Міністерство освіти і науки України

Харьківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Фізико-енергетичний факультет

Кафедра теплофізики

Пояснювальна записка

до дипломної роботи магістра

на тему:

«»

Виконав: студент 6-го курсу, групи НФ-61
напряму підготовки
8.04020401 прикладна фізика
Соловйов М.С.
Керівник: Тютюнник Д. М.
Рецензент

Харків - 2017

ABSTRACT

The problem of searching a new energy sources makes it necessary to explore new approaches in the description of physical phenomena. One such approach is the revision of the foundations of classical electrodynamics. In this report the consequences of which have occurring from classical works of Ampere about interaction of elements of current that are missing in the modern theory are considered. It is shown that the description of the interaction of moving charges with the help of the Lorentz-Heaviside force is associated with discarding of improper additional force in the Ampere expression, which acts along the velocity of the charge. Accounting for this fact enables us to propose a new interpretation of the interaction of electric charges. It is shown that this interpretation does not conflict with modern experimental data.

РЕФЕРАТ

Проблема пошуку нових джерел енергії робить необхідним вивчити нові підходи в інтерпритації фізичних явищ. Одним з таких підходів є перегляд основ класичної електродинаміки. У цій доповіді будуть досліджені результати, котрі отримуються з класичних творів Ампера про взаємодію елементів струму, які відсутні в сучасній теорії розглядаються. Показано, що опис взаємодії рухомих зарядів за допомогою сили Лоренца-Хевисайда пов'язана з відкиданням неналежної додаткової сили в вираженні Ампера, який діє за швидкістю заряду. Облік цього факту дає нам можливість запропонувати нову інтерпретацію взаємодії електричних зарядів. Показано, що ця інтерпретація суперечить сучасним експериментальним даними.

АНОТАЦИЯ

Проблема поиска новых источников энергии заставляет исследовать новые подходы в описании физических явлений. Одним из таких подходов является пересмотр основ классической электродинамики. В этом докладе рассматриваются последствия, которые происходят из классических работ Ампера о взаимодействии элементов тока, и отсутствующие элементи в современной теории. Показано, что описание взаимодействия движущихся зарядов с помощью силы Лоренца-Хевисайда связано с отбрасыванием ненадлежащей дополнительной силы в выражении Ампера, которое действует вдоль скорости заряда. Учет этого факта позволяет нам предложить новую интерпретацию взаимодействия электрических зарядов. Показано, что эта интерпретация не противоречит современным экспериментальным данным.

ЗМІСТ

ВСТУП 6

ІСТОРИЧНИЙ ОГЛЯД 7

1.1 Зародження вчень про електрику і магнетизм 7

1.2 Фундаментальні основи електродинаміки 7

1.3 Провідники і Діелектрики 8

1.4 Зв'язок електричної і магнітних сил 10

1.5 Електричний струм, закон електромагнітного руху 10

1.6 Модифікації закону руху заряджених частинок 11

1.7 Полева теорія 11

1.8 Модернізація теорії поля 13

1.9 Зауваження до рівняннь Максвелла 15

отримання рівняння руху 16

2.1 НЕПОРУШНІ ЗАРЯДИ. ЗАКОН КУЛОНА 16

2.2 Опис рухомих зарядів. Закон Ампера 16

2.3 Модернізація закону Ампера 22

2.4 Приведення форми вираження Ампера 24

2.5 Приклади задач для взаємодії елементев струму 26

2.6 Порівнянн близькодіючої і дальнодіючої інтерпретацій 29

2.7 Модернізація дальнодіючого закону взаємодії 29

ВИСНОВОК 31

Список літератури 33

ВСТУП

Вивчення електромагнітних властивостей має довгу історію розвитку. Не зважаючи на багато разів підтверджені експерименти, вони мали зовсім різне трактування з боку вчених. Так з'явилися теорії близькодіїі, дальнодії, теорія ефіру, корпускулярна теорія і інші.

У даній роботі хотілося торкнутися методів і наслідків опису фізичних експериментів. Необхідність такого дослідження пояснюється присутністю парадоксів, які існуюча теорія не може описати. Як правило, такі протиріччя виникають, коли учені переходять від практичної, споглядаючої взаємодії до наслідків математичного опису. У деяких аспектах – класична математика обмежує можливість опису явища, що відбувається.

Як підсумок, ми розглянемо теорії електромагнітних взаємодій з азів, а саме математичного опису експериментів, що споглядають. В ході роботи будуть розглянуті різні підходи, але метою є розгляд електромагнітної взаємодії рухомих заряджених часток.

Дана робота буде повністю присвячена розгляду виведення закону руху заряджених часток з боку існуючої польові теорії близькодії та альтернативний розгляд з точки зору дальнодіючої теорії. Але головне завдання полягає в тому, щоб порівняти ці дві інтерпретації і визначити відмінності між ними

ІСТОРИЧНИЙ ОГЛЯД

1.1 Зародження вчень про електрику і магнетизм

Властивості бурштину, який, якщо його натерти був здатний притягувати предмети, викликав великий інтерес. Аналогічною популярністю користувався і магнітний заліезняк на початку XI століття. Як підсумок – в середні віки була зароджена наука про дослідження магнітних явищ.

Початок сучасних вчень про електрику і магнетизм поклав Уїльям Гільберт (1540-1603), який у 1600 році опублікував роботу, де він першим описав причини орієнтації магнітної голки в певному напрямі відносно землі (після цього він так само висував теорії про причетність магнітної сили до існування сили тяжіння і намагався описати за допомогою цих властивостей взаємодію між планетами). Сам Гільберт був прибічником теорії дальнодії, тому всі його теорії дальнодії базувалися на безпосередній взаємодії двух тіл.

...

У свою чергу Декарт, грунтуючись на ученнях Гільберта, намагався описати ці взаємодії методами зовсім іншого підходу. Кардинальна відмінність між їх роботами полягала в присутності у Декарта магнітної рідини, яка закутувала тіло з усіх боків, а взаємодія пояснювалася рухом самої рідини.

Тут можна помітити початок зовсім різних варіантів досліджень з використанням близько- і дальнодіючої теорій.

1.2 Фундаментальні основи електродинаміки

Оскільки в ході досліджень Гільберт визначив, що властивостями намагніченості володіє цілий клас матеріалів, він розділив електричну і магнітну сили і описав їх відмінності, які полягає в наступному: магнітний

камінь у відмінності від бурштину не потрібно було терти для прояву сили, але він міг взаємодіяти лише з обмеженим переліком матеріалів, тоді як бурштин проявляв взаємодію практично зі всіма речовинами. Ці роботи привели ще одного фізика колоніста Никколо Кабео (1585-1650) до розділення сили взаємодії на тяжіння і відштовхування.

