

УДК 537.87

НЕСТАЦІОНАРНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ІМПУЛЬСНОГО СТРУМУ СКЛАДНОГО ПРОСТОРОВОГО РОЗПОДІЛУ

О. М. Думін, В. А. Плахтій, О. А. Прищенко

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, м. Харків, м. Свободи, 4

E-mail: dumin@karazin.ua

Надійшла до редакції 28 листопада 2017 р.

Розглядається задача випромінювання імпульсного струму складного просторового розподілу, який апроксимується скінченим набором диполів. Досліджуються три варіанти плоских випромінювачів, які з різною точністю апроксимують криволінійний струм. Дані задачі розв'язуються за допомогою методу векторного потенціалу в часовому просторі, що дає змогу отримати всі векторні компоненти випроміненого поля. Одержані результати порівнюються із класичними для одиночного диполя Герца, що збуджується струмом із довільною залежністю від часу. Аналізуються процеси перетворення електромагнітного поля поблизу випромінювача і в його хвильовій зоні. Обговорюється критерій границі хвильової зони для даного типу випромінювачів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: часовий простір, нестационарне поле, диполь Герца, імпульсний струм, ближня зона

Рассматривается задача излучения импульсного тока сложного пространственного распределения, которое аппроксимируется конечным набором диполей. Исследуются три варианта плоских излучателей, которые с разной точностью аппроксимируют криволинейный ток. Данные задачи решаются с помощью метода векторного потенциала во временном области, что позволяет получить все векторные компоненты излученного поля. Полученные результаты сравниваются с классическими для одиночного диполя Герца, который возбуждается током с произвольной зависимости от времени. Анализируются процессы преобразования электромагнитного поля вблизи излучателя и в его волновой зоне. Обсуждается критерий границы волновой зоны для данного типа излучателей.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: временная область, нестационарное поле, диполь Герца, импульсный ток, ближняя зона

The problem of radiation of impulse current of a complex spatial distribution which is approximated by a finite set of dipoles is considered. Three versions of flat radiators that approximate the curvilinear current with different level of accuracy are investigated. These problems are solved using the vector potential method in time domain that allows to get all vector components of the radiated field. The obtained results are compared with the classical ones for the single Hertz dipole excited by a current with an arbitrary time dependence. The processes of electromagnetic field transformation near the radiator and in its wave zone are analyzed. The criterion of the boundary of a wave zone for a given type of radiators is discussed.

KEY WORDS: time domain, transient field, Hertzian dipole, impulse current, wave zone, near zone

ВСТУП

Основні особливості процесу випромінювання і перетворення енергії електромагнітної хвилі стають більш зрозумілими, якщо їх досліджувати у часовому просторі. У випадку, коли цей процес описано аналітичним розв'язком, всі питання стосовно передачі інформації, причинно-наслідкових зв'язків у перетворенні електромагнітного поля в процесі його поширення можна легко перевірити. Нестационарні сигнали продовжують цікавити широке коло науковців та інженерів через їх розповсюдженість у природі та сучасних пристроях перетворення електричної енергії. Через популярність потужних випрямлячів та інверторів із ширинно-імпульсною модуляцією струмів, що приєднуються до сонячних панелей та енергосистем електромобілів, виникає необхідність дослідити їх вплив на іншу радіоелектронну апаратуру [1]. Нестационарні сигнали можуть вносити помилки в цифрові лінії та впливати на роботу пристроїв радіочастотної ідентифікації [2]. Також актуальним залишається дослідження однієї із найпотужніших імпульсних перешкод для сучасних електронних пристроїв – блискавки [3]. Відомо, що швидке вимкнення великого струму може сильно вплинути на екрановані кабелі літаків і вивести із ладу бортові пристрої [3], а також спричинити пошкодження екранованих кабелів, які закопані у землю [4].

