

УДК 537.86

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИФРАКЦИЯ ТМ-ПОЛЯРИЗОВАННОГО МОНОПОЛЯРНОГО ИМПУЛЬСА НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ЦИЛИНДРЕ

© 2021 г. В. Н. Корниенко^{1, *}, В. В. Кулагин²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: korn@cplire.ru

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

После доработки 28.08.2020 г.

Принята к публикации 28.09.2020 г.

Методами вычислительного эксперимента рассмотрена задача дифракции монополярного электромагнитного импульса на идеально проводящем цилиндре. Показано, что при выбранной поляризации, для которой магнитная компонента поля параллельна оси цилиндра, рассеянное поле является биполярным. Вид его временного профиля зависит от соотношения радиуса цилиндра и характерной пространственной длины падающего импульса.

DOI: 10.31857/S0367676521010178

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о возможности излучения в свободное пространство монополярного электромагнитного импульса (МЭМИ) рассматривается уже достаточно давно. Несмотря на вполне обоснованное (например, в [1]) утверждение о невозможности такого процесса при использовании источников электромагнитного излучения конечных размеров, в целом ряде научных публикаций последних лет были предложены различные механизмы реализации МЭМИ. Так, в [2], экспериментально показана возможность генерации МЭМИ инфракрасного диапазона за счет возбуждения фотоиндуцированных носителей заряда лазерным излучением длительностью 120 фс в тонкой пластинке GaAs при наличии на ней электрического смещения от 4 до 11 кВ/см. Один из способов получения пары монополярных импульсов предложен и теоретически обоснован в [3]. В качестве источника излучения рассмотрен локализованный в пространстве ток, временная зависимость которого имеет форму трапеции. Показано, что временной промежуток, разделяющий два монополярных импульса, определяется интервалом, на котором значение тока постоянно.

Возможность генерации МЭМИ была продемонстрирована также в ряде вычислительных экспериментов [4, 5]. Здесь источником монополярных импульсов выступало плоское короткое

зеркало релятивистских электронов, которое падало наклонно на тонкую металлическую фольгу. Электроны, обладающие значительной кинетической энергией, преодолевали данное препятствие, в то время как для электромагнитного поля фольга была непрозрачной. В результате на поверхности металла образовывался локализованный в пространстве и перемещающийся с течением времени вдоль фольги ток, который и был источником МЭМИ.

Отметим, что МЭМИ, распространяющиеся в свободном пространстве, могут найти свое практическое применение в различных областях науки [6], техники [7], медицины [8] и т.д. В связи с этим актуальной представляется задача об управлении характеристиками МЭМИ: возможностью изменения направления распространения, фокусировки и пр. с сохранением его основного качества — монополярности. Этой проблеме посвящено достаточно большое количество публикаций. Например, в [9] проведено теоретическое исследование прохождения МЭМИ через диэлектрическую линзу, в [10] представлены результаты численного моделирования дифракции МЭМИ на диэлектрическом цилиндре. Отражение МЭМИ от идеально проводящей поверхности рассмотрено в [11].

Целью данной работы является исследование пространственно-временной структуры поля

рассеяния монополярного импульса на идеально проводящем цилиндре. Вектор магнитного поля МЭМИ направлен параллельно оси этого цилиндра, что соответствует ТМ-поляризации импульса.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двумерную прямоугольную область G свободного пространства (рис. 1), в кото-

$$E_y(x, y, t = 0) = \begin{cases} 0, & t - (x - x_0)/c < 0 \\ -\alpha_0 (t - (x - x_0)/c)^2 \exp(-\beta(t - (x - x_0)/c)), & t - (x - x_0)/c \geq 0 \end{cases}$$

$$H_z = -E_y,$$

где α_0 – амплитуда МЭМИ, x_0 – положение фронта импульса при $t = 0$, β – коэффициент, определяющий длительность импульса.

Область G содержит неоднородность: идеально проводящий цилиндр, ось которого параллельна оси z .

Найдем временную зависимость рассеянного на цилиндре поля в зависимости от его радиуса при фиксированных амплитуде и длительности МЭМИ. Заметим, что при изменении радиуса неоднородности расстояние от центра неоднородности до точки наблюдения (L , рис. 1) остается постоянным.

Для вычисления поля воспользуемся системой уравнений Максвелла в дифференциальной форме в пространственно-временном представлении, задав для компонент поля E_x , E_y и H_z соответствующие поставленной задаче граничные и начальные условия. Нормируем время на длительность падающего импульса τ , определяемую по уровню 0.5 амплитуды E_y . Пространственные координаты нормируем на величину $c\tau$, где c – скорость света в вакууме.

