

05
Интегральная площадь зарядов для заданного распределения электрической площади импульсов

© Н.Н. Розанов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
 194021 Санкт-Петербург, Россия
 e-mail: nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 29.05.2024 г.
 В окончательной редакции 29.05.2024 г.
 Принята к публикации 11.06.2024 г.

Представлено и обсуждено общее решение задачи об определении распределения плотности электрических зарядов в вакууме, обеспечивающем заданное пространственное распределение электрической площади импульса. Приведен пример распределения зарядов для получения сферически симметричного распределения электрической площади.

Ключевые слова: электрическая площадь импульсов, униполярные электромагнитные импульсы, поле движущихся зарядов в вакууме.

DOI: 10.61011/OS.2024.06.58642.135-24

Одним из наиболее динамичных направлений развития современной лазерной физики и нелинейной оптики является получение все более коротких импульсов, необходимых для контроля быстро протекающих процессов, что подтверждается Нобелевской премией 2023 г. [1]. Основной метод здесь — когерентное сложение большого числа оптических гармоник, т. е. расширение спектра излучения. Сокращению длительности импульсов способствует и переход в высокочастотную область спектра. Так, в рентгеновском диапазоне удалось получить длительность импульсов 43 ас [2].

Получаемые таким образом импульсы содержат большое число осцилляций поля (циклов), в течение которых существенно меняется направление электрической напряженности \mathbf{E} . Соответственно для них близка к нулю электрическая площадь

$$\mathbf{S}_E(\mathbf{r}) = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt, \quad (1)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор и t — время. Отметим, что эта величина фигурирует в книге [3], а затем в [4] и большом числе последующих статей под названием „интеграл от поля по времени“. В то же время возможен и другой вариант сокращения импульсов — сокращение числа циклов вплоть до предела — одного полуцикла (униполярный импульс). Для таких импульсов электрическая площадь уже отлична от нуля. Это имеет важное значение, поскольку означает возможность передачи предельно короткими импульсами механического импульса, пропорционального электрической площади, электрическим зарядам, взаимодействующим с излучением.

Различные способы формирования импульсов с ненулевой электрической площадью, которые мы будем называть униполярными, рассматриваются в обзоре [5].

Решение задачи об определении электрической площади импульса, формирующегося при заданном движении зарядов в вакууме, приведено в [6], см. также [7,8]. В настоящей статье рассматривается обратная задача — определение распределения плотности электрических зарядов, обеспечивающего требуемое пространственное распределение электрической площади импульсов.

Заранее оговорим, что допустимыми являются не любые распределения электрической площади. Действительно, прежде всего они должны удовлетворять общему соотношению, выражающему безвихревой характер поля электрической площади [7,9]

$$\text{rot } \mathbf{S}_E = 0. \quad (2)$$

Далее, естественно, что нас будут интересовать локализованные в конечной пространственной области распределения зарядов. Анализ показывает, что для них электрическая площадь в дальней зоне, на расстояниях R , заметно превышающих размеры области локализации, должна убывать не медленнее, чем R^{-3} [7,10].

При указанных ограничениях решение поставленной задачи дается соотношением [6,7]

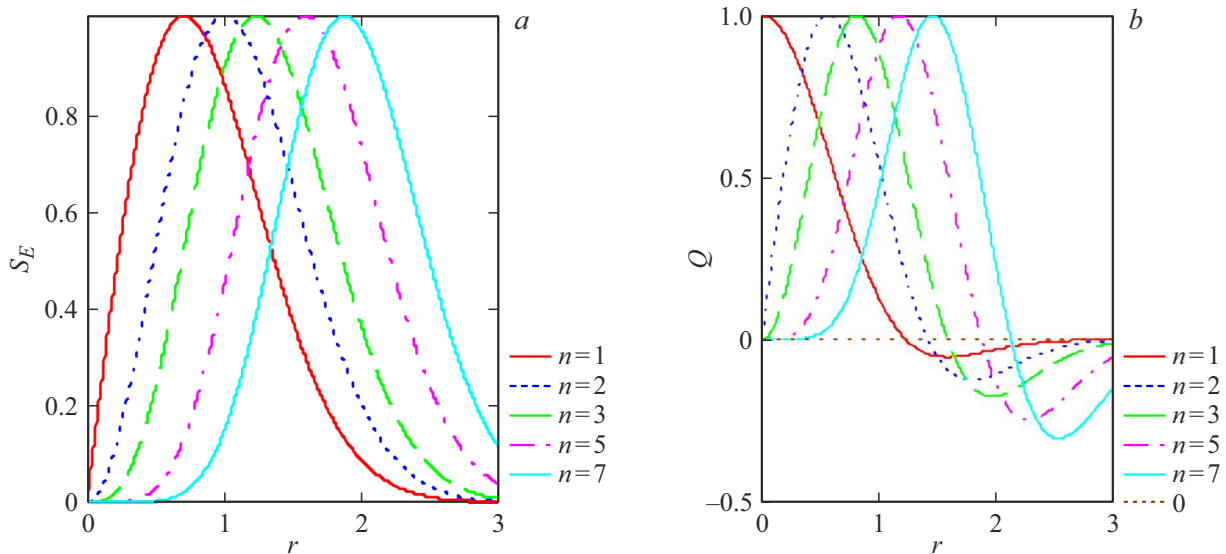
$$\text{div } \mathbf{S}_E = 4\pi Q, \quad (3)$$

