поетапного виконання певних операцій з ними. На розвиток навчального експерименту значний вплив здійснюють передові методичні ідеї, удосконалення та розширення змісту навчання, найновіші досягнення лабораторної техніки та економічні фактори країни.

Таким чином, домашні досліди та спостереження – це багатофункціональний метод, що забезпечує більшу повноту засвоєння матеріалу, триваліше запам'ятовування його і глибше розуміння, сприяє розвитку інтересу до предмету, самостійності в роботі та підготовці учнів до трудової діяльності.

Список використаних джерел:

1. Работюк М.К. Методика проведення домашніх фізичних спостережень та експериментів / М.К. Работюк, А.О. Шарабура. – Рівне: РМПЛ, 2010. – 24 с.

2. Атаманчук П.С. Дидактичне забезпечення семінарських занять з курсу «Методика навчання фізики» (загальні питання): навчальний посібник. – 2-е вид., випр. і доп. / П.С. Атаманчук, О.М. Семерня. Т.П. Поведа. – Кам'янець-Подільський національний університет імені Івана Огієнка, 2011. – 384 с.

3. Франчук Р.В. Домашні досліди та спостереження з фізики: [Для 7–8 класів] / Р.В. Франчук // Фізика в школах України. – 2005. – № 17, вересень. – (Вкладка).

Степанець Ю.А.

молодший науковий співробітник;

Попенко В.Й.

старший науковий співробітник,

Науково-виробнича корпорація «Київський інститут автоматики»

ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ХВИЛЯ В ДИНАМІЧНОМУ ПРЕДСТАВЛЕНІ ПОЛЯ ЕЛЕКТРОНА

Частота електромагнітної хвилі в динамічному представленні поля електрона дорівнює сумі частоти спокою електрона Ω_o і спостережуваної частоти ω, тобто частоти класичної э.м. хвилі [1] $\Omega = \Omega_o + \omega$.

Її дія на динамічний заряд адекватна дії на статичний заряд класичної э.м.

хвилі, частота якої дорівнює спостережуваній частоті хвилі динамічного поля

$$\omega F = 0.5(q^* E + qE^*) =$$

$$= 0.5\ [q \exp(-i\Omega_o t) \cdot E_m \ \exp i(\Omega t - kx) + q \exp(i\Omega_o t) \cdot E_m \ \exp -i(\Omega t - kx)] =$$

$$= qE_m 0.5\{\exp i[(\Omega - \Omega_o)t - kx] + \ \exp -i\ [(\Omega - \Omega_o)t - kx)]\} =$$

$$= qE_m \cos\ [(\Omega - \Omega_o)t - kx] \ = qE_m \cos(\omega t - kx)\ .$$

Хвилевий вектор k і довжина хвилі λ динамічного поля спостережуваної частоти ω, ідентичні хвилевому вектору і довжині хвилі класичної э.м. хвилі, частота якої дорівнює спостережуваній частоті хвилі динамічного поля

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\Omega - \Omega_o}{c} = \frac{\omega}{c}, \lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi c}{\Omega - \Omega_o} = \frac{2\pi c}{\omega}, \Omega = \Omega_o + kc, \omega = kc = \frac{2\pi c}{\lambda}. \quad (1)$$

Відношення частоти хвилі Ω до хвилевого вектору k є фазовою швидкістю хвилі, і дорівнює швидкості світла c, помноженої на відношення частоти хвилі Ω і спостережуваної частоти ω

$$v_{\text{ф}} = \frac{\Omega}{k} = c\,\frac{\Omega}{\omega} = c(1 + \frac{\Omega_o}{\omega}). \tag{2}$$

Похідна частоти хвилі Ω по хвилевому вектору k дорівнює груповій швидкості хвилі динамічного поля, рівної швидкості світла [2]

$$v_{\text{гр}} = \frac{d}{dk}\Omega = \frac{d}{dk}(\Omega_o + \omega) = \frac{d}{dk}(\Omega_o + kc) = c. \tag{3}$$

Твір фазової і групової швидкості представляє квадрат коефіцієнта поширення, рівний квадрату швидкості світла, помноженого на відношення частоти динамічного поля хвилі і спостережуваної частоти

$$u^2 = v_{\text{ф}} \cdot v_{\text{гр}} = c^2\frac{\Omega}{\omega}. \tag{4}$$

Різниця другої похідної за часом вектору поля $\ddot{E}$ і другій похідній по координатах $\nabla^2 E$, помноженою на квадрат коефіцієнта поширення динамічного поля $u^2 = c^2\Omega/\omega$, згідно з (19), [3] складає диференціальне рівняння хвилі динамічного поля

$$\ddot{E} - u^2\nabla^2 E = -\Omega^2 E + u^2k^2 E = -E(\Omega^2 - \mathrm{c}^2\frac{\Omega}{\omega}\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}) = -E\,\Omega\,(\Omega - \omega) = -\Omega\Omega_o\,E.$$