Модель диполя Герца зручно використовувати для дослідження шкідливого впливу високих напруг електростатичних розрядів на виробництві [5]. Загальновідомий розв'язок цієї задачі складається зі статичної, індуктивної та радіаційної компоненти. Раніше було зазначено, що процес формування вільної електромагнітної хвилі в об'ємі, що оточує джерело, не може бути описано за допомогою класичних виразів для диполя [6]. Це було відмічено ще в роботах Г. Герца [7]. Використавши більше складових в розкладі Тейлора підінтегральної функції для векторного потенціалу, був отриманий покращений

розв'язок задачі випромінювання електричного диполя Герца в аналітичній формі [8]. Цей розв'язок більш точно описує поведінку ближнього поля диполя Герца в об'ємі, що оточує випромінювач. Саме цей об'єм є реальним джерелом хвилі з точки зору Г. Герца [7]. Крім того, покращений розв'язок враховує вплив товщини і довжини диполя. Важливо відмітити, що отримані формули не є точними [8]. Вони також мають певні межі застосування і перестають бути вірними на дуже близьких відстанях від випромінювача.

Останнім часом потужності імпульсних електромагнітних систем значно збільшилися. Прикладом такої системи є рельсотрон. Він призначений для розгону об'єктів за допомогою сили Лоренца значної величини, що виникає при протіканні великого електричного струму через рухомий провідник. У зв'язку з тим, що немає теоретичних обмежень для верхньої межі значення цієї сили, рельсотрон здатен розганяти металічні предмети до надзвукових швидкостей [9], [10]. Чисельний розрахунок дає можливість точно змоделювати розподіл струму і величину сили Лоренца [11, 12]. У свою чергу, нам цікаві характеристики електромагнітного поля, що випромінює дана система. У зв'язку з тим, що розміри даної системи набагато менші ніж характерна довжина хвилі, що випромінюється, в якості моделі випромінювача можна використати електричний диполь Герца із заданою часовою залежністю збуджуючого струму. Але також становить інтерес вплив обтікання струму вздовж криволінійної поверхні металевго предмета на випромінене електромагнітне поле. Цей вплив має бути помітним на малих відстанях спостереження від випромінювача. Таким чином, варто провести дослідження ближнього поля даної випромінюючої системи. З цією метою в даній роботі розглядаються три варіанти апроксимації просторового розподілу збуджуючого струму, що якісно повторюють його розподіл на поверхні рельсотрону: два паралельні диполі з синхронним збудженням, випромінювач у формі чотирикутника, що ділить збуджуючий струм на дві гілки та правильний шестикутник. В усіх цих варіантах максимальний геометричний розмір випромінюючої системи є однаковим для того, щоб мати змогу порівняти отримані результати з випромінюванням одиночного електричного диполя Герца, який розташований в центрі системи координат.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Незалежно від моделі розподілу струму, всі параметри випромінювачів, що наведені нижче, обрані таким чином, щоб розрахунки випромінених полів можна було якісно порівняти [8, 13 – 15].

Джерелом електромагнітного поля є електричний струм з максимальним значенням амплітуди повного струму $I_0 = 1000$ А з рівномірним розподілом по циліндру довжини $l = 0,2$ м і радіусу поперечного перетину $r_d = 0,01$ м та з часовою залежністю $f(t)$:

$$f(t) \sim 1 - \operatorname{th}\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

де $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с – характерна тривалість імпульсу.

В даній роботі будуть порівнюватись поля випромінювання трьох просторових розподілів струму з полями випромінювання одного диполя Герца. На рис. 1 зображена геометрія задачі для синхронного збудження двох паралельних диполів з однаковими збуджуючими струмами $I_1 = I_2 = I_0/2$. Другий варіант джерела представляє собою ромб, який складається з двох гілок струму однакової величини, кожна з яких складається із двох повернутих диполів, як показано на рис. 2, де $I_1 = I_2 = I_0/2$ та $I_3 = I_4 = I_0/2$. Ще більш плавне обтікання моделюється набором диполів у вигляді шестикутника, який аналогічним чином формує дві гілки по три диполі у кожній, що відображено на рис. 3, де $I_1 = I_3 = I_5 = I_0/2$ та $I_2 = I_4 = I_6 = I_0/2$.

