виготовлене такою дорогою вугляне волоконеце містилося внутрь шкляного закритого резервуара, з якого до можливої міри випомповувався воздух /без осягнення високих розріджень жарова лампа не в стані була би працювати, бо у вислід сполучення з киснем воздуху вугіль хутко згорав би/. Ток до волоконець підводився через платинові дротики пролютовані через скло /платину в цьому випадку довелось взяти через те, що вона має той же коефіцієнт теплового розширу, що і скло/. Для включення ламп в електричну лінію Едісон сконструював особливий ПАТРОН, який дістав величезне поширення і вживається всюди донині. Загальний вигляд лампи з вугляною ниткою показано на рис. 156, загальний вигляд патрону - на рис. 157.



Рис. 156.

Рис. 157.

Вугільна лампа працювала при 1800°C . і через те її корисний світляний ефект був, порівнюючи, досить малим. Для витворення світла силою в 1 нормальну свічку вона вимагала від 3 до $3\frac{1}{2}$ ваттв електричної енергії. Через те технічна думка стала вишукувати таких матеріалів, які дозволяли би виготовляти більш тривкі нитки, що витримували би температури в 2000° і вище. Перший вдалиий крок в цьому напрямку було зроблено АУЕРСМ, який року 1900 сконструював свою ОСМОВУ ЛАМПУ, що потребувала всього лише 1,5 ватта на

свічку. Це пояснюється тим, що осм /Os/ уявляє собою метал, точка топлення якого лежить близько 2500°C . Металева нитка виготовлювалася в цьому випадку дорогою спресовання осмового порошку. Ауерова лампа не знайшла одначе належного поширення, бо практика виявила одну її важливу хибу, а саме: металева нитка не мала належної міцности й розламувалася при найменш-необережному поводженні з лампою.

Року 1903 відома німецька фірма "СІМЕНС і ГАЛЬСКЕ" випустила ТАНТАЛОВУ ЛАМПУ /рис. 158/. Тантал у вислід значної його пластичности витягається в дуже тоненькі дротики /0,02 мм. у проміні/, що з технічного боку дає великі переваги. Точка топлення цього металю лежить біля 2200° . При температурі в 2000° танталова лампа споживала біля 1,7 ватта на 1 свічку.

Новим кроком наперед було сконструйовання ВОЛЬФРАМОВОЇ ЛАМПИ /рис. 159/, що споживала біля 1 ватта на свічку. Вольфрам уявляє собою дуже туготопкий метал; точка його топлення лежить біля 3200° , а через те виготовлені з нього /дорогою пресовання порошку/ нитки, без труднощів витримують температуру в 2300° /при вищих температурах, вольфрам як і тантал починає розмягшуватися/. Вольфрамкові лампи почала випускати фірма "Осрам", через що вони більше відомі під назвою ОСРАМОВИХ.



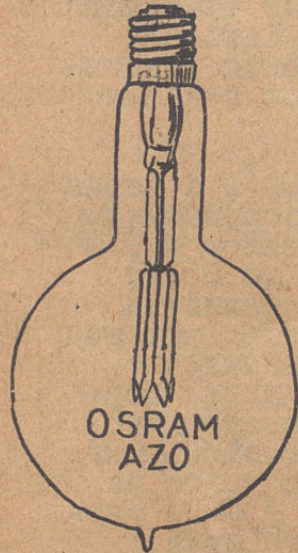
Рис. 158.

Рис. 159.

За останні п'ять років техніка виготовлення жарових ламп зробила нові поважні успіхи. На сьогодні фірмою "Осрам" і іншими випускаються на ринок різноманітних взірців "ПІВВАТОВКИ", себ-то такі жарові лампи, які споживають лише пів ватта /трохи більше/ на свіч-

ку.

Ці лампи нитки мають здебільшого вольфрамові; вони скручені в густі спіралі, які займають дуже небагато місця. Характерною ознакою півватових ламп, є те, що вони виповнені хемично-неактивними газами /азотом, аргонем і т.инш./, які перебувають під тисненням, близьким до атмосферного. Таке виповнення лампи газом має своїм вислідом відібрання ним тепла від металеві нитки, яка через те витримує значно довший час; в цієї причини лампи виповнені неактивними газами дають до 1000 годин горіння. Сконцентровання металеві нитки в одному місці й надання їй вигляду густої спіралі спричиняється до того, що передача тепла на зовні не є надто значною і не досягає тих розмірів, які змушують переводити евакуацію газу. Півватовки, виповнені азотом /т.зв. НИТРОЛАМПИ або АЗОЛАМПИ/, можуть давати силу світла до 4000 свічок. По своїм складу їхнє світло в значній мірі підходить до світла сонячного й через те приємно вражає око. Загальний вигляд азоламп подає рис.160.



Отже бачимо за короткий 42-літній період, який відділює нас від менту Едісонового винаходу, техніка електричного освітлення довершила блискучу еволюцію, що привела до остаточного закріплення пріоритету цієї методи продукції світляної енергії.

5. ЛУКОВІ ЛАМПИ. Жарові лампи не з'являються по одиноким способом розв'язання проблеми освітлення за поміччю електричної енергії; крім нього ми маємо ще й другий спосіб, який зреалізовується в т.зв. ЛУКОВИХ ЛАМПАХ. Року 1813 англійський хемик ДЕВИ /*Даву*/, залучивши два вугільні стрижні з полями гальванічної батареї в 50 елементів Вольти і витворивши контакт по між їхніми вільними кінцями, сконстатував, що в вислід акції Джулевого тепла названі кінці стрижнів розпеклися до температури червоного гарту. Коли Деви збільшив віддалення по між стрижнями, то через зріст опору температура піднялася ще більше і як наслідок цього з'явилася іскрава полум'я, що висвітлювало білим світлом. При послідуєчому розсуненні стрижнів це долу-

мя згасло. Як що на званий досвід переводити припоземному положенні обох вугільних стрижнів, то у вислід конвекційного процесу, що заходить в найближчому повітряному оточенні, середня частина полум'я підноситься догори; така викривлена форма останнього послужила приводом до засвоєння йому назви "ВОЛЬТОВОГО ЛУКУ". Вольтовий лук виникає, як вислід того значного огріття повітряних мас, яке повстає в безпосередньому сусідстві з місцем контакту двох вугільних стрижнів. Ми вже знаємо, що в сильно розпеченому стані газу перетворюються в добрі провідники; отже немає справляти здивовань той факт, що перенесення електричності від одного вугільного стрижня до другого не припинається й тоді, коли ми їх розсовуємо і таким чином нищимо взаємний контакт. До цього маємо додати, що вже в дуже швидкому часі після розсунення стрижнів до молекул повізду починають домішуватися й молекули вуглеця у вислід процесу сублимації на обох електродах /вугіль на них по части згорає, а по части перетворюється в пару/.

Вже побічне ознайомлення з перебігом досвіду відкриває перед нами той факт, що інтенсивність світла не є однаковою на обох електродах: ГОЛОВНУ МАСУ ПРОМІНІВ ВИСИЛАЄ ЕЛЕКТРОД ДОДАТНИЙ. Цей останній також і значно швидче /майже вдвічі/ згорає; при цьому на його кінці витворюється виразно-означена заглибина /рис.161/.

Щоби інтервал по-між кінцями вугілів не змінювався доводиться з бігом часу надсовувати їх один до другого. Для такого переміщення вугільних стрижнів вживається тих або інших механізмів. Найпростішим із них з'являється РУЧНИЙ РЕГУЛЯТОР /рис.162/. В лукових ліхтарях, яких широко

х/ Через те додатні вугілі виготовляються товстішими ніж вугілі від'ямні.

вживається для освітлення вулиць та великих публичних помешкань; регуляція відбувається автоматично за поміччю особливих механізмів, з принципами конструкції яких ми ознайомимося в останній частині нашого курсу.

Ми сказали, що максимум світляного проміння висилає додатний вугіль. Але на дорозі цього проміння стоїть вугіль від'ємний, що перешкоджає правильно-рівномірному розподіленню світляної енергії. Як саме відбувається розподілення об-

таннями показує крива I рис. 163. На практиці цю хибу в певній мірі виправляють тим, що до літара додають відповідної форми абажур з опалового скла, який певним чином змінює розподілення світла (крива II рис. 163); але при цьому звичайно через поглинення губиться певна частина світляної енергії. Іноді для ліпшого використання світла вольтової лампи стрижням її надають



Рис. 161.

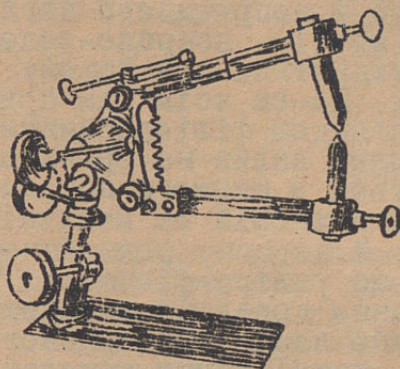


Рис. 162.

положення, що показані на рисунках 164 та 165.

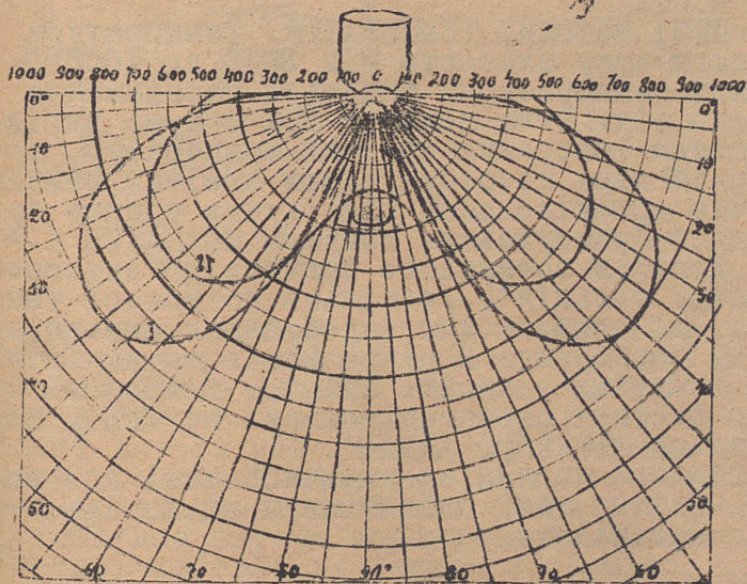


Рис. 163.

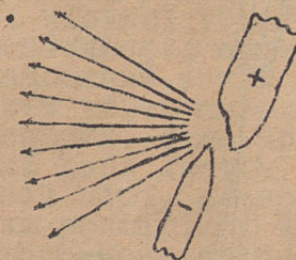


Рис. 164.

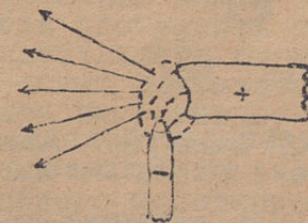


Рис. 165.

6. РТУТНІ ЛАМПИ. Року 1896 АРОНС /L. Arons/ викрив той факт, що в евакуованій трубці зі ртутними електродами витворюється світляний дук після того, як дорозю струшування ртуті поміж названими електродами справлено контакт. Джерелом випромінювання в цьому випадку з'являється

ртутна пара, розпечена током до високої температури. Процес паровання на двох електродах відбувається нерівномірно: на додатньому електроді він проходить значно швидше, ніж на від'ємному. Висока температура, що повстає всередині трубки, спричиняється до того, що остання дускає, або починає ростиоплюватися. Щоби цього уникнути, трубки доводиться виготовляти з відповідних ґатунків скла і надавати їм таку форму, при якій тепловий ефект стає по можливості мінімальним.

Ртутні лампи в'являються досить економним джерелом світла: вони зуживають лише біля 1 ватта на свічку. Але ці лампи мають де-які такі риси, які усовують найменшу можливість використання їх для потреб освітлення. Річ у тім, що В СВІТЛІ РТУТНИХ ЛАМП Є ЦІЛКОВИТО ВІДСУТНІ ЧЕРВОНІ ПРОМІНІ І НАТОМІСНЬ В НЕЗВИЧАЙНО-ВЕЛИКІЙ КІЛЬКОСТІ ПРИСУТНІ ПРОМІНІ УЛЬТРА-ФІОЛЕТОВІ. З цих причин у названому світлі всі предмети прибирають ненатурального і неприємного вигляду; білі об'єкти виглядають зеленкуватими, ясно-жовті - яскраво-зеленими, червоні - синіми. Через те людське обличчя видається при такому освітленні зеленим, а щокита уста - яскраво-синіми. По-за всім цим присутність ультра-фіолетового проміння, активного під оглядом фізіологічним, робить небажаним зуживання такого світла /шкідливий вплив на орган зору/. Отже з наведених причин ртутні лампи усовуються з ширшого повсякденного вжитку^{х/}. Але за те вони лишаються в галузях науковій та медичній, де іноді їм доводиться відігравати дуже важливу й корисну роль генераторів ультра-фіолетового світла. Вважаючи на те, що ультра-фіолетові проміни досить інтенсивно поглинаються шклом, останнє довелось замінити КВАРЦЕМ. Такі лампи мають назву "уфіолевих ламп" або ламп із кварцевого скла. Загальний вигляд такої лампи показано на рис. 166. Як бачимо, біля кожного електрода уміщено по жмутку бляшаних плиток, за помічку яких зайве тепло відводиться до зовнішнього оточення. Для потреб медичних існують лампи спеціальних конструкцій.

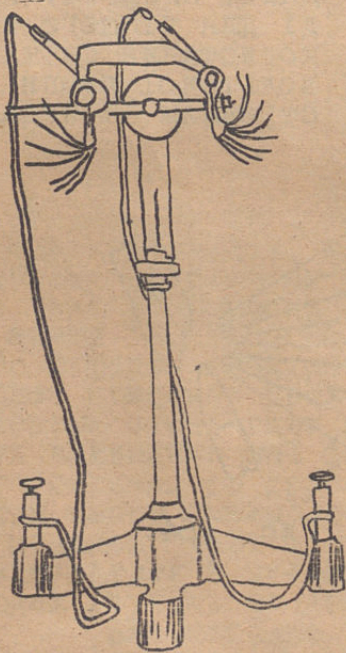


Рис. 166.

При праці зі ртутними кварцевими лампами **КОНЧЕ ПОТРІБНО ВЖИВАТИ ШКЛЯНИХ ОКУЛЯРІВ**; цей захід забезпечує наш орган зору від шкідливих впливів на нього ультра-фіолетового проміння.

7. ПЕЧІ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР. Температура вольтового луку виносить від 3000 до 4000^оС. При таких температурах топиться переважача більшість тіл. Отже вольтові лук є дуже вигідним засобом утворення високих температур, що їх у такій мірі потребує часом новітня техніка. Практичне зреалізування цієї думки вперше було переведено французьким хемиком **МОАСАНОМ** /*Mosand*/. Досвіди останнього привели до витворення карбиду кальція^{х/}, /остільки поширеної тепер сполуки, що служить для видобування ацетилену, викриття карборунда і цілої низки інших інтересних хемичних реакцій. Пізніше Моасанові пощастило дістати скристалізований вугіль у формі зерняток **ШТУЧНОГО АЛДМАЗУ**.

Загальний вигляд електричної печі для високих температур подає рис. 167. Стінки печі робляться з відповідно-тугопекких та мало-теплопроводних матеріалів.

8. МІРНИЧІ ПРИСТРОЇ. На тепловому діянні току базується конструкція де-яких мірничих пристроїв сучасної електротехники. Ми розглянемо тут конструкцію т.зв. **ТЕПЛОВОГО АМПЕРМЕТРА**, себ-то пристрою, що служить до поміру сили електричного току. Головну частину цього пристрою /рис. 162/ складає тонкий платиново-срібний дротик, нап'ятий по-між дво-

х/ Їх уживається лише для потреб реклами та при фотографічних працях.
ж/ Карбид кальцію витворяється через таку реакцію: $CaO + 3C = CaC_2 + CO$

ма штифтами *a* та *b*. В точці *e* до нього прилютовано другий дротик, закріплений вільним своїм кінцем на штифті *d*. До цього дротику в свою чергу прилютовано дротик *z*, який відтягає /в лівий бік/ пружина *p*. Останній дротик при своїй переміщенні приводить в рух вісь стрілки *L*, що ходить вздовж шкали *SS*; остання проступіньована на ампери. Для швидкого загасання коливань стрілки до останньої долучено глинцева плітка *nn*, що ходить по-між полями натурального магнету *M*; поле останнього індукує в плітці *nn* токи Фуко і викликає

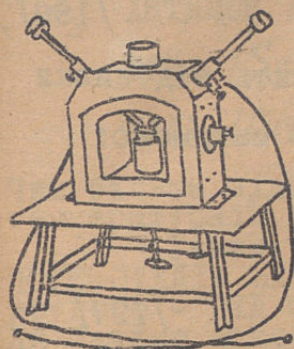


Рис. 167.

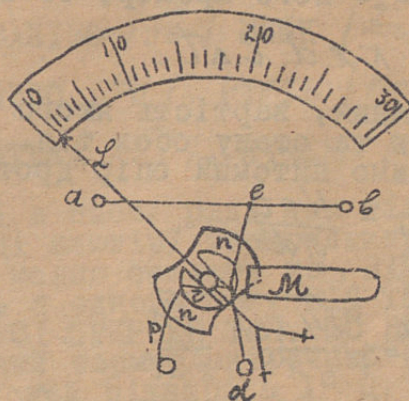


Рис. 168.

аперіодичні її рухи.

9. ЗАПОБІЖНИКИ. Всяка електрична установка розраховується на ток певної сили. Вживання току більшої сили може мати своїм наслідком /через виділення в значній кількості джулавого тепла/ ушкодження установки, а

иногда і спричинитися до пожежі. Здебільшого аномально-сильний ток виникає у вислід т.зв. КОРОТКИХ З'ЄДНАНЬ /*Kurzschluss*/. Коли з тих або інших причин ток проходить не через значний опір, на який було розраховано при проектуванні установки, а через опір дуже малий /таке коротке з'єднання повстає, наприклад, у вислід безпосереднього сполучення двох проводів звичайної міської установки, призначеної для освітлення; ампераж такої установки обрахований у тій гадці, що ток має проходити через жарові лампи з певним значним опором; отже, при безпосередньому злученні двох дротів, сила току зростає в значній мірі, а через те досягає дуже великих розмірів і тепловий ефект; у вислід цього може зайнятися ізоляція на проводах, а від неї загорітися й ціле помешкання/.

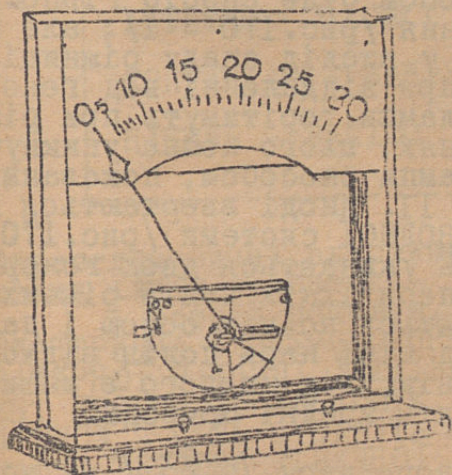


Рис. 169.

