

02

## Об аналоге излучения Вавилова—Черенкова, возникающем при движении макроскопического источника

© Ф.Ф. Валиев

Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока  
С.-Петербургского государственного университета  
E-mail: valiev@hiex.phys.spbu.ru

Поступило в Редакцию 11 сентября 2003 г.

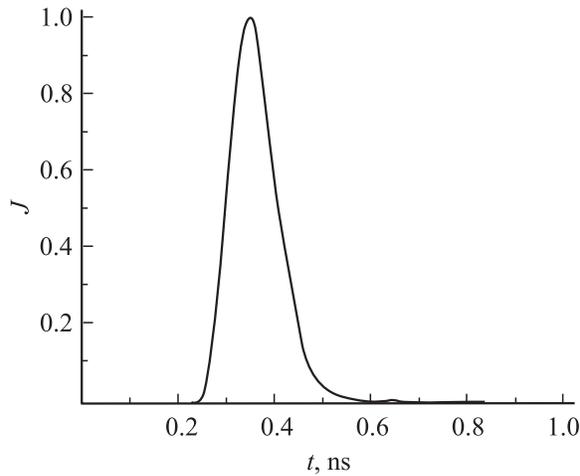
Методом численного моделирования проведен расчет импульсов тока, формируемых при прохождении импульсом гамма-квантов протяженной поглощающей области. Обсуждаются особенности возбуждаемого ими электромагнитного поля.

В последние годы широко обсуждаются электромагнитные поля излучателей, перемещающихся со скоростью, равной и большей скорости света в вакууме [1,2]. Получить такие источники излучения можно, например направив импульс жесткого электромагнитного излучения на цилиндрический стержень, длина которого больше диаметра. Если плоский фронт жесткого излучения ортогонален оси цилиндра, то в нем возникает импульс тока, скорость перемещения которого равна скорости света  $c$ . Для всех остальных случаев (отличных от ортогональности) скорость его перемещения больше скорости света. Хотя все электроны движутся, конечно же, со скоростью, меньшей скорости света, перемещение вдоль стержня области, где плотность тока отлична от нуля, может быть представлено как движение некоторого эффективного заряда со скоростью, большей скорости света.

Чтобы изучить распределение вторичных электромагнитных волн, формируемых таким импульсом тока, надо решить две задачи. Во-первых, следует определить форму импульса тока, порождаемого коротким во времени импульсом первичного жесткого излучения; во-вторых — решить электродинамическую задачу с начальными условиями для полученного импульса тока. Обе эти задачи содержат недостаточно

изученные аспекты. В частности, формирование импульсов тока пучком жесткого излучения ранее изучалось в основном феноменологически, как, например, в работе [3], где исследовались электромагнитные поля при ядерных взрывах. В настоящей работе форму импульса тока, перемещающегося со скоростью, большей скорости света, получаем исходя из рассмотрения микроскопических перемещений отдельных электронов. Затем, используя подход, предложенный в [4], основанный на методе неполного разделения переменных В.И. Смирнова [5] и формуле Римана, проводим расчет электромагнитных полей импульсов тока, бегущих по отрезку прямой со скоростью  $v > c$ .

