
ГІПОТЕЗИ. ПОЛЕМІКА

УДК 535.1

ПРИРОДА ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ*Найденко В. І. д. ф.-м. н., професор, Senior Member IEEE**Національний технічний університет України**"Київський політехнічний інститут", м. Київ, Україна***Вступ**

Природа електромагнітних хвиль, не зважаючи на більш як столітнє їх використання, до цих пір залишається інкогніто. Про незадовільні уявлення про природу електромагнітних хвиль писалося багато. Наприклад, у главі 27, § 4 [1] лауреат Нобелівської премії Р. Фейнман пише: «...надо сознаться, что мы так и не знаем, как же на самом деле распределена энергия в электромагнитном поле». В статті 1905 р. “Zur Elektrodynamik bewegter Körper” А. Ейнштейн писав: «мы намерены... сделать добавочное допущение, ... что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью V , не зависящей от состояния движения излучающего тела» [2]. Це «добавочное допущение» згодом перетворилося в принцип, постулат, який і сьогодні багато вчених вважає вірним. Академік Р. Ф. Авраменко в [3] пише «факт отсутствия индукционного электрического поля приводит к необходимости полного пересмотра ОСНОВ современной теоретической физики, начиная от исходных понятий». І далі: «...детальный анализ основ электродинамики ... не дает возможности логически безупречно и однозначно ответить на вопрос о ПРИЧИНЕ, вызывающей наблюдаемое перемещение носителей заряда».

Висловлювання щодо невідповідності теорії Максвелла реальним фізичним процесам не поодинокі. Найчастіше вони лунають з Росії. Цій темі наразі присвячуються навіть книжки. Найхарактерніша популяризація «нової електродинаміки» дається в [4]. Там, наприклад, стверджується, що «...движение энергии реальной радиоволны имеет «наступательный характер, что не соответствует ВОЛНАМ в общепринятом смысле. Последнее должно привести в столбняк всю физику пропастью неожиданности». І далі: «физики, тем не менее, до сих пор не открыли «лицо» радиоволны на бал-маскараде электродинамики Максвелла», «...электромагнитная теория Максвелла-Герца вообще не применима для описания электромагнитных явлений, так как она не соответствует физической сути реальной радиоволны ни по ее составляющим, ни по процессу как таковому». Там же написано, що [4] «является «перчаткой вызова», брошенной великим фигу-

рам прошлого и их современным последователям. Тот факт, что эта «перчатка до сих пор «не поднята» свидетельствует о многом».

Спроби з'ясувати, «как выглядит реальная радиоволна (каков ее состав и структура) на самом деле (без маски Максвелла)» поділили наукову спільноту на два «непримиримых, почти враждебных лагеря» [4, с. 120] – послідовників і противників теорії Максвелла.

Є підстави вважати, що поява деяких нових теорій, зокрема, квантової фізики, в яких, як зазначив М. Клайн [5], «работают математические правила, а разумная интерпретация ... мира, как ни печально, отсутствует», викликана, зокрема, відсутністю чітких, глибоких уявлень про природу електромагнітних хвиль.

Сьогодні можна поставити декілька питань, на які сучасна електродинаміка не має відповіді, наприклад, що є рушійною силою електромагнітної хвилі.

Вивчення природи електромагнітних хвиль, як і будь-яких фізичних явищ, базується на певних поняттях – характеристиках хвиль. Відомо декілька понять, що стосуються хвилі – фаза, амплітуда, поляризація, фазова швидкість, групова швидкість, швидкість поширення енергії, тиск хвилі, імпульс хвилі тощо. Вони є фундаментальними поняттями і широко використовуються в фізиці, оптиці, астрономії, акустиці, сейсмології, електродинаміці, радіотехніці, антенній техніці тощо.

В літературі визначення цих понять дається, виходячи з поняття «*плоскої хвилі*» – хвилі на великій відстані від випромінювача (в дальній зоні), де вона вже сформувалася як ціле. На відстанях від випромінювача і до дальньої зони еволюція цього поняття не досліджувалася.

Метою даного дослідження є з'ясування природи електромагнітних хвиль, уточнення основних понять електродинаміки на прикладі хвиль, описуваних точними виразами, випромінюваних простою електродинамічною структурою – електричним диполем Герця, доведення того, що теорія Максвелла, не зважаючи на стосорока річний термін, ще до кінця не вивчена, вона таїть в собі ще не пізнані процеси і явища і наразі не має вагомих причин замінювати її новою теорією.

З усіх характеристик хвиль в даній роботі розглядаються лише амплітуда, фаза, фазові швидкості і еволюція вектора Герця.

Матеріал поділений на шість розділів. В першому даються визначення величин, що розглядаються далі. В другому розділі визначаються і аналізуються поля хвилі, випроміненої електричним диполем Герця. В третьому розділі визначаються і аналізуються фази компонент електромагнітних хвиль, випромінених електричним диполем Герця. В четвертому розділі вивчаються фазові швидкості полів хвиль, випромінених електричним диполем Герця, даються трактування одержаних результатів. В п'ятому розділі показується, що вектор Пойнтинга хвилі, випроміненої електричним

диполем Герця, є хвилею. Тому вводяться, аналізуються і трактуються фазові швидкості густини потоку енергії хвилі, випроміненої електричним диполем Герця. Еволюція вектора Пойнтинга хвилі, випроміненої електричним диполем Герця, розглядається в шостому розділі. У висновках наводяться результати, отримані в роботі, і підводяться підсумки.

І Визначення характеристик хвиль

Поняття хвилі. Хвилею називатимемо збурення, що поширюється з обмеженою швидкістю і несе з собою енергію.

При введенні характеристик хвилі, як правило, розглядають хвилю як процес, що описується залежністю

$$\xi(t, r) = AF\left(t - \frac{r}{v}\right). \quad (1)$$

Функція F – довільна функція, вона визначає форму хвилі, v – швидкість хвилі. A – магнітуда (амплітуда для гармонічної хвилі) – визначає максимальне абсолютне значення $\xi(t, r)$. Електромагнітні хвилі описуються векторними величинами. Отже (1) можна розглядати як векторний запис. Аргумент функції F називають фазою хвилі і найчастіше позначають як $\varphi(t, r)$, де t – час а r – напрямок поширення хвилі.

Особливе місце серед хвиль посідають гармонічні (монохроматичні) хвилі

$$\xi(t, r) = A \cos(\omega t - kr).$$

Це пов'язано з двома особливостями гармонічних хвиль. По-перше, гармонічні хвилі, поширюючись у середовищі з невеликим згасанням, не змінюють своєї форми. По-друге, хвилю довільної форми можна представити як суму або інтеграл від гармонічних хвиль. Це впливає з гармонічного аналізу.

Відмітимо, що наведений опис хвильового процесу майже відповідає дійсній хвилі лише на великих відстанях від її джерела. Процеси поблизу джерела хвилі, як правило, складніші.

Поняття фази хвилі є базовим поняттям [6]. **Фаза хвилі** характеризує стан хвилі в кожний момент часу в кожній точці простору. Термін фаза хвилі стосується, строго кажучи, тільки гармонічної хвилі, але його застосовують також до не гармонічних процесів і навіть до не строго періодичних процесів, наприклад, до згасаючих процесів.

Часто ділять фазу хвилі на часову та просторову складові.

Вживаючи термін «швидкість хвилі» треба мати на увазі, що швидкість поширення хвилі є дещо принципово інше, ніж швидкість руху частинки. Немає швидкості хвилі взагалі [7, 8]. Можна говорити, наприклад, про фазову швидкість, групову швидкість, швидкість поширення енергії, швидкість поширення фронту хвилі тощо. Для частинок достатньо визначити одну швидкість. Далі ми розглянемо лише фазову швидкість. Про інші

швидкості потрібно говорити окремо.

Визначення фазової швидкості. Для гармонічної хвилі функція F – тригонометрична функція (синус або косинус). Частота гармонічної хвилі – швидкість зміни фази з часом є постійною, тобто

$$\frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial t} = \omega.$$

Повний диференціал фази хвилі

$$d\varphi(t, r) = \frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial t} dt + \frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial r} dr.$$

Фазова швидкість визначається як швидкість переміщення у просторі поверхні постійної фази (хвильової поверхні) гармонічної хвилі. Для поверхні постійної фази

$$d\varphi(t, r) = \frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial t} dt + \frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial r} dr = 0.$$

Звідси фазова швидкість визначається як

$$v_{\phi} = \frac{dr}{dt} = - \frac{\frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial t}}{\frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial r}} = - \frac{\omega}{\frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial r}}. \quad (2)$$

Спостерігач, що рухається з фазовою швидкістю, фіксує (бачить, супроводжує, вимірює) весь час одне і те ж значення вибраного параметра хвилі, одну і ту ж точку на профілі хвилі. Для електромагнітної хвилі, наприклад, це може бути напруженість електричного поля. Тоді на електричний заряд, що рухається з фазовою швидкістю, буде діяти постійна (не змінна в часі) сила $\vec{F} = q\vec{E}$. Величина сили визначається амплітудою напруженості електричного поля хвилі і фазою, яка відповідає координатам t_0, r_0 електричного заряду – положенню заряду в часі і в просторі.