Щоби при таких коротких з'єднань теплові діяння току не спричинилися до небажаних шкідливих наслідків, звертаються до помочі особливих засобів, які своєю базою мають той же тепловий ефект електричного току. В ролі цих засобів виступають т.зв. ЗАПОБІЖНИКИ, що уявляють собою тоненькі дротики /здебільшого олів'яні/, поміщені всередині невеличких порцелянових коморок. Дротики розраховані на певний граничний ампераж. Як що сила току переходить цю граничну вартість, дротик розтоплюється і тим самим розмикає лінію току. Згорання дротику відбувається всередині порцелянаної коморки, а через те не ховає в собі найменшої небезпеки. Цілком зрозуміло, що після кожного короткого замикання для відновлення діяльності лінії необхідно даний запобіжник замінити новим /або до старого закласти знову дротика/.

Покажемо як обрахувати для кожного випадку товщину дротику. В міру огрівання током дроту зростатиме різниця температур Δt по-між ним та зовнішнім оточенням /воздухом/, а через те зростатиме й віддача тепла металем назовні; при певних умовах по-між двома процесами витвориться стан рівноваги, так що кількість тепла випродукована за певний протяг часу током, рівнятиметься кількості тепла, що її поверхня провідника за

той же протяг часу віддала назовні. Таким чином, як що через l зазначимо довжину дроту, а через d - його промір, то зможемо написати наступне рівняння:

$$0,24 \cdot \tau \cdot i^2 = \kappa \cdot \pi \cdot d \cdot l \cdot \Delta t \quad /196/$$

де κ уявляє собою певний множник, вартість якого залежить від низки чинників, з'окрема від природи та стану обох тіл.

Як що через ρ зазначимо питомий спір дроту, то матимемо:

$$\tau = \rho \cdot \frac{l}{\pi r^2} = \frac{4\rho l}{\pi d^2}$$

а через те взір /196/ дасть:

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,24}{\pi^2} \cdot \frac{i^2 \rho}{\kappa \Delta t}} \quad /197/$$

Взявши відповідну вартість величини Δt , що має уявляти собою різницю по-між точкою топлення даного металю /напр. олива/ та температурою зовнішнього оточення /для олива $330^\circ - 15^\circ = 315^\circ$ /, і виразивши величину ρ в "омо-сантиметрах" /для олива $\rho = 21 \cdot 10^{-6}$ /, зможемо зі взору /197/ обчислити промір дротику d , що відповідатиме заданій силі току i .

§ 75. В попередньому § ми ознайомились з конструкцією жарових ламп. Скажемо тепер пару слів про СИСТЕМИ СПОЛУЧЕННЯ їх, себ-то про порядок включення їх в лінію. Найпростішим способом буде спосіб РІВНОБІЖНОГО сполучення /рис.170 - I/; але при цій системі, у вислід спаду різниці потенціалів при віддаленні від генератора, різні лампи горітимуть при різних напруженнях; цього можна уникнути сполучивши лампи способом, показаним на рис.170 - II. Іноді звертаються до т.зв. ТРИПРОВОДНОЇ системи /рис.170 - III/ при якій уживається двох генераторів; одна пара їхніх полів різних знаків алуцається по-між собою і далі з землею; від цієї пари полів відходить середній провід, від кожного з інших полів відходять крайні проводи.

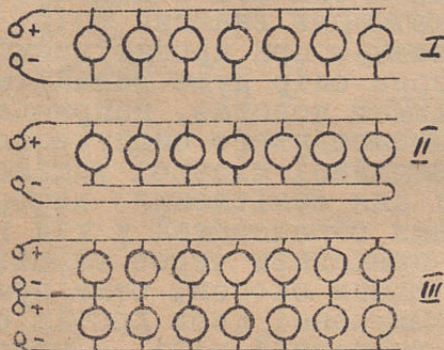


Рис. 170.

/року 1823/, що при огріванні місця з'яту мідяного та бісмутового дротиків у витвореному ними контурі виникає електричний ток. Перебіг т.зв. З'ЯВИЩА ЗЕЕБЕКА з'ясовує рис.171. Характер відхилення магнетної стрілки показує при цьому, що в огрітому з'яті ток іде від B_i до C_u , в неогрітому навпаки від C_u до B_i .

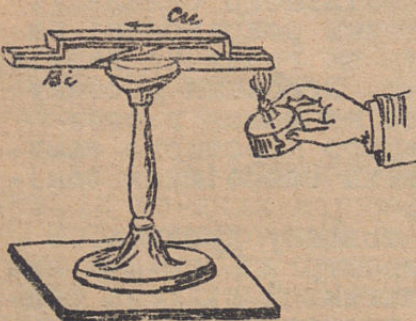


Рис.171.

Таким чином випадає так, ніби то C_u має вищий потенціал, а B_i - нижчий.

Пізніші дослідження показали, що всі метали можна розмістити в певний ряд, так що кождий попе-

х/ Замість того щоби огрівати місце з'яту, ми могли би його ОХОЛОДЖУВАТИ; в цьому випадку повстав би той же термоелектричний ефект, в тією лише різницею, що ток мав би протилежну напрямність.

редній його член матиме потенціал вищий, а кожний послідуєчий потенціал нижчий. Цей ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИЙ РЯД е*):

[+] АНТИМОН /*Sb*/ ЗАЛІЗО /*Fe*/ ЦИНК /*Zn*/ СРІБЛО /*Ag*/ ЗОЛОТО /*Au*/
 ЦІНА /*Sn*/ ОЛИВО /*Pb*/ РТУТЬ /*Hg*/ МОСЯЖ
 МІДЬ /*Cu*/ ПЛАТИНА /*Pt*/ НІКЕЛЬ /*Ni*/ БІСМУТ /*Bi*/ [-] /198/

Чим більше віддалені в цьому ряді два тіла, тим значнішою буде /при даній температурній різниці з'єднаних/ термоелектрична різниця потенціалів.

Таким чином маємо сказати що, ВАРТІСТЬ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОЇ РІЗНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗАЛЕЖИТЬ з одного боку ВІД ТЕМПЕРАТУРНОЇ РІЗНИЦІ З'ЄДНАНИХ, а з другого - ВІД ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ ТІЛ, ЩО ВИТВОРЮЮТЬ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНУ ПАРУ. Як бачимо максималний термоелектричний ефект витворює пара: БІСМУТ - АНТИМОН. При температурній різниці в 1° Ц. ми маємо наступні вартості термоелектричної різниці потенціалів у мікрровольтах /1 мікрровольт = 10⁻⁶ вольтів/:

Термоелектрична пара	Електром. сила в мікрвол.	Термоелектрична пара	Електром. сила в мікрвольт
АНТИМОН - БІСМУТ	100	НІКЕЛЬ - МІДЬ	22
КОНТАНТАН - ЗАЛІЗО	53	ПЛАТИНА - ЗАЛІЗО	17
НІКЕЛЬ - ЗАЛІЗО	32	ПЛАТИНОРОД - ПЛАТИНА	10

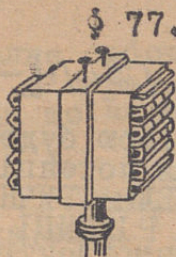
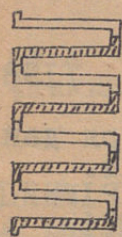
Термоелектричні властивості СТОПІВ залежать у великій мірі від співвідношення їхніх часток.

Досвід показує, що В МЕЖАХ НЕЗНАЧНИХ ТЕМПЕРАТУРНИХ РІЗНИЦЬ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНА ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ВЕЛИЧИННИ ТЕМПЕРАТУРНОЇ РІЗНИЦІ З'ЄДНАНИХ. Але в міру переходу до вищих температур КОЕФІЦІЄНТ ПРОПОРЦІОНАЛЬНОСТІ ЗМІНЯЄТЬСЯ, ПРИ ЧОМУ ПРИ ПЕВНИХ УМОВАХ МОЖЕ ОБЕРНУТИСЯ В НУЛЬ І НАВІТЬ НАБУТИ ВАРТОСТЕЙ ВІД'ЄМНИХ. Таке з'явище дістає назву ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОЇ ІНВЕРСІЇ. Точка яка відповідає нульовій вартості електромоторної сили, називається НЕЙТРАЛЬНОЮ ТОЧКОЮ. Щоби засвоїти собі зміст з'явища термоелектричної інверсії розглянемо який небудь приклад. Візьмемо пару: залізоб-мідь і будемо тримати один зі з'єднаних при температурі 0°, а другий поступінно підігрівати; тоді виникне термоелектричний ток, сила якого спочатку зростатиме, потім почне маліти й нарешті при температурі в 276° обернеться в нуль; при послідуєчому піднесенні температури виникне ток протилежної напрямності.

Електромоторна сила будь-якої термоелектричної пари з'являється, як ми бачили величиною дуже незначною /порядку 10⁻³ або 10⁻⁴ вольта/. Отже з'явище термоелектричності може надатися до використання його для практичних потреб лише при умові ПОСЛІДОВНОГО СПОЛУЧЕННЯ ЗНАЧНОЇ КІЛЬКОСТІ ТЕРМОЕЛЕМЕНТІВ. Схему такого сполучення показано на рис. 172; загальний вигляд ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОЇ БАТАРЕЇ подає рис. 173. Існують різні конструкції термоелектричних батарей значних розмірів, пристосованих до ogrівання їх світільним газом. Така батарея в 50 термоелементів /рис. 174/ дає електромоторну силу в 3,9 вольта при внутрішньому опорі в 0,48 ома. Вже найповер-

х/ У різних авторів метали в термоелектричному ряді розміщуються не зовсім однаково. Я зупинився на тому розміщенні, яке дає проф. *Grimshel*

зовнішній обрахунок показує, що термоелементи з економічного боку з'являються дуже не вигідними генераторами електричного току: вони носять занадто велику кількість теплової енергії.



§ 77. З'явище термоелектричності знаходить важливе застосування на практиці в сфері ПОМІРУ ДУЖЕ ВИСОКИХ ТА ДУЖЕ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР. У цих випадках з відповідних пар виготовляється термоелектрична батарея, до якої приєднується чутливий /дзеркальний/ гальванометр. Одна група з'єднаних термоелементів підтримується при сталій температурі, друга набуває температуру відповідного оточення, тепловий стан якого необхідно з'ясувати. Цілком зрозуміло, що відхилення гальванометра будуть пропорціональні до величини температурної різниці з'єднаних термоелементів. Як бачимо окреслена схема

Рис. 172. Рис. 173.

подає нам чутливу ТЕРМОСКОПИЧНУ установку. Щоби цю установку перевести на ТЕРМОМЕТРИЧНУ, необхідно поступити гальванометричну шкалу; для цього належить те відхилення стрілки, яке відповідає температурній різниці в 1^oС.

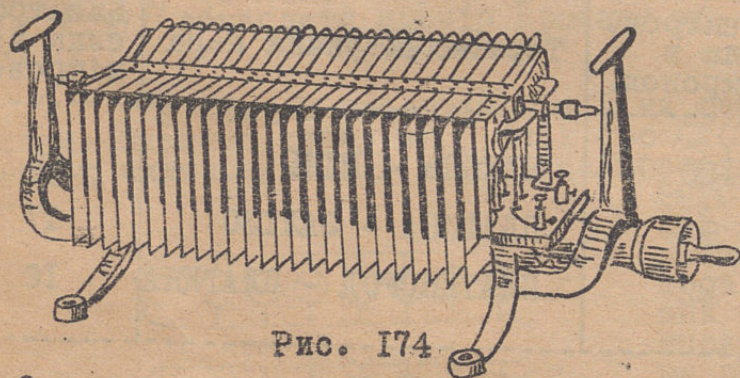


Рис. 174

Найважливішим застосуванням окресленої вище методи з'являється т.зв. ПИРОМЕТР ДЕ-ШАТЕЛЬЄ *Le Chatelier* - пристрій, призначений до поміру дуже високих температур; про нього ми вже згадували в науці про тепло /Ч. III § 7/. Цей пристрій /рис. 175/ уявляє собою термоелемент, витворений паром; ПЛАТИНА - СТОП ПЛАТИНИ ТА РОДУС(А)В межах до

1600^o показання пристрою з'являються досить правдивими, при чому зріст температурної різниці на 100^o збільшує різницю потенціалів на 0,001 вольтів.

Для поміру температур дуже низьких уживається термоелементів, складених з пари: КОНСТАНТАН - ЗАЛІЗО. /Така пара при температурній різниці в 1^oС. дає електромоторну силу в 0,000053 вольт/. Цих же термоелементів уживається й для дослідження РОСПРЕДІЛЕННЯ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ В СОБІ В НАШОМУ СПЕКТРІ. РУБЕНС *Rubens* сконструював для цієї мети особливий пристрій, вигляд якого в двох проєкціях подана на рис. 176 та 177. Основну його частину творить напятий на рямку тонкий дріт, складений з кавалків заліза та константану. Непаристі з'єднанні містяться на самій рямці, паристі - посеред неї. Проміні, що ввійшли в пристрій потрапляють через конічний роstrуб LL, ogrивають лише паристі з'єднанні, через що в елементі витворюється термоелектричний ток; останній викривається поміччу дуже чутливого гальванометра. Термоелемент Рубенса дозволяє переводити температурні поміри з виключною докладністю - до 0,000001 і навіть 0,000001 ступеня.

§ 78. Року 1834 ПЕЛЬТЬЄ *Peltier*, 1785 - 1845/ викрив з'явище, протилежне по змісту з'явищу термоелектричності: при перепусканні току через ланцюг складений з бісмута та антимона в напрямку від першого до останнього в місці з'єднання виникає ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ, а при перепусканні в напрямку від антимона до бісмута - ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ. Таке з'явище має місце для всякої термоелектричної пари; в науці воно відомо під назвою З'ЯВИЩА ПЕЛЬТЬЄ. Ефект Пельтьє найзручніше спостерігати за поміччу особливого водушного термометра, показаного на рис. 178. У двох кулястих резервуарах цього пристрою знаходиться по термоелементу; термоелементи розміщено так, що коли в одному з них ток іде від бісмута до антимона, то в другому він простує від антимона до бісмута. Таким чином

огріванню воздуха в одному резервуарі товаришить охолодження його в другому. У вислід цього стовпик течі в трубці, що лучить обидва резервуари починає змінювати своє положення.

Для демонстрації викритого ним з'явища дуже оригінальну і разом з тим просту методу придумав сам ПЕЛЬТЬЕ. Схему її подає рис. 179. Дві плити з антимону та сурьми складено навхрест. Коли до кінців *A* та *B* приєднаємо гальванічний елемент *C*, то в місці з'єднання плиток *O* відбудеться процес огрівання; виключимо елемент *C* і приєднаймо до кінців *C* та *D* гальванометр; тоді у вислід огрівання з'єднання *O* витвориться термоелектричний ток, який справить відхилення гальванометру. Як що би первісний ток мав напрямність протилежну, то в точці *O* ми мали би не огрівання, а охолодження, і через те в протилежний бік відхилився б і гальванометр.

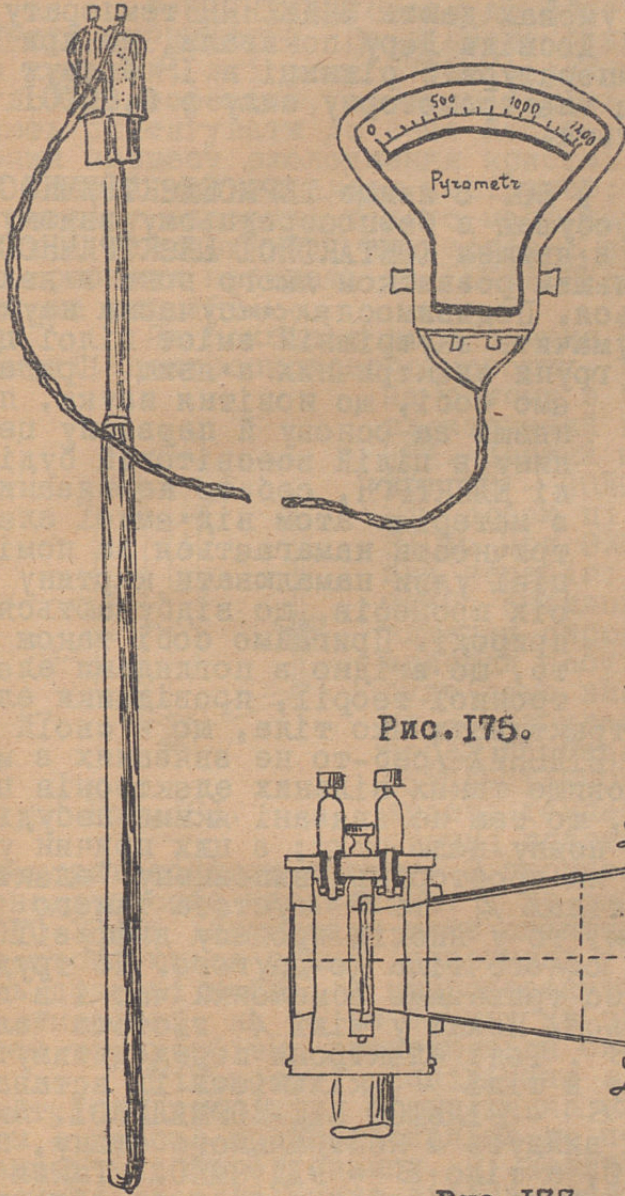


Рис. 175.

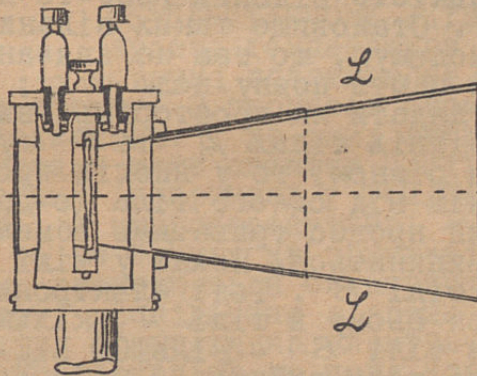


Рис. 177.

§ 79. Дорогою теоретичних міркувань В. ТОМСОН прийшов /року 1854/ до висновку, що термоелектричний ток має повставати і в тому випадку, коли РІЗНІ МІСЦЯ ВОЄ-ТОГО Ж ПРОВІДНИКА МАЮТЬ НЕОДНАКОВУ ТЕМПЕРАТУРУ. Досвід ствердив теоретичну гадку Томсона; в названих умовах справді повстає термоелектричний ток, хоч і надзвичайно малої сили. Для спостереження ТОМСОНОВОГО З'ЯВИЩА дуже зручно є установка, запропонована ЛЕРУ /Le Roux/; схему останньої подає рис. 180. Одна частина провідника *K* піддержується при високій температурі *T*, друга - при низькій температурі *t*.

Немає по провіднику *K* не йде ток, рух тепла від точки *C* до точок *A* та *B* відбувається ОДНАКОВО. З цієї причини точки *M* та *N* мають однакову температуру, через що в провіднику *L* /ІЗОЛЬОВАНОМУ/, який у названих точках дотикається провідника *K*, термоелектричного току не виникає. Як що тепер ми провідник *K* злучимо з полями гальванічного елемента, то побачимо, що гальванометр *G*, введений в контур провідника *L*, дає певне відхилення. Такий факт безпосередньо промовляє за те, що в точках *M* та *N* витворилася різниця температур; а це останнє з'явище без сумніву має своєю причиною те, що в одній частині провідника *K* напрямність руху електричності є протилежною напрямності руху тепла, в другій частині цього провідника є з нею згідною.