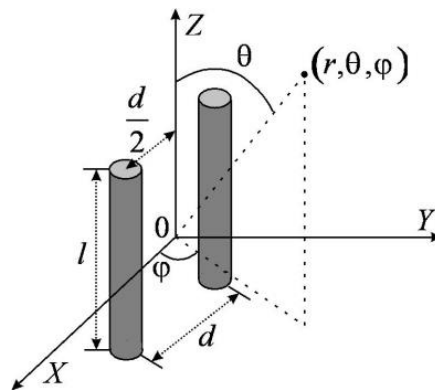


Рис. 1. Геометрія задачі для апроксимації струму з використанням двох паралельних диполів

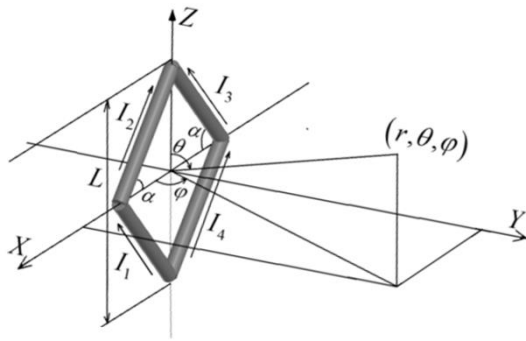


Рис. 2. Геометрія задачі для чотирьох диполів

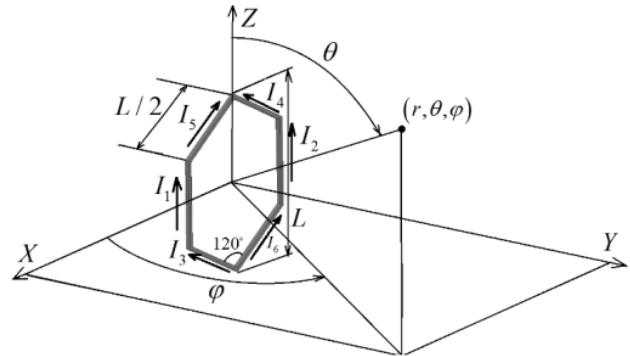


Рис. 3. Геометрія задачі для шести диполів

РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧ

Розв'язок задачі випромінювання одного диполя в загальній формі можна знайти шляхом застосування метода векторного потенціалу, і він має вигляд квадратури

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}', t - R/c)}{R} dV', \quad (4)$$

яка використовується для знаходження амплітуд складових магнітного та електричного поля

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A}(\vec{r}, t); \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = -\text{grad} \varphi - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \end{cases} \quad (5)$$

У першому, класичному наближенні амплітуда поперечної електричної компоненти має такий вигляд:

$$E_\theta(t, r, \theta) = \frac{L \sin(\theta)}{4\pi\epsilon} \left(\frac{I(t)}{cr^2} + \frac{dI(t)}{c^2 r} \right), \quad (6)$$

тоді, як врахування більшої кількості доданків у розкладі підінтегральної функції в формулі (4) дозволило отримати покращені вирази [9], як, наприклад, для поперечної електричної компоненти:

$$E_\theta = \frac{\sin \theta l}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{I\left(\frac{t-r}{c}\right)}{cr^2} \left(1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{8r^2} + \frac{13l^2}{8r^2} \cos^2 \theta - \frac{7r_d^2}{4r^2} \cos^2 \theta + \frac{7r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta) - \frac{l^2 \sin^2 \theta}{4r^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\dot{I}\left(\frac{t-r}{c}\right)}{rc^2} \left(1 - \frac{r_d^2}{2r^2} - \frac{l^2}{12r^2} + \frac{19l^2}{24r^2} \cos^2 \theta - \frac{3r_d^2}{2r^2} \cos^2 \theta + \frac{9r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta) - \frac{l^2 \sin^2 \theta}{12r^2} \right) \right), \quad (7)$$

що більш точно описує поведінку поля поблизу випромінювача.