Вважається, що фазова швидкість не залежить від того, змінюється чи ні амплітуда хвилі. Тому її однаково визначають для циліндричної хвилі, сферичної або будь-якої хвилі – як швидкість переміщення у просторі поверхні постійної фази.

Якщо в формулі для фази хвилі виділити явно лінійну по r частину, тобто записати фазу хвилі

$$\varphi(t, r) = \omega t - kr - \alpha(kr),$$

то фазова швидкість буде визначатися як

$$v_{\phi} = - \frac{\omega}{k + \frac{\partial \alpha(kr)}{\partial r}} = \frac{\omega}{k} \frac{1}{1 + \frac{\partial \alpha(kr)}{\partial (kr)}}.$$

Величина $k = \omega/c$ для вакууму отримала назву хвильового числа, електродинамічна стала $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, ϵ_0, μ_0 – електрична і магнітна сталі. Будемо називати $\alpha(kr)$ додатковою фазою.

Фазова швидкість хвилі у вакуумі, яка вводиться дуже часто як $v_\phi = \omega/k$, є, таким чином, вірною лише тоді, коли $\alpha(kr)$ є константою, в тому числі нулем.

Якщо як $\alpha(kr)$ є функцією лише однієї змінної, то частинну похідну можна замінити на повну. Тоді фазова швидкість хвилі у вакуумі, віднесена до електродинамічної сталої c , або відносна фазова швидкість

$$\frac{v_\phi}{c} = \frac{1}{1 + \frac{d\alpha(kr)}{d(kr)}}. \quad (3)$$

Хвильовий процес не характеризується однією величиною. Наприклад, акустична хвиля в газі характеризується надлишковим тиском і додатковою до теплової швидкості швидкістю молекул газу, в якому вона поширюється. Електромагнітна хвиля характеризується напруженістю електричного поля і напруженістю магнітного поля. Крім того, електромагнітна хвиля – процес, що описується векторами. Коли говорять про фазову швидкість хвилі, то розуміють, що вектори електричного і магнітного поля хвилі і їх компоненти мають однакову фазову швидкість. Часто це не так і додаткова фаза $\alpha(kr)$ не є константою або нулем і різна для різних векторів поля і навіть для різних компонент поля.

Ставлення до фазової швидкості. Ставлення до фазової швидкості неоднозначне – від сприймання як важливої характеристики до такої, яка не несе фізичного змісту. Останнє, напевно, викликано тим, що інколи фазова швидкість стає більшою за електродинамічну сталу c , а це викликає асоціації з табу теорії відносності Ейнштейна. Так в [9] на с. 423 читаємо: фазовая скорость «не соответствует скорости реального физического распространения какой бы то ни было величины». В [10] на с. 142 стверджується, що «в применении к реальным волновым процессам это понятие не дает никакого представления о действительной скорости распространения волнового возмущения в данной среде, так как реальные процессы, строго говоря, никогда не монохроматичны, а зачастую (импульсные сигналы) представляют достаточно широкий спектр частот». В [11] стверджується, що «фазовая скорость представляет собой, по существу, чисто геометрическое понятие, зависящее от того, в каком направлении она отсчитывается». І далі автор [11] дає величину швидкості в напрямі під деяким кутом до напрямку поширення. Зрозуміло, що ця швидкість є більшою за швидкість в напрямі поширення.

Нагадаємо, що в електронних приладах з тривалою взаємодією (до яких належать прилади сантиметрового і міліметрового діапазонів – лампи біжучої хвилі, лампи зворотної хвилі, магнетрони, гіротрони тощо) має здійснюватися синхронізм електронів і полів [12], тобто швидкість руху елект-

ронів має бути близькою до фазової швидкості хвилі. Тільки за цієї умови збудження, що виникають від різних елементів електронного променя, накопичуються, відбувається передача енергії від електронів до хвилі, реалізується своєрідний резонанс у просторі. Те ж саме можна стверджувати стосовно процесів передачі енергії від поля до заряджених частинок, які реалізуються в прискорювачах заряджених частинок. Саме для зменшення фазової швидкості до швидкості заряджених частинок досліджуються і розробляються структури сповільнення (прискорення в прискорювачах) [13 – 15].

А. Ейнштейн не розрізняв швидкостей – фазової, групової, швидкості поширення енергії тощо. Це видно з чотиритомного видання його праць [2]. Напевно, це пов'язано з тим, що у вакуумі при певних умовах (які будуть розглянуті далі) всі швидкості однакові і дорівнюють c і тому розрізняти їх немає сенсу.

Далі ми дослідимо, чи дійсно фазова швидкість не відповідає швидкості реального фізичного поширення будь-якої величини і якою може бути величина фазової швидкості.

II Поля хвиль, випромінених електричним диполем Герця

Поля хвилі, випроміненої електричним диполем Герця, в комплексній формі. Важливість визначення природи електромагнітної хвилі змушує нас вибрати об'єкт, який описується наскільки можливо точно. Одним із таких об'єктів є диполь Герця. Його також називають елементом струму, моментом струму, диференційним диполем а також дублетом. Він є базовим інструментом для аналізу електромагнітних полів будь-якого електричного струму. Для конкретності розглянемо електричний диполь Герця. Згідно з принципом переставної двоїстості висновки переносяться на магнітний диполь Герця.

Введемо сферичну систему координат r, θ, φ . Полярна вісь – вісь Oz – збігається з віссю диполя, а сам диполь знаходиться в центрі системи координат (рис. 1).

Запишемо комплексні амплітуди полів, випромінюваних диполем Герця, розміщеним у вільному просторі [16]:

$$H_{\varphi} = i \frac{Ilk^2}{4\pi} \left(\frac{1}{kr} - \frac{i}{(kr)^2} \right) \sin \theta e^{-ikr}, \quad (4)$$

$$E_r = i \frac{Ilk^2}{2\pi\epsilon_0 c} \left(-\frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right) \cos \theta e^{-ikr}, \quad (5)$$

$$E_{\theta} = i \frac{Ilk^2}{4\pi\epsilon_0 c} \left(\frac{1}{kr} - \frac{i}{(kr)^2} - \frac{1}{(kr)^3} \right) \sin \theta e^{-ikr}, \quad (6)$$

де I – комплексна амплітуда струму диполя Герця, l – довжина диполя Герця. Залежність від часу $e^{i\omega t}$ тут і далі не виписується.

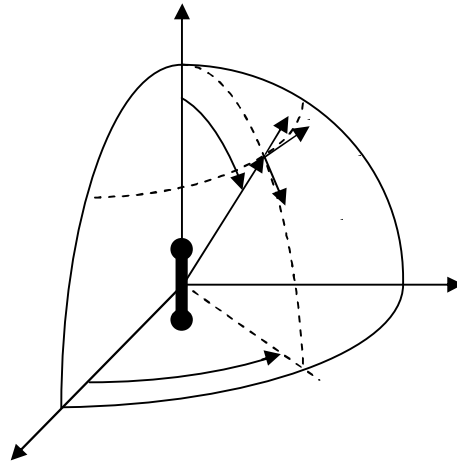


Рис. 1

Формули (4) – (6), виведені вперше Г. Герцем в статті, опублікованій у 1889 році [17], наводяться в посібниках, підручниках, наукових працях [18 – 23].

Компоненти векторів полів \mathbf{E} і \mathbf{H} диполя Герця показані на рис. 1. Компоненти E_φ , H_r і H_θ дорівнюють нулю тотожно. Електричне поле знаходиться в меридіональних площинах, магнітне поле – в площинах, паралельних екваторіальній площині.

Як видно з (4) – (6), фаза кожної з компонент залежить від відстані не лише як e^{-ikr} . Вона залежить також від множника в дужках, бо він має дійсну і уявну частини, не однакові для всіх компонент і які залежать від відстані і тому визначають додаткову фазу до фази експоненти e^{-ikr} . Отже, не можна говорити про фазу хвилі в загальноприйнятому сенсі, можна говорити про фазу кожної з компонент поля, випромінюваного диполем Герця. Тільки в дальній зоні, де $kr \gg 1$, H_φ і E_θ як функції kr стають близькими:

$$H_\varphi = i \frac{Ik^2}{4\pi kr} \sin \theta e^{-ikr}, \quad E_\theta = i \frac{Ik^2}{4\pi \varepsilon_0 ckr} \sin \theta e^{-ikr}.$$

Компонента $E_r \sim (kr)^{-2}$ при великих kr стає малою і може не враховуватися.

Відтак, звичайне поняття фази хвилі і, зрозуміло, фазової швидкості, поняття, що стосуються хвилі як об'єкта в цілому, застосовне лише при великих kr , у дальній зоні.

Отже, якщо написано, наприклад,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kr), \quad \vec{H} = \vec{H}_0 \cos(\omega t - kr)$$

і $\omega = \text{const}$, $k = \text{const}$, то це значить, що розглядається гармонічна в часі хвиля там, де $\alpha(kr) = \text{const}$, тобто хвиля, яка пройшла значну відстань від випромінювача і процеси її формування вже закінчилися. Там фазова шви-

дкість вектора напруженості електричного поля і фазова швидкість вектора напруженості магнітного поля однакові.

До речі, термін «фазова швидкість векторів поля» (електричного і магнітного) плоскої електромагнітної хвилі застосовувався ще Стреттоном [16, с. 245]. Розвиваючи Стреттона ми нижче додатково вводимо і досліджуємо фазові швидкості вектора Пойнтинга.