Решение уравнений Максвелла будем проводить численным методом конечно-разностной аппроксимации непрерывных частных производных. Выполнение условий излучения поля на границах области обеспечим, используя метод идеально согласованного слоя [12]. Для выделения рассеянного поля из общего используем алгоритм, основанный на принципе суперпозиции электромагнитного поля, который описан в [10].

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В проведенных вычислительных экспериментах высота области G была выбрана равной 30, а длина – 100 (в относительных единицах). Начало декартовой системы координат совпадало с левым нижним углом области моделирования.

рой задана декартова система координат x, y, z . Ось z перпендикулярна плоскости рисунка, ось x соответствует продольному направлению. Пусть вдоль оси x распространяется МЭМИ с плоским фронтом, E_y и H_z компоненты которого отличны от нуля. Такой набор компонент соответствует линейной ТМ-поляризации. Пространственный профиль импульса в начальный момент времени, как и в [10], соответствует следующему выражению:

Центр круга, соответствующего поперечному сечению идеально проводящего цилиндра, вне зависимости от его радиуса совпадал с центром G и имел координаты $\{x = 15, z = 50\}$. Были выбраны две точки наблюдения P_1 и P_2 с координатами $\{x = 15, z = 46.25\}$ и $\{x = 15, z = 53.75\}$ соответственно, временные зависимости значений компонент поля в которых использовались для нахождения поля рассеяния. Монополярный импульс распространялся от левой границы области G к правой. Таким образом, по отношению к МЭМИ точка P_1 находилась перед препятствием, а P_2 – за ним.

На рис. 2. показаны зависимости магнитной компоненты рассеянного поля, нормированной на амплитуду падающего МЭМИ, в точке наблюдения P_1 от времени для трех значений радиуса цилиндра: 2.5, 1.5 и 0.75. Каждую из этих зависимостей можно условно разделить на три участка, что сделано на примере кривой 1.

Внутри первого временного диапазона (A) форма отраженного сигнала практически повторяет форму падающего. На втором отрезке (B) поле имеет знак, противоположный знаку возбуж-

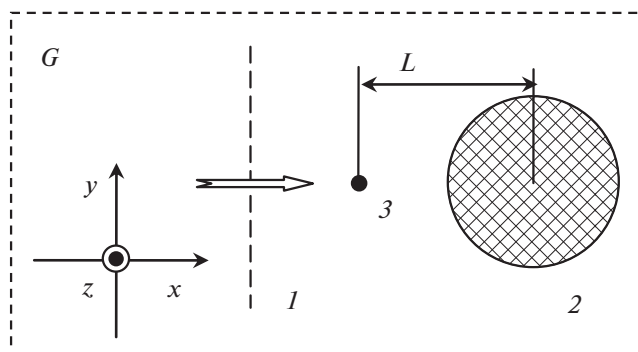


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой области: 1 – положение фронта импульса и направление его распространения, 2 – идеально проводящий цилиндр, 3 – точка наблюдения P_1 .

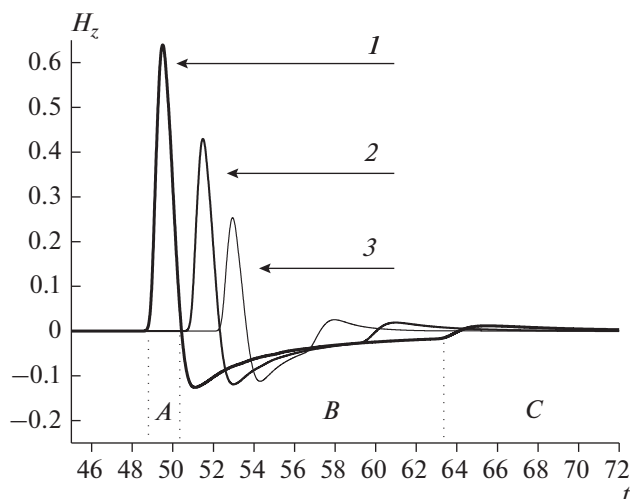


Рис. 2. Зависимость магнитной компоненты рассеянного поля от времени для цилиндра, радиус которого равен 2.5, 1.5 и 0.75 (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

дающего МЭМИ, и, после достижения минимума, монотонно стремится к нулю. Временная длина этого участка зависит от радиуса цилиндра: чем больше радиус, тем длиннее участок. То есть, временной профиль отраженного импульса на отрезке *B* формируется в процессе распространения падающего импульса вдоль поверхности цилиндра. Если диаметр неоднородности меньше единицы, то область *B* практически исчезает и отраженное поле приобретает вид биполярного импульса.