Паралельно вже назрівали великі спори між теорією Гільберта і Декарта. З точки зору корпускулярної теорії – роботи Гільберта піддавалися великій критиці, і відійшли на другий план. Ньютон описував це зауваження в своїх роботах: «Хай він пояснить мені, як при терті може випускатися настільки потужне і невловиме випромінювання, що його випромінювання не виявляється в зміні ваги самого тіла». Через деякий час Гравезанд зміг доповнити теорію Гільберта, пояснивши всі «парадокси» за допомогою корпускулярної теорії.

1.3 Провідники і Діелектрики

Після відкриття у 1729 році Стефаном Гріємо властивості передачі заряду від одного тіла до іншого, але ряд матеріалів, що піддаються цій взаємодії, були обмежені. Після смерті Гріючи, Дезагюлье провів ряд експериментів на визначення цих матеріалів, показавши, що найпомітнішими представниками цього класу є метали і назвав їх провідниками. Нолі описував електромагнітні явища як різноспрямований потік рідини усередині матерії. Саме рух цих рідин могли наділити матеріал властивостями притягнення і відштовхування. Але його роботи піддавалися критиці з боку робіт Франкліна, який описував непровідники, і передрікав теорію Фарадея. Причому Франклін після співпраці з Епінусом, був послідовником однорідинной теорії, яка описувала ефект намагніченості як результат перебігу однієї рідини.

Великою відмінністю двухрідинної теорії був той факт, що обидві рідини були здатні рухатися в речовині, а однорідинна теорія описувала її рух в речовині з урахуванням того, що частки провідника залишаються нерухомими.

Слід зазаначити, Эпинус описав залежність взаємодії від відстані, але результату зміг добитися лише Джозеф Прістлі. Після багатьох років фундаментальні роботи Франкліна і Прістлі змогли звести електрику в точну науку.

Паралельно Пітер ван Мушенбрук, професор в Лейдене, вирішив провести експеримент з накопиченням заряду і його стабільності в середовищі. Він спробував помістити деякий об'єм зарядженої рідини в скляну посудину (лейденська банка). Після того, як його колега в ході експерименту, торкаючись однією рукою скла, а інший рушничного ствола, випадково доторкнув їх і отримав сильний удар в ділянці грудей і рук. Саме після випадкової події під час проведення експерименту була відкрита провідність, яку описав у своїх працях Уільям Уотсон, надалі працюючий з Франкліном.

Стосовно магнітних взаємодій, то вони були описані в роботах Ньютона. У перших теоріях, відмінністю від електричної сили при зміні від відстані, вона була обернено пропорційна не другій, а третій степені відстані. Але незабаром Джон Мичелл в точніших дослідах, використовуючи спеціальні ваги, показав, що по аналогії з електричною силою - магнітна обернено пропорційна до квадрата відстані. В той же час Шарль Огюстен Кулон аналогічно підтвердив закон дії електричної сили. Але він не підтримував однорідинну теорію Франкліна. Він стверджував, що двухрідинна теорія здатна більшою мірою описати усі експериментально отримані факти.

Підсумки були приведені Пуассоном, який перший спробував описати взаємодії за допомогою математичних операцій і формул. Після чого ці

завдання набували практичного застосування і привели до глибшого теоретичного вивчення.

1.4 Зв'язок електричної і магнітних сил

Ідея про зв'язок електричної і магнітної сил виникла в 1731 році, після випадку з попаданням блискавки в срібні предмети, які згодом мали властивості намагніченості. Описом цього явища зайнявся Ханс Ерстед (1777-1851). Під час однієї з лекцій він помітив вплив електричного контура на магнітну стрілку. Хоча він і визнав за потрібне скласти математичний опис, цей досвід безпосередньо став одним з найважливіших в області формування зв'язку між двома галузями - електрикою і магнетизмом.

1.5 Електричний струм, закон електромагнітного руху

Надалі такі великі учені як Жан Біо і Фелікс Савар доповнювали спробами математичного опису експеримент Ерстеда. У загальній формі його можна було описати таким чином: "магнітна сила, що виникає від елементу струму ***ds*** ланцюга в якій тече струм ***i***, на відстані ***r***

$$\frac{i}{r^3}[\boldsymbol{dsr}];$$

Наступний крок, який безпосередньо надалі буде детально розглянутий нами, зробив Андре Марі Ампер (1775-1836), який в ході проведення експериментів зі взаємодією замкнутих струмів зміг виділити наступні властивості:

1) Дія струму зворотна, якщо напрям струму зворотний.
2) Сила, що прикладається замкнутим контуром до елементу іншого контура, знаходитися під прямим кутом до останнього.
3) Пропорційне збільшення усіх лінійних розмірів контура, не впливає на силу між двома їх елементами.

Звичайно ж Ампер вів математичне моделювання за допомогою геометричних проекцій, але з точки зору сучасної векторної алгебри, його рівняння мало наступний вигляд:

$$\boldsymbol{F} = const * \boldsymbol{r}\left[\frac{3(\boldsymbol{rds})(\boldsymbol{rds'}) - 2r^2(\boldsymbol{dsds'})}{r^5}\right]$$

де $\boldsymbol{ds}$ і $\boldsymbol{ds'}$ два елементи струму.

1.6 Модифікації закону руху заряджених частинок

Рівняння Ампера було інакше інтерпретоване Гаусом. Суть полягала в тому, щоб виразити зв'язок між зарядами, що рухаються, і магнітною взаємодією. Ця роботи не була опублікована, але після прочитання його учнем Вебером, вона була модернізована і опублікована. Рівняння має наступний вигляд:

$$\boldsymbol{F} = \frac{q_1 q_2}{r^2}\left\{1 + \frac{1}{c^2}\left\{\boldsymbol{r}\frac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2} - \frac{1}{2}\left(\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}\right)^2\right\}\right\}$$

Звернемо увагу на наступне - константа $\boldsymbol{c}$ *у вираженні руху. Як буде показано через багато років - це швидкість поширення взаємодії. Таким чином, в цих інтерпретаціях міститься поняття кінцевості швидкості поширення взаємодії, але важливе те, що усі ці теорії будувалися з точки зору дальнодії.*

1.7 Полева теорія

Ідеї ввести поле для опису взаємодії були ще за часів Ампера. Попри те, що більшість теорій висувалися з точки зору дальнодії – увага була загострена на способі передання взаємодії.