Як змінюється фаза і фазова швидкість кожної з компонент в області від випромінювача до дальньої зони?

Дійсна форма полів хвилі, випромінюваної електричним диполем

Герця. Позначимо $\frac{Ik^2}{4\pi} = A$, $\frac{1}{\epsilon_0 c} = \rho_0$ і перейдемо до полів у дійсній формі:

$$H_\varphi = \frac{A}{(kr)^2} [\cos(\omega t - kr) - kr \sin(\omega t - kr)] \sin \theta, \quad (7)$$

$$E_r = \frac{2A\rho_0}{(kr)^3} [kr \cos(\omega t - kr) + \sin(\omega t - kr)] \cos \theta, \quad (8)$$

$$E_\theta = \frac{A\rho_0}{(kr)^3} [kr \cos(\omega t - kr) + (1 - (kr)^2) \sin(\omega t - kr)] \sin \theta. \quad (9)$$

Елементарними тригонометричними перетвореннями залежності (7) – (9) можна привести до наступних:

$$H_\varphi = \frac{A}{(kr)^2} \sqrt{1 + (kr)^2} \cos(\omega t - kr - \alpha_{H_\varphi}(kr)) \sin \theta, \quad (10)$$

$$E_r = \frac{2A\rho_0}{(kr)^3} \sqrt{1 + (kr)^2} \cos(\omega t - kr - \alpha_{E_r}(kr)) \cos \theta, \quad (11)$$

$$E_\theta = \frac{A\rho_0}{(kr)^3} \sqrt{1 - (kr)^2 + (kr)^4} \cos(\omega t - kr - \alpha_{E_\theta}(kr)) \sin \theta, \quad (12)$$

де

$$\alpha_{H_\varphi}(kr) = \arctg(-kr), \quad \alpha_{E_r}(kr) = \arctg\left(\frac{1}{kr}\right), \quad \alpha_{E_\theta}(kr) = \arctg\left(\frac{1 - (kr)^2}{kr}\right). \quad (13)$$

Запис полів у дійсній формі (7) – (9) наводиться в [22, 23], запис полів у формі (10) – (13) знайти в літературі нам не пощастило.

Електричне поле електричного диполя Герця має поздовжню (радіальну) компоненту і, отже, має бути віднесено, послуговуючись термінологією хвилеводів, до полів типу Е (LE, TM). Тільки в екваторіальній площині поле є полем типу Т, бо поздовжня компонента дорівнює нулю (при $\theta = \pi/2$). Поздовжня радіальна компонента електричного поля тим більша, чим меншим є кут θ .

У записі (10) – (13) явно виділені амплітуда і фаза, в той час як в (4) – (6) і (7) – (9) вони приховані. Запис (10) – (13) дозволяє визначити амплітуду хвилі і фазову швидкість.

Зменшення амплітуди хвилі при збільшенні kr . Згасання плоскої хвилі описується експонентою $e^{-\alpha z}$, де $\alpha = \frac{k}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1+tg^2\delta} - 1}$ – коефіцієнт згасання. Поля хвилі, випромінюваної диполем Герця, також згасають. Але це згасання описується алгебраїчними функціями

$$\frac{\sqrt{1+(kr)^2}}{(kr)^2}, \frac{\sqrt{1-(kr)^2+(kr)^4}}{(kr)^3} \text{ і } \frac{\sqrt{1+(kr)^2}}{(kr)^3}$$

для компонент полів H_ϕ , E_θ і E_r , відповідно.

Внаслідок того, що E_r швидше інших компонент спадає зі збільшенням kr , вона при великих kr не впливає на процес формування хвилі. На рис. 2 в подвійному логарифмічному масштабі показані криві спадання амплітуд компонент H_ϕ , E_r і E_θ при збільшенні kr . При $kr < 2$ амплітуда компоненти E_r більша за амплітуду компоненти E_θ (при $kr \rightarrow 0$ – удвічі).

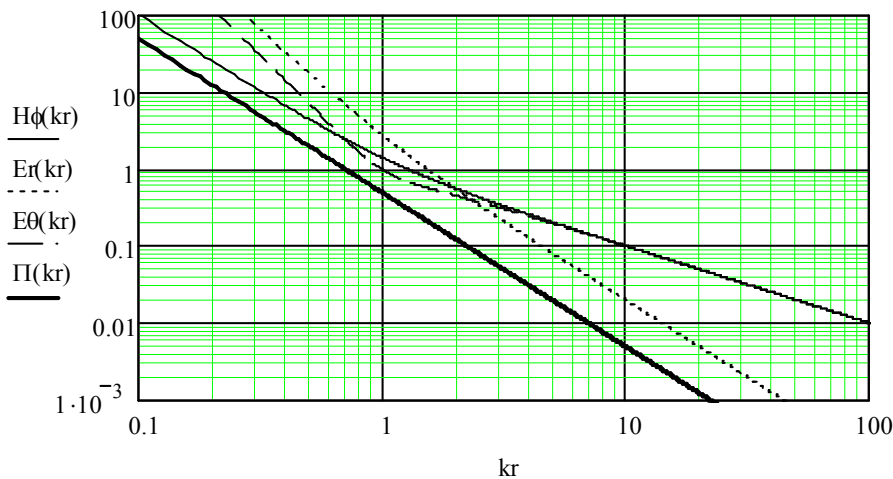


Рис. 2

Отже, вакуум є вельми своєрідним середовищем. Своєрідність полягає в тому, що зменшення амплітуд різних компонент є різним, тобто електромагнітні властивості вакууму описуються тензором.

В [4, с. 106 – 113] наведені (віднесені до напруженості E_θ компоненти електричного поля на відстані $r=0.073$ м) результати вимірювань напруженості E_θ компоненти електричного поля електричного вібратора довжиною $l=0.073$ м в радіусі $l \leq r \leq 8l$ на трьох частотах – 800, 700 і 620 МГц. Результати вимірювань віднесені до напруженості E_θ компоненти електричного поля на відстані $r=0.073$ м від центра вібратора. На рис. 3 відтворені з графічною точністю результати вимірювань на частоті 800 МГц (результати вимірювань наведені в [4] у вигляді графіків). Результати вимірювань на частотах 700 і 620 МГц подібні наведеним. Результати вимірювань автор порівнює з розрахованими для сферичної хвилі (точкова крива на рис. 3) і для циліндричної хвилі (точкова крива на рис. 3, точки більшого формату),

оскільки точні формули (4) – (6) йому, напевно, вважаються складними. На підставі цих даних робиться висновок: «очевидно, что эксперимент отрицает концепцию Г. Герца и перечеркивает градации его зон (они отсутствуют)...».

На рис. 3 суцільною, пунктирною і штрих-пунктирною лініями наведені результати розрахунків E_θ компоненти електричного поля, нормовані на напруженість на відстані $r=0.073$ м від центра вібратора, на тих же частотах згідно з формулою (6). За виключенням значення напруженості поля на відстані 0.225 м і частково на відстані 0.15 м всі експериментальні результати чудово лягають на результати розрахунку, отримані згідно з концепцією Г. Герця. Отже, наведені в [4] дані не дають підстав вважати концепцією Г. Герця, засновану на рівняннях Максвелла, помилковою [4, с. 98], навпаки, вони підтверджують її правильність.

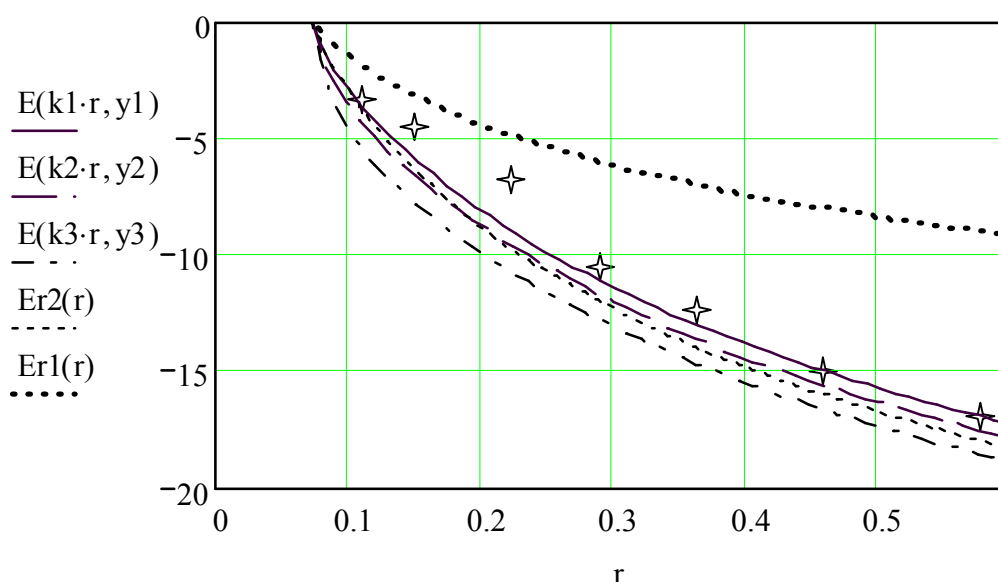


Рис. 3

III Фази компонент електромагнітної хвилі, випромінюваної диполем Герця

З (13) видно, що додаткові фази компонент електромагнітної хвилі є нелінійними функціями kr . Отже, поля характеризуються дисперсією. Наявність дисперсії приводить до відомих наслідків: відмінності групової швидкості від фазової і спотворення імпульсу, прикладеного до диполя Герця, при поширенні у вакуумі.