Проводячи зміщення та повороти систем координат для розв'язків (6) і (7) за допомогою кутів Ейлера та використовуючи принцип суперпозиції, можна одержати в аналітичному вигляді розв'язки поставлених задач.

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Для випадку двох паралельних диполів розглянемо графіки часових залежностей амплітуди поперечної електричної компоненти, що зображені на рис. 4, і які розраховані за допомогою класичних формул (6) та покращених (7) для $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/4$, $r = 0,3$ та $r = 1$ м. Для зручності порівняння на них також побудовані часові залежності поля одиночного диполя. З рис. 5 видно, що навіть при таких невеликих відстанях спостережень r моделі одного диполя та двох диполів відповідають розв'язкам, що близькі один до одного. Амплітуди поздовжніх компонент електричного поля практично однакові для цих моделей. На відміну від них, магнітні компоненти значно відрізняються через вплив магнітних полів повернутих одиночних диполів. Що стосується поперечної складової електричного поля, то різниця між результатами класичної та покращеної формул менша, ніж між моделями одного або двох диполів.

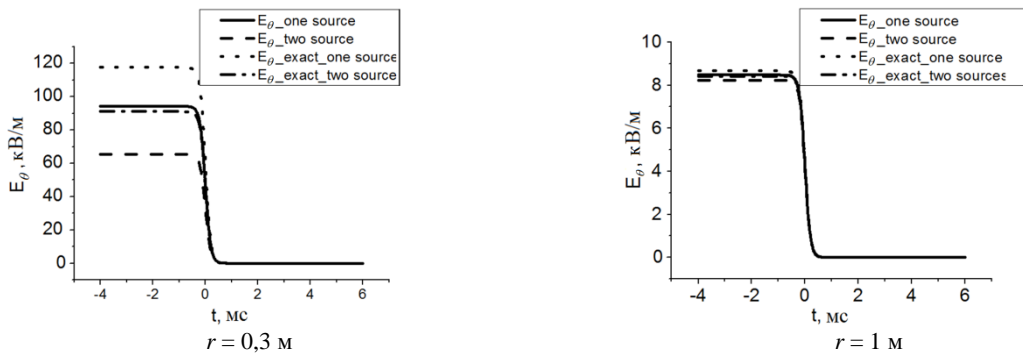


Рис. 4. Часова залежність поперечної компоненти електричного поля для кутів спостереження $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/4$.

На більшій відстані спостереження розв'язки для поздовжньої складової електричного поля збігаються так само, як і для магнітної компоненти. Усі амплітуди компонент поля зменшуються зворотно пропорційно квадрату відстані, що означає, що електромагнітна хвиля ще не сформована в точці спостереження. Отже, зовнішня межа ближньої зони для даної задачі може бути описана як $r < \lambda/2\pi$, де замість λ треба взяти характерну просторову тривалість випроміненого імпульсу у дальній зоні. Плавна та відносно повільна зміна струму збудження приводить до значної величини межі дальньої зони, приблизно 10^5 м. На більш близьких відстанях амплітуди поперечних електричних та магнітних складових мають однакову часову залежність, таку, як і у струму збудження, що проілюстровано на рис. 5. Починаючи з відстані 10^5 м часова залежність амплітуди електричного поля приймає вигляд першої похідної за часом струму збудження (1), і нормалізована до відстані в квадраті амплітуда починає суттєво зростати, що є ознакою процесу виникнення вільної електромагнітної хвилі. Поведінка поперечного магнітного поля аналогічна, але амплітуда поздовжньої електричної компоненти часову форму не змінює при будь-якій відстані спостереження.

