

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.86

РАССЕЯНИЕ МОНОПОЛЯРНОГО ТЕ-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ЦИЛИНДРЕ

© 2021 г. В. Н. Корниенко^{a, *}, В. В. Кулагин^{a, b}, Д. Н. Гупта^c

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Университетский просп., 13, Москва, 119234 Российская Федерация

^cФакультет физики и астрофизики, Университет Дели, Северный Кампус, Университет Дели,
Дели-110007, Индия

*E-mail: korn@cplire.ru

Поступила в редакцию 13.11.2020 г.

После доработки 13.11.2020 г.

Принята к публикации 23.12.2020 г.

Методами вычислительного эксперимента рассмотрена задача рассеяния на идеально проводящем бесконечном цилиндре монополярного электромагнитного импульса, электрическое поле которого параллельно оси цилиндра. Показано, что вне зависимости от соотношения пространственной длины импульса и диаметра цилиндра, рассеянное поле является монополярным.

DOI: 10.31857/S0033849421070068

ВВЕДЕНИЕ

Как показывают последние исследования, монополярные импульсы электрического поля могут применяться во многих областях, в том числе при взаимодействии мощных импульсов с объектами как естественного, так и искусственного происхождения (см., например, [1]). Следует отметить, что в большинстве из описанных в литературе случаев речь идет о неизлучаемом поле: объекты, подвергаемые воздействию, располагаются между обкладками конденсатора и т.д.

В ряде работ, опубликованных в последнее время, говорится о возможности генерации и излучения монополярных электромагнитных импульсов (МЭМИ) в свободное пространство. Так, в ряде вычислительных экспериментов [2, 3], связанных с исследованием прохождения релятивистского электронного зеркала через наклонно расположенную тонкую металлическую фольгу, наблюдалось формирование МЭМИ. Здесь механизм формирования, скорее всего, связан с образованием на поверхности фольги пространственно локализованного и перемещающегося с течением времени по поверхности металла электрического тока, который и был источником МЭМИ.

Другой пример формирования МЭМИ инфракрасного или терагерцевого диапазонов, осно-

ванный на синхронном ускорении электронов, вытесняемых из наноразмерной мишени мощным лазерным импульсом с крутым фронтом, численно исследован в [4]. Показано, что при этом излучается цилиндрическая волна, причем ее амплитуда может достигать релятивистских значений.

Пару МЭМИ противоположной полярности, как показано в [5], может излучить локализованный линейный однонаправленный электрический ток, если на некотором временном интервале он имеет постоянное значение. Тогда при нарастании тока формируется МЭМИ одной полярности, а при спаде — противоположной. Расстояние между импульсами соответствует промежутку времени, в течение которого ток постоянен.

Монополярные импульсы могут быть получены и за счет эффекта фотопроводимости. Например, экспериментально доказана 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 [6].

Одновременно с проблемой генерации МЭМИ различных диапазонов частот возникает необходимость проведения исследований распространения таких импульсов в пространстве, которое содержит области с различными электромагнитными свой-

ствами. Стимулирование таких исследований связано с необходимостью управлять пространственными характеристиками МЭМИ, в том числе фокусировать излучение в определенной области пространства. В частности, задача отражения МЭМИ с плоским фронтом от идеально проводящей поверхности была рассмотрена в [4]. В работе [7] методами вычислительного эксперимента проведено исследование дифракции монополярного импульса на диэлектрическом цилиндре. Как известно, цилиндрическая поверхность является стандартным объектом для исследования процессов в теории дифракции. Кроме того, она может рассматриваться как элемент различных оптических систем.

Цель данной работы — исследование пространственно-временной структуры поля рассеяния МЭМИ заданной поляризации на бесконечном идеально проводящем цилиндре.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть дана двумерная область G свободного пространства. Область G имеет прямоугольную

форму. Ее левый нижний угол совпадает с началом декартовой системы координат x, y, z , сама же область лежит в плоскости $\{x, y, 0\}$. Ось x соответствует продольному направлению, ось y — поперечному.

Область G содержит идеально проводящий цилиндр (неоднородность), ось которого параллельна оси z , радиус равен r_c .

В положительном направлении оси x распространяется МЭМИ с плоским фронтом, E_z - и H_y -компоненты которого отличны от нуля. Электрическое поле импульса параллельно оси цилиндра. Такой вид поляризации МЭМИ будем называть ТЕ-поляризацией, так как силовые линии электрического поля оказываются перпендикулярными всем возможным направлениям распространения электромагнитных волн в рассматриваемой системе.