Фази кожної з компонент змінюються зі зміною kr за своїм законом. Різниця фаз компонент H_φ і E_θ , рівна $\pi/2$ на початку руху (біля диполя), з просуванням хвилі уздовж радіуса зменшується і вже при $kr \approx 2 \dots 3$ стає ма-

лою. Тому можна вважати, що для такої хвилі поняття фази хвилі на початку руху не має сенсу. І тільки при великих kr додаткові фази H_ϕ і E_θ наближаються одна до одної, додаткова фаза компоненти E_r ніколи не наближається до додаткових фаз H_ϕ і E_θ . Це підтверджується залежностями $kr + \alpha_{H_\phi}(kr)$, $kr + \alpha_{E_r}(kr)$, $kr + \alpha_{E_\theta}(kr)$ від kr , віднесеними до π , наведеними на рис. 4.

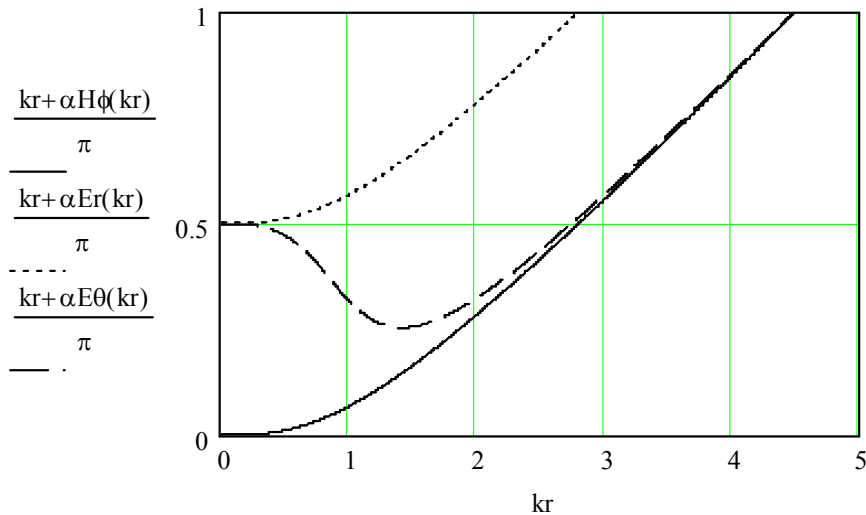


Рис. 4

При $kr > 3 \dots 4$ фази компонент H_ϕ і E_θ стають близькими. Саме при таких kr можна говорити про фазу хвилі в звичайному розумінні. Існує область kr , у якій фаза компоненти E_θ досягає мінімуму. Точки, в яких дотична до просторової складової фази компоненти горизонтальна, – це точки квазістатичного, змінного в часі, але не хвильового поля. Для компонент H_ϕ і E_r така точка одна – на диполі, для компоненти E_θ – дві, на диполі і на відстані $kr = \sqrt{2}$. Вправо від $kr = \sqrt{2}$ поле E_θ поширюється від диполя (в напрямі збільшення kr), вліво – до диполя. Циліндрична поверхня з безрозмірним радіусом $kr = \sqrt{2}$ є своєрідним джерелом, E_θ компонента якого описується хвильовим процесом, який біжить до диполя і від нього.

На рис. 4 видно, що існує фазовий зсув, який поблизу диполя Герця дорівнює $\pi/2$ і швидко зменшується зі збільшенням kr , прямуючи до нуля при $kr = \infty$. Неважко показати, що зсув між фазами компонент полів E_θ і H_ϕ , відповідальних за випромінювання, описується функцією

$$\varphi_{E_\theta} - \varphi_{H_\phi} = \arctg \frac{1}{(kr)^3}. \quad (14)$$

На рис. 4 цей фазовий зсув визначається відстанню між суцільною і штриховою кривими. Область, де фазовий зсув малий, можна вважати областю, де певною мірою сформована плоска хвиля.

Порівняння фази хвиль, випромінюваних диполем Герця, з фазою плоских хвиль в середовищі з втратами. Причина виникнення фазового зсуву між E і H полями добре відома, це наявність втрат. Наприклад, при поширенні плоскої хвилі в середовищі з втратами [16, 18 – 20] фазовий зсув між електричним полем і магнітним полем визначається як

$$\arccos \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}}}{\sqrt{2} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}}, \quad (15)$$

де

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'}$$

δ – кут втрат, σ – провідність середовища.

Фазовий зсув між електричним полем і магнітним полем плоскої хвилі в середовищі з втратами не перевищує $\pi/4$ і не залежить від відстані, яку пройшла плоска хвиля. **Фазовий зсув між компонентами поля диполя Герця, відповідальними за випромінювання, досягає $\pi/2$ і залежить від відстані, яку пройшла хвиля.**

Тангенс кута втрат вакууму з хвилею, випроміненою диполем Герця. Можна знайти залежність тангенса кута втрат вакууму з хвилею, випроміненою диполем Герця, від безрозмірної відстані від диполя Герця. Для цього достатньо прирівняти фазовий зсув між E_θ і H_φ хвилі, випроміненої диполем Герця, фазовому зсуву між E і H плоскої хвилі (15) в середовищі з втратами. З (14), (12) і (15) знайдемо

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{вак}} = \frac{2(kr)^3}{(kr)^6 - 1}$$

На рис. 5 показана залежність $\operatorname{tg} \delta_{\text{вак}}$ від kr . При $kr=1$ маємо розрив $\operatorname{tg} \delta_{\text{вак}}$. До $kr=1$ $\operatorname{tg} \delta_{\text{вак}}$ негативний, після цієї границі – позитивний.

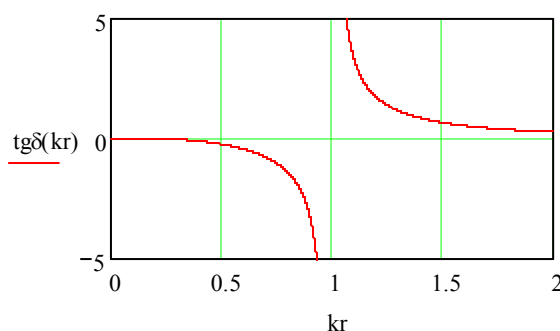


Рис. 5

Вакуум для хвилі, випроміненої диполем Герця, виявляється середовищем з втратами; тангенс кута втрат є розривною функцією kr , розрив знаходиться при $kr=1$; при $kr<1$ тангенс кута втрат негативний, при $kr>1$ – позитивний; при $kr>1$ втрати зменшуються зі збільшенням відстані від джерела хвилі.

IV Фазові швидкості компонент електромагнітного хвилі, випромінюваної диполем Герця

Для визначення фазової швидкості компонент електромагнітної хвилі, випромінюваної диполем Герця, необхідно, згідно з (2) або (3), знайти похідні від додаткових фаз (13). Фазові швидкості компонент:

$$\frac{v_{\phi H\phi}}{c} = 1 + \frac{1}{(kr)^2}, \quad (16)$$

$$\frac{v_{\phi E_r}}{c} = 1 + \frac{1}{(kr)^2}, \quad (17)$$

$$\frac{v_{\phi E_\theta}}{c} = 1 + \frac{1}{(kr)^2} \frac{(kr)^2 + 1}{(kr)^2 - 2}. \quad (18)$$

Перший висновок: фазова швидкість будь-якої компоненти електромагнітного поля, випромінюваного диполем Герця, у вакуумі не є константою; вона практично ніколи не дорівнює електродинамічній сталій c , бо лише при kr , рівному нескінченості, $v_\phi = c$, а нескінченість є поняттям, а не числом: не можна вказати конкретного значення r , при якому буде строго виконуватися рівняння $v_\phi = c$. Те ж саме стосується і фазової швидкості хвилі. Отже, постулат Ейнштейна „швидкість світла у вакуумі є постійною, константою” [2], навіть для диполя Герця не справджується. Тому далі будемо називати c , слідом за Стреттоном [16], електродинамічною сталою.

Другий висновок, який потрібно зробити на основі (16) – (18): фазові швидкості компонент електромагнітного поля, випромінюваного диполем Герця, залежать від частоти (від k), тобто спостерігається дисперсія. Дисперсія є незначною лише при $kr \gg 1$. Це значить, що, наприклад, імпульс, випромінений диполем Герця, поширюючись (у вакуумі) від диполя, буде спотворюватися [24].

Фазові швидкості компонент H_ϕ , E_r мають полюс при $kr=0$. Фазова швидкість компоненти E_θ має два полюси: при $kr=0$ і $kr=\sqrt{2}$.

На рис. 6 наведені віднесені до електродинамічної сталої залежності фазових швидкостей компонент H_ϕ , E_r і E_θ (16) – (18) від kr . Фазові швидкості компонент H_ϕ , E_r співпадають. Це підтверджується і рис. 4 – різниця фаз компонент H_ϕ , E_r складає $\pi/2$, яка при диференціюванні випадає.