Для решения первой задачи следует учесть процессы фотопоглощения, комптоновского рассеяния, а также вторичные эффекты взаимодействия дельта-электронов с веществом, приводящие к образованию заряженных частиц — ионов и электронов. Форму импульса тока рассчитываем, используя метод численного моделирования, описанный в [6]. Программа позволяет изучать распределение электронов в фазовом пространстве в зависимости от времени. Учет процессов образования электронов с энергией выше 10 keV проводится с использованием пакета GEANT [7]. Схема численного эксперимента следующая. Поглощающая область (кювета), ограниченная цилиндрической поверхностью и двумя плоскостями, ортогональными оси симметрии последней — оси  $z$  цилиндрической системы координат  $\rho, z, \varphi$ , облучается гамма-квантами с импульсами 60 keV/s. Кювета из углерода с толщиной стенок  $10^{-4}$  m заполнена воздухом при давлении в одну атмосферу и находится в вакууме. Фотоны вылетают одновременно с плоскости, расположенной под углом  $\theta = \text{arctg } 0.1$  к оси  $z$  в ее положительном направлении. Длина цилиндра  $l = 50$  m, диаметр 0.2 m. В результате проведенных расчетов получено распределение электронов  $N(\rho)$ , прошедших через фиксированное сечение  $z = z_0 > 0$ , характеризующее поперечную локализацию тока. При выбранных параметрах модельного эксперимента полуширина распределения  $N(\rho)$   $\Delta R < 10$  cm. Полученное значение — необходимое условие применимости модели линейного тока ( $l \gg \Delta R$ ) при упрощенных электродинамических расчетах. На рис. 1 представлена форма импульса тока в сечении поглощающей области  $z_0 = 30$  m. Длительность импульса по уровню 0.1 ( $\Delta T$ ) не превосходит 0.2 ns (6 cm в единицах  $ct$ ). Полученное значение  $\Delta T$  — оценка продольной (вдоль оси  $z$ ) локализации тока. В результате расчета получена форма импульса тока в поперечных сечениях цилиндра, причем скорость его



**Рис. 1.** Форма импульса тока в сечении поглощающей области  $z = 30$  м. Кривая нормирована на максимум.

перемещения вдоль направления оси цилиндра подчиняется закону  $v = c / \cos \theta$ . Форма бегущего импульса тока аппроксимирована функцией

$$J(z, \tau) = A \cdot (1 - \exp(-\alpha_1(\beta\tau - z))) \cdot \exp(-\alpha_2(\beta\tau - z)),$$

$$\alpha_i > 0, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

где  $\tau = ct$  — временная переменная,  $\beta = v/c$ ,  $A$  — постоянная; коэффициенты  $\alpha_i$ ,  $i = 1, 2$  ( $\alpha_i > 0$ ) получены методом наименьших квадратов.

При расчете составляющей вектора магнитной индукции ограничимся упрощенной моделью линейного тока. Используем общее решение системы уравнений Максвелла для движущегося по отрезку прямой линии импульса тока при нулевых начальных условиях, приведенное в [2], где составляющие векторов напряженности электрического и индукции магнитного поля представлены через одну скалярную функцию  $v(\rho, z, \tau)$ . Краевые эффекты при расчете источника электродинамической задачи не учитываются (необходимое условие  $l \gg \Delta T$  выполнено).

Отличную от нуля компоненту вектора плотности тока запишем в виде

$$j_z = \frac{\delta(\rho)}{2\pi\rho} h(\beta\tau - z)h(z)h(l - z)J(z, \tau), \quad \tau > 0, \quad j_z = 0, \quad \tau < 0. \quad (2)$$

Здесь  $h(z)$  — функция Хевисайда,  $\delta(\rho)$  — функция Дирака. Для аксиально-симметричного источника составляющие векторов напряженности электрического и индукции магнитного полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  можно выразить через потенциал Бромвича–Боргниса  $u$ , что приводит к задаче

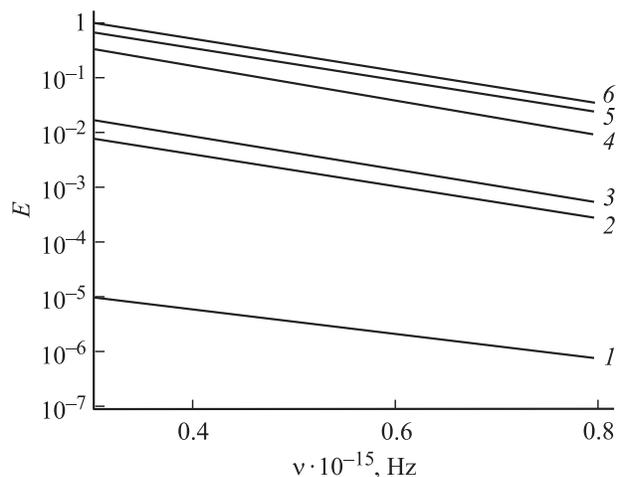
$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) v = \frac{4\pi}{c} j_z, \quad (3)$$