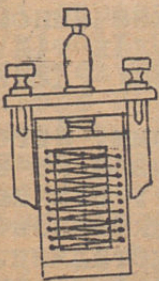


Рис. 176.

Томсонів ефект з найбільшою інтенсивністю виявляється в БІСМУ-ТІ та ЦИНКУ; при згідних напрямностях електричного та теплового току в цих тілах має місце ПІДНЕСЕННЯ температури; ЗАЛІЗО та ПЛАТИНА при тих же умовах дають ЗНИЖЕННЯ температури

Досвіди Леру показали, що при температурній різниці в 1^о бісмут дає електромоторну силу в 0,00001 вольта.

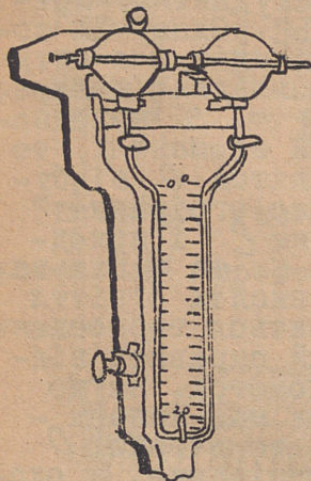


Рис. 178.

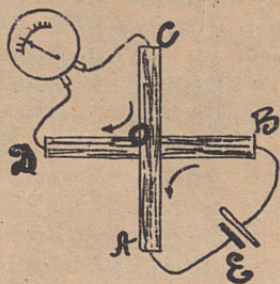


Рис. 179.

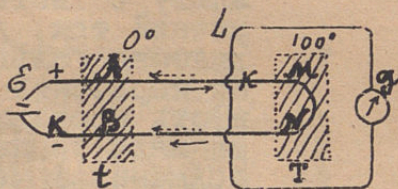


Рис. 180.

§ 80. З'явище ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОСТІ перебуває в безпосередньому зв'язку зі з'явищем КОНТАКТНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ

дальшим розвитком якого воно з'являється. Подивимось як сучасна наука тлумачить внутрішній зміст цілої цієї групи електричних з'явищ. Пригадаймо собі, що новітня наука, прийнявши за основу й первісну цеглину в цілій всесвітній будівлі ЕЛЕКТРОН, себ-то незв'язаний з матерією атом від'ємної електричності намагається за поміччю цієї яви на малювати картину усіх процесів, що відбуваються в природі. Пригадаймо собі також і те, що згідно з поглядами електронної теорії, провідники елек-

тричності, з'окрема метали, належить трактувати як тіла, що в своїй масі містять більшу або меншу кількість ВІЛЬНИХ /себ-то не зв'язаних з матеріальними атомами електронів/. Становище таких вільних електронів цілком нагадує становище газових молекул, що теж не зв'язані якими-небудь сталими зв'язками по-між собою й мають повну волю руху; з цих причин усяке металеве тіло ми можемо розглядати як просторинь, виповнену "електронним газом". Як що в двох сусідніх тілах *A* та *B* густота такого "електронного газу" з'являється різною, то у вислід процесу дифузії розпочинається перехід електронів від одного тіла до другого. Не трудно переконатися в тому, що названий процес триватиме обмежений час і в певній своїй стадії автоматично припиниться. Нехай у тілі *A* густота "електронного газу" є більшою ніж у тілі *B*. Тоді електрони переходитимуть від першого тіла до другого; при цьому в тілі *A* кількість їх вставатиме МЕНШОЮ ВІД НОРМАЛЬНОЇ, а в тілі *B* - БІЛЬШОЮ ВІД НОРМАЛЬНОЇ. Як вислід такого стану річей обидва тіла вийдуть з нейтрального стану, при чому тіло *A* наелектризується ДОДАТНО, а тіло *B* - ВІД'ЄМНО. Таким чином у міру переходу електронів через поверхню розподілу двох тіл, поміж останніми витворюватиметься все більша й більша різниця потенціалів. Напрямок поля, що повстане при цьому, йтиме від тіла *A* до тіла *B*; а через те акція сил цього поля перешкоджатиме руху від'ємно-наелектризованих електронів. У певній стадії процесу інтенсивність поля стане настільки значною, що рух електронів цілковито припиниться. Таким чином буде досягнуто певний стан рівноваги. Вартість різниці потенціалів тіл *A* та *B*, що відповідатиме цій стадії, уявлятиме собою КОНТАКТНУ РІЗНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛІВ.

Згаданий допіру стан електричної рівноваги не є сталим. Його порушує всяка ТЕМПЕРАТУРНА ЗМІНА. Температура, як відомо, впливає на всі дифузійні процеси. Цей вплив виявляється і в даному випадку: різниця температур у місцях контактів спричиняється до зміцнення електронного руху і через те до зросту різниці потенціалів по між двома металами.

У з'явищі термоелектричного току ми маємо діло з перетворенням внутрішньої молекулярної теплової енергії в енергію електричну; при зворотньому процесі, себ-то при перепусканні електричного току через поверхню ро-

споділу двох тіл має місце протилежне з'явище: електричні сили довершують додатну або від'ємну працю вислідом якої з'являється ogrіття або охолодження місця з'луту металів /ефект Пельтьє//.

§ 81. Звернемося до короткого ознайомлення зі з'явищем т.зв. ПИРОЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Це з'явище було викрито цілком випадково голандськими купцями, які року 1703 набули для себе партію цейлонського ТУРМАЛІНУ. Було спостережено, що турмалінові кристали після їхнього ogrіття починають притягувати до себе попіл, який відпадає знову геть після закінчення процесу охолодження кристалів. Причина такого дивовижного з'явища довгий час лишалася невідомою; пізніше було в'ясовано, що ogrівання турмаліну справляє в його масі певне електричне напруження, як-раз у вислід електризації кристалів і повстає описаний вище ефект. Турмалінові кристали належать до ГЕКСАГОНАЛЬНОЇ системи і мають вигляд, показаний на рис. 181.

Як показали дослідження КУНДТА /Kundt/, переведені ним при помочі електроскопового порошку, при OГРІВАННІ турмалінового кристалу на одному з його кінців /А/ витворюється ДОДАТНИЙ електричний набій, на другому /В/ - набій ВІД'ЄМНИЙ. Перший кінець називається АНАЛОГІЧНИМ ПОЛЕМ, другий - ПОЛЕМ АНТИЛОГІЧНИМ. Лінія, що лучить поміж собою ці два полі, називається ПИРОЕЛЕКТРИЧНОЮ ВІСЮ. При OХОЛОДЖЕННІ кристалу з'явище має протилежний перебіг: аналогічний кінець електризується ВІД'ЄМНО, антилогічний - ДОДАТНО. І в тому і в другому випадку піроелектричний ефект зникає, як тільки кристал набув СТАЛОЇ температури /хоч би остання й була дуже високою чи дуже низькою/. Тут треба взяти ще на увагу й той побічний факт, що кожний мінерал підпадає піроелектричності ЛИШЕ В ПЕВНОМУ ТЕМПЕРАТУРНОМУ ІНТЕРВАЛІ; наприклад турмалін при зрості температури вище 150° губить свої діелектричні властивості, а через те не може справляти й електризаційного ефекту. В процесах піроелектричності різні мінерали поводять себе неоднаково: у де-яких витворюється електричність ЛИШЕ ОДНОГО ЗНАКУ /прикладом може служити ПИРИТ/, у інших - різні їх частки електризуються різно /наприклад у ТОПАЗА брахиперекутневі руби витворюють додатні набіи, а макроперекутневі - набіи від'ємні/; у кристалів гемиморфних, як то ми бачили на прикладі турмаліну, на протилежних полях осей гемиморфізму витворюється електричність протилежних знаків.

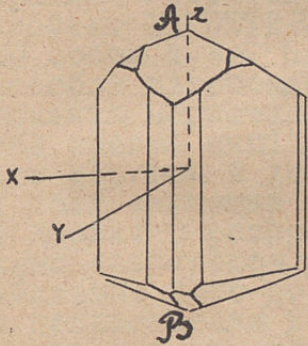


Рис. 181.

Кількісні дослідження з'явища піроелектричності приводять до наступних вислідів: 1/ величина електричного набію, витвореного кристалом, є просто-пропорціональна до поля його поперечного перерізу й не залежить від його довжини. 2/ Величина електричного набію не залежить від часу на протязі якого відбувалося ogrівання чи охолодження кристалу на дане число ступнів.

§ 82. Подружжям КЮРІ /P. et J. Curie/ було встановлено /року 1880/, що електричний ефект, подібний до описаного в попередньому параграфі, справляє просте МЕХАНИЧНЕ СТИСНЕННЯ КРИСТАЛІВ. Це з'явище відомо в науці під назвою ПІЕЗОЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Для спостереження пізоелектричного ефекту в ТУРМАЛІНІ /чи іншому гемиморфному кристалі/ належить виготовити з нього призму поздовжні руби якої були би рівнобіжними до головної осі кристала. Призму міститься на металеву плитку, злучену з землею; поверх призми кладеться друга така ж плитка, з'єднана з однією парєю квадрантів Томсоного електрометра. При помочі особливого пристрою призма піддається однібічному стискуванню або ростяганню; тоді електрометр починає

х/ Ефект Пельтьє осягає свого максимуму ПРИ ПЕВНІЙ СИЛІ ТОКА. Так само сила термоелектричного тока стає максімальною ПРИ ПЕВНІЙ ТЕМПЕРАТУРНІЙ РІВНІЦІ. Отже бачимо, що "електронний газ" НЕ слідує закону Гей-Люсака.

виявляти електризацію кристала. Докладніші дослідження показали, що СТИ-
СНЕННЯ КРИСТАЛА /в напрямку головної осі/ СПРЯВЛЯЄ ТОЙ ЖЕ ЕФЕКТ, ЩО І
ЙОГО ОХОЛОДЖЕННЯ, А РОСТЯГАННЯ ВИКЛИКАЄ ТОЙ ЖЕ ЕФЕКТ, ЩО Й ОГРІВАННЯ.
При цьому в кожному мінералі пізоелектричність виявляється в тому ж напрям-
ку, що й піроелектричність і в напрямках інших зовсім не витворюється.



Наука про магнетизм.

§ 83. Натуральна залізна руда, що уявляє собою мінерал МАГНЕТИТ і має хемічний склад Fe_3O_4 , виявляє особливу здібність притягувати до себе ЗАЛІЗНУ тирсу. Цей факт був відомий вже за стародавніх часів; перші поклади згаданої вище руди викрито було в Малій Азії поблизу міста Магнесії, через що вона і дістала наведену вище назву. Крім заліза притягальному ефекту з боку магнетиту підпадають також НІКЕЛЬ та КОБАЛЬТ; у цих двох випадках названий ефект є однак значно слабшим. Причину, яка справляє притягання магнетитом часточок заліза, нікеля та кобальта, ми назовемо МАГНЕТИЗМОМ, а всякий її прояв - МАГНЕТНОЮ СИЛОЮ. Магнетит уявляє собою т. зв. НАТУРАЛЬНИЙ МАГНЕТ у відміню від МАГНЕТІВ ШТУЧНИХ, зі способом виготовлення яких ми ознайомимося пізніше. Уміщення до певного оточення магнетної маси змінює фізичні властивості цього оточення; воно стає ареною акції магнетних сил, яка до того часу в ньому місця не мала. Цією дорогою в даному оточенні витворюється МАГНЕТНЕ ПОЛЕ. В кожній точці поля магнетна сила має певну величину та напрямок. Щоби з'ясувати собі характер розподілення магнетних сил у полі натурального магнету, ми маємо звернутися до відповідних досвідів. Візьмемо кавалок магнетиту й наблизимо його до купки залізної тирси. Тоді побачимо (рис. 182), що тирса поприставала до поверхні магнетиту переважно в двох місцях, що з'являються таким чином осередками акції магнетних сил. Як бачимо силові



Рис. 182.

знаходяться поблизу кінців бруска, але віддалені від них приблизно на $1/12$ цілої довжини бруска (рис. 183).

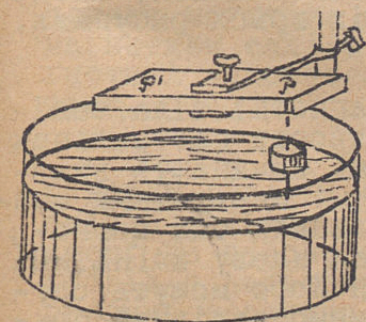


Рис. 183.

На перший погляд і один полюс магнету і другий справляють цілком ідентичні силові акції; однак ближче дослідження цієї справи встановлює певну внутрішню різницю по-між ними. Вона виразно окреслиться перед нами, як що, взявши будь який натуральний магнет, ми підвісимо його вільно на тонкій нитці. Тоді після декількох коливань він займе цілком означене положення, при якому один з його полюсів буде звернений НА ПІВНІЧ, а другий - НА ПІВДЕНЬ. Таким чином ВІСЬ МАГНЕТА, себ-то лінія, що лучить по-між собою його полюси, з'орієнтується в площі, близькій до площі географічного полуденника. Той полюс магнета, який звертається до північного бігуна земної кулі, дістає назву ПІВНІЧНОГО ДОДАТНОГО поля, той, що звертається до півден-

ного бігуна земної кулі, - ПІВДЕННОГО або ВІД'ЄМНОГО поля.

§ 84. Акція магнетних сил у натуральних магнетах є порівнюючи слабкою; значно інтенсивніше виявлена вона в магнетах штучних. А через те раніше ніж переходити до дальшого ознайомлення з властивостями магнетного поля, ми скажемо де-кілька слів про виготовлення штучних магнетів, з якими вже й будемо оперувати в усіх послідуєчих досвідах.

Як що до натурального магнета ми наблизимо залізну плитку й магнет притягне до себе один її кінець, то при піднесенні до другого, вільного її кінця залізної тирси спостерігається виразно-означений притягальний ефект. Таким чином ми бачимо, що ЧЕРЕЗ ДОТИК ДО НАТУРАЛЬНОГО МАГНЕТУ ЗАЛІЗНА ПЛИТКА НАБУЛА МАГНЕТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ. Як що тепер плитку ми відірвемо від магнету, то помітимо, що в тую ж хвилину зникають і набуті нею магнетні властивості. Повторимо той же досвід з плиткою СТАЛЕВОЮ; побачимо, що магнетні властивості плитки зберігаються протягом значного часу й після того, як дотик по-між нею та натуральним магнетом було усунено. Такий вислід наших спостережень показує, що сталь уявляє собою цілком придатний матеріал для виготовлення ШТУЧНИХ МАГНЕТІВ. Це виготовлення переводиться наступним чином: беремо сталеву плитку AB

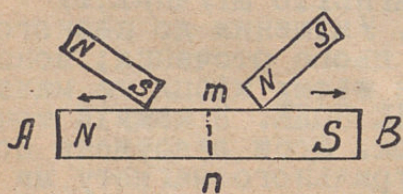


Рис. 184.

і, наблизивши до її середини mn натуральний магнет NS обернений до плитки додатним полем, проводимо ним де-кілька разів у напрямку від m до B . Ту-ж маніпуляцію повторюємо з другою половиною плитки, наблизивши на цей раз до неї від'ємний полюс магнета. У вислід цілої такої операції плитка AB обертається в штучний магнет, при чому TA її половина, яка підпадала впливу додатного N полюсу натурального магнета, виявляє МАГНЕТИЗМ ВІД'ЄМНИЙ S , а друга половина, що підпадала впливу від'ємного S полюсу натурального магнета, виявляє МАГНЕТИЗМ ДОДАТНИЙ.

Штучні магнети виготовляються в формі простих прутиків та плиток, а найчастіше в формі підків /рис. 185/. Остання форма з'являється найзручнішою, коли магнета вживається для притягування якихсь предметів. Через те що кавалки стали легше піддаються намагнечуванню тоді, коли вони не з'являються грубими, штучні магнети, яких вживається на практиці, складаються здебільшого з де-кількох ідентичної форми магнетів /рисунки 186 та 187/, які творять собою так би мовити МАГНЕТНІ БАТАРЕЇ. Полі магнету впливають певним чином на внутрішні частини останнього; цей вплив скерований до "розмагнечення" металю, себ-то до ослаблення сили штучного магнету.



Рис. 185.

Щоби опаралізувати по можливості такий процес "саморозмагнечення" під ту пору, коли магнет не працює, до його кінців прикладають т.зв. ЯКОР, себ-то плитку мягкого заліза. Такі якорі ми бачимо на всіх трьох рисунках, де показано штучні магнети.

§ 85. Досвід показує, що всякий раз як ферромагнетні тіла: залізо, кобальт та нікель перебувають в безпосередній близости натуральних чи штучних магнетів, вони самі починають виявляти магнетні властивості, які знову-таки зникають при віддаленні від названих тіл магнетів. Окреслене з'явище дістає назву МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ. Для з'ясування його можуть служити наступні досвіди: візьмемо залізний брусок A і, вмістивши його на деревляному штативі /рис. 186/, до верхнього його кінця наблизимо один з полюсів сильного /штучного/ магнету M . Тоді, піднесши до нижнього кінця бруска заліз-

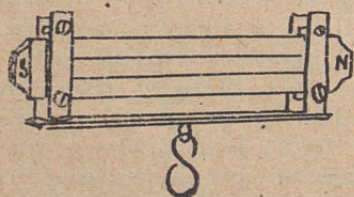


Рис. 186.

ну тирсу, побачимо, що остання притягається бруском. При віддаленні магнету *М* тирса починає негайно спадати додолу. Як бачимо присутність магнету *М* спричинилася до хвилевого змагнетчення залізного бруска *А*, який

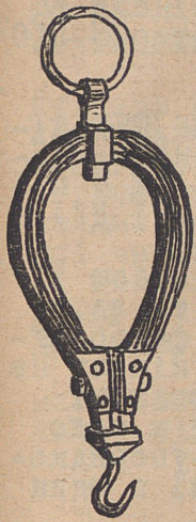


Рис. 187.

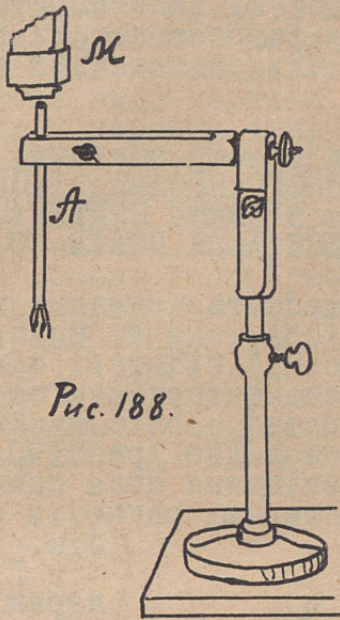


Рис. 188.

володів магнетними властивостями аж доти, поки магнет *М*, що їх в'индукував, перебував у безпосередній близькості до нього. Візьмо декілька невеличких залізних брусочків і наблизимо до магнету один з них; тоді, приставши до поверхні магнету, цей брусочок у вислід індукції перетвориться сам у магнет і при наближенні до нього другого брусочку, притягне його до себе; цей останній брусочок теж змагнетивується й притягне до себе третій брусочок, третій притягатиме в свою чергу четвертий і т.д. Це ми як раз і бачимо на рис. 189.