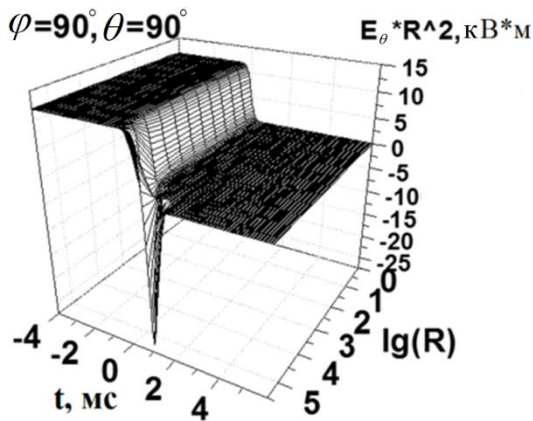


Рис. 5. Нормована часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для різних відстаней спостереження і кутів спостереження $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$.

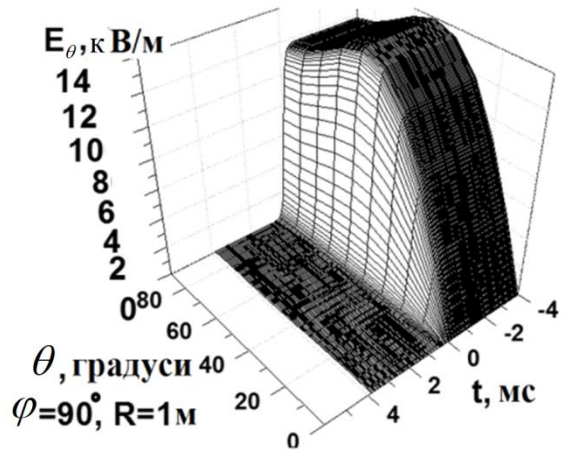


Рис. 6. Часова та кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для відстані спостереження $r = 1$ м і кута спостереження $\varphi = \pi/2$.

Цікаво розглянути кутову залежність полів поблизу випромінювача та її відміну від класичної $\sin(\theta)$. Кутова залежність амплітуди магнітного поля має форму, що аналогічна випадку одного диполя. У той же час залежність амплітуди поперечної електричної компоненти, як показано на рис. 6, має незвичний максимум під кутом $\theta = 50^\circ$. Це можна пояснити малою відстанню спостереження $r = 1$ м та впливом повороту і розміщення кожного із чотирьох диполів, що швидко зменшується на більших відстанях спостереження.

Для визначення відстані, на якій амплітуди електричного поля системи із чотирьох диполів та одиночного диполя будуть майже однаковими, зобразимо на рис. 7 часові залежності амплітуди поперечної складової електричного поля для різних відстаней спостереження. Видно, що починаючи з відстані $r = 2$ м, часова форма цих амплітуд майже однакова.

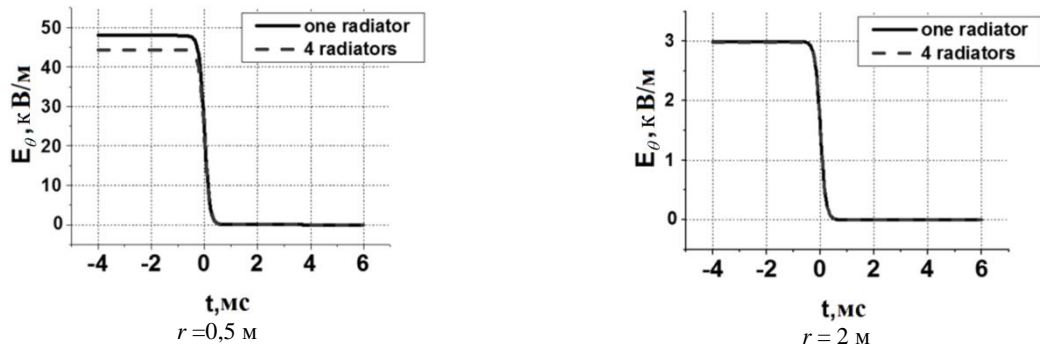


Рис. 7. Часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для різних відстаней спостереження і кутів $\theta = \pi/2$ і $\varphi = \pi/2$.