При малих kr фазові швидкості компонент H_ϕ , E_r прямують до $+\infty$, фазова швидкість компоненти E_θ прямує до $-\infty$. Фазова швидкість компоненти E_θ розривна. Розрив спостерігається при $kr = \sqrt{2}$, там, де крива $kr + \alpha_{E_\theta}(kr)$ як функція kr має нульовий нахил (рис. 3). Це і пояснює причину розриву кривої фазової швидкості компоненти E_θ як функції kr . Характерно, що існує область, в якій модуль фазової швидкості компоненти E_θ менший за c . Судячи по літературним даним, цей факт не був до цього часу відомий. До цих пір вважалося, що досягнути значення фазової швидкості, меншого за

c , можна трьома шляхами: введенням магнітодіелектрика з $\epsilon\mu > 1$, періодичності або і того і іншого.

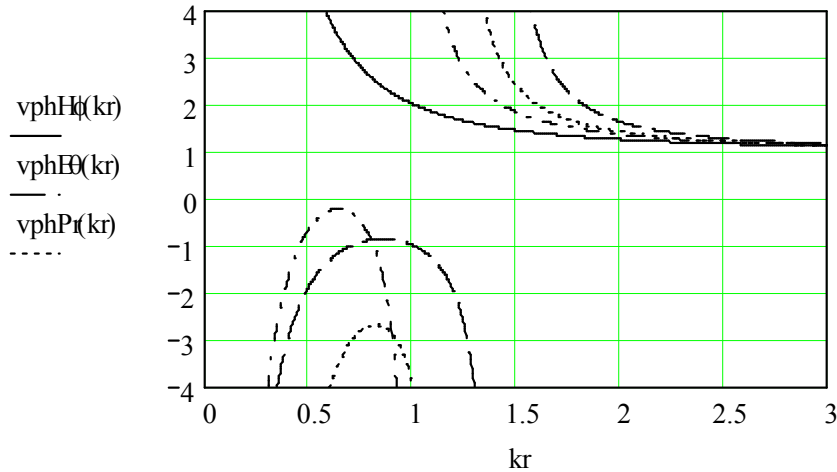


Рис. 6

При $kr \gg 1$ фазова швидкість усіх компонент

$$\frac{v_\phi}{c} \approx 1 + \frac{1}{(kr)^2},$$

тобто завжди більша за електродинамічну сталу c .

Факт, що фазова швидкість може бути будь-якою в межах від $-\infty$ до $+\infty$, не повинен викликати особливих емоцій (не є чимось неможливим). Його потрібно розглядати як природний процес в областях, де поле переходить від статичного до динамічного, хвильового. Дійсно, статичне електричне поле, обумовлене зарядом в деякій точці, що знаходиться на відстані r від заряду,

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \mathbf{e}_r.$$

Для гармонічних процесів можемо вважати

$$q = q_0 e^{i\omega t}.$$

Якщо розглядається хвильовий процес, то потрібно написати

$$\mathbf{E} = \frac{q e^{i(\omega t - \beta r)}}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \mathbf{e}_r.$$

Фазова швидкість $v_\phi = \frac{\omega}{\beta}$ буде нескінченною при $\beta=0$ (коли

$$\mathbf{E} = \frac{qe^{i\omega t}}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \mathbf{e}_r), \text{ тобто для не хвильових (статичних) змінних у часі проце-}$$

сів. Отже, змінне у часі статичне поле можна вважати хвильовим зі значенням сталої поширення $\beta=0$ і фазової швидкості $v_\phi = \infty$. Саме такий процес ми спостерігаємо на відстані $kr = \sqrt{2}$ від електричного диполя Герця для E_θ компоненти електричного поля.

Математичний погляд на природу відмінності фазових швидкостей компонент. З математичного погляду природа відмінності фазових швидкостей різних компонент електромагнітного поля диполя Герця полягає в тому, що компоненти електричного поля електричного диполя Герця в сферичній системі координат є рішенням не окремих диференціальних рівнянь в частинних похідних другого порядку, а системи з двох диференціальних рівнянь в частинних похідних другого порядку [25]. Рішення системи диференціальних рівнянь і рішення окремого диференціального рівняння можуть суттєво відрізнятися, зокрема, бути складнішими [26], описувати нові фізичні ефекти і залежності.

Дійсно, за умови незалежності полів від азимуту φ компоненти E_r і E_θ задовольняють систему з двох диференціальних рівнянь в частинних похідних другого порядку:

$$\begin{cases} \nabla^2 E_r - 2\frac{E_r}{r^2} - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin(\theta) E_\theta) + k^2 E_r = 0 \\ \nabla^2 E_\theta - \frac{E_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} + k^2 E_\theta = 0 \end{cases},$$

де оператор Лапласа над скалярною функцією, наприклад, над компонентою E_r

$$\nabla^2 E_r = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial E_r}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial E_r}{\partial \theta}).$$

Компонента H_φ за тієї ж умови задовольняє диференціальному рівнянню другого порядку:

$$\nabla^2 H_\varphi - \frac{H_\varphi}{r^2 \sin^2 \theta} + k^2 H_\varphi = 0$$

Оператор Лапласа над компонентою H_φ має аналогічний вигляд.

При великих r система рівнянь розпадається на пару незалежних рівнянь для E_r і E_θ . Ці незалежні рівняння, як і рівняння для H_φ , при великих r перетворюються на рівняння, що описують плоскі хвилі і тоді проявляються всі відомі властивості електромагнітних хвиль.

**V Фазові швидкості вектора Пойнтинга хвиль,
випромінених диполем Герця**

Вектор Пойнтинга має дві компоненти – радіальну і кутову. Радіальна компонента

$$P_r = E_\theta H_\varphi = A^2 \rho_0 \frac{\sqrt{1+(kr)^6}}{(kr)^5} \cos(\omega t - kr - \alpha_{E\theta}) \cos(\omega t - kr - \alpha_{H\varphi}) \sin^2 \theta. \quad (19)$$

Вона має дві складові – постійну і змінну з часом:

$$\bar{P}_r = A^2 \rho_0 \frac{1}{2(kr)^2} \sin^2 \theta, \quad (20)$$

$$\tilde{P}_r = A^2 \rho_0 \frac{\sqrt{1+(kr)^6}}{2(kr)^5} \cos(2\omega t - 2kr - \alpha_{E\theta} - \alpha_{H\varphi}) \sin^2 \theta. \quad (21)$$

Постійна складова радіальної компоненти вектора Пойнтинга, нормована на $A^2 \rho_0$ як функція kr при $\theta=\pi/2$ наведена на рис. 2 товстою лінією.

Змінна з часом радіальна компонента вектора Пойнтинга (21) є хвилею і поширюється з фазовою швидкістю

$$v_{\phi Pr} = \frac{2\omega}{2k + \frac{\partial(\alpha_{E\theta}(kr) + \alpha_{H\varphi}(kr))}{\partial r}} = \frac{c}{1 + \frac{1}{2} \frac{\partial(\alpha_{E\theta}(kr) + \alpha_{H\varphi}(kr))}{\partial(kr)}} = c \left[1 + \frac{1}{(kr)^2} \frac{2(kr)^4 + (kr)^2 + 2}{2(kr)^4 - 2(kr)^2 - 1} \right] \quad (22)$$

Ця швидкість є швидкістю поширення радіальної компоненти вектора Пойнтинга.

Як видно з (22) фазова швидкість радіальної компоненти вектора Пойнтинга відрізняється від фазових швидкостей компонент поля. Вона обернено пропорційна середньому значенню обернених швидкостей компонент E_θ і H_φ :

$$v_{\phi Pr} = \frac{1}{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_{\phi E\theta}} + \frac{1}{v_{\phi H\varphi}} \right)} = \frac{2v_{\phi E\theta} v_{\phi H\varphi}}{v_{\phi E\theta} + v_{\phi H\varphi}}.$$

На рис. 6 точковою лінією наведена залежність фазової швидкості радіальної компоненти вектора Пойнтинга, віднесеної до електродинамічної сталої c , від kr . Полюси фазової швидкості радіальної компоненти вектора Пойнтинга знаходяться при $kr=0$ і $kr = \sqrt{(1+\sqrt{3})}/2 = 1.1688$. В інтервалі між цими точками фазова швидкість негативна. Найбільше значення фазової швидкості вектора Пойнтинга в цьому інтервалі дорівнює $-2.69228955c$ і досягається при $kr=0.8173167=0.260160\pi$. При $kr > \sqrt{(1+\sqrt{3})}/2 = 1.1688$ фазова швидкість вектора Пойнтинга більша за c . При великих kr фазова швид-

кість вектора Пойнтинга прямує до c , причому, як видно з (22), вона більша за c .

Перейдемо до кутової компоненти вектора Пойнтинга

$$P_{\theta} = -E_r H_{\varphi} = -A^2 \rho_0 \frac{1 + (kr)^2}{(kr)^5} \cos(\omega t - kr - \alpha_{Er}) \cos(\omega t - kr - \alpha_{H\varphi}) \sin 2\theta$$

Постійна в часі складова кутової компоненти вектора Пойнтинга

$$\bar{P}_{\theta} = -E_r H_{\varphi} = -A^2 \rho_0 \frac{1 + (kr)^2}{2(kr)^5} \cos(\alpha_{Er} - \alpha_{H\varphi}) \sin 2\theta$$

дорівнює нулю, бо $\cos(\alpha_{Er} - \alpha_{H\varphi}) = \cos \frac{\pi}{2} = 0$ (див. рис. 4).