Під впливом робіт Фарадея про силові лінії, Максвелл спробував описати поведінку цих ліній за допомогою математики. Максвеллу, в ході дослідження, було необхідно ввести поняття діелектричної проникності. Але не варто забувати, що опис вівся з точки зору присутності проміжного середовища. На думку Максвелла, це середовище складалося з осередків, бар'єр яких був побудований з окремого шару часток, які і є електрикою. З його зауважень – при обертанні цих осередків створюється напруга еквівалентна гідростатичному тиску.

В ході розширення своєї теорії Максвелл описав електростатичні явища. З цією метою він прийняв, що при зміщенні часток, вони деформують пружну речовину осередків. При усуненні обурюючої сили - осередки приймають колишній стан. Саме таке зміщення не складає струм, оскільки він існує до моменту здійснення балансу сил, але, виходячи з теорії, зміни зміщення варто вважати струмами. Ця ідея не була новою, її так само розглядав і Фарадей, але відмінною рисою Максвелловского представлення була наявність цього зміщення скрізь, де є присутнім поле (навіть без наявності середовища).

Максвелл запропонував, що електрорушійна сила, що діє на електричні частки, пов'язана з супутнім їй зміщенням **D**

$$\boldsymbol{D} = \frac{1}{4\pi c_1^2}\boldsymbol{E}$$

де c_1 - означає постійну, яка залежить від пружних властивостей осередків. І тепер повний струм описувався як сума конвекційного струму і струму зміщення $\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$.

Використовуючи польову теорію було запропоновано наступні вираження (рівняння Лоренца), що описують рух зарядів. Зараз воно виглядає таким чином:

$$\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{E} + q[\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{H}]$$

Воно включає в себе кулонівську взаємодію і силу Лоренца, яка виникає в ході руху зарядів.

1.8 Модернізація теорії поля

У 1890 році, Герц запропонував модернізувати польову модель Максвелла, яка описувала тіла, що покояться. Він запропонував доповнити теорію, враховуючи рух тіл в полі. Таке припущення було висунене ще Максвеллом і мало наступний вигляд (у векторній формі):

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -rot\boldsymbol{E}$$

Але важливо відмітити, що у такому разі електрорушійна сила Е має бути нерухомою відносно контура, що рухається. Так, необхідно було доповнити це рівняння (а саме, врахувати рух в електрорушійній силі), що б воно змогло описати електромагнітну індукцію в тілі, що рухалося:

$$\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} + \frac{1}{c}\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\ ,$$

де $\boldsymbol{v}$– швидкість руху тіла,

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -rot\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}rot(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

Максвелл не став видозмінювати інші рівняння, які залишив в початковому виді. Але Герц, під враженням двоїстості електромагнітних явищ, провів дослідження останнього рівняння Максвелла:

$$crot\boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + 4\pi \boldsymbol{s}$$

Він припустив, що в діелектрику, що рухається, створюється магнітна сила $\boldsymbol{D} \times \boldsymbol{v}$ **,** тоді в приведеному рівнянні необхідно включити доданок $rot\ (\boldsymbol{D} \times \boldsymbol{v})$**.** У багатьох відношеннях його робота нагадувала дослідження Хевісайда.

Хевісайд у своїх роботах провів грань між електричними силами **E',** які визначають потік зміщення **D** і силою **E**, rot якої представляє електричний струм. Аналогічні припущення були висунені і по відношенню магнітної сили **H'**, що визначає потік **B** і силою **H**, rot якої представляє магнітний струм. Таке розділення виявилося важливим при описі системи, на яку діють сторонні сили, у такому разі ці сили необхідно включати в **E'** і **H'**, оскільки вони здатні "створювати" потоки **D** і **B. B**ключення цих же сил в **E** и **H** не є вірним, с точки зрения того, з точки зору того, що rot від цих величин дає реальні електричні і магнітні струми.

Наслідуючи цій теорії, повний струм дорівнює:

$$\boldsymbol{S} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + s + \rho \boldsymbol{v} + \frac{1}{4\pi}\, rot\ (\boldsymbol{D} \times \boldsymbol{v}),$$

де

$$\rho \boldsymbol{v} - \text{ конвекційний струм}$$

$$s - \text{струм провідності}$$

$$\frac{1}{4\pi}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} - \text{струм зміщення}$$

Рівняння зв'язку струму з магнітною силою:

$$crot(\boldsymbol{H} - \boldsymbol{h}) = 4\pi \boldsymbol{S} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \frac{s}{4\pi} + \frac{1}{4\pi}\, \rho \boldsymbol{v} + rot\ (\boldsymbol{D} \times \boldsymbol{v}),$$

де **h** – зовнішні магнітні сили, що прикладаються.

Так, рівняння Максвелла були доповнені з урахуванням руху системи і сформували сучасну систему, що описує електричне і магнітні поля.

1.9 Зауваження до рівняннь Максвелла

Польова теорія Максвелла має популярність і сьогодні. Усі 4 Рівняння, здавалося б, підтверджені експериментами. Так, на початку 19-го століття, в ході експерименту, Геринг показав, що виникнення струму, при зміщенні контура (закон електромагнітної індукції) виконується не завжди. Він навів приклад установки, в якій цей ефект не спостерігався. Надалі цей експеримент був проведений неодноразово і кожного разу, цей парадокс залишався. Він дістав назву "Парадокс електромагнітної індукції" або парадокс Геринга.

У такому разі, якщо існує експериментальна розбіжність з теоретичним формулюванням, то це формулювання має бути визнане недійсним.

ОТРИМАННЯ РІВНЯННЯ РУХУ

2.1 НЕПОРУШНІ ЗАРЯДИ. ЗАКОН КУЛОНА

Закон Кулона був отриманий експериментальним шляхом. Наслідуючи припущенням Епінуса, про те, що сила взаємодії $F \sim \frac{1}{r^2}$, Шарль Кулон Шарль Кулон провів експериментальні дослідження, в результаті яких отримав для сили взаємодії двох непорушних зарядів вираження:

$$\boldsymbol{F} = k\frac{q_1 q_2}{r^3}\,\boldsymbol{r} \quad (2.1)$$

де k – деяка розмірна константа, яку виявилося зручним записувати у виді

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

ε_0 отримало назву діелектрична проникність вакуума.