Ще більш точна апроксимація процесу обтікання струму по криволінійній траєкторії може бути реалізована використанням шести диполів, що розташовані у формі правильного шестикутника, який показаний на рис. 3. На рис. 8 представлена кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для малих відстаней спостереження. Під кутом $\theta = 40^\circ$ присутній максимум, який на більших відстанях зникає, аналогічно випадку чотирьох диполів.

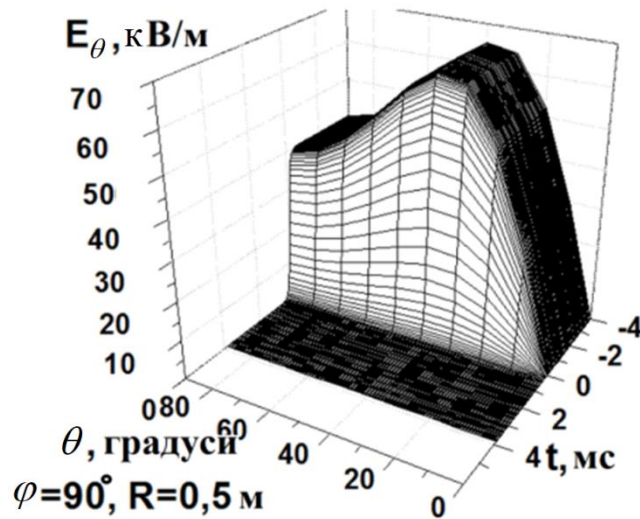


Рис. 8. Часова та кутова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для відстані спостереження $r = 0,5$ м та кута спостереження $\varphi = \pi/2$.

Перевіркою правильності отриманого розв'язку є його порівняння із розв'язком для одиночного диполя. Як ілюструють залежності на рис. 9, ці розв'язки збігаються на відстані спостереження $r = 4$ м.

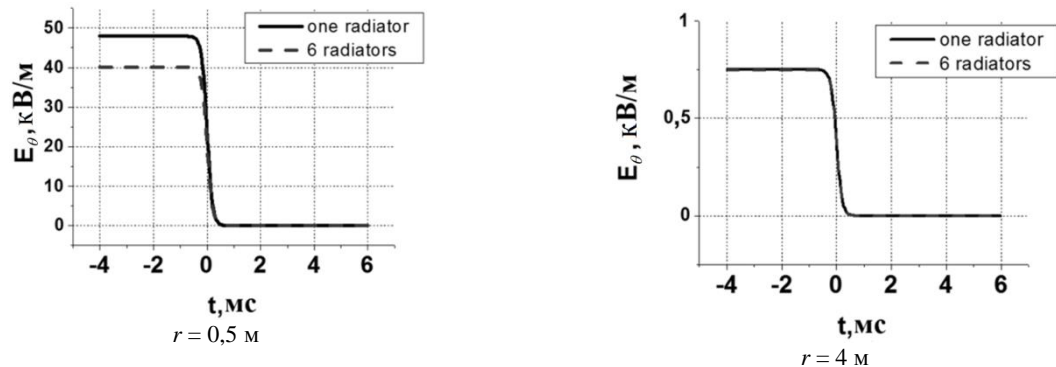


Рис. 9. Часова залежність амплітуди поперечної компоненти електричного поля для кутів спостереження $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ та різних відстаней r .