Не ограничивая общности, рассмотрим следующий пространственный профиль электрической компоненты импульса в начальный момент времени:

$$E_z(x, y, t = 0) = \begin{cases} 0, & \frac{t - (x - x_0)}{c} < 0 \\ \alpha_0 (t - (x - x_0)/c)^2 \exp(-\beta(t - (x - x_0)/c)), & \frac{t - (x - x_0)}{c} \geq 0 \end{cases}, \quad (1)$$

здесь α_0 — амплитуда МЭМИ, x_0 — положение фронта импульса при $t = 0$, β — коэффициент, определяющий длительность импульса, c — скорость света в вакууме.

Как следует из (1), передний фронт импульса сначала нарастает по квадратичному закону и достигает своего максимума при $t = \beta/2$. Далее поле импульса монотонно стремится к нулю.

Зафиксировав параметры МЭМИ, найдем пространственно-временное распределение рассеянного поля при различных значениях радиуса цилиндра.

Для вычисления поля в последовательные моменты времени внутри области G воспользуемся системой уравнений Максвелла в дифференциальной форме, задав для компонент поля E_z , H_x и H_y соответствующие поставленной задаче граничные и начальные условия.

Для удобства нормируем время на длительность падающего импульса τ , которую определим по уровню 0.5 амплитуды E_z . Пространственные координаты нормируем соответственно на величину $c \tau$.

Решение системы дифференциальных уравнений в частных производных будем проводить, используя численный метод конечно-разностной аппроксимации, который обеспечивает второй порядок точности [8]. Для выполнения условий излучения поля на границах области применим метод идеально согласованного слоя [9].

Так как амплитуды падающего импульса и рассеянного поля могут существенно отличаться, используем следующий алгоритм выделения рассеянного поля, который основан на принципе суперпозиции.

Представим электрическое и магнитное поля в виде суммы полей падающего импульса и рассеянного поля:

$$E_z = E_z^{(i)} + E_z^{(s)}, \quad \vec{H} = \vec{H}^{(i)} + \vec{H}^{(s)}, \quad (2)$$

где $(E_z^{(i)}, \vec{H}^{(i)})$ — поле импульса, $(E_z^{(s)}, \vec{H}^{(s)})$ — поле рассеяния.

Найдем $(E_z^{(s)}, \vec{H}^{(s)})$ в два этапа. На первом этапе проведем вычисление электромагнитного поля в G при отсутствии цилиндра (реперный расчет). Это поле будет соответствовать полю падающего

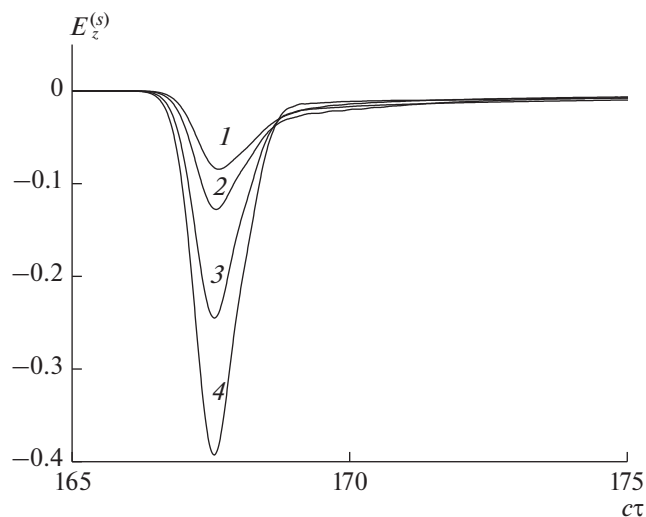


Рис. 1. Зависимость электрического поля отраженного импульса от времени для $r_c = 0.125$ (1), 0.5 (2), 2.5 (3) и 7.4 сг (4).

МЭМИ ($E_z^{(i)}, \vec{H}^{(i)}$). На втором этапе вычислим поле с учетом неоднородности (полное поле), которое в (2) обозначено как $(E_z, \vec{H})$. Тогда поле рассеяния будет равно

$$\begin{aligned} E_z^{(s)}(x, y, t) &= E_z(x, y, t) - E_z^{(i)}(x, y, t), \\ \vec{H}^{(s)}(x, y, t) &= \vec{H}(x, y, t) - \vec{H}^{(i)}(x, y, t). \end{aligned} \quad (3)$$

Предложенный алгоритм позволяет легко выделить $(\vec{E}^{(s)}, \vec{H}^{(s)})$ на фоне $(\vec{E}^{(i)}, \vec{H}^{(i)})$ даже тогда, когда соотношение амплитуд этих полей составляет несколько порядков.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В проведенных вычислительных экспериментах размер области G по оси y был равен 75, а по оси x – 250 (в нормированных единицах). Для построения временных зависимостей компонент электромагнитного поля была выбрана точка наблюдения P_r , координаты которой совпадали с центром G ($x = 125, y = 37.5$). Продольная координата центра круга x_c , соответствующего поперечному сечению идеально проводящего цилиндра, зависела от его радиуса следующим образом:

$$x_c = 150 + r_c.$$

Такая связь позволила сделать постоянным расстояние от поверхности цилиндра до точки наблюдения вне зависимости от r_c . В наших вычислительных экспериментах оно было равно 25 сг.