Змінна з часом складова кутової компоненти вектора Пойнтинга

$$\tilde{P}_{\theta} = -E_r H_{\varphi} = -A^2 \rho_0 \frac{1 + (kr)^2}{2(kr)^5} \cos(2\omega t - 2kr - \alpha_{Er} - \alpha_{H\varphi}) \sin 2\theta. \quad (23)$$

При $\theta=0$, а також в екваторіальній площині змінна з часом складова кутової компоненти вектора Пойнтинга дорівнює нулю. Екстремуми \tilde{P}_{θ} , як функції θ , існують при $\theta=\pi/4, 3\pi/4$.

Оскільки

$$\frac{\partial \alpha_{Er}}{\partial (kr)} = \frac{\partial \alpha_{H\varphi}}{\partial (kr)},$$

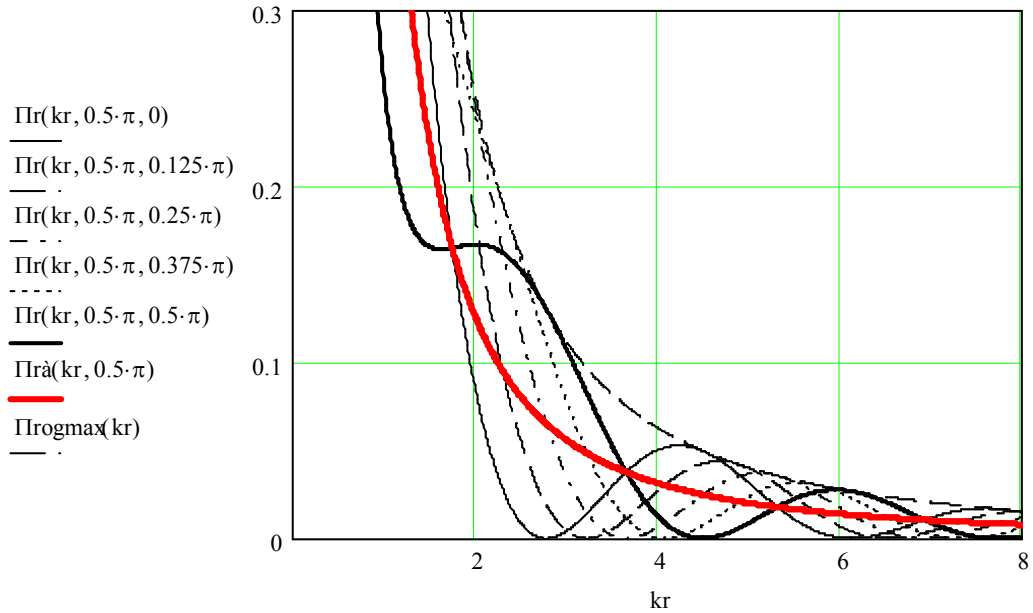
то фазова швидкість кутової компоненти вектора Пойнтинга дорівнює фазовій швидкості компоненти E_r або компоненти H_{φ} .

Як видно, фазова швидкість як радіальної, так і кутової компонент вектора Пойнтинга не залежить від кута θ . Це значить, що хвильові поверхні – поверхні однакових фаз – вектора Пойнтинга, як і компонент полів, є сферами.

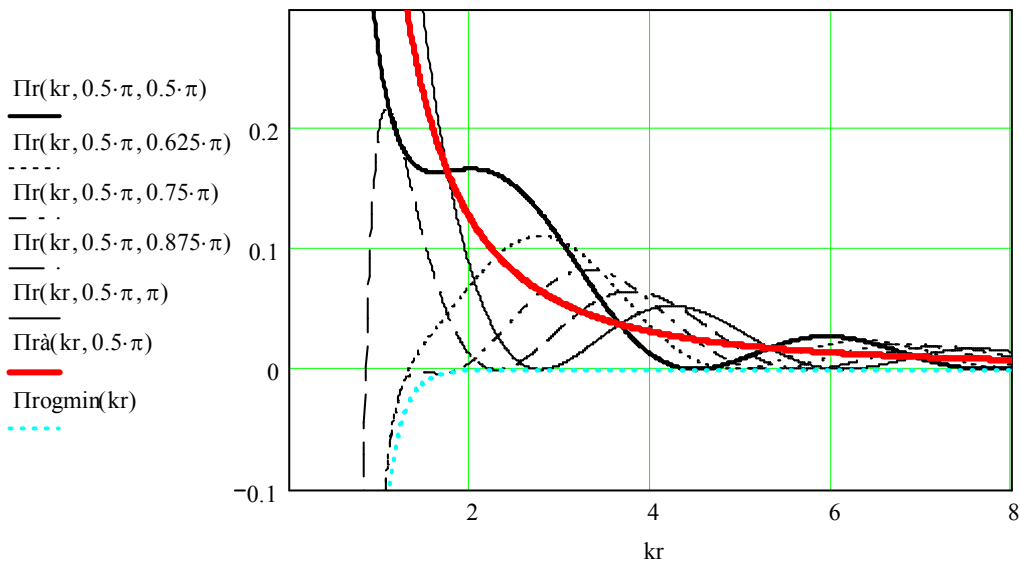
Отже, характер руху вектора Пойнтинга є наступальним, направленим на експансію просторів вакууму. Він не є стрибкоподібним і не дорівнює електродинамічній сталій c . Автору [4, с. 33, 41], якому «не представляється можливим мислити эту скорость постоянной в потоке, имеющем скачкообразный (хотя и ритмичный) характер, плотность которого (ко всему прочему) непрерывно уменьшается во времени и в пространстве» доведеться змінити свою точку зору: швидкість не має «скачкообразного... ритмичного характера» і порівняння руху хвилі з рухом човна на воді далеке від істини.

VI Еволюція вектора Пойнтинга хвилі,
випроміненої диполем Герця

На рис. 7 представлено радіальну компоненту вектора Пойнтинга (19) як функцію kr .



а)



б)

Рис. 7

Перші п'ять кривих на рис. 7,а показують радіальну компоненту вектора Пойнтинга як функцію kr при $\omega t=0, 0.125\pi, 0.25\pi, 0.375\pi$ і 0.5π . Перші п'ять кривих на рис. 7,б також показують радіальну компоненту вектора Пойнтинга як функцію kr , але при $\omega t=0.5\pi, 0.625\pi, 0.75\pi, 0.875\pi$ і π . Перша

й остання криві на цьому рисунку повторюють останню і першу, відповідно, криві на рис. 7,а. Це зроблено для спрощення сприйняття поведінки радіальної компоненти вектора Пойнтинга. Вказані криві є реперними кривими. Товстими лініями наведено середнє значення радіальної компоненти вектора Пойнтинга.

Густина потоку енергії згрупована в порції, які рухаються в напрямі збільшення kr згідно з (22). За границі порції найприродніше прийняти потік енергії, що міститься між двома сусідніми мінімумами потоку енергії.

Обвідна максимальних значень радіальної компоненти вектора Пойнтинга описується виразом

$$\Pi_{обвmax} = A^2 \frac{\rho_0}{2(kr)^2} \left(1 + \frac{\sqrt{1 + (kr)^6}}{(kr)^3}\right) \sin^2(\theta).$$

Якщо придивитися до найменших значень радіальної компоненти вектора Пойнтинга, то виявиться, що вони не є нулями, вони є мінімумами, причому з негативними значеннями. Отже, на відстані, яку проходить точка з постійною фазою за період, є інтервал, на якому напрямок вектора Пойнтинга протилежний напрямку руху хвилі. Цей інтервал зменшується зі збільшенням відстані від джерела і стає нульовим лише при $kr = \infty$.

Обвідна мінімальних значень радіальної компоненти вектора Пойнтинга описується тим же виразом, що і обвідна максимальних значень, але зі знаком мінус перед другим доданком в дужках.

При великих kr обвідна максимумів

$$\Pi_{обвmax} = A^2 \frac{\rho_0}{(kr)^2} \sin^2(\theta),$$

а обвідна мінімумів

$$\Pi_{обвmin} = -A^2 \frac{\rho_0}{4(kr)^8} \sin^2(\theta).$$

При малих kr обвідна максимумів і мінімумів

$$\Pi_{обв} = \pm A^2 \frac{\rho_0}{2(kr)^5} \sin^2(\theta).$$

Обвідна максимумів на рис. 7,а наведена штриховою лінією і є найвищою кривою, обвідна мінімумів – сірою (голубою) точковою кривою і є найнижчою на рис. 7,б.

Модуль обвідної мінімальних значень радіальної компоненти вектора Пойнтинга зі збільшенням kr в логарифмічному масштабі показано на рис. 8.

