03

Формирование трехмерных униполярных импульсов при движении зарядов в вакууме

© Н.Н. Розанов [1,2,3]

[1] Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
199053 Санкт-Петербург, Россия
[2] ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[3] Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 11.09.2019 г.
В окончательной редакции 11.09.2019 г.
Принята к публикации 20.09.2019 г.

При использовании аналогии с задачами электростатики в общем виде решена задача о пространственном (трехмерном) распределении электрической площади импульсов излучения, определяемой как интеграл по времени от напряженности электрического поля, при генерации излучения движением электрических зарядов в вакууме. Продемонстрирована возможность формирования униполярных импульсов излучения, у которых основная поляризационная составляющая не меняет знак в течение импульса.

Ключевые слова: уиполярные импульсы излучения, электрическая площадь импульсов.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48843.258-19

Прогресс лазерной физики и техники делает актуальной задачу получения все более коротких импульсов излучения, вплоть до субцикловых и квазиуниполярных, у которых основная поляризационная компонента напряженности электрического поля содержит существенную постоянную составляющую. Такие импульсы без осцилляций напряженности электрического поля оказывают более сильное воздействие на классические и квантовые микрообъекты, чем стандартные биполярные, напряженность электрического поля у которых осциллирует [1–9]. Имеется ряд методов генерации квазиуниполярных импульсов излучения [10–12] и экспериментальные подтверждения существования таких импульсов [13,14]. Однако предложенные схемы преимущественно используют одномерное приближение и потому актуальна задача формирования трехмерных пакетов униполярного излучения. Задачей данной работы служит анализ возможности формирования подобных пакетов за счет движения заряженных частиц в вакууме.

Исходными здесь служат два уравнения Максвелла для электромагнитного поля в вакууме с зарядами [15,16]:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{1}$$

и

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho. \tag{2}$$

В (1) и (2) $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — напряженности электрического и магнитного поля соответственно, c — скорость света в вакууме, t — время и ρ — плотность электрических зарядов. Для пакетов излучения с конечной энергией интегрирование (1) по времени в бесконечных пределах приводит к соотношению (см. [17–20] и приведенные там ссылки):

$$\operatorname{rot}\mathbf{S}_E = 0, \tag{3}$$

где введена электрическая площадь импульса излучения $\mathbf{S}_E = \int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{E}dt$. Аналогично, проинтегрировав по времени (2), получим

$$\operatorname{div}\mathbf{S}_E = 4\pi Q. \tag{4}$$

В (5) $Q(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty}\rho(\mathbf{r},t)dt$ — плотность заряда, протекшего через окрестность точки $\mathbf{r} = (x, y, z)$ за весь бесконечный промежуток времени (предполагается конечность этой величины).

Уравнения (3) и (4) формально совпадают с основными уравнениями электростатики [15,16] при замене $\mathbf{E} \to \mathbf{S}_E$ и $\rho \to Q$. Это позволяет заимствовать из электростатики решение этих уравнений, т. е. определение площади электрического поля $\mathbf{S}_E$ по заданному распределению плотности заряда Q. А именно ввиду (3)

$$\mathbf{S}_E = -\operatorname{grad}\Phi_S, \tag{5}$$

где „потенциал" Φ_S с учетом (4) подчиняется уравнению Пуассона

$$\Delta\Phi_S = -4\pi Q. \tag{6}$$

Решением (6) служит ньютонов потенциал

$$\Phi_S(\mathbf{r}) = \int \frac{Q(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}d\mathbf{r}'. \tag{7}$$

Уравнения (5) и (7) решают в общем виде поставленную задачу.

Представим, что распределение поля создается пучком заряженных частиц (электронов), влетающих в полупространство $z > 0$ через малое отверстие в металлическом экране, расположенном при $z = 0$, и через некоторое время покидающих это полупространство. Другим вариантом служит отрыв электронов из металла импульсом ионизирующего излучения с последующей рекомбинацией зарядов на том же или другом экране. Для идеального металла граничное условие при $z = 0$, по аналогии с электростатикой, заключается в требовании, чтобы плоскость $z = 0$ была эквипотенциальной поверхностью для „потенциала" Φ_S; без ограничения общности можно положить $\Phi_S(z = 0) = 0$. Тогда задача может быть решена методом изображений [16]. Введем плотность дополнительных фиктивных зарядов $\bar{Q}$, расположенных симметрично относительно плоскости $z = 0$ по отношению к реальным и обладающих противоположным знаком заряда: $\bar{Q}(\bar{\mathbf{r}}) = -Q(\mathbf{r})$. При этом, если $\mathbf{r} = (x, y, z)$, то $\bar{\mathbf{r}} = (x, y, -z)$. Тогда

$$\Phi_S(\mathbf{r}) = \int \frac{Q(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\,d\mathbf{r}' + \int \frac{\bar{Q}(\bar{\mathbf{r}}')}{|\mathbf{r}-\bar{\mathbf{r}}'|}\,d\bar{\mathbf{r}}'$$

$$= \int\limits_{z'>0} Q(\mathbf{r}')\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \frac{1}{|\mathbf{r}-\bar{\mathbf{r}}'|}\right)d\mathbf{r}'. \tag{8}$$