Хвиля динамічного поля, і її комплексно зв'язане значення відповідає однаковим диференціальним рівнянням [3]

$$\ddot{E} - u^2\nabla^2 E + \Omega\Omega_o E = 0;\ \ddot{E}^* - u^2\nabla^2 E^* + \Omega\Omega_o\,E^* = 0. \tag{5}$$

Перетворимо диференціальне рівняння хвилі таким чином

$$\nabla^2 E = \frac{1}{u^2}\left(\ddot{E} + \Omega\Omega_o E\right) = \frac{-\Omega^2 + \Omega\Omega_o}{u^2}E = -k^2 E. \tag{6}$$

$$\text{Де: } k^2 = \frac{\Omega^2 - \Omega\Omega_o}{u^2} = \frac{\Omega(\Omega - \Omega_o)\omega}{\mathrm{c}^2\Omega} = \frac{(\Omega - \Omega_o)^2}{\mathrm{c}^2}, k = \frac{\Omega - \Omega_o}{c} = +\frac{\omega}{c} \tag{7}$$

Вираження (7) є дисперсійним співвідношенням для хвилі динамічного поля.

При частоті хвилі Ω більшої частоти коливань динамічного поля електрона Ω_o, друга похідна поля по координаті, згідно (6) негативна

$$\nabla^2 E = -k^2 E$$

Загальне рішення цього рівняння представляє суму гармонійних коливань що поширюються в протилежних напрямах

$$E(x,t) = E\exp i(\Omega t \pm kx). \tag{8}$$

У разі, коли частота коливань динамічного поля Ω менше частоти динамічного поля електрона, що покоїться Ω_o, тобто $\Omega < \Omega_o$, і $-\Omega^2 + \Omega\Omega_o = \Omega(\Omega_o - \Omega) > 0$, $\nabla^2 E = \frac{-\Omega^2 + \Omega\Omega_o}{u^2}E$ – позитивно.

Визначив: $\chi^2 = \frac{\Omega\Omega_o - \Omega^2}{u^2}$, запишемо

$$\nabla^2 E = +\chi^2 E. \tag{9}$$

Загальне рішення рівняння (9) має вигляд експоненти з речовим коефіцієнтом при координаті x

$$E(x,t) = E\exp(i\Omega t \pm \chi x). \tag{10}$$

Вираження (10) з позитивним знаком в експоненті описує експоненціальну хвилю, амплітуда якої зростає із зростанням координати x, тобто з видаленням від місця її виникнення. Таке рішення не має фізичного сенсу і його слід виключити з розгляду.

При негативному знаку в експоненті, (10) описує експоненціальну хвилю, амплітуда якої убуває із зростанням координати x, тобто від місця її збудження за експоненціальним законом. Така хвиля швидко затухає і не може поширюватися на значні відстані від місця її виникнення.

Це означає, що коливання динамічного поля, частота яких менше частоти динамічного поля електрона, що покоїться, не поширюються в просторі. Випромінювання електрона не може містити спектральні складові, частота яких менше Ω_o.

Помножимо диференціальне рівняння динамічного поля хвилі на похідну за часом комплексно зв'язаного вектору динамічного поля

$\ddot{E}\,\dot{E}^* + \Omega\Omega_o E\,\dot{E}^* - u^2\nabla^2 E\,\dot{E}^* = 0,$ складемо з комплексно зв'язаним йому вираженням

$\ddot{E}^*\dot{E} + \Omega\Omega_o E^*\dot{E} - u^2\nabla^2 E^*\dot{E} = 0,$ і перенесемо доданки з ∇^2 управо

$$\left[\left(\ddot{E}\,\dot{E}^* + \ddot{E}^*\,\dot{E}\right) + \Omega\Omega_o\left(E\,\dot{E}^* + E^*\,\dot{E}\right)\right] = u^2(\nabla^2 E\,\dot{E}^* + \nabla^2 E^*\,\dot{E}).$$

Додамо до обох частин рівності скалярний твір ротора вектору електричного поля на ротор похідної за часом від комплексно зв'язаного вектору і твір зворотної комбінації цих векторів