где введена интегральная плотность заряда

$$Q(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}, t) dt \quad (4)$$

($\rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность заряда). Заметим, что из (3) и из сохранения заряда следует, что система в целом должна быть зарядово-нейтральной

$$q_0 = \int \rho(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = 0. \quad (5)$$



Нормированные профили радиальной компоненты электрической площади импульса вида (7) (a) и соответствующей плотности электрического заряда (b); радиус r в единицах $\alpha^{-1/2}$.

Соответственно в системе должны присутствовать и положительные, и отрицательные заряды (ионы).

Одним из видов распределений электрической площади, для которого автоматически выполняется условие (2), является радиально симметричное, с единственной ненулевой радиальной компонентой в сферической системе координат:

$$\mathbf{S}_E = (S_{E,r}(r), 0, 0).$$

При этом интегральная плотность заряда также сферически симметрична:

$$Q(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{d}{dr} (r^2 S_{E,r}). \quad (6)$$

Приведем пример:

$$S_{E,r} = S_0 r^n \exp(-\alpha r^2), \quad n \geq 1. \quad (7)$$

Радиальная компонента электрической площади знакопостоянна и положительна, считая $S_0 > 0$. Максимальное значение достигается при $\alpha r_{\max}^2 = n/2$, при этом

$$\max S_{E,r} = S_0 [n/(2\alpha)]^{n/2} \exp[-n(r/r_{\max})^2/2]. \quad (8)$$

Нормированные на максимум распределения этой компоненты показаны на рис. 1, a при нескольких значениях n . Согласно (6), такое распределение электрической площади формируется при распределении интегральной плотности зарядов

$$Q(r) = \frac{S_0}{4\pi} [(n+2) - 2\alpha r^2] r^{n-1} \exp(-\alpha r^2). \quad (9)$$

Положительные ($r < r_0$) и отрицательные ($r > r_0$) заряды разделены сферой радиуса

$$r_0 = \sqrt{(n+2)/(2\alpha)},$$

который растет с ростом n . Профили обладают минимумом и максимумом соответственно при

$$\alpha r_{\pm}^2 = \frac{1}{4} (2n + 3 \pm \sqrt{8n + 17}). \quad (10)$$

Также нормированные на максимум распределения радиальной компоненты электрической площади, отвечающие профилям интегральной плотности заряда на рисунке a, показаны на рисунке b. Из рисунка видно, что положительный заряд при $n = 1$ сконцентрирован в центральной области, а с ростом n — в сферическом слое все большего радиуса.

В представленном подходе не фиксируется структура плотности электрического тока, и он не позволяет определить длительность и форму формируемых импульсов. Для нахождения полной динамики электрической и магнитной напряженностей требуется решение полной системы уравнений Максвелла [11].

Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом, грант 23-12-00012.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *The Nobel Prize*. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release/>
- [2] T.A. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot, M. Huppert, I. Jordan, F. Ardana-Lamas, H.J. Wörner. *Optics Express*, **25**, 27506–27518 (2017).

- [3] J.D. Jackson. *Classical electrodynamics* (J. Willey, New York—London, 1962). [Дж. Джексон. *Классическая электродинамика* (Мир, М., 1965)].
- [4] Е.Г. Бессонов. *ЖЭТФ*, **80**, 852–858 (1981). [E.G. Bessonov. *Sov. Phys. JETP*, **53**, 433–436 (1981)].
- [5] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. *Квант. электрон.*, **50**, 801–815 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. *Quantum Electron.*, **50**, 801–815 (2020)].
- [6] Н.Н. Розанов. *Опт. и спектр.*, **128**, 95–97 (2020). [N.N. Rosanov. *Opt. Spectrosc.*, **128**, 92–93 (2020)].
- [7] Н.Н. Розанов. *УФН*, **193**, 1127–1133 (2023). [N.N. Rosanov. *Phys. Usp.*, **66**, 1059–1064 (2023)].
- [8] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов, А.В. Пахомов. *Терагерцовая фотоника* (РАН, М., 2023), с. 360–393.
- [9] Н.Н. Розанов. *Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-* (Физматлит, М., 2011).
- [10] А.Б. Плаченнов, Н.Н. Розанов. *Изв. вузов. Радиофизика*, **65**, 1003–1014 (2022). [A.B. Plachenov, N.N. Rosanov. *Radiophys. Quantum Electron.*, **65**, 911–921 (2023)].
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (Наука, М., 1982). [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon Press, Oxford, 1984)].