Перевизначимо заряд в рівнянні 2.1 наступним чином:

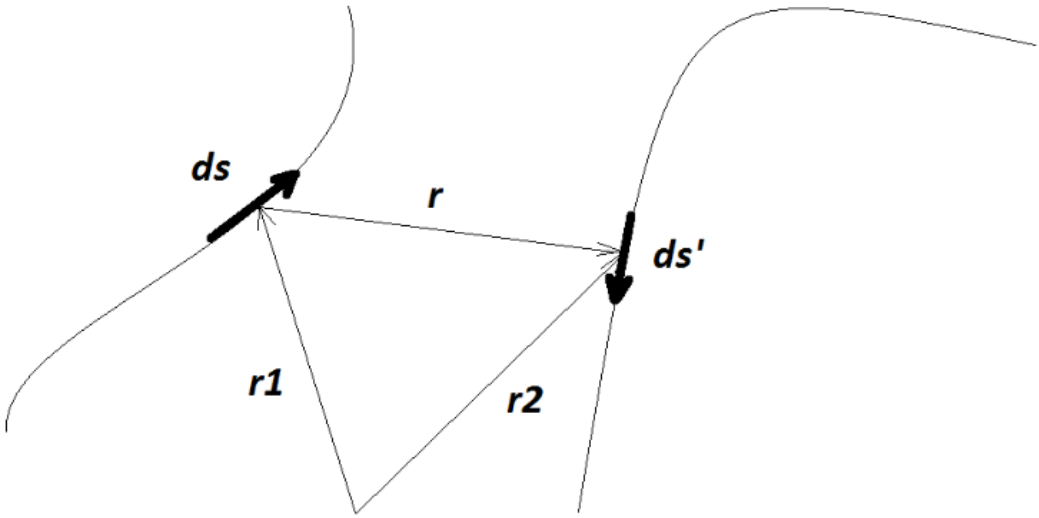
$$\boldsymbol{F} = k\frac{q_1 q_2}{r^3}\boldsymbol{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^3}\boldsymbol{r} = \frac{\boldsymbol{q_1}}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0}}\frac{\boldsymbol{q_2}}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0}}\frac{\boldsymbol{r}}{\boldsymbol{r^3}} = \frac{e_1 e_2}{r^3}\boldsymbol{r} \quad (2.2)$$

2.2 Опис рухомих зарядів. Закон Ампера

Якщо заряди рухаються, то сила їх взаємодії не описується тільки одним законом кулона. В цьому випадку взаємодію прийнято називати магнітною. Її дослідженню були присвячені роботи Ампера (саме ним було введено поняття «електродинаміка») , який в результаті проведених експериментів сформулював наступні властивості магнітної взаємодії замкнутих струмів:

1) Дія струму зворотна, якщо напрям струму зворотний .

2) Дія струму, що проходить по злегка хвилястому контуру, не відрізняється від струму, що проходить в прямому контурі.
3) Сила, що прикладається замкнутим контуром до елементу іншого контура, знаходитися під прямим кутом до останнього.
4) Пропорційне збільшення усіх лінійних розмірів контура, не впливає на силу між двома їх елементами.



Мал. 1

Використовуючи перший критерій в шуканому рівнянні мають бути присутніми тільки комбінації непарних ступенів елементів струму **ds** и **ds**’ у вигляді $(\boldsymbol{dsds'})^n$ и $(\boldsymbol{rds'})^n(\boldsymbol{rds})^n$ (n – непарне). Все це пояснюється тим, що при переході в рівнянні від $\boldsymbol{ds}$ до $\boldsymbol{-ds}$ сила повинна поміняти свій напрям. Іншими словами,

$$\boldsymbol{F(ds, ds', r) = -F(-ds, ds', r)}$$

З врахуванням приблизного обчислення залишимо лише першу ступінь лінійних комбінацій:

$$(\boldsymbol{dsds'}) \text{ и } (\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})$$

Додаткові параметри на силу накладаються з боку законів збереження імпульсу та моменту імпульсу.

Розглянемо закон збереження импульсу для системи двох замкнутих елементів струму:

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = \frac{d(\boldsymbol{p_1} + \boldsymbol{p_2})}{dt} = \boldsymbol{F_{12}} + \boldsymbol{F_{21}} = 0$$

Це означає, що якщо ми в рівнянні будемо міняти місцями струми **ds** и **ds'**, то змінивши напрям радіус-вектора, вектор сили зміниться на протилежний по знаку.

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{ds}, \boldsymbol{ds'}, \boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{F}(\boldsymbol{ds'}, \boldsymbol{ds}, -\boldsymbol{r})$$

Перейдемо до закону збереження моменту імпульсу систему двух елементів струму:

$$\frac{d(\boldsymbol{r_1} \times \boldsymbol{p_1})}{dt} + \frac{d(\boldsymbol{r_2} \times \boldsymbol{p_2})}{dt} = 0\ ;$$

$$\frac{d\boldsymbol{r_1}}{dt} \times \boldsymbol{p_1} + \boldsymbol{r_1} \times \frac{d\boldsymbol{p_1}}{dt} + \frac{d\boldsymbol{r_2}}{dt} \times \boldsymbol{p_2} + \boldsymbol{r_2} \times \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} = 0;$$

Виходячи з умови, що $\frac{dr_i}{dt} \;||\; p_i$, їх векторний добуток буде дорівнювати нулю, отримаємо:

$$\boldsymbol{r_1} \times \frac{d\boldsymbol{p_1}}{dt} + r_2 \times \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} = 0;$$

Виходячи з Мал. 1:

$$\boldsymbol{r_2} - \boldsymbol{r_1} = \boldsymbol{r};$$

$$\boldsymbol{r_2} = \boldsymbol{r} + \boldsymbol{r_1}.$$

Підставимо отримане співвідношення:

$$\boldsymbol{r_1} \times \frac{d\boldsymbol{p_1}}{dt} + (\boldsymbol{r} + \boldsymbol{r_1}) \times \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} = 0;$$

$$\boldsymbol{r_1} \times \frac{d\boldsymbol{p_1}}{dt} + \boldsymbol{r} \times \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} + \boldsymbol{r_1} \times \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} = 0;$$

$$\boldsymbol{r_1} \times \left[\frac{d\boldsymbol{p}_1}{dt} + \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt}\right] + r \times \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} = 0;$$

де вираз в дужках є законом збереження імпульсу і дорівнює нулю. В результаті залишається наступне:

$$\boldsymbol{r} \times \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} = 0$$

Цей результат означає, що сила взаємодії співнаправлена з радіус вектором, що сполучає ці елементи струму:

$$\boldsymbol{r} \,||\, \frac{d\boldsymbol{p_2}}{dt} \;=> \boldsymbol{r} \;||\; \boldsymbol{F_{12}} \,||\, \boldsymbol{F_{21}}$$

Тепер можно спробувати записати загальний вид сили взаємодії двох елементів струму:

$$\boldsymbol{F} = const * \boldsymbol{r} * [\varphi(r)(\boldsymbol{dsds'}) + \psi(r)(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})\,] (2.3)$$