$\nabla\times E\cdot\nabla\times\dot{E}^* + \nabla\times\dot{E}\cdot\nabla\times E^*$ і поділимо все на $4\pi\,\Omega\Omega_o$

$$\frac{1}{4\pi}\left[\frac{1}{\Omega\Omega_o}\left(\ddot{E}\,\dot{E}^* + \ddot{E}^*\,\dot{E}\right) + \left(E\,\dot{E}^* + E^*\,\dot{E}\right) + \frac{u^2}{\Omega\Omega_o}\left(\nabla\times E\cdot\nabla\times\dot{E}^* + \nabla\times\dot{E}\cdot\nabla\times E^*\right)\right] =$$

$$= \frac{u^2}{4\pi\,\Omega\Omega_o}\left(\nabla^2 E\cdot\dot{E}^* + \nabla^2 E^*\cdot\dot{E} + \nabla\times E\cdot\nabla\times\dot{E}^* + \nabla\times\dot{E}\cdot\nabla\times E^*\right)$$

У лівій частині отриманої рівності похідні за часом скалярних творів комплексно зв'язаних функцій векторів електричного поля хвилі

$$\frac{1}{4\pi}\left[\frac{1}{\Omega\Omega_o}\left(\ddot{E}\,\dot{E}^* + \ddot{E}^*\,\dot{E}\right) + \left(E\,\dot{E}^* + E^*\,\dot{E}\right) + \frac{u^2}{\Omega\Omega_o}\left(\nabla\times E\cdot\nabla\times\dot{E}^* + \nabla\times\dot{E}\cdot\nabla\times E^*\right)\right] =$$

$$= \frac{\partial}{\partial t}\frac{1}{8\pi}\left(\frac{1}{\Omega\Omega_o}\dot{E}\,\dot{E}^* + E\,E^* + \frac{u^2}{\Omega\Omega_o}\nabla\times E\cdot\nabla\times E^*\right). \tag{12}$$

У правій частині – дивергенція векторних творів комплексно зв'язаних функцій векторів поля

$$\frac{u^2}{4\pi\,\Omega\Omega_o}\,(\nabla^2 E\cdot\dot{E}^* + \nabla^2 E^*\cdot\dot{E} + \nabla\times E\ \cdot\ \nabla\times\dot{E}^* + \nabla\times\dot{E}\ \cdot\ \nabla\times E^*) =$$

$$= -\mathrm{div}\frac{1}{4\pi}\frac{u^2}{\Omega\Omega_o}\,[(\,\nabla\times E^*)\times\dot{E} + (\nabla\times E)\ \times\ \dot{E}^*] \qquad (13)$$

Другий доданок в (12),

$E\,E^*/8\pi = E^2/8\pi = w_E$ є класична щільність енергії електричного поля. Слід вважати, що і усі інші доданки лівої частини рівності, також є такими, що становлять щільність енергії э.м. хвилі в динамічному уявленні електричного поля

$$w = \frac{1}{8\pi}\,[EE^* + \frac{1}{\Omega\Omega_o}\dot{E}\dot{E}^* + \frac{u^2}{\Omega\Omega_o}(\nabla\times E\,)(\nabla\times E^*)]. \qquad (14)$$

Права частина вираження (13) є дивергенцією векторного твору комплексно зв'язаних векторів $\dot{E}$ і $\nabla\times E$, що є вектором щільності потоку енергії S э.м. хвилі

$$S = \frac{1}{4\pi}\frac{u^2}{\Omega\Omega_o}\left[(\,\nabla\times E^*)\times\dot{E} + (\nabla\times E)\ \times\ \dot{E}^*\right]. \qquad (15)$$

Вираження (12) є рівнянням балансу енергії електромагнітної хвилі в динамічному уявленні поля. Похідна за часом щільності енергії э.м. поля дорівнює дивергенція щільності потоку енергії зі знаком мінус

$$\frac{\partial}{\partial t}\,w = -\nabla\,S.$$

Щільність енергії хвилі динамічного поля в явному виді знайдемо, підставивши в (14) вектор електричного поля і комплексно зв'язаний йому

$$w = \frac{1}{8\pi}(E_a^2 + \frac{\Omega^2}{\Omega\Omega_o}E_a^2 + \frac{1}{\Omega\Omega_o}c^2\frac{\Omega}{\omega}\frac{\omega^2}{c^2}E_a^2) = \frac{1}{4\pi}\frac{\Omega}{\Omega_o}E_a^2. \qquad (16)$$