Для исследования пространственного распределения поля были выбраны точки наблюдения, находящиеся на линии $y = 37.5$, которая параллельна продольной оси и проходит через центр идеально проводящего цилиндра.

На рис. 1 приведены временные зависимости $E_z^{(s)}$ -компоненты поля для значений радиуса цилиндра 0.125, 0.5, 2.5 и 7.4 в точке P_r . В рассмотренных случаях $E_z^{(s)}(t) < 0$ на всем временном интервале, т.е. рассеянное на цилиндре поле является монополярным. Его амплитуда $A^{(s)}$ (модуль экстремального значения зависимости $E_z^{(s)}(t)$) монотонно убывает с уменьшением r_c . Задний фронт импульса рассеянного поля асимптотически стремится к нулю, однако убывает он существенно медленнее, чем задний фронт падающего МЭМИ. Можно показать, что его временная зависимость хорошо аппроксимируется функцией вида

$$F_t(\tau) = C_1 (C_2 \tau - C_3)^{-1/2} + C_4 (C_5 \tau - C_6)^{-1}, \quad (3)$$

где $C_1, \dots, C_6$ – постоянные коэффициенты.

Структура электромагнитного поля, описываемая выражением (3), соответствует полю, создаваемому коротким однонаправленным током, протекающим вдоль боковой поверхности цилиндра. Причем первое слагаемое соответствует полю излучения, а второе – ближнему полю этого тока.

Зависимости электрического поля отраженного импульса от продольной координаты в различные моменты времени после отражения МЭМИ от поверхности цилиндра для $r_c = 0.5$ показаны на рис. 2. Импульс рассеянного поля распространяется в сторону отрицательных значений продольной координаты, при этом $E_z^{(s)}(x, y = 37.5, t) < 0$ для любого x , а амплитуда импульса уменьшается по мере удаления от цилиндра.

Известно, что амплитуда цилиндрической волны убывает обратно пропорционально квадратному корню расстояния от источника. На рис. 3 приведены зависимости амплитуды рассеянного импульса от расстояния до цилиндра для значений $r_c = 0.125, 0.5, 2.5$ и 7.4. Треугольниками обозначены точки, поле в которых рассчитано численными методами, кривыми показан результат аппроксимации полученных значений функцией

$$F_r(\tau) = C_7 (C_8 \tau - C_9)^{-1/2}.$$

При выборе надлежащих значений коэффициентов $C_7 \dots C_9$ наблюдается хорошее соответствие указанных зависимостей от продольной координаты. Это дает основание полагать, что рассеянное поле представляет собой именно поле излучения.