де $\varphi(r)$ и $\psi(r)$ деякі невідомі функції відстані

Скористаємося умовою однорідности (4-й критерій), для визначення $\varphi(r)$ і $\psi(r)$. Оскільки пропорційні збільшення розмірів системи не повинно відобразитися на силі взаємодії елементів струму двох контурів, то:

оскільки при доданку $\varphi(r)$: $const * \boldsymbol{r} * (\boldsymbol{dsds'}) \sim \boldsymbol{r^3} => \varphi(r) = \frac{A}{r^3}$;

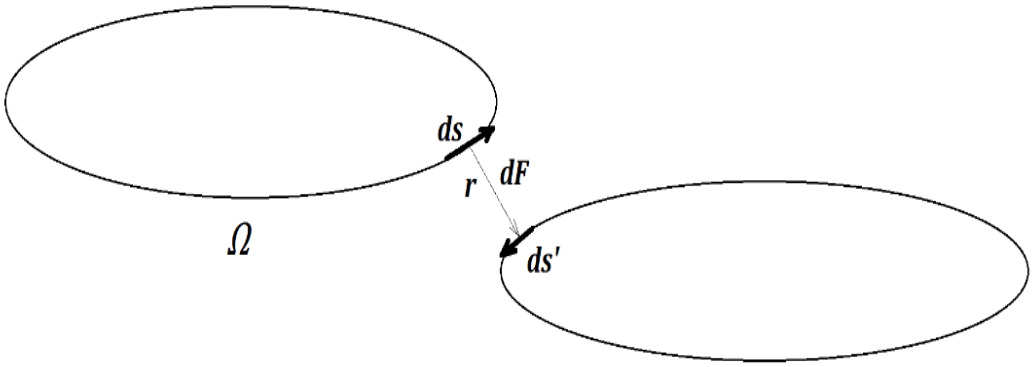
аналогічно при доданку $\psi(r)$: $const * \boldsymbol{r} * (\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) \sim \boldsymbol{r^5} => \psi(r) = \frac{B}{r^5}$

(де A і B деякі константи).

Зробимо підстановку в рівняння і отримаємо:

$$\boldsymbol{F} = const * \boldsymbol{r} * [\frac{A}{r^3}(\boldsymbol{dsds'}) + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})\ ]\ (2.4)$$

Для того, щоб остаточно визначити співвідношення константи A і B, скористаємося 3-ю властивістю.



Мал. 2

Запишемо силу $\boldsymbol{dF}$, з якою контур Ω діє на елемент струму $\boldsymbol{ds'}$ (Мал.2):

$$\oint \boldsymbol{dF} = const * \oint[\frac{A}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\boldsymbol{r} + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})\boldsymbol{r}\ ] \quad (2.5)$$

З властивості виходить, що $\boldsymbol{dF} \perp \boldsymbol{ds'}$ => $(\boldsymbol{dFds'})$ = 0, звідки слідує:

$$\oint \boldsymbol{dFds'} = const * \oint[\frac{A}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})(\boldsymbol{rds'}) + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})^{\boldsymbol{2}}]\ (2.6)$$

Не важко показати, що $(\boldsymbol{dsds'})(\boldsymbol{rds'}) = -\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{2}}\boldsymbol{d}(\boldsymbol{rds'})^{\boldsymbol{2}}$. Дійсно:

$$-\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{2}}\boldsymbol{d}(\boldsymbol{rds'})^{\boldsymbol{2}} = -\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{2}}\boldsymbol{2} * (\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{d}(\boldsymbol{rds'}) = -(\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{d}(\boldsymbol{rds'});$$

зробимо заміну $\boldsymbol{ds} = -\boldsymbol{dr}$, після чого отримаємо:

$$(\boldsymbol{dsds'})(\boldsymbol{rds'}) = -\frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\boldsymbol{d}(\boldsymbol{rds'})^{\mathbf{2}}$$

Використовуємо це перетворення в рівнянні (2.6):

$$\oint \boldsymbol{dFds'} = const * \oint \left[-\frac{A}{2r^3}(\boldsymbol{rds'})^{\mathbf{2}} + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})^{\mathbf{2}}\right] =$$

$$= const * \oint \left[d\left(-\frac{A}{2r^3}(\boldsymbol{rds'})^{\mathbf{2}}\right) + \frac{1}{2}(\boldsymbol{rds'})^{\mathbf{2}} d\left(\frac{A}{r^3}\right) + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})^{\mathbf{2}}\right]$$

Так як $d\left(-\frac{A}{2r^3}(\boldsymbol{rds'})^{\mathbf{2}}\right)$ – повний диференціал, то при інтеграції по контуру $\boldsymbol{\Omega}$ доданок дасть 0:

$$\oint \boldsymbol{dFds'} = const * \oint \left[\frac{1}{2}(\boldsymbol{rds'})^{\mathbf{2}} d\left(\frac{A}{r^3}\right) + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})^{\mathbf{2}}\right] =$$

$$= const * (\boldsymbol{rds'})^{\mathbf{2}} * \oint \left[\frac{1}{2} d\left(\frac{A}{r^3}\right) + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})\right] = 0$$

Цей вираз дорівнює нулю, якщо підінтегральний вираз в дужках дорівнює нулю:

$$\left[\frac{1}{2} d\left(\frac{A}{r^3}\right) + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rds'})\right] = 0$$

$$\frac{1}{2} d\left(\frac{A}{r^3}\right) - \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rdr}) = 0 \quad (\text{т. к } \boldsymbol{dr} = -\boldsymbol{ds})$$

$$\frac{3}{2}\frac{A\boldsymbol{rdr}}{r^5} + \frac{B}{r^5}(\boldsymbol{rdr}) = 0$$

$$-\frac{3}{2}A = B$$

Підставимо це співвідношення в рівняння (2.5)

$$\boldsymbol{F} = const * \boldsymbol{r} * \left[\frac{A}{r^3}(\boldsymbol{dsds'}) - \frac{3A}{2r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds})\right]$$

Перевизначимо константу $const = const$ * (-2/3)A:

$$\boldsymbol{F} = const * \boldsymbol{r} * [\frac{3}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})] \text{ (2.7)}$$

Таким чином, Ампером був отриманий його знаменитий закон, який в сучасній літературі записується тільки в одній з часткових його форм. При виведенні цього виразу був використаний закон збереження імпульсу і моменту імпульсу для двох взаємодіючих зарядів, так що існування третього об'єкту (середовища) не передбачається. При цьому закон збереження імпульсу призводить до антисиметрії сили по відношенню до перестановок елементів струму, а закон збереження моменту імпульсу призводить до паралельності вектору сили і радіус-вектора, що сполучає елементи струму.

