

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУКЛАССИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ

*Ф. Ф. Валиев\**

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

На основе анализа проведенных ранее работ по изучению формирования электромагнитных полей в оптическом диапазоне в результате взаимодействия жесткого излучения с веществом предлагается использовать полуклассический подход для моделирования черенковских детекторов. Описание геометрических конструкций и рабочего вещества детекторов осуществляется с использованием возможностей пакета Geant. Расчеты составляющих электромагнитных полей в оптическом диапазоне проводятся в пространственно-временном представлении с использованием модели линейного тока.

Based on the analysis of earlier studies on the formation of electromagnetic fields in the optical range as a result of the interaction of hard radiation with matter, it is proposed to use a semiclassical approach to simulate Cherenkov detectors. The description of the geometric structures and the working substance of the detectors in operation is carried out using the capabilities of the Geant package. Calculations of the components of electromagnetic fields in the optical range are carried out in the space-time representation using the linear current model.

PACS: 07.05.–t; 29.40.Ka

## ВВЕДЕНИЕ

Детекторы черенковского излучения используются на большом количестве ядерно-физических установок. Для построения и изучения их свойств требуется детальное моделирование. В этой работе для решения данной задачи предложен подход, использованный нами для изучения свойств оптического излучения, формируемого в результате взаимодействия ядерного излучения со средой [1, 2].

Метод расчета в пространственно-временном представлении в полуклассическом подходе ранее был изменен и распространен на моделирование изменения электромагнитного поля при прохождении первичной и вторичных элементарных частиц через среду [3, 4]. В этих работах вычисление электромагнитного поля заряженных частиц, образующихся в результате взаимодействия первичной частицы с веществом, проведено путем сложения полей отдельных движущихся зарядов в про-

---

\* E-mail: valiev07@list.ru

странственно-временном представлении. Раздельное рассмотрение формирования вектора плотности тока и поля, возбуждаемого этим током, было применено к расчету плотности потока электромагнитного поля в оптическом диапазоне. Краткое изложение техники расчетов приведено в разд. 1. На основе обзора и анализа данных [1–4, 8] предложено использовать полуклассический подход для моделирования черенковских детекторов.

## 1. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕКТОРОВ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКОВ

На первом этапе реализации полуклассического подхода вычисляются векторы плотности тока каждой заряженной частицы.

В численном эксперименте токовое распределение формируется при облучении среды одиночными частицами ионизирующего излучения. Для расчета импульса тока был использован метод имитационного моделирования, причем вектор плотности токов определялся координатами и скоростями отдельных заряженных частиц, образующихся в поглощающей среде.

На рис. 1 приведена общая схема численного эксперимента [1]. Рассмотрена цилиндрическая область длиной 20 м и диаметром 20 м, заполненная воздухом при 10 атм. Энергия первичных гамма-квантов равна 10 МэВ. Сплошными линиями на рисунке обозначены траектории электронов, штриховыми — траектории гамма-квантов. В нижней части рисунка представлена область вблизи оси  $z$  в увеличенном масштабе. В результате моделирования были получены типы вторичных частиц, их координаты, импульсы и времена, в которых происходили взаимодействия. Именно эти данные используются в дальнейшем для конструирования векторов плотностей токов.

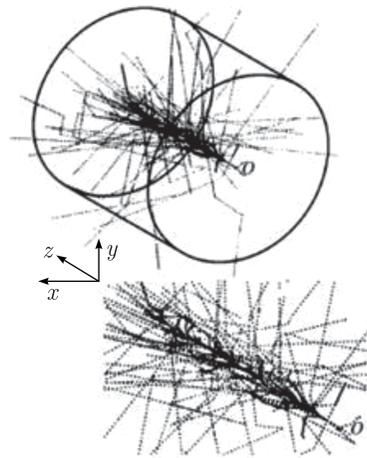


Рис. 1. Общая схема численного эксперимента (внизу представлена увеличенная часть центральной области)

Для доказательства возможности применения полуклассического метода для моделирования черенковских детекторов рассмотрим результаты экспериментов, проведенных с газами [6] и твердыми телами [7].