На третьем отрезке времени *C* рассеянное поле по своей форме приближается к форме исходного МЭМИ и, в итоге, значения поля могут стать снова положительными.

Проведенные вычисления показали, что при радиусе цилиндра > 10 область *B* продолжает увеличиваться, однако величина модуля отрицательных значений в минимуме поля снижается. В итоге при асимптотическом переходе боковой поверхности цилиндра в плоскость отраженное поле приобретает вид моноимпульса, как было показано в [10].

На рис. 3. приведены временные зависимости рассеянного поля в точке P_2 . Из кривых 1–3 следует, что для цилиндров с радиусами как больше единицы (2.5, кривая 1), так и меньше (0.75, кривая 3), это поле имеет биполярный вид. Первый полупериод рассеянного поля имеет знак, противоположный знаку подающего МЭМИ.

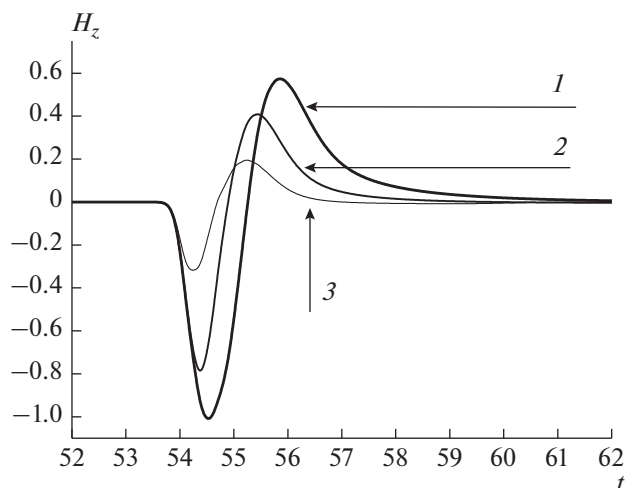


Рис. 3. Магнитная компонента рассеянного поля в точке наблюдения, находящейся за цилиндром, радиус которого равен 2.5, 1.5 и 0.75 (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученные результаты дают основание утверждать, что при дифракции монополярного импульса с ТМ-поляризацией на идеально проводящем цилиндре рассеянное поле всегда оказывается биполярным.

Работа является частью государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 19-52-45035-ИНД_а). Моделирование было проведено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kwang-Je Kim, McDonald K.T., Stupakov G.V., Zolotarev M.S. // arXiv: physics/0003064. 2000.
2. You D., Jones R.R., Bucksbaum P.H. // Opt. Lett. 1993. V. 18. No 4. P. 290.
3. Корниенко В.Н., Румянцев Д.Р., Черепенин В.А. // Журн. радиоэлектрон. 2017. № 3.
4. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // Nat. Photonics. 2012. V. 6. P. 304.
5. Xu J., Shen B., Zhang X. et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. No 1. P. 2669.
6. Popolitova D.V., Klenov N.V., Soloviev I.I. et al. // Beilstein J. Nanotechnol. 2019. V. 10. P. 1548.
7. Nenovski P. // Acta Geod. Geophys. 2018. V. 53. No 4. P. 555.
8. Jiang Y., Dong H., Almansour H. et al. // IEEE Instr. Meas. Mag. 2018. V. 21. No 5. P. 41.

9. You D., Bucksbaum P.H. // JOSA B. 1997. V. 14. No 7. P. 1651.
10. Корниенко В.Н., Кулагин В.В., Олейников А.Я. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 258; Kornienko V.N., Kulagin V.V., Oleynikov A.Ya. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No 2. P. 203.
11. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. и др. // Квант. электрон. 2019. Т. 49. № 8. С. 788; Kulagin V.V., Kornienko V.N., Cherepenin V.A. et al. // Quant. Electron. 2019. V. 49. No 8. P. 788.
12. Taflove A. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. London: Artech House, 1995.

Non-stationary diffraction of TM-polarized unipolar pulse on perfectly conducting cylinder

V. N. Kornienko^{a,*}, V. V. Kulagin^b

^a*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125009 Russia*

^b*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, 119234 Russia*

*E-mail: korn@cplire.ru

Received July 20, 2020; revised August 28, 2020; accepted September 28, 2020

Using the methods of a computational experiment, the problem of diffraction of a unipolar electromagnetic pulse by an ideally conducting cylinder is considered. It is shown that for the chosen polarization, for which the magnetic component of the field is parallel to the axis of the cylinder, the scattered field is bipolar. The shape of its temporal profile depends on the ratio of the radius of the cylinder and the spatial length of the incident pulse.