2.3 Модернізація закону Ампера

Багатьох вчених після Ампера (таких як Гельмгольц, Грассман і так далі) не влаштовував той факт, що сила пропорційна радіус вектору. Деякі експерименти говорили про те, що сила повинна мати і поперечну складову. Щоб включити і ці випадки, в амперовский закон було запропоновано доповнити вираз (2.3) складовими, що задовольняють критеріями ампера, але не пропорційними радіус-вектору.

У такому разі вони можуть входити у вираз (2.5) у вигляді повних диференціалів, щоб не порушувати умови. Це можуть бути диференціали такого виду:

1) $\lambda(r)(rds)ds' = \lambda(r)\boldsymbol{ds'} * \left(-\boldsymbol{rds}\frac{\boldsymbol{dr}}{\boldsymbol{ds}}\right) = \boldsymbol{ds'}(-\lambda(r)\boldsymbol{rdr}) -$ повний диф.
2) $d\left(\boldsymbol{r}(\boldsymbol{rds'})\lambda(r)\right) = -\boldsymbol{ds}\lambda(r)(\boldsymbol{rds'}) - r\lambda(r)(\boldsymbol{dsds'}) - \frac{1}{\boldsymbol{r}}\lambda'(r)(\boldsymbol{rds})(\boldsymbol{rds'})$

Знову використовуючи умови однорідності перевизначимо $\lambda(r)$

$$\lambda(r) = \alpha/r^3$$

Доповнене рівняння, яке враховує продольну і поперечну силу взаємодії, матиме наступний вигляд:

$$\boldsymbol{F} = const * \boldsymbol{r} * \left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\ ((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'})(*)$$

Константу зручно представити в наступному виді:

$$const = {}^{\mu_0}/_{4\pi}$$

вираз, який враховує поперечну та продольну взаємодію:

$$\boldsymbol{F} = {}^{\mu_0}/_{4\pi} * \boldsymbol{r} * \left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\ ((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'})\ (2.8)$$

Як можна бачити, вираз залишився антисиметричним відносно перестановок $\boldsymbol{ds}$ и $\boldsymbol{ds'}$.

Тепер спробуємо перевизначити ds по аналогії з законом Кулона. Перейдемо від $\boldsymbol{ds}$ до $\frac{\boldsymbol{ds}}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0}}$ (так як елемент струму містить заряд q). Після такого переходу ми отримаємо наступний вираз:

$$\boldsymbol{F} = {}^{\mu_0}/_{\varepsilon_0} * \boldsymbol{r} * \left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\left((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'}\right),$$

де добуток ${}^{\mu_0}/_{\varepsilon_0}$ пропорціональний квадрату швидкості. Зробимо заміну ${}^{\mu_0}/_{\varepsilon_0} = \frac{1}{c^2}$:

$$\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{r}}{c^2}\left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\left((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'}\right)$$

Як можна бачити, тут з'являється швидкість поширення взаємодії в дальнодіючій теорії.

2.4 Приведення форми вираження Ампера

Для позбавлення від константи α, різні вчені пропонували зробити заміну $\alpha = 0$ (як пропонував зробити сам Ампер) та $\alpha = 1$ (як розглядяли Гаусс Грассман и Клаузіус).

Якщо $\alpha = 1$

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c^2 r^3}[(\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'} - (\boldsymbol{dsds'})\boldsymbol{r}]; \quad (3.1)$$

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c^2}\left[\boldsymbol{ds'}\frac{\boldsymbol{rds}}{r^3} + \boldsymbol{ds'} \times \frac{\boldsymbol{ds} \times \boldsymbol{r}}{r^3}\right] =$$

$$= \frac{1}{c^2}\left[\boldsymbol{ds'}\left(-div\frac{\boldsymbol{ds}}{r}\right) + \boldsymbol{ds'} \times rot\frac{\boldsymbol{ds}}{r}\right];$$

Перейдемо до означення поля. Прийнявши, що $\boldsymbol{A} = \frac{\boldsymbol{ds}}{cr}$, а значить $rot\frac{\boldsymbol{ds}}{r} = rot\boldsymbol{A} \equiv \boldsymbol{H}$:

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{\mathrm{c}}[-\boldsymbol{ds'}div\boldsymbol{A} + \boldsymbol{ds'} \times rot\boldsymbol{A}]; \ (2.9)$$

Але суммарна сила, з якою контур Ω діє на $\boldsymbol{ds'}$ дорівнює:

$$\boldsymbol{F} = \oint \frac{1}{\mathrm{c}}[-\boldsymbol{ds'}div\boldsymbol{A} + \boldsymbol{ds'} \times rot\boldsymbol{A}] = \frac{1}{\mathrm{c}}\boldsymbol{ds'} \times \oint rot\boldsymbol{A} = \frac{1}{\mathrm{c}}\boldsymbol{ds'} \times \boldsymbol{B};$$

Це є вираження для сили Лоренца. Але варто звернути увагу, що це вираження справедливе для замкнутих контурів. Для окремих елементів струму так само застосовується $\boldsymbol{ds'}div\boldsymbol{A}$

Якщо ж уважно розглянути вираз 3.1, то можна помітити розділення сили на 2 складові (уподовж r і ортогонально їй). Але однією з умов, при виведенні вираження Ампера (використовуючи закон збереження момент імпульсу) був напрям сили dF уздовж радіус-вектора, що сполучаэ два елементи струму, а

тут є присутніми елементи виду $(\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds}$ и $(\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'}$, хоча в свою чергу кожен з них в скалярному добутку містить **r**.

Спробуємо зробити подібне розкладання на подовжню і ортогональну складову для вираження Ампера з невизначеною константою α. Для цього додамо і віднімемо в останніх дужках $(\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'}$:

$$\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{r}}{c^2}\left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\left(2(\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + \boldsymbol{r}\times(\boldsymbol{ds}\times\boldsymbol{ds'})\right) \quad (2.10)$$

Цей вираз містить компоненти сили уподовжь r (скалярне множення на **r**) і ортогональні компоненти (векторное множення на **r**). Залишилося розглянути доданок $(\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds}$, який у свою чергу можна розкласти на подовжню і поперечну складову з використанням формули для розкладання вектору:

$$\boldsymbol{b} = \boldsymbol{b}_{\perp} + \boldsymbol{b}_{||} = \frac{\boldsymbol{a}(\boldsymbol{ba}) + \boldsymbol{a}\times(\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{a})}{a^2},$$

тоді:

$$\boldsymbol{ds'} = \frac{\boldsymbol{r}(\boldsymbol{rds'}) + \boldsymbol{r}\times(\boldsymbol{ds'}\times\boldsymbol{r})}{r^2},$$

Для загального виразу **F**

$$\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{r}}{c^2}\left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'}) + \frac{2\alpha}{r^3}(\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds}\right] + \frac{\alpha}{r^3}\boldsymbol{r}\times\left[(\boldsymbol{ds}\times\boldsymbol{ds'}) + \frac{\boldsymbol{2(rds)}}{r^2}\boldsymbol{ds'}\times\boldsymbol{r}\right]$$

Тепер сила має повне розкладання на подовжню і поперечну компоненту. Для перевірки підставимо α=1, і отримаємо попередній результат.