В работах, обобщенных в диссертации Я. Ружички [6], использована экспериментальная установка, схематично представленная на рис. 2. Моделирование формирования электромагнитного поля описано нами в работе [4].

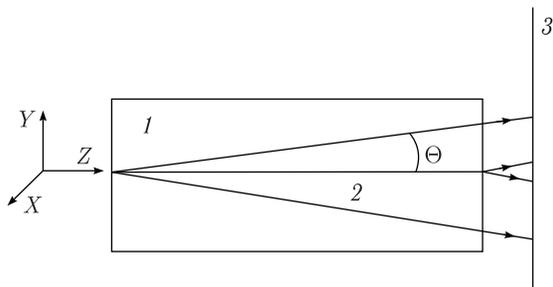


Рис. 2. Схема численного эксперимента: 1 — газовая мишень (радиатор) — цилиндр, заполненный газом, длиной 1 м; 2 — направление пучка электронов (позитронов) с энергией 350 МэВ по оси  $z$ ; 3 — детектор электромагнитного излучения в оптическом диапазоне

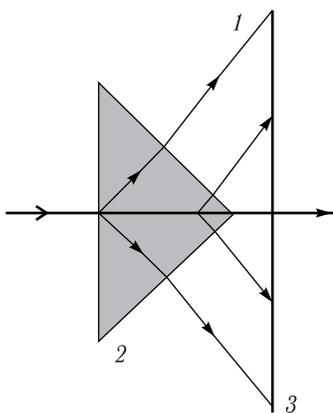


Рис. 3. Схема численного эксперимента: 1 — направление электронного пучка с энергией 1,9 МэВ; 2 — стеклянный (слюдяной) конус высотой 0,084 мм, служащий мишенью; 3 — детектор оптического излучения

Стрелки на рис. 2 указывают направление максимума оптического излучения.

На рис. 3 представлена схема численного эксперимента, сходная с реально выполненной в работе [7] и рассмотренная нами [3].

В рамках пакета Geant4 мы провели численные исследования для каждого из рассмотренных экспериментов. Получили типы вторичных частиц, их координаты, импульсы и времена, в которых происходили взаимодействия, что позволило рассчитать векторы плотности тока каждой заряженной частицы, проходящей сквозь детекторы, включая и вновь возникшие в результате ионизации газовой среды [3, 4].

Полученные данные позволяют рассчитать векторы плотности тока каждой заряженной частицы для всех приведенных примеров. Знание источника электродинамической задачи позволяет провести вычисление электромагнитных полей.

## 2. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

На втором этапе реализации полуклассического подхода компоненты и энергия электромагнитного поля вычисляются в пространственно-временном представлении по формулам классической электродинамики. Все

расчеты проведены в рамках модели линейного тока. Исходные формулы для вычисления полей в рамках модели линейного тока приведены ниже [5].

Источник поля — дельта-импульс тока, перемещающийся с постоянной скоростью по отрезку прямой, поэтому компоненту вектора плотности тока  $j_z$  можно записать в цилиндрической системе координат в виде

$$j_z = \frac{\delta(\rho)}{2\pi\rho} h(z) I(z, \tau), \quad \tau \geq 0,$$

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

Здесь  $\delta(\rho)$  — функция Дирака;  $h(z)$  — функция Хевисайда;  $I(z, \tau)$  — функция, описывающая полный ток.