Поскольку $z > 0$, $z' > 0$ и

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z^2 - 2zz' + z'^2)]^{1/2} <$$

$$< [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z^2 + 2zz' + z'^2)]^{1/2} = |\mathbf{r}-\bar{\mathbf{r}}'|, \tag{9}$$

подынтегральная функция в последнем выражении в (8) имеет тот же знак, что и Q. Поэтому при инжектировании зарядов одного знака (электронов) подынтегральная функция знакопостоянна (знак тот же, что у зарядов) и „потенциал" Φ_S отличен от нуля. Тем самым при расположении микрообъекта в области максимального по модулю градиента „потенциала" микрообъект будет испытывать максимальное воздействие униполярного импульса излучения, генерируемого движением зарядов. Естественно, что время воздействия импульса излучения на объект, предварительно расположенный в области значительного градиента „потенциала", не может превышать время пребывания зарядов в полупространстве $z > 0$.

Таким образом, аналогия с электростатикой позволяет в общем виде решить задачу о распределении электрической площади импульсов излучения, генерируемого в вакууме за счет движения электрических зарядов. К классическим (некорректным) обратным задачам теории потенциала [20,21] принадлежит также задача об определении плотности заряда Q по желательному распределению „потенциала" Φ_S, которая сводится к решению интегрального уравнения. Результаты такого анализа имеют существенное значение для разработки схем с максимальной по абсолютной величине электрической площадью.

Финансирование работы

Исследование поддержано Программой президиума РАН „Математика и нелинейная динамика" и грантом РФФИ № 19-02-00312.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] *Dimitrovski D., Solov'ev E.A., Briggs J.S.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 083003.
[2] *Dimitrovski D., Solov'ev E.A., Briggs J.S.* // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 043411.
[3] *Song X., Yang W., Zeng Z., Li R., Xu Z.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. P. 053821.
[4] *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектр. 2018. Т. 124. № 1. С. 75; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2018. V. 124. N 1. P. 72.
[5] *Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O. et al.* // Nature. 2016. V. 530. P. 66.
[6] *Chai X., Ropagnol X., Mohsen Raeis-Zadeh S., Reid M., Safavi-Naeini S., Ozaki T.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 143901.
[7] *Розанов Н.Н., Архипов Р.М., Архипов М.В.* // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1347–1353; *Rosanov N.N. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V.* // Phys. Usp. 2018. V. 61. N 12. P. 1227–1233.
[8] *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектр. 2019. Т. 126. № 2. С. 211–213; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. V. 126. N 2. P. 140–143.
[9] *Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М., Веретенов Н.А., Пахомов А.В., Федоров С.В.* // Опт. и спектр. 2019. Т. 127. № 1. С. 82–93; *Rosanov N.N., Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Veretenov N.A., Fedorov S.V.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. N 1. P. 77.
[10] *Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J.* // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 304.
[11] *Xu J., Shen B., Zhang X., Shi Y., Ji L., Zhang L., Xu T., Wang W., Zhao X., Xu Z.* // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 2669 (2018).
[12] *Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 6. С. 388; *Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N.* // JETP Letters. 2017. V. 105. N 6. P. 408.
[13] *Naumenko G., Shevelev M.* // J. Instrumentation. 2018. V. 13. № 5. P. C05001.
[14] *Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O., Zhokhov P., Garg M., Karpowicz N., Zheltikov A.M., Pervak V., Krausz F., Goulielmakis E.* // Nature. 2016. V. 530. P. 66–70.
[15] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988; *Landau L.D., Lifshitz E.M.* The Classical Theory of Fields. Oxford: Pergamon Press Ltd. 1975.
[16] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982; *Landau L.D., Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P.* Electrodynamics of Continuous Media. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1984.

[17] *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 5. С. 761–765; *Rosanov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. N 5. P. 721–725.
[18] *Rosanov N.N., Kozlov V.V., Wabnitz S.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. N 4. P. 043815.
[19] *Розанов Н.Н.* Диссипативные оптические солитоны. М.: Физматлит, 2011.
[20] *Тихонов А.Н.* // Докл. АН СССР. 1943. Т. 39. № 5. С. 195–198.
[21] *Лаврентьев М.М., Романов В.Г., Шишатский С.П.* Некорректные задачи математической физики и анализа. М.: Наука, 1980.