Знову повернемося до початкового виразу, де тепер додамо і віднімемо $\frac{\alpha}{r^3}\boldsymbol{r}(\boldsymbol{ds'ds})$:

$$\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{r}}{c^2}\left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\big((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'} - \boldsymbol{r}(\boldsymbol{ds'ds}) + \boldsymbol{r}(\boldsymbol{ds'ds})\big) =$$

$$= \frac{\boldsymbol{r}(1-\alpha)}{c^2}\left[\frac{3}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\big((\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'} - \boldsymbol{ds'} \times (\boldsymbol{ds} \times \boldsymbol{r})\big);$$

Помічаємо, що вираження в перших дужках є ні що інше як сила Ампера, але з множником 1-α. Так само цей вираз схожий на поле магнітного диполя:

$$\frac{3(\boldsymbol{r\mu})\boldsymbol{r} - \boldsymbol{\mu}r^2}{r^5} = rot\ \frac{\boldsymbol{\mu} \times \boldsymbol{r}}{r^3},$$

отже, можна робити аналогічне перетворення, після чого отримаємо:

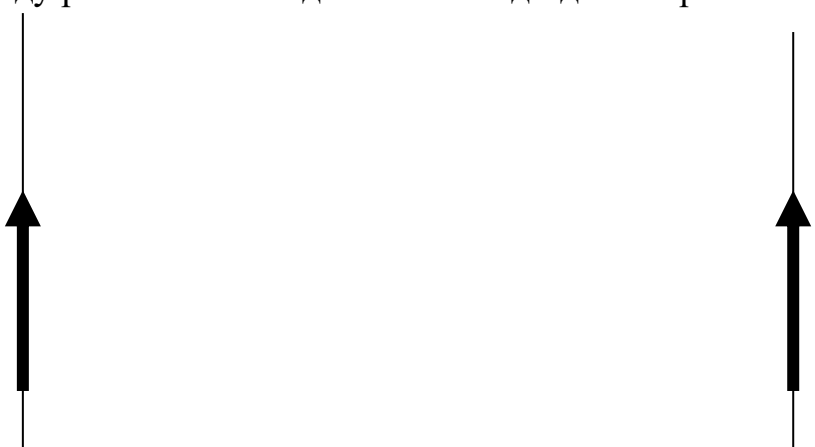
$$\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{r}(1-\alpha)}{c^2}\left[\boldsymbol{ds'}rot\frac{\boldsymbol{ds} \times \boldsymbol{r}}{r^3}\right] + \frac{\alpha}{r^3}\big((\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'} - \boldsymbol{ds'} \times (\boldsymbol{ds} \times \boldsymbol{r})\big) - (1 - \alpha)\frac{\boldsymbol{dsds'}}{r^3};$$

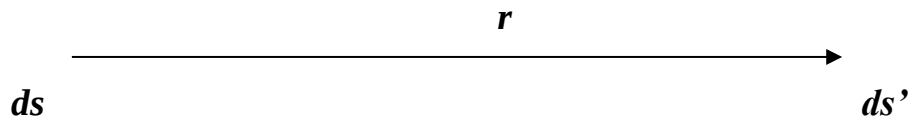
перепишемо рівняння в змінних **A** и **H**:

$$\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{r}(1-\alpha)}{c^2}[\boldsymbol{ds'}rot\boldsymbol{H}] + \alpha\,(-\boldsymbol{ds'}div\boldsymbol{A} + \boldsymbol{ds'} \times \boldsymbol{H}) - (1-\alpha)\frac{\boldsymbol{dsds'}}{r^3};$$

2.5 Приклади задач для взаємодії елементів струму

Для прикладу розглянемо завдання взаємодії двох паралельних струмів:



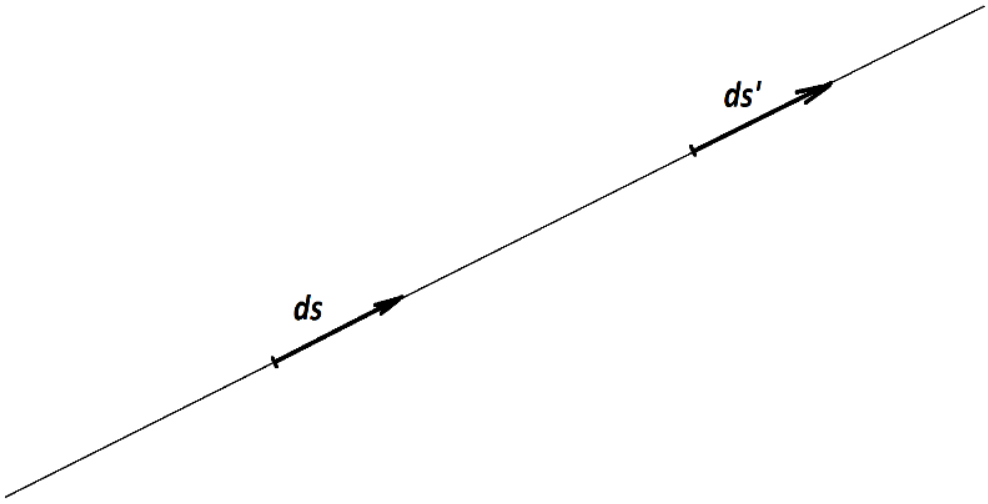


Мал.3

В цьому випадку доданки $(\boldsymbol{rds}) = 0$, $-\boldsymbol{ds'}div\boldsymbol{A} = 0$ і сила взаємодії буде мати наступний вигляд:

$$\boldsymbol{F} = (3\alpha - 2)\frac{\boldsymbol{dsds'}}{r^3c^2};$$

Якщо розмістити елементи струму $\boldsymbol{ds}$ и $\boldsymbol{ds'}$на одній прямій (іншими словами розглянути один провідник):



Мал. 4

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c^2} * \boldsymbol{r} * \left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right]$$

$$+ \frac{\alpha}{r^3}\left((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'}\right) =$$

$$= \frac{\boldsymbol{r}}{c^2}(1-\alpha)\frac{r^2(\boldsymbol{dsds'})}{r^5} + \frac{\alpha}{r^3}\,\boldsymbol{r}(\boldsymbol{dsds'}) = \frac{\boldsymbol{r}(\boldsymbol{dsds'})}{r^3}$$

В цьому випадку сила не залежить від змінної α. Можливо варто зробити припущення про те, що струми рухаються і залежать від часу, і вектор-потенціал виглядатиме так:

$$\boldsymbol{A} = \frac{\boldsymbol{ds}}{|\boldsymbol{r}(t)|} = \frac{\boldsymbol{ds}}{|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{v}t|}$$

тоді:

$$rot\boldsymbol{H} = -\boldsymbol{ds}/r^3$$

Цей вираз дуже схожий на максвелівський струм зміщення $\partial E/\partial t$. Але слід зауважити, що це вираження отримано із дальнодіючої теорії.