З (16) витікає, що щільність енергії э.м. хвилі в динамічному уявленні електричного поля залежить не лише від його амплітуди, але і від частоти

$$\frac{1}{4\pi}\frac{\Omega}{\Omega_o}E_a^2 = \frac{\Omega_o+\omega}{4\pi\Omega_o}E_a^2 = \frac{E_a^2}{4\pi}(1+\frac{\omega}{\Omega_o}) = w_o + w_o\frac{\omega}{\Omega_o} = w_o + w_{(\omega)}. \qquad (17)$$

У радіочастотному діапазоні збільшення енергії хвилі динамічного поля за рахунок частотної добавки $w_{(\omega)} = w_o\frac{\omega}{\Omega_o}$ не значне, але в рентгенівському діапазоні, порядок спостережуваних частот ω, якого наближається до порядку частоти Ω_o, може бути дуже істотним.

Виконавши операції диференціювання над векторами поля в (15) отримаємо явний вид вектору щільності потоку енергії

$$S = \frac{1}{4\pi}\frac{u^2}{\Omega\Omega_o}\,[x_o\Omega\frac{\omega}{c}E_a^2 + x_o\Omega\frac{\omega}{c}E_a^2] = x_o\frac{c}{4\pi}\frac{\Omega}{\Omega_o}E_a^2. \qquad (18)$$

Поділивши щільність потоку енергії хвилі (18) на щільність енергії (16), знаходимо, що енергія динамічного поля поширюється у вільному просторі зі швидкістю світла $|\frac{S}{w}| = c$.

Фазова швидкість (2) хвилі динамічного поля $v_{\text{ф}} = \frac{\Omega}{k} = c\frac{\Omega}{\omega}$ істотно відрізняється від групової швидкості $v_{\text{гр.}} = c$.

У оптичному діапазоні частота динамічного поля Ω складає величину $\sim 10^{20}$ рад. сек.$^{-1}$. Спостережувана частота ω близько 10^{15} рад. сек.$^{-1}$. Фазова швидкість хвилі динамічного поля в оптичному діапазоні на п'ять порядків перевищує групову швидкість $v_{\text{ф}} = c\frac{\Omega}{\omega} = v_{\text{гр.}}\frac{\Omega}{\omega} \approx v_{\text{гр.}} \cdot 10^5$.

Різниця фазової і групової швидкості хвилі динамічного поля не може не проявитися в деяких фізичних експериментах.

Визначення швидкості світла, як правило, ґрунтуються на механічному перериванні потоку світла з певною частотою, і порівнянні часу вступу імпульсів світла які минули різні по довжині відстані.

У явищах інтерференції діють фазові співвідношення хвиль, тому в розрахунках слід користуватися не груповою швидкістю хвилі динамічного поля, а фазовою, яка на декілька порядків більше.

Майкельсон і Морлі за допомогою інтерферометра намагалися виміряти відношення величини швидкості світла в двох взаємно перпендикулярних напрямах, щоб визначити рух Землі відносно ефіру [4].

При обчисленні величини різниці часу $\Delta t = l_1 v^2/c^3$, якій пропорційне передбачуване ними зрушення інтерференційної смуги, вони використали групову швидкість $v_{\text{гр.}} = c$ хвилі динамічного поля, де: $l_1 -$ плече інтерферометра, $v -$ швидкість Землі, $c -$ швидкість світла.

Фазова швидкість хвилі динамічного поля, яку слід було використати у формулі $\Delta t = l_1 v^2/v_{\text{фаз.}}^3$ на п'ять порядків більше швидкості світла $v_{\text{фаз}} \approx c \cdot 10^5$.

Величина зрушення інтерференційної смуги з фазовою швидкістю в обчисленнях виходить на п'ятнадцять порядків менше очікуваної дослідниками $v_{\text{гр.}}^3/v_{\text{фаз.}}^3 = 10^{-15}$. Практично і теоретично вона не могла бути спостережена.

Ця невдача дослідників стала причиною відмови від гіпотези вакууму – ефіру, в якому з постійною швидкістю поширюється енергія електромагнітних коливань. Точніше, коливань динамічного поля, що являються, по суті, збудженим станом самого вакууму – ефіру і, кінець – кінцем , основою всього матеріального світу.

Список використаних джерел:

1. Попенко В. И. Динамічне поле електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки», 2014.

2. Джексон Дж. Класична електродинаміка, М. Світ 1965.

3. Попенко В. И. Інваріантність знаку заряду динамічного поля електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2014.

4. Michelson A. A., Morley E. W., Am. J. Sci. 34, 333. (1867).