$$j_z = v = 0, \quad \tau < 0,$$

где  $v = \frac{\partial u}{\partial \tau}$ . Отличная от нуля составляющая вектора магнитной индукции связана с решением уравнения соотношением  $B_\varphi = -\partial v / \partial \rho$ . Решение задачи (3) в пространственно-временном представлении определяется выражением

$$v(\rho, z, \tau) = \frac{1}{c} \int_{z-\tau}^{z+\tau} h(z')h(L - z') \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}} \times \left( \int_0^{-z'+\tau-z} d\tau' J(z', \tau') \delta(\tau' - \tau + \sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}) + \int_0^{-z'+\tau+z} d\tau' J(z', \tau') \delta(\tau' - \tau + \sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}) \right) dz'. \quad (4)$$

Для вычисления поля модельного источника, перемещающегося с  $v > c$ , проведен численный расчет с использованием формулы (4). Разложение  $B_\varphi(\rho, z, \varphi, \tau)$  в интеграл Фурье позволило получить спектральные плотности энергии электромагнитного поля  $E(v)$  под разными углами наблюдения в дальней зоне. Спектры излучения под углами  $0.3^\circ, 3^\circ, 5.5^\circ, \theta = \arccos(c/v) = \arctg(0.1) \approx 5.71^\circ, 5.8^\circ, 6.4^\circ$  в дальней зоне ( $Z = 50\,000$  м) в оптическом диапазоне частот при  $v/c \cong 1.005$  представлены на рис. 2.



**Рис. 2.** Рассчитанные энергетические спектры электромагнитных импульсов под углами наблюдения: 1 —  $\theta = 6.4^\circ$ , 2 —  $\theta = 0.3^\circ$ , 3 —  $\theta = 3^\circ$ , 4 —  $\theta = 5.5^\circ$ , 5 —  $\theta = 5.8^\circ$ , 6 —  $\theta = \arccos(c/v) = \arctg(0.1) \approx 5.71^\circ$ , в дальней зоне ( $Z = 50\,000\text{ m}$ ) в диапазоне частот ( $3 \cdot 10^{14} - 8 \cdot 10^{14}$ ) Hz при  $v/c \cong 1.005$ .

Выделим основные результаты работы. Рассчитаны форма импульса тока, перемещающегося со скоростью, большей скорости света в вакууме ( $v/c \cong 1.005$ ), и спектры излучения под разными углами наблюдения в оптическом диапазоне частот. В видимой области спектра излучение максимально под углом к направлению перемещения импульса тока, равным  $\theta \cong \arccos(c/v)$ , т. е. угловая зависимость в нашем случае оказывается близкой к угловой зависимости излучения Вавилова—Черенкова.

## Список литературы

- [1] *Recami E.* // *Foundations of Physica.* 2001. V. 31. N 7. P. 1119–1135.
- [2] *Borisov V.V., Utkin A.B.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1995. V. 28. P. 614–622.
- [3] *Karzas W.J., Letter R.* // *Phys. Rev. B.* 1965. V. 137 (5). P. 1369–1378.
- [4] *Мананкова А.В.* // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1972. Т. 15. С. 211–220.
- [5] *Смирнов В.И.* Курс высшей математики. М.: Физматгиз, 1951. Т. 4. 804 с.
- [6] *Валиев Ф.Ф.* // *ЖТФ.* 2001. Т. 71. В. 12. С. 92–94.
- [7] *GEANT User's Guide.* CERN DD/EE83-1. 390 p.