Тепер порівняємо два альтернативні виклади – з точки зору дальнодії у виді вираження (*) і закону Кулона і близькодії у вигляді сучасного формулювання рівнянь Максвелла.

В ході розгляду з введенням векторного потенціалу було отримано 3 рівняння Максвела. Як вже було описано у введенні - рівняння, що описує електромагнітну індукцію, було експериментально спростувано Геренгом. Це ставить під сумніви повноту системи рівнянь Максвела, і як наслідок, змушує розглянути альтернативні варіанти опису системи струмів.

Це підтверджує історичний факт про те, що теорія близькодії була народжена з дальнодіючої теорії.

2.6 Порівнянн близькодіючої і дальнодіючої інтерпретацій

Помилково вважалося, що ефект запізнювання і фінітність поширення є присутнім тільки у близькодіючої теорії. Константа, обернено пропорційна до швидкості $\left(\frac{1}{c^2}\right)$ присутня ще в законі Ампера (а також Гаусса – Вебера).

Це дає розуміння про те, що відмінністю між дальнодіючою та близькодіючою теоріях залишається лише присутність у останньої проміжного середовища.

Як відомо, 3-ий закон Ньютона порушується при розгляді сили Лоренца для двох незамкнутих контурів. Причина цього, як виявилося, криється у відкиданні в рівнянні члена $\boldsymbol{ds'divA}$, який не буде дорівнювати нулю для двох окремих елементів струму.

У зв'язку з цим виникає потреба у наділенні середовища взаємодії фізичними властивостями (енергія і імпульс) для компенсації розбіжності із законом збереження. Так, в подальших дослідженнях поле вже не є математичною моделлю, а переходить в матерію, що повністю сформувалася.

З іншого боку, навіть з використанням поняття поля (як функції розподілу взаємодії) можна отримати альтернативну польову теорію із застосуванням дальнодіючих принципів.

2.7 Модернізація дальнодіючого закону взаємодії

В законі Ампера, ще при застосуванні закону збереження імпульсу, ми обмежили можливі варіанти напряму сил і залишили тільки один доданок. В той же час, в подальших розглядах, при додаванні повних диференціалів з деякою скалярною функцією $\lambda(r)$.

Після перевизначення ми отримуємо формулу:

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c^2} * \boldsymbol{r} * \left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\ ((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'})$$

Я вважаю, що припущення α=1 - є необгрунтованим і вимагає детальнішого розгляду. Ми вже розглядали варіант, в якому у вираженні сили залишалася ця константа. Але для остаточного формування вираження для сили взаємодії двох елементів струму необхідно визначити α спираючись на факти.

Для цього можна скористатися законами збереження імпульсу. Оскільки ця сила вживана елементом одного контура **ds** до елемента другого **ds'**, то по черзі проінтегрувавши спочатку по контуру елементу **ds,** а після по **ds'** ми повинні отримати вираження, яке при використанні закону збереження:

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{ds}, \boldsymbol{ds'}, \boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{F}(\boldsymbol{ds'}, \boldsymbol{ds}, -\boldsymbol{r})$$

Можна спробувати знайти α, що буде розглянуто в подальшій роботі.

ВИСНОВОК

Історично в ході досліджень в галузі вивчення електромагнітних явищ сформувалися дві окремі теорії - дальнодії і близькодії. Застосування дальнодіючоїй теорії було відкинуте у зв'язку з тим, що вона не була здатна описати спосіб поширення взаємодії. Надалі була народжена і побудована теорія на принципах близькодії. Вона включала кінцеву швидкість поширення, але у зв'язку з некоректними та невірними інтерпретаціями і порушенням законів збереження, в ході створення математичної моделі, вона є не ідеальною.

В той же час, як було розглянуто в роботі, взаємодію можна описати за допомогою дальнодіючої теорії, яка так само містить в собі швидкість поширення, а значить в ній може бути присутнім ефект запізнювання, який є основою для побудови нової інтерпритації електромагнітних явищ)

Із застосуванням векторного аналізу, можна записати рівняння взаємодії в польовій формі (при $\alpha = 1$):

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c^2}[-\boldsymbol{ds'}div\boldsymbol{A} + \boldsymbol{ds'} \times \boldsymbol{H}];$$

але поле вже не наділяється фізичними властивостями, а залишається лише математичною моделлю.

Цей розгляд призводить до висновку, що польова і дальнодіюча теорії є еквівалентними (як мовиться, «на будь-який смак»), але при виборі одної із них необхідно строго дотримуватися обмежень при перетвореннях.

Наступним кроком дослідження буде знайти параметр α шляхом застосування законів збереження і записати його в польовій формі:

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{c^2} * \boldsymbol{r} * \left[\frac{3(1-\alpha)}{r^5}(\boldsymbol{rds'})(\boldsymbol{rds}) - \frac{2-\alpha}{r^3}(\boldsymbol{dsds'})\right] + \frac{\alpha}{r^3}\ ((\boldsymbol{rds'})\boldsymbol{ds} + (\boldsymbol{rds})\boldsymbol{ds'})$$

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1.Уиттеккер Е.История теории эфира и электричества. 2001

2.Максвелл Дж.К. Трактат об электричестве и магнетизме. Том 1. 1989

3.Максвелл Дж.К. Трактат об электричестве и магнетизме. Том 2. 1989

4.Максвелл Дж.К Избранные сочинения по теории электромагнитного поля 1952

5.Ампер А. М. Электродинамика. 1954 г

9.Ф. Розенбергер История физики.Том 31934 г

10.TilleyD.E. 1968. Am. J. Phys. 36, 458.

11.Ньютон И. Математические начала натуральной философии. 1687

12.Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. 7-е 1988

13. Тамм И.Е Основы теории электричества

14. Andre K. Action at a Distance 1999