Підвісимо на тонкій нитці МАГНЕТНУ СТІЛКУ, себ-то невеличкий штучний магнет, знаки полюв якого є нам відомі, і наблизимо її по черзі до магнету *М*, а потім до кінців бруска *А*. Тоді по силовому діянню на полі стрілки ми встановимо, що НА НАБЛИЖЕННІ ДО МАГНЕТУ *М* ЧАСТИНІ БРУСКА *А* З'ИНДУКУВАВСЯ МАГНЕТИЗМ ЗНАКУ П Р О Т И В Н О Г О, А НА НАДАЛЬШІЙ - ЗНАКУ З Г І Д Н О Г О З НАЗВАНІЙ МАГНЕТОМ. Зазначене окреслює собою ОСНОВНИЙ ЗАКОН МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ. Як бачимо він створює повну аналогію закону індукції електростатичної.

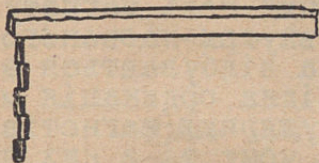


Рис. 189.

Як що в першому з наведених вище двох досвідів ми виготуємо брусок *А* не із заліза, а зі СТАЛІ, то побачимо, що після віддалення магнету *М* спаде додолу лише незначна частина залізної тирси; більшість залізних часточок продовжує триматися

на бруску. Продовжуючи такі досвідні дослідження ми кінець кінцем приходимо до наступного важливого висновку: В ПРОЦЕСАХ МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ ЗАЛІЗО ТА СТАЛЬ ПОВОДЯТЬ СЕБЕ НЕОДНАКОВО: ЗАЛІЗО ЗНАЧНО ЛЕГШЕ ПІДДАЄТЬСЯ НАМАГНЕЧЕННЮ, АЛЕ ЗА ТЕ НЕ ЗАТРИМУЄ В СОБІ МАГНЕТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПІСЛЯ ПРИПИНЕННЯ ІНДУКЦІЇ; СТАЛЬ НАМАГНЕЧУВАННЮ ПІДДАЄТЬСЯ ТЯЖЧЕ, АЛЕ ЗА ТЕ ЗДОБУТІ МАГНЕТНІ ВЛАСТИВОСТІ ЗБЕРІГАЄ І ПІСЛЯ ТОГО ЯК ПРОЦЕС ІНДУКЦІЇ ПРИПИНІВСЯ /хоч звичайно в ослабленому вигляді/.

Власне кажучи і м'яке залізо затримує магнетизм, але в дуже незначній мірі, не до порівняння меншій ніж сталь. З наведених вище причин магнетиз сталі дістає назву ПЕРМАНЕНТНОГО /себ-то тривалого/, магнетизм заліза - РЕМАНЕНТНОГО. Чинник, яким ставиться збереження магнетних властивостей даного тіла, називається КОЕРЦІТИВНОЮ СИЛОЮ цього тіла.

§ 86. Послідуєчий наш виклад з'ясує між иншим той факт, що магнетизм є з'явищем характеру МОЛЕКУЛЯРНОГО. А як що так, то натурально слід сподіватися існування певної його залежності від температурних умов. Це дійсно і встановлює експеримент. Як що наприклад переводючи досвід з залізним бруском /рис. 188/, ми за помічу бунзенової горілки огріємо середину останнього до температури червоного гарту, то спостережемо раптовне опадання залізної тирси. Залізний дріт, розпечений до температури 800°, не притягується магнетом. Таким чином піднесення температури залізних предметів має вислідом страту ним магнетних властивостей. Фізико-хімічні дослідження переведені над залізом, дають пояс-

нення наведеному факту; вони показують, що при температурі біля 780° залізо перетворюється в певну АЛОТРОПНУ ВІДМІНУ з цілком іншими внутрішніми фізичними властивостями.

Подібне зв'язище зникнення магнетних властивостей в піднесенням температури має місце й для двох інших ферромагнетних тіл - нікеля та кобальта. "Точка знику" для першого з них означається температурою 310° а для другого - температурою 1150°.

§ 87. На основі викладеного ми можемо сказати, що ЗОВНІШНЄ ДІЯННЯ МАГНЕТІВ МАЄ ТРИ НАСТУПНІ ФОРМИ СВОГО ПРОЯВУ: 1. ПРИТЯГАННЯ НАМАГНЕЧЕНИХ КАВАЛКІВ ФЕРРОМАГНЕТНИХ ТІЛ; 2. ВЗАЄМНЕ ПРИТЯГАННЯ РІЗНИХ ПОЛІВ ДВОХ МАГНЕТІВ І ВІДПИХАННЯ ПОЛІВ ОДНОРІДНИХ; 3. МАГНЕТНА ІНДУКЦІЯ.

Такі прояви магнетизму нам пощастить погодити по-між собою і дати всім їм логічне пояснення лише після того як ми примемо т. зв. ГІПОТЕЗУ МОЛЕКУЛЯРНИХ МАГНЕТІВ. Згідно цій гіпотезі молекули ферромагнетних тіл творять собою перманентні елементарні магнети, що ніколи не позбавляються своїх магнетних властивостей. При звичайних умовах ці елементарні магнети розміщені в тілі безладно /рис.190/; коли ж тіло приведено до магнетного стану таке розміщення стає правильно-упорядкованим, при чому однозначні полі елементарних магнетів звернені в один бік.



Рис. 190.

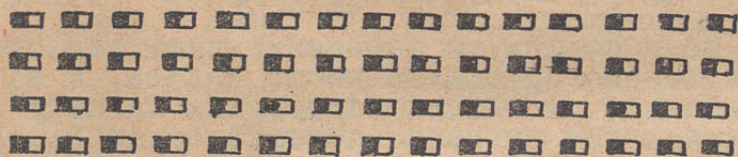


Рис. 191.

Гіпотеза молекулярних магнетів одразу дає повне пояснення усім зазначеним вище проявам магнетизму. Коли до ферромагнетного тіла ми наближуємо певний полі магнету, то всередині названого тіла відбувається відповідна ординація молекулярних магнетів, при чому ті з них, які зв'язуються протилежними по знаку з полем даного магнету, пересуваються в бік останнього, а ті, що мають знак згідний з ним -

пересуваються в бік протилежний. Через таке упорядкування в системі розташування елементарних магнетів діяння їх набуває характеру спільності, і внаслідок цього зв'язується перетворення даного тіла в тимчасовий магнет, ближчий полі якого має знак протилежний знаку поля, що справив індукцію, а дальший - має знак згідний з ним. З причини неоднаковості віддалень притягальна сила по-між основним магнетом та першим полем буде більшою, ніж відпихальна сила по-між ним та другим полем, через що внаслідок ефекту, - буде ефектом притягальним; останній зростатиме в міру зменшення віддалення по-між даним тілом та магнетом. Отже як бачимо, зв'язище ПРИТЯГАННЯ МАГНЕТАМИ ФЕРРОМАГНЕТНИХ ТІЛ Є БЕЗПОСЕРЕДНІМ ВИСЛІДОМ МАГНЕТОІНДУКТИВНИХ ПРОЦЕСІВ ВНУТРИ ЦИХ ТІЛ.

Гіпотеза молекулярних магнетів пояснює й ще один факт, викритий на досвіді, а саме те, що ПРИ РОЗРІЗАННІ МАГНЕТУ НА ДВІ ЧАСТИНИ В МІСЦІ РОЗРІЗУ ЗАВЖЕ ВИТВОРЮЮТЬСЯ ДВА ПОЛІ ПРОТИВНИХ ЗНАКІВ /рис.192/. Останній досвід каже нам між іншим про те, що ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ НЕ МОЖНА ДІСТАТИ КОЖДИЙ З Окрема МАГНЕТИЗМИ РІЗНИХ ЗНАКІВ. Додатний і від'ємний магнетизми завше повстають одночасово і в однакових кількостях; і коли при витворенні штучного магнету ми одну половину бруска намагнетчуємо додатно, то тим самим у другій його половині спра-

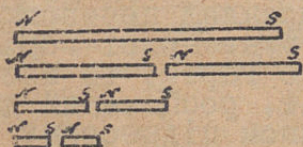


Рис. 192.

вляємо намагнетчення від'ємне. Під цим оглядом по-між з'явищами магнетними та з'явищами електричними існує певна різниця; там при витворенні електричностей двох знаків ми мали можливість тими або іншими засобами взаємно їх розділяти й кожду з них діставати в самостійному стані; тут це до здійснення цілковито не надається: мати окремо додатний або від'ємний магнетизм нема найменшої змоги.

Окреслена вище картина магнетної індукції безпосередньо нагадує нам відповідну картину індукції електростатичної. Але про повну аналогію ми маємо право казати тоді, коли візьмемо на увагу лише тіла ДІЕЛЕКТРИЧНІ. Лише в цих тілах, де немає волі руху електричних набоїв, електричності двох знаків перебувають у звязаному стані й не надаються до взаємного відокремлення. Цього ми не можемо віднести до провідників, на які через те не можемо й поширювати сферу нашої аналогії. Отже на основі цих зауважень приходимо до такої вислідної думки: ПРОВІДНИКІВ МАГНЕТИЗМУ НЕ ІСНУЄ, МАГНЕТНИЙ СТАН ФЕРОМАГНЕТНИХ ТІЛ НАЛЕЖИТЬ ТРАКТУВАТИ, ЯКО СТАН МАГНЕТНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ.

Наведене твердження що-до неможливості існування провідників магнетизму промовляє за те, що ПОЛЕ ІСНУЄ І ВНУТРИ МАГНЕТІВ і що таким чином МАГНЕТНІ СИЛОВІ ЛІНІЇ СУТЬ ЛІНІЇ ЗАМКНЕНІ /рис.193/.

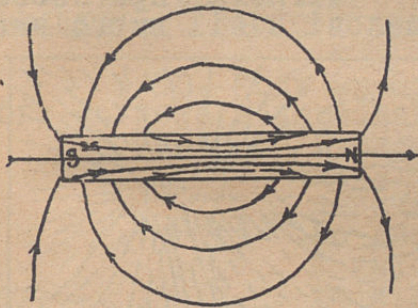


Рис. 193.

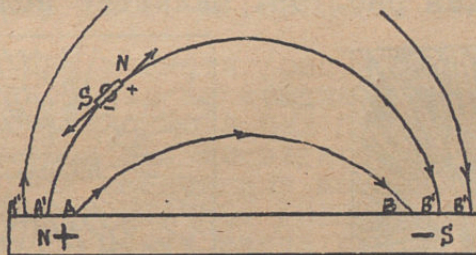


Рис. 194.

§ 88. Звернемося до ближчого ознайомлення з властивостями магнетного поля. Візьмемо маленьку магнетну стрілку й почнемо містити її в різних точках поля. Тоді ДОДАТНИЙ напрямок воєї стрілки, себ-то нап-

рямо, що йде од від'ємного її поля до поля додатного, для кожного положення стрілки визначить НАПРЯМОК МАГНЕТНОЇ СИЛИ у відповідній точці.

Цілком натурально, що магнетна сила F в даній точці поля уявляє собою вислідну двох сил F_N та F_S , витворених двома різними полями /додатним N та від'ємним S магнета /рис.195/. Як що через певну групу точок магнетного поля ми проведемо криву, дотичні до якої в усіх її точках відповідатимуть напрямкам магнетної сили в цих точках, то така крива дасть нам те, що має назву МАГНЕТНОЇ СИЛОВОЇ ЛІНІЇ. На рис. 194 такими лініями з'являються $AB, A'B', A''B''$.

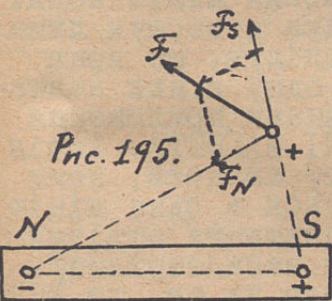


Рис. 195.

Як бачимо, МАГНЕТНІ СИЛОВІ ЛІНІЇ СВОЇМ ДЖЕРЕЛОМ МАЮТЬ ДОДАТНИЙ ПОЛЬ МАГНЕТУ, а ЗАКІНЧЕННЯМ-ЙОГО ВІД'ЄМНИЙ ПОЛЬ. Зі сказаного вище слідує, що НАПРЯМОК МАГНЕТНОЇ СИЛОВОЇ ЛІНІЇ ВІДПОВІДАЄ ТОМУ НАПРЯМКУ, В ЯКОМУ ПЕРУШУВАВСЯ БИ ІЗОЛЬОВАНИЙ ДОДАТНИЙ ПОЛЬ. Ізольувати один поль магнета ми можливості не маємо. Але можна поставити досвід таким чином, що додатний поль рухомого магнета в більшій мірі буде наближений до магнета нерухомого, ніж поль від'ємний. Одну з таких установок подає нам рисунок 196. Тут верхній кінець застромленої до поплавка голки, що уявляє собою додатний поль, при своїому русі закреслює певну криву, що початком своїм має додатний поль магнету й кінцем його від'ємний поль. В усіх тих випадках, коли для нас є бажаним дістати образ розподілення силових ліній магнетного поля, ми поступаємо наступним чином: безпосередньо над магнетами містимо /в певному положенні/ тоненьку деревляну дошку й посипаємо її залізною тирсою; вдаряючи

слює певну криву, що початком своїм має додатний поль магнету й кінцем його від'ємний поль. В усіх тих випадках, коли для нас є бажаним дістати образ розподілення силових ліній магнетного поля, ми поступаємо наступним чином: безпосередньо над магнетами містимо /в певному положенні/ тоненьку деревляну дошку й посипаємо її залізною тирсою; вдаряючи

тихенько по дошці, ми дозволяємо залізним часточкам приймати бажані для них положення. Ці положення відповідатимуть у кожному випадку напрямкам силових ліній. Взявши два РІЗНОРІДНІ полі /два намагнетчені сталеві прутики, звернені до дошки різними кінцями/ ми дістанемо картину показану на рис. 197, взявши два ОДНАКОВІ полі - дістанемо картину, показану на рис. 198.

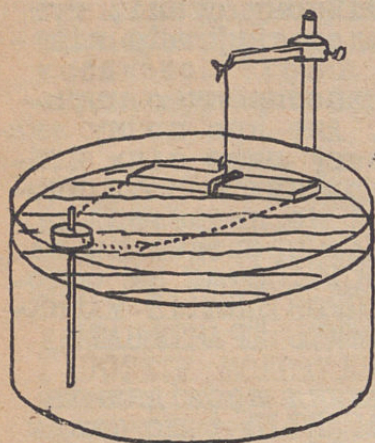


Рис. 196.

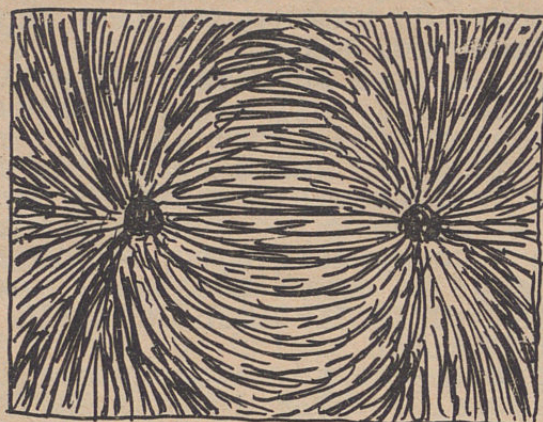


Рис. 197.

Вигляд поля цілого простолінійного магнета /при певному його положенні/ подає рис. 199. Магнетне поле, силові лінії якого вив-

ачають рівнобіжними простими, називається ОДНОРІДНИМ, або ГОМОГЕННИМ. Близьким до такої однорідності з'являється поле по-між двома плоскими магнетами /рис. 200/

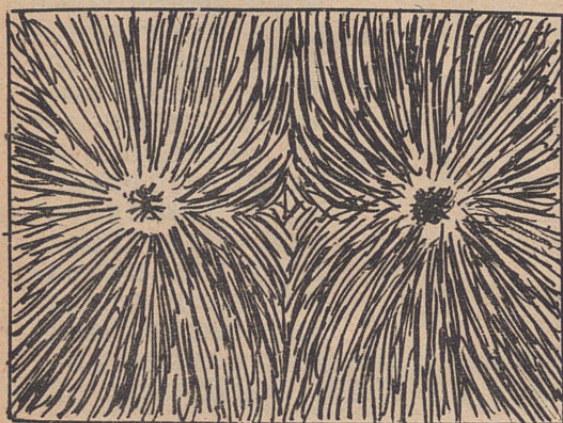


Рис. 198.

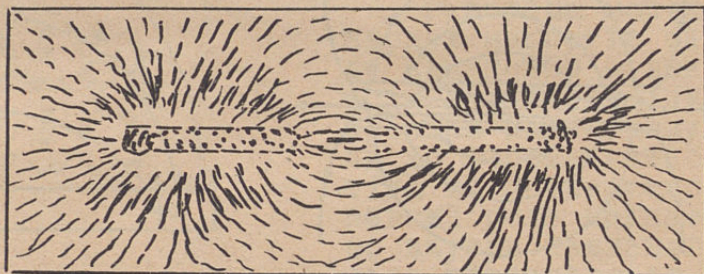


Рис. 199.

начують рівнобіжними простими, називається ОДНОРІДНИМ, або ГОМОГЕННИМ. Близьким до такої однорідності з'являється поле по-між двома плоскими магнетами /рис. 200/

§ 89. Уміщена до однорідного магнетного поля магнетна стрілка не порушується поступним рухом, а під впливом названого поля довершує лише рух оборотний, простуючи при цьому до скерування своєї осі в напрямку силових ліній поля. З того факту, що магнетна стрілка довершує лише ОБОРОТНИЙ рух, безпосередньо слідує, що вона підпадає акції ПАРИ сил. Як що одну з них позначимо F_1 , а другу F_2 , то точками приложення названих сил з'являтимуться ПОЛІ МАГНЕТУ. Акція пари сил справлятиме рух магнету аж доти, поки лінії діяння обох сил не зійдуться в одну лінію, яка проходитиме через точку підвішення стрілки /такою точкою має бути осередок маси стрілки/. Факт існування пари сил промовляє за те, що ВПЛИВІ З БОКУ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ НА ДОДАТНИЙ ТА ВІД'ЕМНИЙ ПОЛІ ДАНОГО МАГНЕТУ ПО СВОЇЙ ВЕЛИЧИНІ СУТЬ ОДНАКОВІ. А такий висновок логічно приводить нас до нового висновку, а саме: В ОБОХ ПОЛЯХ МАГНЕТУ З'ОСЕРЕДЖЕНІ ОДНАКОВІ КІЛЬКОСТІ МАГНЕТИЗМУ. Таким чином ми знову приходимо до певного основного твердження, яке можемо назвати ЗАСАДОЮ МАГНЕТНОЇ ЕКВІВАЛЕНТНОСТІ.

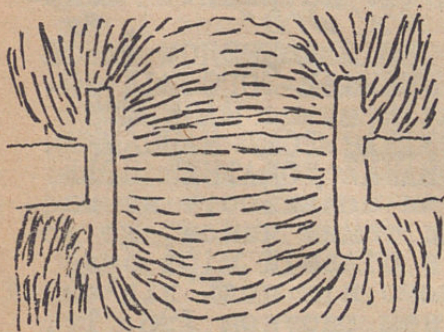


Рис. 200.

х/ Цей науковий термін вперше ужито мною; оскільки він є вдалим сам міркувати не могу.