ВИСНОВКИ

Показано, що використання покращеного розв'язку для задач випромінювання систем електричних диполів Герца малих електричних розмірів не є принципово важливим. Уточнення розв'язку, що суттєво впливає на значення амплітуд полів на малих відстанях, за значущістю не перевершує вплив окремих повернутих та зміщених диполів. Обґрунтовано критерій межі хвильової зони для даного випромінювача, який у цьому випадку пов'язаний тільки із характерною тривалістю випроміненого імпульсу і зовсім не залежить від розмірів випромінювача. Перевірка впливу апроксимаційних моделей опису криволінійного струму засвідчила, що модель одиночного електричного диполя Герца може бути застосована як розв'язок цієї задачі, якщо відстань спостереження перевищує 4 м. Проте на менших відстанях необхідно використовувати більш складні просторові розподілу моделі імпульсного збуджуючого струму. Дослідження зміни часової форми поперечної електричної складової поля дає змогу рекомендувати до використання аналіз цієї залежності з метою визначення відстані до випромінювача.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Luszcz J., Smolenski R. Low frequency conducted emissions of grid connected static converters // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. – 2015. – V.4, N1. – P.86–100.
2. Pous M., Silva F. Prediction of the impact of transient disturbances in real-time digital wireless communication system // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. –2014. – V.3, N3. –P.76–82.
3. Vogel M.H. Impact of lightning and high-intensity radiated fields on cables in aircraft // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. –2014. – V.3, N2, P.56–61.
4. Tanaka H., Baba Y., Barbosa C.F. Effect of shield wires on the lightning-induced currents on buried cables // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility – 2016.V.58, N3, P.738–746.
5. Maloney T. Pulsed Hertzian dipole radiation and electrostatic discharge events in manufacturing // IEEE Electromagnetic Compatibility Mag. – 2013.V.2, N3, P.37–46.
6. Schantz H.G. The art and science of ultrawideband antennas, Artech House, London, 2005. – 331 p.
7. Герц Г. Силы электрических колебаний, рассматриваемые с точки зрения теории Максвелла / 50 лет волн Герца -М.: Академия Наук СССР, 1938. С. 92 – 119
8. Dumin O., Volvach I.S., Dumina O. Transient Near field of Hertzian dipole // Proc. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2012). – Sevastopol (Ukraine). – 17-21 September 2012. –P.69–71.
9. Rodger D., Leonard P.J., Eastham J.F. Modelling electromagnetic rail launchers at speed using 3D finite elements//IEEE Transactions on Magnetics. – Jan. 1991. –V.27, N.1. –P. 314–317.
10. Engel T.G., Neri J.M., Veracka M. J. Characterization of the Velocity Skin Effect in the Surface Layer of a Railgun Sliding Contact –IEEE Transactions on Magnetics. – July 2008. –V.44, N.7. –P.1837–1844.
11. Tan S., Lu J., Zhang X., Li B., Zhang Y., Jiang Y. – The Numerical Analysis Methods of Electromagnetic Rail Launcher With Motion //IEEE Transactions on Plasma Science. –Dec. 2016. –V.44, N.12. –P.3417–3423.
12. Hsieh K.T., Kim B.K. 3D modeling of sliding electrical contact //IEEE Transactions on Magnetics. – Jan 1997. –V.33, N.1, P.237–239.
13. Dumin O.M., Plakhtii V.A., Katrich V.A., Dumina O.O., Volvach I.S. Radiation of two small impulse current radiators // Proc. 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2016). – Odessa (Ukraine). – September 5-11 2016. – P. 81–84.
14. Plakhtii V.A., Dumin O.M., Prishchenko O.A. Transient radiation of system of four noncollinear dipoles // Proc. 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON–2017). – Kiev (Ukraine). – May 29 2017-June 2 2017. – P. 225–228.
15. Plakhtii V.A., Dumin O.M., Prishchenko O.A. Near Radiation Zone of Six Short Impulse Radiators // Proc. Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF–2017). – Lviv (Ukraine). – Oct. 17-20 2017. – P.229–232.