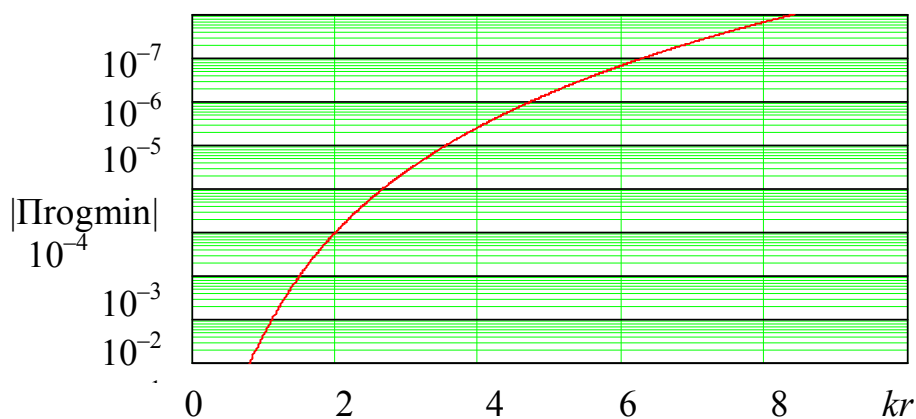


Рис. 8

Вже при $kr=8\div 10$ негативне значення радіальної компоненти вектора Пойнтинга стає незначним. Але нуля мінімальне значення досягає лише при $kr\rightarrow\infty$. Перші два мінімуми радіальної компоненти вектора Пойнтинга, що при $\omega t=0$ знаходяться в околі $kr=2.77082512$ і $kr=6.1190066$ зображені на рис. 9. Чітко видно перехід від позитивних значень до негативних і навпаки при збільшенні kr . Області з негативними значеннями радіальної компоненти вектора Пойнтинга зі збільшенням kr стають все вужчими. Ми прослідкували за цими областями аж до $kr\approx 50$. Вони повторюються приблизно через $k\Delta r\approx\pi$, причому зі збільшенням kr це наближення стає точнішим. Очевидно, що тільки при $kr=\infty$ ці області втрачають свою роль, оскільки потоки енергії в сусідніх порціях при $kr=\infty$ стають однаковими і перетік її з однієї порції до іншої стає не потрібним.

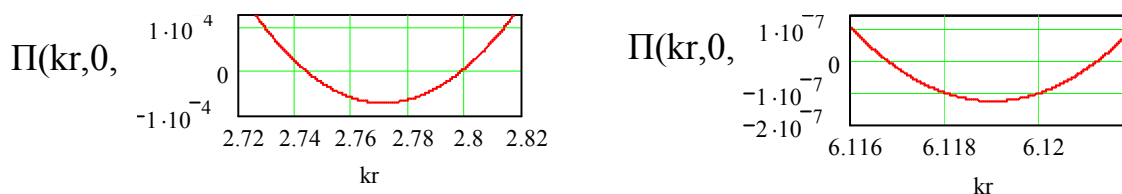


Рис. 9

Процесу вирівнювання енергії порцій можна дати наступні інтерпретації. Розглянемо поширення хвилі на воді з неоднаковими гребенями за наявності зустрічного вітру. При достатній силі вітру частина води зганяється з гребеня хвилі і рухається в напрямку, протилежному напрямку поширення хвилі, за вітром. Об'єм води, що зганяється вітром, тим більший, чим вищий гребінь. Рух частини води у зворотному напрямі зменшує фазову

швидкість (див. рис. 6) Чим далі поширюється хвиля, тим меншою стає різниця між рівнями гребенів, тим менше води зганяється вітром, тим менше зменшується швидкість хвилі. Згідно з другою інтерпретацією процес вирівнювання енергії порцій асоціюється з процесом вирівнювання рівнів рідини в сполучених посудинах, які рухаються. Тиск в посудині з меншим рівнем має бути більшим за тиск в посудині з більшим рівнем настільки, щоб різниця була більшою за різницю гідростатичних тисків. Напрямок руху рідини в сполученні в цьому випадку буде від посудини з нижчим рівнем, до посудини з вищим рівнем. Третю інтерпретацію процесу вирівнювання енергії порцій можна дати, розглядаючи рух автомобіля. Маса автомобіля зі збільшенням пройденого шляху зменшується внаслідок зменшення маси палива в баку автомобіля. Це зменшення відбувається внаслідок викиду відпрацьованого газу в напрямі, протилежному напрямку руху.

Тепер можна осмислити фізичне значення фазової швидкості. Фазова швидкість радіальної компоненти вектора Пойнтинга (рис. 6), як і кутової компоненти, характеризує швидкість руху, зокрема, його мінімуму, або будь-якої фази вектора Пойнтинга, тобто порції густини потоку енергії. Як видно на рис. 7 порція потоку енергії (вектора Пойнтинга) є чітко окресленою. На більшій частині осі kr фазова швидкість більша за електродинамічну сталу c . І тільки на нескінченості порція густини потоку енергії рухається зі швидкістю, рівною електродинамічній сталій c .

Які можуть бути підстави вважати фазову швидкість вектора Пойнтинга величиною, що не має фізичного змісту? Відповідь на це питання, в світлі наведених даних, має бути негативною. В даному випадку, фазова швидкість є фізично зрозумілою величиною – вона характеризує швидкість руху порції густини потоку енергії, певної точки на кривій вектора Пойнтинга і той факт, що ця швидкість більша за електродинамічну сталу c , нічого не змінює. Порція потоку енергії – вектора Пойнтинга – може рухатися зі швидкістю, більшою за електродинамічну сталу c . Те ж саме стосується і фазової швидкості компонент поля. Отже, загальноприйняте ставлення до фазової швидкості як до другорядної величини потрібно переглянути.

Наведений матеріал спростовує твердження [4] про те, що «енергии в виде вектора Пойнтинга в природе быть не может».

Висновки

1. Визначення фазової швидкості має враховувати додаткову фазу.
2. Дано порівняння хвилі, випроміненої диполем Герця, з плоскою хвилею, що поширюється в середовищі з втратами. Вакуум для хвилі, випроміненої диполем Герця, виявляється своєрідним середовищем, середовищем з втратами; втрати зменшуються зі збільшенням відстані від джерела хвилі і є різними для різних компонент, тобто електромагнітні властивості вакууму описуються тензором. Максимальний фазовий зсув між компоне-

нтами поля, відповідальними за випромінювання, дорівнює $\pi/2$ і досягається поблизу диполя Герця, в той час як для плоскої хвилі в середовищі з втратами фазовий зсув не перевищує $\pi/4$ і існує в будь-якій точці.

3. На малих відстанях від елементарного електричного випромінювача поняття фази хвилі втрачає сенс, бо кожна компонента електромагнітної хвилі має свою фазу. На малих відстанях втрачає свій сенс і поняття фазової швидкості хвилі і можна говорити про фазову швидкість певної компоненти електромагнітної хвилі.

Подібні явища спостерігаються поблизу кожної випромінюючої системи, коли фази компонент електромагнітної хвилі мають відмінні залежності від координати поширення.

4. Фазові швидкості компонент електромагнітного поля не є константами; поблизу випромінювача вони можуть бути як позитивними (тобто направленними у напрямі збільшення радіуса), так і негативними, як більше електродинамічної сталої c , так і менше неї. На більшій частині осі kr фазова швидкість компонент полів електромагнітної хвилі, випроміненої диполем Герця, більша за електродинамічну сталу c . Зі збільшенням kr фазові швидкості компонент полів електромагнітної хвилі, випроміненої диполем Герця, прямують до електродинамічної сталої c . Область, де $|v_\phi| < c$, характерні для структур, призначених для сповільнення хвиль.

5. Фазова швидкість будь-якої компоненти електромагнітного поля, випромінюваного диполем Герця, на скінчених відстанях не дорівнює електромагнітній константі c . Тому, вираз “швидкість світла у вакуумі дорівнює c ”, який широко використовується в науці і техніці, слід замінити на вираз “швидкість світла у вакуумі на великих відстанях від випромінювача наближається до c ”.

6. Природа відмінності фазових швидкостей різних компонент електромагнітного поля диполя Герця, як і всіх інших особливостей, розглянутих в статті, полягає в тому, що компоненти електричного поля електричного диполя Герця в сферичній системі координат задовольняють не окремому диференціальному рівнянню в частинних похідних другого порядку, а системі з двох диференціальних рівнянь в частинних похідних другого порядку. Рішення системи диференціальних рівнянь і рішення окремого диференціального рівняння можуть суттєво відрізнятися, зокрема, рішення системи рівнянь можуть бути складнішими, отже, супроводжуватися новими ефектами і залежностями. При великих r система рівнянь розпадається на пару незалежних рівнянь для E_r і E_θ . Ці незалежні рівняння, як і рівняння для H_ϕ , при великих r перетворюються на рівняння, що описують плоскі хвилі і тоді проявляються всі відомі властивості електромагнітних хвиль.

7. Узагальнюючи цей результат, можна стверджувати, що при будь-якому розширенні (дефокусуванні) хвилі між компонентами хвилі, відповідальними за передачу енергії, буде утворюватися додатковий фазовий зсув, амплітуда компонент зменшуватиметься. При фокусуванні хвилі додатковий фазовий зсув також буде утворюватися, але протилежного знаку, амплітуда збільшуватиметься.

8. Радіальна і кутова компоненти вектора Пойнтинга електромагнітної хвилі є хвилями. Для них природно вводяться поняття фазової швидкості радіальної і кутової компонент вектора Пойнтинга.