Остання каже, що ПРИ ВСЯКИХ УМОВАХ КІЛЬКІСТЬ МАГНЕТИЗМУ, З'ОСЕРЕДЖЕНА В ОДНОМУ З ПОЛІВ МАГНЕТУ, Є РІВНОЮ КІЛЬКІСТІ МАГНЕТИЗМУ, З'ОСЕРЕДЖЕНІЙ У ДРУГОМУ ЙОГО ПОЛІ.

Умовимось надалі поруч з виразом: кількість магнетизму вживати рівнозначний йому вираз: МАГНЕТНА МАСА.

Величина сили f , з якою магнетне поле діє на кожний з полів даного магнета, залежить з одного боку від НАПРУЖЕННЯ H цього поля, з другого боку від величин магнетних мас $+m$ та $-m$, що витворюють магнет. Таким чином ми загалом можемо покласти:

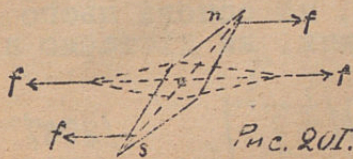


Рис. 201.

$$f = c H m \quad /199/$$

При належному виборі одиниць множник пропорціональності c обертається в одиницю й тоді ми маємо:

$$f = H \cdot m \quad /200/$$

Покладаючи в цьому wzорі $m=1$, дістанемо:

$$H = f; \quad /201/$$

себ-то НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ СИЛУ, З ЯКОЮ ПОЛЕ ДІЄ НА ВМІЩЕНУ ДО НЬОГО ОДИНИЦЮ ДОДАТНОГО МАГНЕТИЗМУ.

§ 90. Коли ми маємо два магнети /рис.202/, то кожний з полів одного магнета відповідним чином діє на кожний з полів другого магнета.

Цілком зрозуміло, що з цих діянь найбільш інтенсивними з'являються ті, що відповідають найменшим віддаленням по між магнетними масами. Отже, як що візьмемо два магнети ЗНАЧНОЇ ДОВЖИНИ AB та CD /рис.203/, й умістимо їх поруч здовж однієї простої /рис.203/, то діяння, по-між крайніми масами m_1 та m_2 буде дуже незначним в порівнянні до діяння по між сусідніми масами m_1' та m_2' . З цього бачимо, що є реальна можливість осягнути такого стану, при якому діяння по-між однією парою магнетних мас m_1 та m_2 практично цілком однадає й лишається тільки діяння по-між другою парою мас m_1' та m_2' . Через те в послідуячому викладі ми вважатимемо себе в праві трактувати питання про взаємне діяння по-між ДВОМА магнетними масами /згідними по знаку, або противними/; само собою розуміється, що напрямом такого діяння, як і у випадку

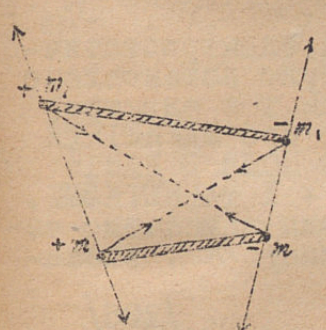


Рис. 202.

мас матеріальних та електричних, йтиме здовж простої, що лучить дві дані маси.

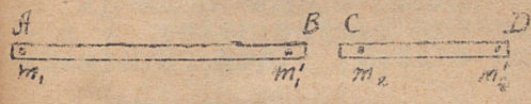


Рис. 203.

З кількостного боку з'явище взаємного діяння по-між двома магнетними масами вперше було окреслено КУЛОНОМ /Charles Augustin de Coulomb, французський інженер, 1785/. За помічу КРУТИЛЬНОЇ ВАГИ /див. § 4 / Кулон припов до встановлення наступної закономірности: ДВІ МАГНЕТНІ МАСИ ВЗАЄМНО ПРЯТЯГАЮТЬСЯ АБО ВІДШИХАЮТЬСЯ ЗІ СИЛОЮ, ПРосто ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО ДОБУТКУ ЦИХ МАС І ВІДВЕРТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО КВАДРАТА ЇХНЬОГО ВЗАЄМНОГО ВІДДАЛЕННЯ. Отже маємо.

$$F = c \frac{m_1 m_2}{r^2}; \quad /202/$$

При належному виборі одиниць величин, що увіходять до wzору /202/, множник пропорціональності c обертається в одиницю й тоді ми дістаємо:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad /203/$$

Покладаючи у взорі /203/: $m_1 = m_2 = 1$, $r = 1$, дістаємо: $F = 1$; отже приходимо до наступного висновку: ЗА ОДИНИЦЮ КІЛЬКОСТІ МАГНЕТИЗМУ В СИСТЕМІ /С.С.С./ НАЛЕЖИТЬ ПРИНЯТИ ТАКУ МАГНЕТНУ МАСУ, ЯКА, ДІЮЧИ НА ДРУГУ, РІВНУ ЇЇ МАСУ, УМІЩЕНУ ВІД НЕЇ НА ВІДДАЛЕННІ В 1 СМ., ПРИТЯГУЄ АБО ВІДПИХАЄ ЇЇ З СИЛОЮ В 1 ДИНУ. Названа одиниця дістає назву АБСОЛЮТНОЇ ОДИНИЦІ КІЛЬКОСТІ МАГНЕТИЗМУ.

При $m_1 = m_2$ ві взору /203/ ми маємо $m = 2\sqrt{F}$; на основі цього виразу для кількості магнетизму, яко фізичної величини, ми дістаємо наступний символічний вираз:

$$|S| = |Q| |F|^{\frac{1}{2}} = |Q| |Q M T^{-2}|^{\frac{1}{2}} = |Q^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|, \quad /204/$$

Як бачимо кількість магнетизму S має той же вимір, що й кількість електричності.

Досвід показує, що величина сили взаємного діяння по-між двома магнетними масами ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ОТОЧЕННЯ, в якому містяться названі маси. Через те у взорі /203/ доводиться ввести відповідний множник $\frac{1}{\mu}$, аналогічно тому, як у електростатиці ми ввели /§ 9 ст.13/ множник $\frac{1}{\epsilon}$. Для кожного оточення множник $\frac{1}{\mu}$ матиме свою характерну вартість; для АБСОЛЮТНОЇ ПОРОЖНЕЧІ /а також ВОЗДУХА/ ми вважатимемо цю вартість рівній одиниці. Для інших оточень вона буде від одиниці більшою чи меншою. Отже в найзагальнішому випадку закон Кулона напишеться:

$$F = \frac{1}{\mu} \frac{m_1 m_2}{r^2}; \quad /205/$$

Величина μ дістає назву МАГНЕТНОЇ ПРОНИКЛИВОСТІ даного оточення.

§ 91. Всі визначення, прийняті нами при розгляді електростатичного поля, а також і всі закономірності, які нами там було встановлено зберігають свою силу і для поля магнетного. Отже так, як і в електростатиці, ми казатимемо, про НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ, про МАГНЕТНИЙ ПОТЕНЦІАЛ і т.д. Таким чином ПІД НАПРУЖЕННЯМ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ В ДАНІЙ ЙОГО ТОЧЦІ МИ РОЗУМІТИМЕМО ТУ СИЛУ, З ЯКОЮ ПОЛЕ ДІЄ НА +1 МАГНЕТИЗМУ, ВМІЩЕНУ ДО НАЗВАНОЇ ТОЧКИ. Як що величину напруження поля зазначимо через H , то сила F , з якою поле діятиме на магнетну масу m , визначиться виразом

$$F = H m \quad /206/$$

При $m = 1$, $F = 1$ вираз:

$$H = \frac{F}{m} \quad /207/$$

дає: $H = 1$, себ-то ЗА ОДИНИЦЮ НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ В СИСТЕМІ /С.С.С./ СЛІД ПРИНЯТИ ТАКЕ НАПРУЖЕННЯ, ПРИ ЯКОМУ СИЛОВЕ ДІЯННЯ З БОКУ ПОЛЯ НА ОДИНИЦЮ МАГНЕТИЗМУ ВИНOSИТЬ ОДНУ ДИНУ. Така одиниця дістає назву Г А - У С А /на честь славетного дослідника магнетних з'явищ, відомого німецького математика й фізика - ГАУСА/.

Вираз /207/ дає нам можливість визначити вимір величини H . Отже маємо.

$$|H| = \frac{|F|}{|S|} = \frac{|Q M T^{-2}|}{|Q^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|} = |Q^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|, \quad /208/$$

Магнетним потенціалом v у данній точці A поля, витвореного масою m /рис.204/, ми назовемо ПРАЦЮ, ЯКУ НЕОБХІДНО ДОВЕРШИТИ ЩОБИ +1 МАГНЕТИЗМУ ПЕРЕВЕСТИ З ТОЧКИ A НА БЕЗКОНЕЧНІСТЬ /АБО З БЕЗКОНЕЧНОСТІ ДОПРОВАДИТИ ДО ТОЧКИ A /. Для величини магнетного потенціалу маємо вираз:

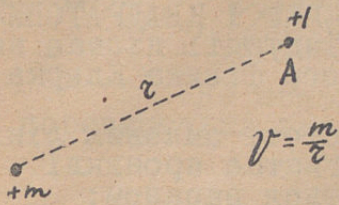
$$v = \frac{m}{r} \quad /209/$$

де r є віддалення даної точки A від маси m .

В тому випадку, коли поле витворено де-кількома масами: m_1, m_2, m_3, \dots

/рис.205/, потенціал у точці A визначиться виразом:

$$v = \frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \frac{m_3}{r_3} + \dots = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{r_i}; \quad /210/$$



Праця R магнетних сил при переміщенні магнетної маси m від точки, що має потенціал v_1 , до точки, що має потенціал v_2 , визначається виразом:

$$R = m(v_1 - v_2) = m v; \quad /211/$$

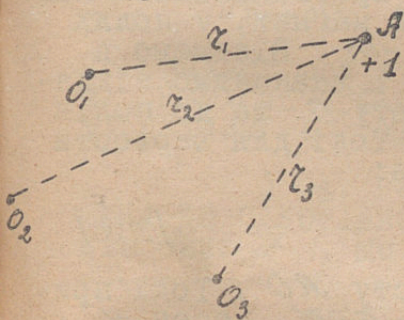
Магнетний потенціал має такий же вимір як і потенціал електричний /а також усякий інший/ себ-то:

$$|v| = |\mathcal{L}^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|; \quad /212/$$

Напруження магнетного поля \mathcal{H} в потенціалом v зв'язано залежністю

$$\mathcal{H} = \frac{v}{\ell}; \quad /213/$$

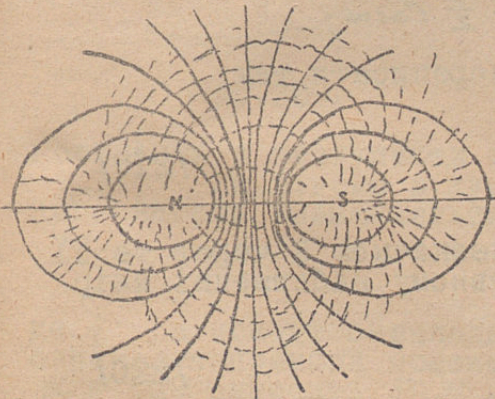
де ℓ є віддалення по-між тими точками, різниця потенціалів для яких має вартість v .



Геометричне місце точок, що мають спільні вартості магнетного потенціалу, визначає собою ЕКВІПО-ТЕНЦІАЛЬНУ ПОВЕРХНЮ. При переміщенні здовж такої поверхні магнетних мас праця сил поля виносить нуль. В кожній точці поля магнетна сила /а значить і напруження поля/ по напрямку збігається в нормалю до еквипотенціальної поверхні. Образ розподілення еквипотенціальних поверхней в полі звичайного магнету подає рис.206. Напруження \mathcal{H} магнетного поля в даній його точці визначиться взятю в протилежним знаком похідною потенціалу по нормалі:

$$\mathcal{H} = - \frac{dv}{dn}; \quad /214/$$

З'явище магнетної індукції має характер цілком аналогічний з'явищу індукції електростатичної і на нього поширюються всі ті закономірності, які свого часу були нами встановлені при розгляді цього останнього.



В тому випадку коли силовий потік через дану поверхню S проходить в напрямку нормальному, величина індукції \mathcal{I} визначається виразом:

$$\mathcal{I} = \mathcal{H} S. \quad /125/$$

З цього взору для виміру величини \mathcal{I} дістаємо такий вираз:

$$|\mathcal{I}| = |\mathcal{H}| |\mathcal{L}^2| = |\mathcal{L}^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}| \cdot |\mathcal{L}^2| = |\mathcal{L}^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|; \quad /215/$$

Рис. 206.

Отже бачимо що магнетна індукція має той же вимір, що і кількість магнетизму.

Покладаючи у взорі /215/ $H=1, S=1$, дістаємо: $J=1$, себ-то: ЗА ОДИНИЦЮ МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ В СИСТЕМІ /СГС/ НАЛЕЖИТЬ ПРИНЯТИ ТАКИЙ ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК, ЯКИЙ ПРОХОДИТЬ В НОРМАЛЬНОМУ НАПРЯМКУ ЧЕРЕЗ 1 КВАДРАТОВИЙ САНТИМЕТР ПРИ НАПРУЖЕННІ ПОЛЯ В 1 ГАУС. Така одиниця індукції дістає назву МАКСВЕЛА /на честь геніального англійського фізика Клерка Максвелла/.

Величина J магнетної індукції при даній густоті силових ліній залежить від фізичних властивостей оточення; як що магнетна прониклівість останнього вносить μ , то вираз /215/ заміняється виразом:

$$J = \mu H S; \quad /216/$$

У тому випадку, коли напрямок індукційного потоку не збігається в нормалю N до поверхні S для величини J ми дістаємо такий загальний вираз:

$$J = \mu H S \cos(N, N). \quad /217/$$

З викладеного вище ми бачимо загальною, що величина, яку ми назвали магнетною прониклівістю, у з'явищах магнетизму відповідає сталій діелектричній в електростатичних з'явищах.

§ 92. Розв'яжемо одне конкретне питання, а саме покажемо як обрахувати потенціал для якоїсь точки поля, витвореного простолінійним магнетом. Нехай NS /рис.207/ уявляє собою простолінійний магнет, у полях якого зосереджені магнетні маси $+m$ та $-m$. Візьмемо в полі названого магнету якусь точку A і зазначимо віддалення від неї до точки підвішення магнету O та до полів N і S відповідно через r, r_1, r_2 . Тоді для вартости потенціалу в точці A ми матимемо вираз:

$$V_A = \frac{m}{r_1} + \frac{-m}{r_2} = \frac{m}{r_1} - \frac{m}{r_2} \quad /218/$$

Поведемо в точок N та S прямі на просту AO . Тоді прийнявши $NS=l$ і зазначивши кути $S'O S$ та $N'O N$ через α , в трикутників $OS S'$ та $ON N'$ дістанемо:

$$S'O = \frac{l}{2} \cdot \cos \alpha; \quad N'O = \frac{l}{2} \cos \alpha;$$

На основі цих взорів зможемо написати:

$$r_1 = r + \frac{l}{2} \cos \alpha; \quad r_2 = r - \frac{l}{2} \cos \alpha;$$

Взявши на увагу ці вирази, взір /218/ зможемо переписати так:

$$V_A = m \left\{ \frac{l \cos \alpha}{r^2 - \frac{l^2}{4} \cos^2 \alpha} \right\} \quad /219/$$

У порівнянні до r^2 величина $\frac{l^2}{4} \cos^2 \alpha$ є досить незначною й через те її без особливої помилки можна занехати; отже в певному наближенні взір /219/ можемо написати так:

$$V_A = \frac{m l \cos \alpha}{r^2}; \quad /220/$$

§ 93. Назовемо добуток з величини магнетної маси, що міститься в кожному з полів магнета, на віддалення по-між названими полями, МАГНЕТНИМ МОМЕНТОМ. Отже напишемо:

$$M = m \cdot l; \quad /221/$$

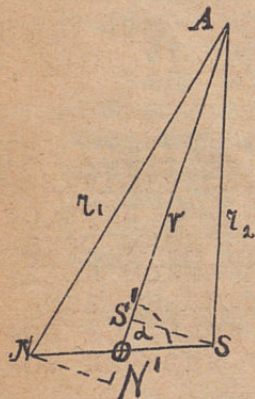


Рис.207.

Величина \mathcal{M} має вимір:

$$|\mathcal{M}| = |S| |\mathcal{L}| = |\mathcal{L}^{\frac{3}{2}} \mathcal{M}^{\frac{1}{2}} \mathcal{T}^{-1}| |\mathcal{L}| = |\mathcal{L}^{\frac{5}{2}} \mathcal{M}^{\frac{1}{2}} \mathcal{T}^{-1}|, \quad /222/$$

На основі взору /221/ вираз /220/ для величини потенціалу переписється таким чином:

$$V_A = \frac{\mathcal{M} \cos \alpha}{r^2}, \quad /223/$$

Стосунок магнетного моменту \mathcal{M} даного магнету до обсягу останнього має назву НАПРУЖЕННЯ НАМАГНЕЧЕННЯ. Отже для напруження намагнення \mathcal{A} даного магнету ми маємо вираз:

$$\mathcal{A} = \frac{\mathcal{M}}{v}. \quad /224/$$

Нехай ми маємо магнет у вигляді правильного прямокутного бруска, довжина якого є ℓ , а поле поперечного перерізу S . Нехай магнетні маси даного магнета мають величину m . Тоді як що через σ завначимо густоту магнетизму поблизу кінців магнету, то матимемо: $m = \sigma S$; а через те для магнетного моменту дістанемо вираз: $\mathcal{M} = \sigma \ell S$, або $\mathcal{M} = \sigma v$, звідкиля

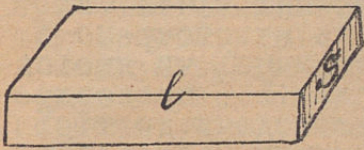


Рис. 208.

$$\sigma = \frac{\mathcal{M}}{v} \quad /225/$$

Порівнявши цей виір зі ввором /224/ дістаємо: $\mathcal{A} = \sigma$, себ-то: ДЛЯ БРУСКА НАМАГНЕЧЕНОГО ЗДОВЖ ОСИ ІНТЕНСИВНІСТЬ НАМАГНЕЧЕННЯ \mathcal{A} ТА ГУСТОТА МАГНЕТИЗМУ σ МАЮТЬ ОДНАКОВІ ЧИСЛОВІ ВАРТОСТІ.

§ 94. Розглянемо СТАН, у ЯКОМУ ПЕРЕБУВАЄ МАГНЕТНА СТРІЛКА, УМІЩЕНА ДО ОДНОРІДНОГО МАГНЕТНОГО ПОЛЯ. На кожду з магнетних мас стрілки діє сила F , що має абсолютну вартість: $|F| = mH$. Момент \mathcal{M} пари сил визначиться виразом: $\mathcal{M} = F \ell \sin \alpha$, де α означає кут по-між вісю стрілки та напрямком поля. При $\alpha = 90^\circ$ величина \mathcal{M} має максімальну вартість, при $\alpha = 0^\circ$ - обертається в нуль. На основі ввору /221/ вираз для моменту пари ми можемо написати в такому вигляді:

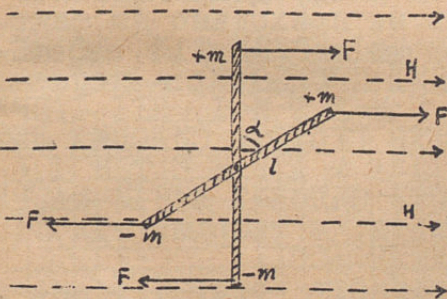


Рис. 209.

$$\mathcal{M} = \mathcal{M} \cdot H \cdot \sin \alpha. \quad /226/$$

Як що магнетну стрілку підвішено на пруживій нитці то при всякому відхиленні від положення сталої рівноваги вона намагається до нього вернути, довершуючи при цьому періодичні загасаючі коливання і виступаючи таким чином в ролі ПОЗЕМОГО ВАГАЛА.