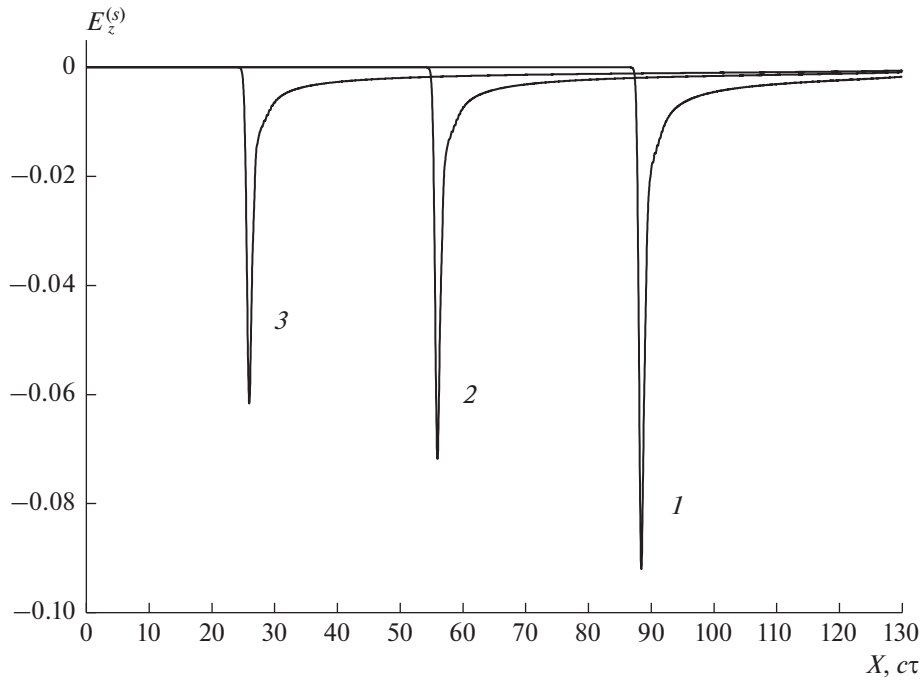


Рис. 2. Зависимость электрического поля от продольной координаты для $r_c = 0.5$ в различные моменты времени: $\tau = 50$ (1), 83 (2) и 114 (3).

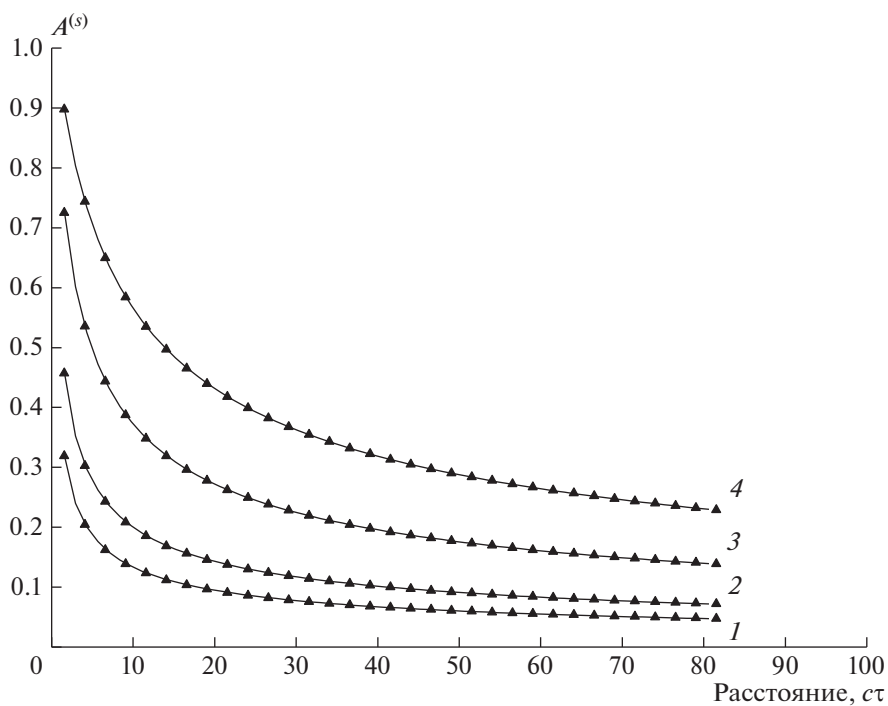


Рис. 3. Зависимость амплитуды импульса рассеянного поля от расстояния до поверхности цилиндра для $r_c = 0.125$ (1), 0.5 (2), 2.5 (3) и 7.4 ct (4), треугольники — поле рассчитано при помощи численных методов, кривые — результат аппроксимации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенное численное моделирование процессов рассеяния монополярного импульса излучения на идеально проводящем цилиндре в случае, когда силовые линии электрического поля падающего импульса параллельны оси цилиндра, показало, что рассеянное поле сохраняет свойство монополярности. Также показано, что отраженное поле сходно с полем цилиндрической волны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Моделирование проводилось на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (В.Н. Корниенко и В.В. Кулагин) и Департамента науки и технологии правительства Индии (Д.Н. Гупта, научный проект № 19-52-45035-Инд-а) в рамках совместного проекта ДНТ-РФФИ 2020 № INT/RUS/RFBR/394.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуляев Ю.В., Черепенин В.А., Таранов И.В. и др. // РЭ. 2020. Т. 65. № 2. С. 189.
2. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 304.
3. Xu J., Shen B., Zhang X. et al. // Scientific Rep. 2018. V. 8. № 1. P. 2669.
4. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. и др. // Квант. электроника. 2019. Т. 49. № 8. С. 788.
5. Корниенко В.Н., Румянцев Д.Р., Черепенин В.А. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>.
6. You D., Jones R.R., Bucksbaum P.H. // Opt. Lett. 1993. V. 18. № 4. P. 290.
7. Корниенко В.Н., Кулагин В.В., Олейников А.Я. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 258.
8. Taflov A. Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method. L.: Artech House, 1995.
9. Berenger J.P. // J. Comp. Phys. 1994. V. 114. № 2. P. 185.