9. Фазова швидкість всіх розглянутих величин залежить від частоти, тобто наявна дисперсія. Дисперсія стає незначною лише при $kr \gg 1$, а фазова швидкість є вичерпною характеристикою швидкості поширення монохроматичної хвилі тільки тоді, коли хвиля пройшла від випромінювача значну (в одиницях kr) відстань; тоді її швидкість наближається до електродинамічної сталої c . Не треба забувати, що амплітуда хвилі на значних відстанях зменшується обернено пропорційно kr і, отже, на нескінченості дорівнює нулю. Це виправдовує твердження, що плоска електромагнітна хвиля є абстракцією, вона не реалізується на практиці.

10. Порції потоку енергії мають періодичність у часі, рівну половині періоду хвилі $T/2$. Строгої періодичності у просторі немає, вона досягається лише при $kr = \infty$.

11. Постійна і змінна частини густини потоку енергії – це результат математичний. А саме, постійна частина – середнє значення густини потоку енергії, що переноситься порцією за період, змінна частина – результат виділення постійної складової.

12. Фазова швидкість вектора Пойнтинга є фізично зрозумілою величиною – вона характеризує швидкість руху певної точки на кривій вектора Пойнтинга, на великих відстанях від випромінювача є близькою до c , і той факт, що ця швидкість більша за електродинамічну сталу c , нічого не змінює. Як доводять наведені результати порція вектора Пойнтинга може рухатися зі швидкістю, більшою за електродинамічну сталу c .

Фазова швидкість є реальною характеристикою швидкості поширення гармонічного хвильового збурення – електромагнітної хвилі. Вона характеризує швидкість поширення фази окремих компонент хвилі, швидкість поширення порції потоку енергії, швидкість поширення порції густини енергії, швидкість поширення порції енергії.

13. Електричне поле електричного диполя Герця має поздовжню (радіальну) компоненту і має бути віднесено, послуговуючись термінологією хвилеводів, до полів типу E (LE, TM). Тільки в екваторіальній площині поле є полем типу T, бо поздовжня компонента електричного поля дорівнює нулю (при $\theta = \pi/2$). Поздовжня (радіальна) компонента електричного поля тим більша (відносно поперечної), чим меншим є кут θ .

14. Отримані результати природно поширюються на хвилі, випромінювані магнітним диполем Герця. Магнітне поле магнітного диполя Герця має поздовжню (радіальну) компоненту і має бути віднесено, послуговуючись знову ж таки термінологією хвилеводів, до полів типу Н (LM, TE). Тільки в екваторіальній площині поле є полем типу Т, бо поздовжня компонента магнітного поля дорівнює нулю (при $\theta=\pi/2$). Поздовжня (радіальна) компонента магнітного поля тим більша (відносно поперечної), чим меншим є кут θ .

15. В теорії Максвела міститься інформація і про природу електромагнітних хвиль.

16. Наведені результати є підставою ввести новий принцип: електромагнітне поле прагне зайняти максимально можливу область простору. Принцип постійності швидкості електромагнітної хвилі (світла), введений А. Ейнштейном [2], не вірний.

17. Стався неймовірний і колосальний за наслідками факт (парадокс). Рівняння, які містять якщо не всю інформацію, то її більшу частину, про природу електромагнітних хвиль протягом 121 років (1889 – 2010) не були належним чином проаналізовані. Аналіз амплітудних характеристик випромінювання в дальній зоні, потрібний для практики радіозв'язку, затмарив аналіз фазових характеристик.

Тисячі людей зверталися до залежностей, отриманих Г. Герцем, написані десятки, якщо не сотні монографій, підручників, посібників, статей, в яких так чи інакше згадувалися залежності, отримані Г. Герцем, а наслідки, які випливають з цих залежностей, не були видобуті, досліджені, вивчені, використані. З'явилися десятки теорій, які постулюють певні, не характерні для природи властивості електромагнітних хвиль, зокрема, теорія відносності, наріжним каменем якої є постулат про постійність швидкості світла у вакуумі. Наприклад, в статті 1905 р. "Zur Elektrodynamik bewegter Körper" А. Ейнштейн писав: «мы намерены... сделать добавочное допущение, ... что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью V , не зависящей от состояния движения излучающего тела» [2]. Властивості електромагнітних хвиль потрібно вивчати, а ситуацію, що склалася, – виправляти.

Література

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 6. – 343 с.
2. Ейнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 1, М.: Наука, 1965, с. 7, т. 2, М.: Наука, 1966, т. 3, М.: Наука, 1966, с. 7, т. 4, М.: Наука, 1966, с. 7.
3. Авраменко Р. Ф., Николаева В. И. Будущее открывается квантовым ключом. Сб. статей акад. Р. Ф. Авраменко. Будущее открывается квантовым ключом. М.: Химия, 2000. С. 17 – 24.
4. Харченко К. П., Сухарев В. Н. «Электромагнитная волна», лучистая энергия –

- поток реальных фотонов. М.: КомКнига, 2005. – 128 с.
5. Клайн М. Математика: поиск истины. М.: Мир, 1988.
 6. Физический энциклопедический словарь/ Гл. ред.: Б. А. Введенский, Б. М. Вул. - Т. 1. - 1960. - 664с.; Т. 2. - 1962. - 608с.; Т. 3. – 1963. – 624с.; Т. 4. – 1965. – 592с.
 7. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972. – 439 с.
 8. Мандельштам Л. И. Лекции по теории колебаний. М.: Наука, 1972. – 470 с.
 9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред . – 4-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 656 с.
 10. Семенов А. А. Теория электромагнитных волн. М.: Изд-во Моск. Ун-та. 1968. 319 с.
 11. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966, 240с.
 12. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: «Сов. Радио», 1973, 400 с.
 13. Силин Р. А. Периодические волноводы. М.: ВАЗИС, 2002. – 438 с.
 14. Найденко В. И., Дубровка Ф. Ф. Аксиально-симметричные периодические структуры и резонаторы. К.: Вища шк. – 1985. – 224 с.
 15. Линейные ускорители ионов. Т. 1, 2.
 16. Дж. А. Стрэттон Теория электромагнетизма. – М.: Гостехиздат. 1948.
 17. Hertz H. Gesammelte Werke/ Bd. 1, 2. Leipzig. 1895.
 18. Balanis C.A. Advanced Engineering Electromagnetic. 1989. by John Wiley & Sons Inc.
 19. Петров Б. М. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов. – 2-е изд., испр. – М.: Горячая линия–Телеком, 2003.– 558 с.
 20. Федоров Н. Н. Основы электродинамики. Учеб. пособие для вузов. – М.: «Высш. школа», 1980. – 399 с.
 21. S. Laybros and P. F. Combes, “On Radiating Zone Boundaries of Short, $\lambda/2$ and λ Dipoles”, IEEE Antennas and Propagation Magazine, 45, 5, October 2004, pp. 53 – 64.
 22. А. М. Кугушев, Н. С. Голубева, В. Н. Митрохин Основы радиоэлектроники. Электродинамика и распространение радиоволн. Учеб. пособие для вузов.–М.: Изд-во МВТУ им. Н. Э. Баумана, 2001.–368 с.
 23. Батыгин В. В., Топтыгин И. Н. Сборник задач по электродинамике. – М.: Наука, 1970.
 24. Найденко В. І., Пільтяй С. І. Еволюція радіоімпульсів, випромінених диполем Герця, при поширенні у вакуумі. Наукові вісті Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут». № 1 (63), 2009, с. 13 – 19.
 25. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т.1. М.: ИЛ. – 1958, 930 с, Т.2. М.: ИЛ. – 1960, 886 с.
 26. Курант Р. Уравнения с частными производными. М.: Мир. 1964.– 830 с.

Найденко В. И. Природа електромагнітних хвиль. Матеріал присвячений дослідженню і з'ясуванню природи електромагнітних хвиль, уточнення основних понять електродинаміки на прикладі хвиль, випромінюваних електричним диполем Герця, доведення того, що теорія Максвелла ще до кінця не вивчена. Наведені результати є підставою ввести новий принцип: електромагнітне поле прагне зайняти максимально можливу область простору. Принцип постійності швидкості електромагнітної хвилі,

введений А. Ейнштейном, не вірний.

Ключові слова: Природа електромагнітних хвиль, диполь Герца, теорія Максвелла.

Найденко В.И. Природа электромагнитных волн. Материал посвящен исследованию и выяснению природы электромагнитных волн, уточнению основных положений электродинамики на примере волн, излучаемых электрическим диполем Герца, доказательству того, что теория Максвелла ещё до конца не изучена. Приведенные результаты дают основание ввести новый принцип: электромагнитное поле стремится занять максимально возможную область пространства. Принцип постоянности скорости электромагнитной волны, введенный А.Эйнштейном, не верен.

Ключевые слова: Природа электромагнитных волн, диполь Герца, теория Максвелла.

Naidenko V.I. The nature of electromagnetic waves. The content is devoted to investigation and ascertainments of the nature of electromagnetic waves, amendment of basics of electrodynamics on the example of waves radiated by electric dipole of Hertz and proof the fact that Maxwell's theory is not studied yet. Obtained results found to work in the new principle: electromagnetic field tends to occupy maximal possible area of the space. Principle of constant velocity for electromagnetic wave, postulated by A. Einstein is not correct.

Keywords: nature of electromagnetic waves, dipole of Hertz, Maxwell theory