Як відомо з курсу механіки повний період коливань такого фізичного вагала визначається /для незначних відхилень/ ввором:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{K}{\mathcal{M}H}} \quad /227/$$

де K є момент безвладности тіла, що витворює собою поземе вагало, а \mathcal{M} означає напрямний момент. Як показує виір /226/, вартість величини \mathcal{M} при $\alpha = 90^\circ$ виносить $\mathcal{M}H$. Отже при цій умові /з орієнтовання стрілки в напрямку, прямовому до напрямку поля/, виір /227/ ми зможемо переписати так:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{K}{\mathcal{M}H}}; \quad /228/$$

Умістивши стрілку до магнетного поля /I/, а потім до магнетного поля /II/ і знайшовши безпосередніми помірами відповідні вартості T_1 та T_2 періо-

дів коливань, на основі виразу:

$$H_1 : H_2 = I_2^2 : I_1^2$$

/229/

зможемо порівняти напруження H_1 та H_2 названих полів.

§ 95. Вище нами вже було в'ясовано, що силові лінії магнетного поля не уриваються на поверхні магнету, а вступають до нього біля від'ємного полю й виходять знову назовні біля полю додатного. Таким чином силові лінії цілого зовнішнього поля проходять кривь магнет, концентруючись всередині його у стиснутій, вузькій жмуток, у вислід якого стану річей напруження поля всередині магнету значно зростає. По за цим ВАРТІСТЬ ВЕЛИЧИНИ H ДЛЯ ЗАЛІЗА З'ЯВЛЯЄТЬСЯ НЕ ДО ПОРІВНЯННЯ БІЛЬШОЮ НІЖ ДЛЯ ВОЗДУХУ /в 5 - 5 1/2 тисяч разів/; а через те величина індукції всередині магнету має дуже значну вартість.

Той факт, що залізо має дуже велику магнетну проникливість використовується на практиці для цілей МАГНЕТНОГО ЗАХИСТУ. Як що якусь просторинь ми хочемо ухоронити від ухоронення до неї силових ліній тих або інших магнетних полів /випадкових/, то цю просторинь ми оточуємо з усіх боків масивною залізною огорожею /кулястою, циліндричною чи якоїсь іншої форми/, осягнувши поверхні якої силові магнетні лінії продовжують далі свою дорогу ВИКЛЮЧНО КРІЗЬ ЗАЛІЗНУ МАСУ, не увиходючи до тієї просторині, що міститься всередині останньої; з цим практичним застосуванням згаданої властивості заліза ми здибаємося в останній частині нашого курсу при розгляді конструкцій деяких мірничих пристроїв; нагадаємо також, що з тих же мотивів на кінці магнетів одягаються залізні "черевики"; ці залізні маси мають своїм призначенням концентрувати магнетні силові лінії й зводити їх у вузький жмуток /рис.210/; при такому стані річей напруження магнетного поля значно зростає.

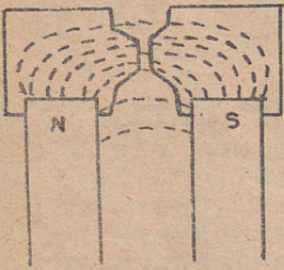


Рис.210.

Існує група тіл, всередині яких розміщення магнетних силових ліній з'являється не густішим, а рідшим ніж у повітрі; такі тіла дістають назву ДІАМАГНЕТНИХ. На основі досвідних спостережень ми приходимо до такого остаточного твердження: ІСНУЄ ДВІ ГРУПИ ТІЛ, ЩО НЕОДНАКОВО ПОВОДЯТЬ СЕБЕ В МАГНЕТНИХ ПРОЦЕСАХ; - першу групу творять тіла П А Р А М А Г Н Е Т Н І, ЯКІ І/ПРИТЯГУЮТЬСЯ МАГНЕТАМИ, 2/ ЗБІЛЬШУЮТЬ ГУСТІТУ СИЛОВИХ ЛІНІЙ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ; ДРУГУ ГРУПУ ТВОРЯТЬ ТІЛА Д І А М А Г Н Е Т Н І, ЯКІ І/ВІДПІНЖАЮТЬСЯ МАГНЕТАМИ, 2/ ЗМЕНШУЮТЬ ГУСТІТУ СИЛОВИХ ЛІНІЙ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ. Прикладом діамагнетних тіл можуть служити: з твердих тіл БІСМУТ, з рідких - ВОДА, з газових - ЧОТИРИОКСИД ВУГЛЕЦЯ /CO₂/.

Уміщаючи по-між полями сильного електромагнету (рис.211) яке-небудь ПАРАМАГНЕТНЕ тіло ми бачимо, що більша вісь його симетрії орієнтується В НАПРЯМКУ ПОЛЯ /рис.212; 1/; повторюючи той же досвід з тілами ДІАМАГНЕТНИМИ бачимо, що більша вісь симетрії орієнтується в напрямку НОРМАЛЬНОМУ ДО НАПРЯМКУ ПОЛЯ /рис.212; 2/.

/При досвідах з течами спостерігаємо зміни в їхній формі; для цього течу в малій кількості наливаємо до годинникового скла; з гавами теж досвід ставимо так, щоби тим або иным чином зробити помітними їхні переміщення/.

Досвід показує, що парамагнетизм чи діамагнетизм даного тіла з'являється властивістю УМОВНОЮ, що залежить від фізичної природи оточення, в якому міститься тіло; при уміщенні парамагнетного тіла до середовища в більшій мірі магнетного, ніж само це тіло, останнє губить свої парамагнетні властивості й стає діамагнетним. Наприклад скло, яке у повітрі виявляє незначні парамагнетні властивості, після уміщення його до розчину ТРИХЛОРИДУ ЗАЛІЗА /FeCl₃/ перетворюється в тіло діамагнетне /відштовхується полями магнету/. Щоби пояснити собі таке

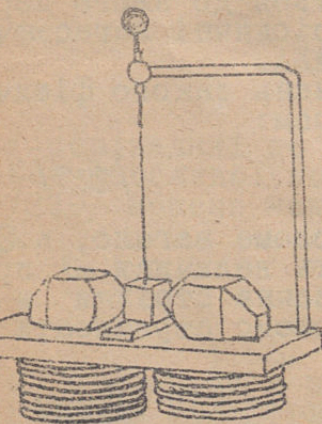


Рис.211.

з'явище звернемося до рис. 213. При звичайних умовах /у повітрі/ в ближчій до полю N частині шкляної плитки A повстав би магнетизм від'ємний, а до полю S - додатний. При уміщенні плитки A до середовища B , що само виявляє магнетні властивості в більшій мірі ніж тіло A , картина змінюється; бо в ближчій до полю N частині тіла B індукується теж від'ємний магнетизм. Вислідом цього є повстання відпихальних сил, що й справляє діамагнетний ефект.

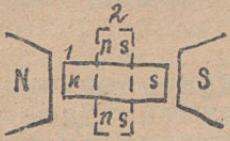


Рис. 212.

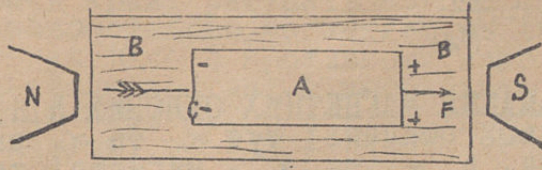


Рис. 213.

дучи вміщеним до магнетного поля, підпадає процесу МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ, у вислід якого само перетворюється в магнет. Ефект з'індукованого намагнетчення не завжди буває однаковим і залежить не лише від напруження H магнетного поля, а також і від фізичних властивостей даного тіла. Отже напруження намагнетчення A творитьме собою певну функцію як величини H , так і особливої величини K , що для кожного тіла посідає свою вартість і має назву МАГНЕТНОЇ ПЕРЕНЯТЛИВОСТІ. Величина K характеризуватиме собою стосунок напруження намагнетчення ($A = \frac{H K}{v}$) до напруження магнетного поля H . Отже матимемо:

$$K = \frac{A}{H}; \quad /230/$$

$$A = K H. \quad /231/$$

звідкиля

для ЗАЛІЗА з ріжними його відмінами /сталь, чавун/, НІКЕЛЯ та КОБАЛЬТА величина K має ЗМІННУ ВАРТІСТЬ, спочатку зростаючи з піднесенням напруження поля, а потім маліючи. З цієї причини названі три тіла виділяються в окрему групу т.зв. ФЕРОМАГНЕТНИХ тіл. Магнетна перенятливість K з магнетною проникливістю μ звязана наступною сталою залежністю:

$$\mu = 1 + 4\pi K \quad /232/$$

а через те для феромагнетних тіл і величина μ має ЗМІННУ вартість. Залежність по-між μ та H для заліза визначає крива рис. 214. Крім того величина K ЗАЛЕЖИТЬ І ВІД ТЕМПЕРАТУРИ; І ПРИ ПЕВНІЙ ВАРТОСТІ ОСТАННЬОЇ ОБЕРТАЄТЬСЯ В НУЛЬ для заліза таке повне зникнення ефекту намагетчення повстає в температурному інтервалі $700^\circ - 900^\circ$, для стали - $600^\circ - 700^\circ$, нікеля - для 300° .

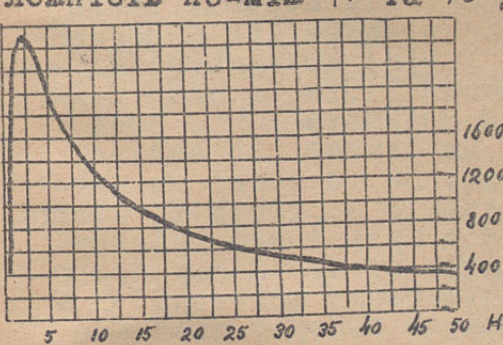


Рис. 214.

Назва тіл	K	Назва тіл	K
Залізо	до 440	Воздух	$0,027 \cdot 10^{-6}$
Нікель	" 23	Бісмут	$-14,5 \cdot 10^{-6}$
Кобальт	" 11	Вода	$-0,75 \cdot 10^{-6}$
Кисень	$0,16 \cdot 10^{-6}$	Чотирино- кис вуг- лець	$-0,008 \cdot 10^{-6}$

При звичайній температурі для величини магнетної перенятливості ми маємо наступні вартості:

§ 97. Ідучи дорогою тих міркувань, які свого часу привели нас до встановлення закону ламання силових ліній електростатичного поля, § 28/ ми приходимо до виразу:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2};$$

/233/

який окреслює собою ЗАКОН ЛАМАННЯ МАГНЕТНИХ СИЛОВИХ ЛІНІЙ при переході їх через границю розподілу двох оточень; тут α_1 та α_2 означають відповідно кути надіння та ламання, а μ_1 та μ_2 - магнетні проникливості названих оточень.

§ 98. Як що кавалок заліза ми вмістимо до змінного магнетного поля, напруження якого на початку виносить нуль, а потім зростає до величини H , то одночасово з піднесенням напруження поля зростатиме й магнетна індукція B названого кавалка заліза $|B = \mu H|$. Геометрична інтерпретація цього процесу дасть нам певну криву; таку криву OL ми маємо на рис. 215,

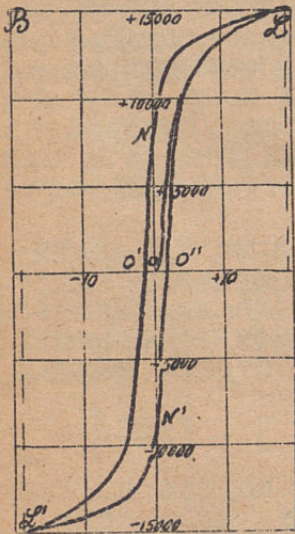


Рис. 215.

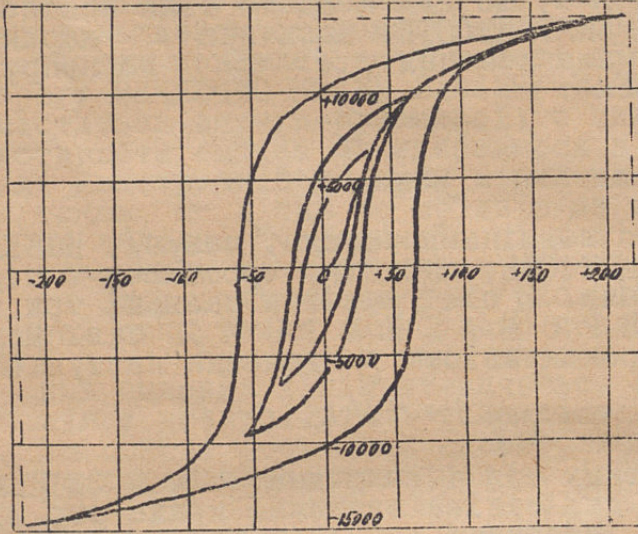


Рис. 216.

де поєма координатна вісь відповідає напруженню поля, а прямовісна - індукції. Як що досягнувши напруження поля H , ми почнемо вартість останнього зменшувати й доведемо її знову до нуля, то помітимо, що процес пішов уже іншою дорогою й що йому відповідає НОВА КРИВА $L'N'$, що лежить у лівий бік від першої. Таким чином ПРИ ПОВЕРНЕННІ ДО НУЛЕВОЇ ВАРТІСТІ

ТАКОГО НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ ВЕЛИЧИНА ІНДУКЦІЇ ЗБЕРІГАЄ ВАРТІСТЬ ОД НУЛЯ ВІДМІННУ; цій вартості на нашому рисунку відповідає ордината ON' . Вона характеризує собою т.зв. НЕЗВОРОТНИЙ МАГНЕТИЗМ. Як бачимо для заліза величина незворотного магнетизму є досить значною. Як що тепер ми витворимо поле противного знаку, то при певній від'ємній вартості $-H$ незворотний магнетизм зникне - індукція B обернеться в нуль і наш кавалок заліза розмагнетиться, себ-то верне до нейтрального стану. Цьому процесу відповідатиме крива NO' . Продовжуючи далі збільшення величини H у бік від'ємних вартостей дістанемо криву $O'L'$. Як що тепер розпочнемо процес у напрямку противному, то він знову не піде попередньою дорогою й ми знову дістанемо НОВУ криву $L'N'$, при чому на цей раз нулевій вартості H відповідатиме вже ВІД'ЄМНА вартість величини B / її визначатиме відтинок ON' /. Продовжуючи процес далі і перейшовши від від'ємних вартостей H до додатних ми кінець кінцем прийдемо до ПЕРВІСНОЇ точки L ; цей момент відповідатиме завершенню т.зв. ЦИКЛУ НАМАГНЕЧЕННЯ. Як що би замість заліза ми вняли СТАЛЬ, то дістали би ще більш виразну картину; її нам подає рис. 216.

Отже попередній виклад показав нам, що при довершенні циклу намагнетчення має місце СПІЗНЕННЯ МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ; таке в'явище дістає назву МАГНЕТНОГО ГІСТЕРЕЗИСА. У вислід гистерезису залежність по-між величинами μ та H страчує сталий характер, бо вартість магнетної проникливості ставиться в залежність не лише від напруження магнетного поля в данний мент, а також і від попереднього магнетного стану дано-

го тіла. З цих причин для заліза зберігає свою силу крива рис. 214 лише в тому випадку, коли в початковій стадії процесу намагнення дане тіло перебувало в стані НЕЙТРАЛЬНОМУ /індукція $B = 0$ /.

Порівнюючи криві рисунків 215 та 216, ми бачимо, що в той час коли для знищення незворотнього магнетизму в залізі потрібно лише незначного намагнення тіла в протилежному напрямку, - для знищення того ж незворотнього магнетизму в сталі є необхідним намагнення досить значне. Таким чином ЗНИЩЕННЯ НЕЗВОРОТНОГО МАГНЕТИЗМА СТАЛЬ СТАВИТЬ БІЛЬШИЙ ОПІР, НІЖ ЗАЛІЗО; одже кажуть, що у порівнянні до заліза сталь володіє більшою "КОЕРЦИТИВНОЮ СИЛОЮ". На основі цієї властивості сталі вона вважається найбільш вигідним матеріалом для виготовлення штучних магнетів, бо останні в цьому випадку найдовший час зберігають свою силу. З піднесенням температури коерцитивна сила маліє.

§ 99. Близьке дослідження процесів намагнення показує, що поле ціклу намагнення, себ-то поле фігури, витвореної парю відповідних кривих, є пропорціональним до праці, зужитої в процесі намагнення. Таким чином рисунки 215 та 216 кажуть нам, що ЦЯ ПРАЦЯ НАМАГНЕННЯ СТАЛИ Є ЗНАЧНО БІЛЬШОЮ НІЖ ПРАЦЯ НАМАГНЕННЯ ЗАЛІЗА. Випадає так, що процес магнетної поляризації відбувається у сталі з більшими труднощами, ніж у залізі й потребує затрати більших зусиль; але за те магнетний стан першого з названих тіл є більш тривким ніж такий же стан другого; і для нас є тепер цілком зрозумілим через те-само для сталі коерцитивна сила є більшою, ніж для заліза.

§ 100. Стаючи на на ґрунт прийнятої нами ГІПОТЕЗИ МОЛЕКУЛЯРНИХ МАГНЕТІВ і вважаючи в цілому магнетизм явищем порядку МОЛЕКУЛЯРНОГО, ми вже *a priori* можемо висловити гадку що-до ІСНУВАННЯ ПЕВНОГО СТАЛОГО ЗВ'ЯЗКУ ПО МІЖ МАГНЕТНИМИ ТА ПРУЖИВИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ РІЗНИХ ТІЛ. Досвідні спостереження ствердують правдивість такої гадки й показують, що справді по-між величинами, що характеризують магнетний стан тіла, та величинами, що визначають його пруживі властивості, існує певний зв'язок. З особливою виразністю це спостерігається в нікелі. Механичні деформаційні процеси впливають з'окрема на незворотний магнетизм; через те при ударах, струшуваннях та інших механичних діяннях стають своєю силою штучні магнети.

§ 101. Досвід показує, во вільно підвішена /себ-то така, яка може довершувати оборіт і довкола поземної і довкола прямої осі/ магнетна стрілка /рис. 217/ приймає цілком означене положення. Повторюючи з однаковим успіхом цей досвід у різних точках земної поверхні і пересвідчуючись кожного разу, що поблизу не міститься жадних магнетних мас, ми дорогою логічних міркувань приходимо до висновку, що в цій просторині, яка творить найближче оточення нашої планети, існує магнетне поле. Ту причину, яка справляє це поле, ми назовемо ЗЕМНИМ МАГНЕТИЗМОМ.

Переводючи згадані допіру досвіди, ми помічаємо що при переході від одних точок земної поверхні до других, сусідніх з ними, напрямок магнетної стрілки не змінюється. З цього робимо висновок, що ПРИ РОЗГЛЯДІ ПОРІВНЮЮЧИ - НЕЗНАЧНОЇ ЧАСТИНИ ЗЕМНОГО МАГНЕТНОГО ПОЛЯ ОСТАННЄ МИ МОЖЕМО ТРАКТУВАТИ ЯКО ПОЛЕ ОДНОРІДНЕ.

Напрямок вільно підвішеної магнетної стрілки визначає видимо напрямок напруження H земного магнетного поля. Цей вектор H ми можемо розкласти на два складові вектори: один - P - поземий, другий Q - прямоїсний. Як що кут справлений стрілкою в площині поєому завначимо через α , то матимемо:

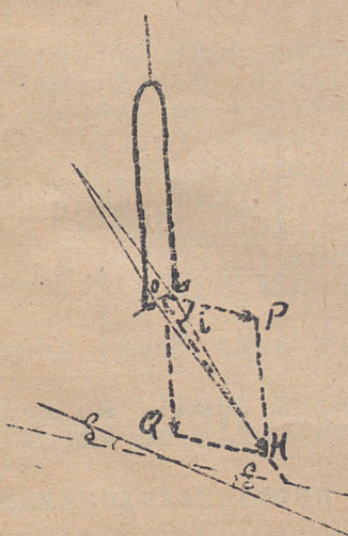


Рис. 217.

$$\left. \begin{aligned} P &= H \cdot \cos i \\ Q &= H \cdot \sin i \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /234/$$

Величину P ми називатимемо ПОЗЕМОЮ СКЛАДОВОЮ, а величину Q - ПРЯМОВІСНОЮ СКЛАДОВОЮ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМУ; кут i назовемо КУТОМ НАХИЛЕННЯ /ІНКЛІНАЦІЇ/. Як що магнетну стрілку підвісимо на одній прямовісній осі, то на неї діятиме лише ПОЗЕМА складова земного магнетизму, як що ж підвісимо її на поземій осі, то діятиме лише ПРЯМОВІСНА СКЛАДОВА. Під діянням поземної складової магнетна стрілка займає певне положення в поземій площі. При цьому з полуденною лінією даного місця вісь стрілки вит-

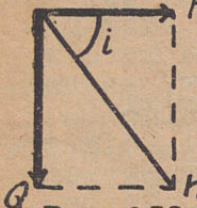


Рис. 218. ворює певний кут δ ; цей кут дістає назву КУТА ВІДХИЛЕННЯ /ДЕКЛІНАЦІЇ/. Прямовісна площа, поведена через вісь магнетної стрілки, визначить собою площу МАГНЕТНОГО ПОЛУДЕННИКА. Отже бачимо, що величина магнетного відхилення визначає собою КУТ ПО МІЖ ПОЛУДЕННИКАМИ МАГНЕТНИМ ТА ГЕОГРАФІЧНИМ.

До визначення магнетного відхилення служить особливий пристрій - ДЕКЛІНАТОР /рис. 219/. Головними його сучастками з'являються магнетна стрілка, що обертається довкола прямовісної осі, та оптична труба, вісь якої при її поземному положенні є рівнобіжною до лінії $0^\circ - 180^\circ$ шкалі пристрою. Отже, як що пристрій установлено так, що стрілка показує поділки 0° та 180° , то оптична вісь труби лежить у площі магнетного полуденника й предмети, що їх видно в трубу, визначають напрямок останнього. Як що тепер трубу скеруємо докладно в напрямки північному або південному, то стрілка відійде від лінії $0^\circ - 180^\circ$ і кут її відступлення визначить собою вартість відхилення.

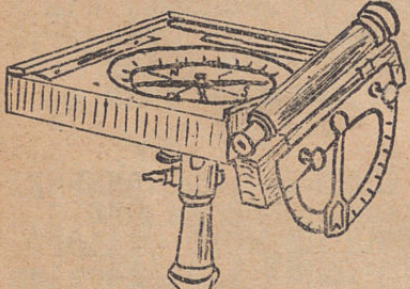


Рис. 219.

Знаючи для даної місцевості вартість магнетного відхилення, можна розв'язати задачу протилежну попередній, себ-то по магнетному полуденнику визначити полуденник географічний. Пристроями, за помічку яких це переводиться, з'являються КОМПАС та БУСОЛЬ.

Відхилення може бути скерованим або в бік СХОДУ, або в бік ЗАХОДУ; перше вважається ДОДАТНИМ, друге - ВІД'ЄМНИМ.

Для знаходження вартості магнетного нахилення служить особливий пристрій - ІНКЛІНАТОР. Його конструкцію пояснює рис. 220.

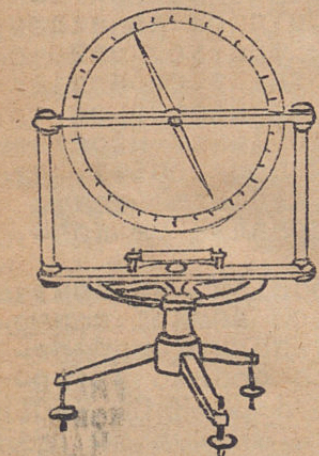


Рис. 220.

Позема складова, відхилення та нахилення творять собою МАГНЕТНІ ЕЛЕМЕНТИ даного місця земної поверхні.

Взявши на увагу, що а/ додатний полярний магнетної стрілки завжди обертається на північ, а від'ємний - на південь і б/ що напрямки магнетних полуденників суть одмінні од напрямків географічних полуденників ми приходимо до наступного важливого висновку: ЗЕМНА КУЛЯ ТВОРИТЬ СОБОЮ НАТУРАЛЬНИЙ МАГНЕТ, ДОДАТНИЙ ПОЛЪ ЯКОГО ВІДПОВІДАЄ ПІВДЕННОМУ ГЕОГРАФІЧНОМУ БІГУНОВІ, А ВІД'ЄМНИЙ - ГЕОГРАФІЧНОМУ БІГУНОВІ ПІВНІЧНОМУ; НАЗВАНІ ПОЛІ ЛЕЖАТЬ ПОБЛИЗУ БІГУНІВ ЗЕМЛІ, АЛЕ З НИМИ НЕ ЗБІГАЮТЬСЯ.

Загальний характер магнетного поля Землі показує рис. 221.

На рис. 222 подана магнетна мапа землі, на якій ми знаходимо ВІД'ЄМНИЙ /південний/ ПОЛЪ та МАГНЕТ-

х/ ПОЛУДЕННОЮ ЛІНІЄЮ називається лінія зустрічі площі полуденника даного місця з площею позему.

хх/ Компас є дуже давнім винаходом; його авторами з'являються Китайці. /Компас, якого вони вживали, уявляв собою магнет, уміщений на корковому поплавку/.

НИЙ РІВНИК /завзначений грубою лінією/. Названий поль знаходиться під 70°

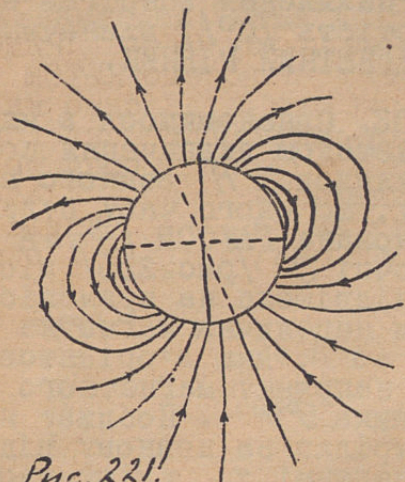


Рис. 221.

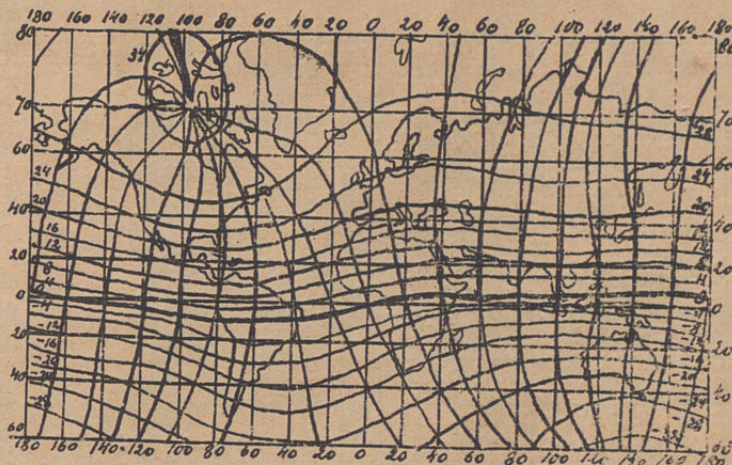


Рис. 222.

$05^{\circ} 17''$ півн. широти і $96^{\circ} 45' 48''$ східн. довготи. /Півострів *Bootia Felix*/. ПОЛЬ ДОДАТНИЙ /ПІВНІЧНИЙ/ знаходиться під $72^{\circ} 25'$ півден. широти та $155^{\circ} 15'$ східн. довготи /по-між Вікторією та Вільгельмовою Землями/.

§ 102. З мапи, поданої на рис. 222, видно, що в зоні між 20° північної та південної широт магнетний полуденник від полуденника географічного відходить незначно і що навпаки такі відступлення стають значними для місцевостей, що лежать на більшому віддаленні від названої зони. Таким чином бачимо, що МАГНЕТНЕ ВІДХИЛЕННЯ МАЄ НЕЗНАЧНІ ВАРТОСТІ /І НАВІТЬ ІНОДІ ОБЕРТАЄТЬСЯ В НУЛЬ/ В МІСЦЕВОСТЯХ РІВНИКОВИХ І ЗРОСТАЄ ПРИ ПЕРЕХОДІ ДО МІСЦЕВОСТЕЙ БІГУНОВИХ. Як що на географічній мапі ми відмітимо місцевости, що мають спільну вартість магнетних відхилень і злучимо їх поміж собою тяглими лініями, то дістанемо КРИВІ ОДНАКОВИХ ВІДХИЛЕНЬ або ІЗОГОНІ. Зі сказаного вище слідує, що в рівниковій зоні мають проходити переважно ізогони незначних вартостей /від 0° до $\pm 20^{\circ}$ xy/, а в зонах бігунів - переважно ізогони значних вартостей /до $\pm 90^{\circ}$ /. Це ми бачимо на ізогонній мапі рисунку 223. Ця мапа показує нам, що всі ізогони сходяться до купи біля магнетних полів Землі. На самих полях стрілка відхилення не займає певно-означеного положення; таким чином маємо скас. ли, що на магнетних полях відхилення має невизначену вартість.

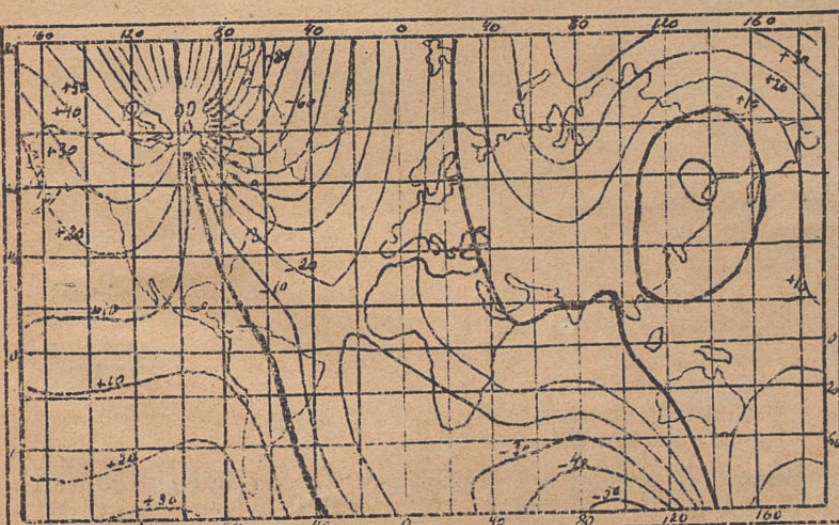


Рис. 223.

Спслучаючи тяглою лінією місцевости, що мають спільні вартости нахилення, ми дістаємо КРИВІ ОДНАКОВОГО НАХИЛЕННЯ або ІЗОКЛИНИ. Розпределення ізоклін, як показує мапа рис. 224, є досить правильним, особливо в рівниковій зоні, де вони мало відходять від географічних рівно-

x/ Північний магнетний поль викрито року 1831 ДЖОНОМ РОСОМ /John Ross/ , південний поль викрито року 1909 ШЕКЛЬТОНСМ /Shackleton/ та ДАВІДОМ /David/.
 xx/ Ізогони, що відходять від нульовій вартості відхилення, називаються АГОНАМИ.

лежників. Зрозуміла річ, що НАХИЛЕННЯ МАЄ МАКСИМАЛЬНУ ВАРТІСТЬ $\pm 90^\circ$ НА МАГНЕТНИХ ПОЛЯХ ЗЕМЛІ: ті місцевості для яких нахилення зберігає нульову вартість 0° , визначають собою МАГНЕТНИЙ РІВНИК.

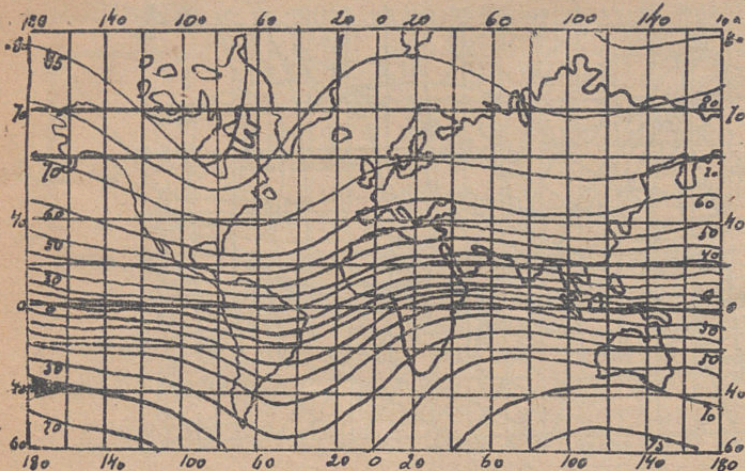


Рис. 224.

ве положення / в напрямку ПРЯМОВОМУ ДО МАГНЕТНОГО ПОЛУДЕННИКА, а при другому / друге Гаусове положення / НА САМОМУ ПОЛУДЕННИКУ, ПРЯМОВО ДО ЙОГО ПЛОЩІ. В обох випадках віддалення $0,0$ та $0,0$ нерухомого магнету NS од стрілки ns мають, як про те ми вже зазначили, однакову вартість τ .

Зазначимо маси магнету NS через $+m$ та $-m$, віддалення по-між його полями через l . Тоді напруження поля, витвореного цілим магнетом визначиться /рис.226/ наступним виразом:

$$\begin{aligned}
 H_1 &= \frac{+m}{\left(\tau - \frac{l}{2}\right)^2} + \frac{-m}{\left(\tau + \frac{l}{2}\right)^2} = \\
 &= m \left\{ \frac{1}{\left(\tau - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\tau + \frac{l}{2}\right)^2} \right\} = \\
 &= m \cdot \frac{\left(\tau^2 + \tau l + \frac{l^2}{4}\right) - \left(\tau^2 - \tau l + \frac{l^2}{4}\right)}{\left(\tau^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2} = \\
 &= m \cdot \frac{2\tau l}{2^4 \left(1 - \frac{l^2}{4\tau^2}\right)} = \frac{2ml}{\tau^3} \left(\frac{1}{1 - \frac{l^2}{4\tau^2}} \right)^2 \dots \dots /235/
 \end{aligned}$$

Як що магнет NS міститься не дуже близько до стрілки ns і

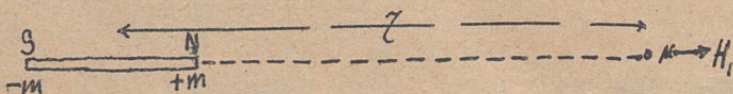


Рис. 226.

§ 103. Ознайомимося з класичною методою визначення поземної складової H земного магнетизму, що свого часу була запропонована ГАУСОМ /Gauss/.

В точці O /рис.225/ міститься підвішена на прямокутній вості невеличка магнетна стрілка ns , яка з'орієнтовується в напрямку магнетного полуденника PP' . Поблизу названої стрілки на певному від неї віддаленні τ уміщується нерухомий магнет NS , що при одному положенні /перше Гауссо-

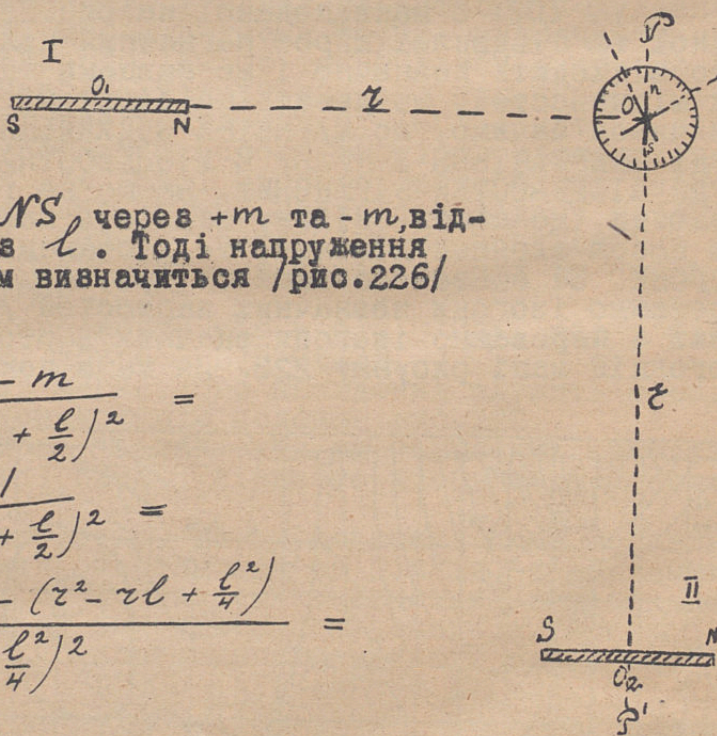


Рис. 225.

величина l у порівнянні з величиною τ є незначною, то вираз l/τ творить собою величину досить малу; в такому разі вираз $l^2/4\tau^2$ уявлятиме собою досить малу величину

другого порядку, з яких причин цей вираз ми можемо без помітної помилки занехаяти. Отже взір /235/ ми можемо замінити простішим взором:

$$H_1 = \frac{2ml}{r^3} = \frac{2 \cdot 200}{r^3} \dots \dots \dots /236/$$

Обчислимо напруження H_2 магнетного поля в точці O при другому положенні магнету. Вектор H_2 , як видно з рисунку 227, уявлятиме собою вислідний вектор двох складових векторів H_2' та H_2'' . Взявши на увагу що $H_2'' = H_2'$ з подібності трикутників OH_2H_2' /або OH_2H_2'' / та $OS'N$ ми матимемо:

$$H_2 : H_2' = \ell : \sqrt{r^2 + \frac{\ell^2}{4}};$$

звідкиля:

$$H_2 = \frac{\ell \cdot H_2'}{\sqrt{r^2 + \frac{\ell^2}{4}}} = \frac{\ell H_2''}{\sqrt{r^2 + \frac{\ell^2}{4}}} \dots \dots \dots /237/$$

Але:

$$H_2' = \frac{m}{r^2 + \frac{\ell^2}{4}} \dots \dots \dots /238/$$

Отже вираз /237/ прибирає остаточно такий вигляд:

$$H_2 = \frac{\ell m}{(r^2 + \frac{\ell^2}{4})^{3/2}} = \frac{\ell m}{r^3} \cdot \frac{1}{(1 + \frac{\ell^2}{4r^2})^{3/2}} \dots \dots /239/$$

Як що величина ℓ у порівнянні з величиною r з'являється незначною, то вираз $(\ell/2r)^2$ ми без помітної помилки можемо занехати, і взір /239/ замінити простішим взором:

$$H_2 = \frac{ml}{r^3} = \frac{200}{r^3} \dots \dots \dots /240/$$

Рис. 227.

Порівняння взору /240/ зі взором /236/ дає нам:

$$H_2 = \frac{H_1}{2}; H_1 = 2H_2 \dots \dots \dots /241/$$

Як бачимо напруження поля, втвореного нерухомим магнетом, є відвортно-пропорційальним до кубу віддалення і при першому Гаусовому положенні є вдвічі більшим ніж при положенні другому.

Всі наші попередні міркування ми відносили до точки O , себ-то точки підвішення магнетної стрілки ns ; для цієї точки ми обраховували й напруження магнетного поля; але, взявши на увагу незначні розміри названої стрілки, ми без помітної помилки можемо прийняти, що напруження поля H зберігає свою вартість й для тих точок, що відповідають полям стрілки ns . Таким чином уважатимемо, що на магнетні маси $+m'$ та $-m'$, зосереджені в названих полях, діє сила по абсолютній вартості рівна $H_1 m'$ або $H_2 m'$. Для більшої простоти та зручності можемо покласти $m' = 1$ і тоді названа сила обернеться в H_1 або H_2 .

Після зроблених зауважень ми можемо продовжувати далі наше дослідження. Отже пригадаємо собі, що при умові відсутности нерухомого магнету NS стрілка ns , перебуваючи в магнетному полі Землі, була би зорієнтована в напрямку магнетного полуденника; в умовах досвіду, у вислід втворення ще другого магнетного поля, стрілка зорієнтовується в напрямку иншому, більше чи менше відступаючому від магнетного полуденника. Нехай n_1s_1 /рис. 228/ означає положення рівноваги стрілки при першому досвіді і n_2s_2 - при другому; зазначимо кути відхилення стрілки від площі полуденника відповідно через α_1 та α_2 .

Напруження H вислідного поля, що повстало через сполучення

поля земного та поля витвореного магнетом NS , визначиться геометричною сумою відповідних складових напружень, себ-то:

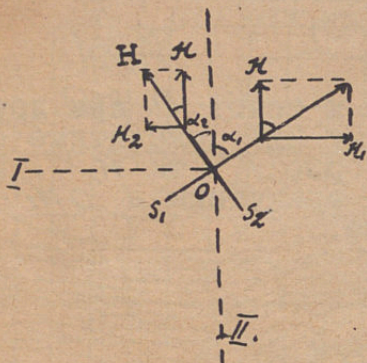


Рис. 228.

$$(H) = (H) + (H_1) \dots \dots \dots /242/$$

в першому випадку й

$$(H) = (H) + (H_2) \dots \dots \dots /243/$$

в другому. Є зрозумілим, що в обох випадках напрямок вектора H збігається з напрямком осі магнетної стрілки.

Звертаючись до нашого рисунку, ми дістаємо:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{H_1}{H} = \frac{2M}{H \cdot r^3}; \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{H_2}{H} = \frac{M}{H r^3} \dots \dots \dots /244/$$

звідки для визначення H дістаємо два взори:

$$H = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_1} \cdot \frac{2M}{r^3}; H = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_2} \cdot \frac{M}{r^3} \dots \dots \dots /245/$$

Користаючи з одного з цих взорів, ми зможемо обчислити величину H , як що нам буде відомим момент магнета M /бо величини r та α_1 /або α_2 /знаходяться безпосередньо при досвіді/. Щоби визначити величину M ми поступаємо так: беремо даний магнет NS і, підвісивши його на нитці, спостерігаємо процес його повних коливань. Знайшовши період його повного коливання T , на основі взору 228 напишемо:

$$H \cdot M = \frac{4\pi^2 k}{T^2} \dots \dots \dots /246/$$

З другого боку взори /245/ дають

$$\frac{M}{H} = \frac{r^3 \operatorname{tg} \alpha_1}{2} \quad \text{або} \quad \frac{M}{H} = r^3 \operatorname{tg} \alpha_2 \dots \dots \dots /247/$$

Таким чином для визначення двох невідомих величин: магнетного моменту M та повної складової земного магнетизму H ми маємо два рівняння /вираз /246/ та один з виразів /247/; розв'язавши ці рівняння, ми й знайдемо названі величини.

Пристрої, за поміччю яких переводяться описані досвіди, називаються МАГНЕТОМЕТРАМИ. На рис. 229 показано КОЛИВАЛЬНИЙ МАГНЕТОМЕТР; на рис. 230 та 231 - ВІДХИЛЬНИЙ МАГНЕТОМЕТР /у двох положеннях/.

Як що на географічній мапі відзначимо точки, що мають спільні вартості повної складової земного магнетизму H і злучимо їх по-між собою тяглими лініями, то дістанемо криві, які мають назву ІЗОДИН. Розміщення ізодин показує рис. 232.

Сукупність ізогонних, ізокліних та ізодинних мап окреслює для будь-якої місцевості на земній поверхні вартості трьох елементів земного магнетизму.

§ 103. В де-яких місцевостях вартості елементів земного магнетизму в досить значній мірі відрізняються від вартостей у місцях сусідніх. Такі несподівані відступлення від нормальних вартостей дістають назву МАГНЕТНИХ АНОМАЛІЙ. Найбільші магнетні аномалії знаходяться на півночі України /т.зв. Курська аномалія/, в Фінляндії, Великобританії та різних місцях Америки.

В кожній місцевості елементи земного магнетизму не зберігають цілком сталої вартості і в бігом часу зазнають певних ПЕРІО-

ДИЧНИХ ЗМІН. Такі зміни бувають ДОБОВІ /з періодом в одну добу/, РІЧНІ

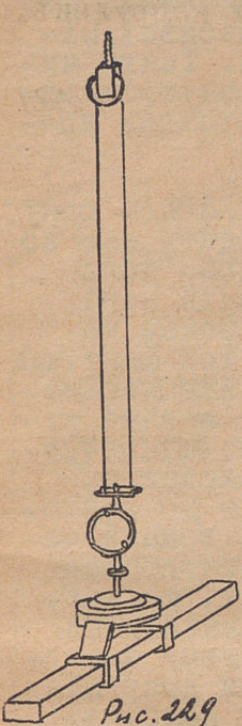


Рис. 229

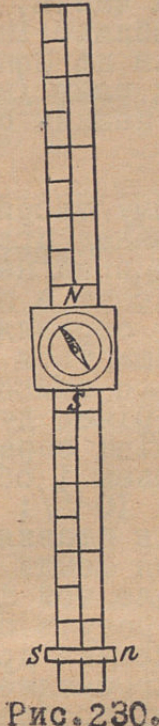


Рис. 230.

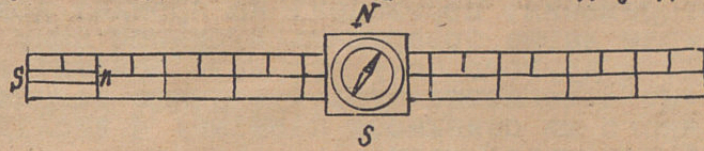


Рис. 231.

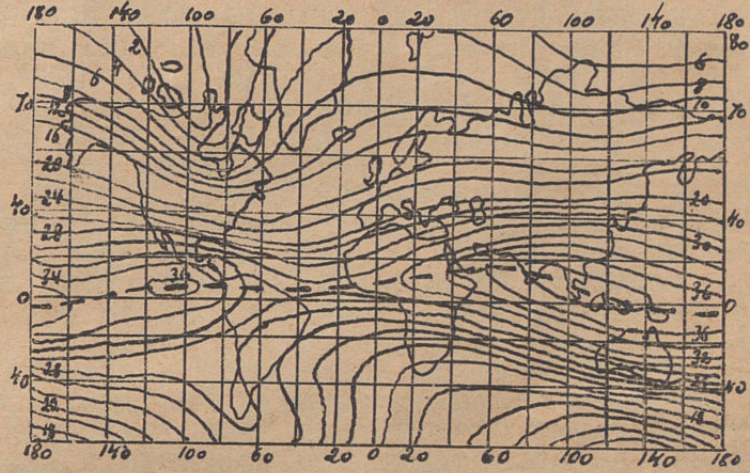


Рис. 232

/з періодом у один рік/ та ВІКОВІ /з періодом у де-кілька десятків років/. Безпосередніми спостереженнями встановлено, що в усіх названих процесах основну роль відіграє центральне тіло нашої системи Сонце; на магнетний стан Землі впливає сила соняшного випромінювання та різні процеси, що заходять на самому Сонці, з'окрема процес втворення темних плям. Про існування сталого зв'язку по-між двома названими категоріями в'явищ красномовно кажуть діаграми рисунка 233.

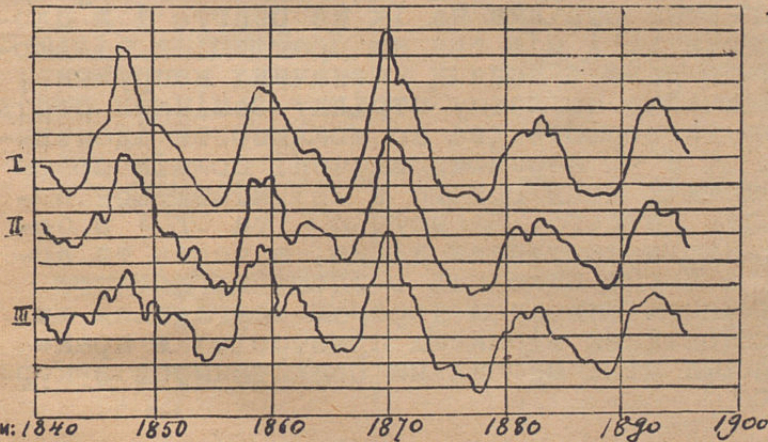


Рис. 233.

Тут перша крива визначає кількість соняшних плям, друга - зміни /щоденні/ магнетного відхилення, третя - зміни поземної складової земного магнетизму. Розгляд наведених кривих показує нам, що зміна кількості соняшних плям та зміна вартості елементів земного магнетизму мають спільний період, що вносить біля II 1/8 років.

Крім змін порядку періодичного елементи земного магнетизму підпадають часом раптовим неперіодичним змінам, що відомі під назвою МАГНЕТНИХ БУРЬ.

х/ При добовій зміні відхилення набуває максимальної вартості біля 2 год. пополудні. При річній зміні вона найбільшою буває в зимку, найменшою - в літку.

Для середньої Європи річна зміна відхилення вносить біля - 3, річна зміна поземної складової земного магнетизму вносить біля + 0,00015 Гауса.

Спостереження, переведені на протязі довгих часів, показали, що магнетним бурям завше товаришать з одного боку особливо інтенсивні БІГУНОВІ СЯЙВА, з другого боку особливо помітні зміни на Сонці. Таким чином бачимо, що і магнетні бурі і з'явище бігунових сяїв /на внутрішньому аналізі якого ми спинимося пізніше/ є вислідом певних бурхливих процесів внутрі соняшньої маси.

§ 104. Питання про причини земного магнетизму творить собою одну з найменш з'ясованих проблем фізики. Попередній виклад приводить нас до цієї безсумнівної думки, що наша планета перебуває в магнетному полі центрального тіла - Сонця й що її магнетні властивости в певній мірі можуть бути пояснені тією МАГНЕТНОЮ ІНДУКЦІЄЮ, яку справляє Сонце на цілих просторах своєї системи. Але безсумнівним лишається і той факт, що й сама ЗЕМЛЯ ТЕЖ ТВОРИТЬ СОБОЮ МАГНЕТ, який витворює самостійне магнетне поле. І пояснення названого факту як раз і зустрічає дуже значні утруднення; ще ГАУС робив спроби ближче підійти до цієї справи; він перевів спеціальні дослідження над земним магнетним полем і обрахував навіть вартість магнетного моменту Землі $M = 8,4 \cdot 10^{25}$; але до якихсь укінчених висновків не прийшов. Не мале дослідників ставлять земний магнетизм у безпосередній звязок з процесом обертання Землі довкола осі і, виходячи з цього, будують ті або інші теорії. Але той факт, що магнетна вісь земної кулі не збігається в вісь її обороту, в значній мірі утруднює прийняття названих теорій. Успішного розв'язання проблеми земного магнетизму можна сподіватися лише тоді, коли нагромадження досвідних даних подасть до розпорядимости теоретиків названої проблеми належний матеріал.

§ 105. Під діянням земного поля магнетна стрілка зорієнтовується в площі магнетного полуденника. Як що до земного поля долучається якесь друге поле, відмінного від нього напрямку, то під впливом останнього стрілка може вийти з площі полуденника. Такою дорогою ми можемо встановити факт існування стороннього поля і навіть поміряти його напруження. Але це з'являється можливим лише в тому випадку, коли напруження даного поля нейдосить малим у порівнянні до напруження земного поля. При дуже малих напруженнях звичайна магнетна стрілка на їх не реагує і в площі магнетного полуденника не виходить. А між тим на практиці в більшості випадків доводиться як раз мати діло з полями незначних напружень; отже в цих випадках доводиться звичайну магнетну стрілку замінити стрілкою АСТАТИЧНОЮ /рис.234/; останню витворюють два по можливості ідентичні магнети NS та $N'S'$, нерухомо злучені по-між собою таким чином, що додатній полюс одного з них міститься поруч з від'ємним полем другого. Магнети NS та $N'S'$ з боку земного поля зазнають протилежних діянь, а через те астатична система дуже легко виходить з площі магнетного полуденника. Таким чином описаною дорогою досягається висока чутливість відповідних мірничих пристроїв; з практичними застосуваннями цієї методи ми ознайомимося в курсі електродинамики.

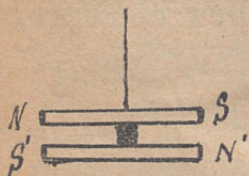


Рис.234.



ДОДАТОК

Т А Б Л И Ц Я

основних величин електростатики, електрокінетики та магнетизма.

Назва величини	Значення.	Вимір	Одиниця теоретична	Одиниця практична й вираз її через одиницю
КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ	q	$ q = L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Абсолютна електростатична одиниця	КУЛОН = $3 \cdot 10^9$ аб-сол.ел.-ст.один.
НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ	E	$ E = L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	—	—
ПОТЕНЦІАЛ ЕЛЕКТРИЧНИЙ	v	$ V = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Назви не має.	ВОЛЬТ = $\frac{1}{300}$ (cgs)
ЕЛЕКТРОЗАБИРНИСТЬ	C	$ C = L $	сантиметр	ФАРАД = $9 \cdot 10^{11}$ см. МІКРОФАРАД = $9 \cdot 10^5$ см.
СИЛА ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ	i	$ I = L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2} $	Абс.ел.ст.один. секунда	АМПЕР = $3 \cdot 10^9$ (cgs)
ЕЛЕКТРИЧНИЙ ОПІР	γ	$ R = L^{-1} T $	Назви не має.	ОМ = $\frac{1}{9} \cdot 10^{11}$ (cgs)
ЕЛЕКТРОПРОВОДНІСТЬ	κ	$ \kappa = L T^{-1} $	—	—
КІЛЬКІСТЬ МАГНЕТИЗМУ	S	$ S = L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Назви не має	—
НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТИЧНОГО ПОЛЯ	H	$ H = L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	ГАУС	—
МАГНЕТИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ	v	$ V = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Назви не має	—
МАГНЕТИЧНА ІНДУКЦІЯ	\mathcal{I}	$ I = L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	МАКСВЕЛ	—
МАГНЕТИЧНИЙ МОМЕНТ	m	$ m = L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	—	—

Л И Т Е Р А Т У Р А .

1. Grimsehl. Lehrbuch der Physik. Band 2. 1923.
2. Müller - Pouillet's. Lehrbuch der Physik und Meteorologie. Band IV. 1914.
3. Graetz. Lehrbuch der Physik. 1923.
4. Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, herausgegeben von Prof. Graetz. Band I. 1918.
5. G. Brunat. Cours d'Electricité. 1924.
6. Rosenberg - Mauduit. L'Electricité industrielle. 1923.
7. Vladimír Novák. Fysika. Díl II. 1921.
8. Jeništa. Fysika. Díl IV.
9. M. Kadlec. Fysika všeobecná a technická. Díl IV.
10. M. Kadlec. Uvedení do elektrotechniky. 1916.
11. Witkowski i Zakrzewski. Larys fizyki. 1921.
12. А. Эйхенвальд. Электричество . 1913.
13. А. Корольков. Электротехника. 1909.
14. Ш. Клодт. Электричество и его применения. 1914.
15. Риги. Современная теория физических явлений. 1910.
16. Террель - Крофт. Практическая электротехника. 1923.
17. Балдин. Физика ч. II. 1923.
18. В. Левицкий. Физика.

На видання цього курсу даю свою згоду.

Березня 27 дня 1924 р.

Доцент

Т. Шендзьовський.

ЗАУВАЖЕНІ ПОМИЛКИ.

Сторінка	Рядок	Написано	Має бути
30	Взір /51/	електрична одиниця	електростатична одиниця
32	19 згори	на першому	де
"	21 "	слова: "на другому - навпаки" належить викреслити	

ПОМИЛКИ ТА НЕДОГЛЯДИ

зауважені в частині III /Наука про тепло/.

11	18 згори	пересічної лінії	січної лінії
27	23 "	тоже	може
28	8 "	ріжниці висот	висоти
37	13	метафізичний	метафізичний
43	5,15 та 21	/127/	/128/

ПОМИЛКИ ТА НЕДОГЛЯДИ

зауважені в "Елементах термодинамики" /у доповнення до зазначених на стор. 126/.

15	Взір /25/	$\left \begin{array}{l} v_2 = \text{Const} \\ t_3 \rightarrow t_4 \\ p_2 \rightarrow p_1 \end{array} \right.$	$\text{III} \left \begin{array}{l} v_2 = \text{Const.} \\ p_2 \rightarrow p_1 \\ t_3 \rightarrow t_4 \end{array} \right.$
"	Взір /26/		Належить додати нумерацію IV.
23	3 з долини	$C_v = C_p + 0,0685$	$C_p = C_v + 0,0685$
46	Взір /87/	p_0/p	p/p_0
77	Взір /139/	$T_4 = 275^\circ$	$T_4 = 275,1$
79	14 з долини	стисненню	розширу
81	19 згори	функція стану повний дифференціал якої	функція стану S , повний дифференціал якої ds
83	16 з долини	функція стану	функція стану S
88	16 "	куб	куб, рубли якого виносять 1 см.,



**Накладом Української Господарської Академії
в Ч. С. Р.**

**Видавниче Товариство при Українській Господарській Академії.
Č. S. R., Lázně Poděbrady, hotel „U krále Jiřího“ č. 42.**