Начальные условия нулевые:

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \equiv 0, \quad \tau < 0.$$

Приведем выражение для компоненты вектора магнитной индукции  $B_\varphi$  для электронов со скоростями меньше скорости света:

$$B_\varphi = e\beta \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2(1-\beta^2) + (z-\beta\tau)^2}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \delta\left(\tau - \sqrt{\rho^2 + z^2}\right) - \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z-L)^2}} \delta\left(\tau - L/\beta - \sqrt{\rho^2 + (z-L)^2}\right) - \frac{\rho(1-\beta^2)}{\left(\sqrt{\rho^2(1-\beta^2) + (z-\beta\tau)^2}\right)^{3/2}} \times \left[ h\left(\tau - \sqrt{\rho^2 + z^2}\right) - h\left(\tau - L/\beta - \sqrt{\rho^2 + (z-L)^2}\right) \right] \right\},$$

где  $e$  — заряд электрона;  $L$  — длина отрезка прямой;  $\tau = ct$ ;  $\beta = v/c$ ,  $v$  — скорость перемещения импульса тока по отрезку,  $c$  — скорость света в данной среде,  $t$  — время.

Формулы для зарядов, перемещающихся со скоростями, большими скорости света в среде, более громоздки и приведены в работе [2]. С использованием формул из работ [2, 5] и технических возможностей параллельных вычислений на кластере Вычислительного центра СПбГУ получены результаты, представленные в табл. 1 и 2.

В табл. 1 приведены экспериментально полученные и вычисленные углы, при которых наблюдаются максимумы излучения для экспериментов, моделирующих эксперименты Коллинза и Рейлинга [7].

Из табл. 1 видно, что рассчитанные нами в работе [3] углы, под которыми наблюдаются максимумы изменения энергии электромагнитного поля в оптическом диапазоне, формируемые при прохождении электронов

**Таблица 1. Экспериментальные и вычисленные значения углов  $\theta$  для стекла и слюды**

Среда	Экспериментальные значения углов [7]	Вычисленные по формуле Тамма значения углов	Вычисленные углы (наши результаты [3])
Стекло	45° 15'	46° 30'	46° 30'
Слюда	53° 30'	52° 10'	53°

**Таблица 2. Экспериментальные и вычисленные значения углов для аргона, ксенона и криптона**

Среда	Экспериментально полученные значения углов, ° [6]	Вычисленные по формуле Тамма значения углов, °	Вычисленные углы (без учета вторичных электронов), ° [4]	Вычисленные углы (с учетом вторичных электронов), ° [4]
Аргон	1,23 ± $\begin{smallmatrix} 0,26 \\ 0,14 \end{smallmatrix}$	1,284	1,284(±0,006)	1,26(±0,06)
Криптон	1,53 ± $\begin{smallmatrix} 0,02 \\ 0,01 \end{smallmatrix}$	1,594	1,596(±0,006)	1,53(±0,14)
Ксенон	1,75 ± $\begin{smallmatrix} 0,27 \\ 0,16 \end{smallmatrix}$	2,015	2,012(±0,006)	1,98(±0,15)

с энергией 1,9 МэВ через тонкие слои стекла и слюды (столбец 4), согласуются с результатами эксперимента [7] (столбец 1).

В табл. 2 приведены результаты экспериментов, моделирующих опыты Ружички [4].

Из табл. 2 видно, что рассчитанные нами углы, под которыми наблюдаются максимумы изменения энергии электромагнитного поля в оптическом диапазоне, формируемые при прохождении электронов с энергией 350 МэВ через газы (аргон, ксенон, криптон), согласуются с результатами эксперимента [6] (столбец 2). Наблюдаются малые отклонения от значений, рассчитанных по формуле Тамма. Вычисленные без учета влияния вторичных электронов углы (столбец 4) совпадают с углами, полученными по формуле Тамма.

Для дополнительного подтверждения возможности получения в рамках полуклассического подхода результатов, совпадающих с экспериментально наблюдаемыми, были проведены расчеты с позитронами, проходящими через газовую среду [8]. Вычисленные значения углов совпали с экспериментально определенными в работе [6].

Из представленных обзора и анализа результатов, полученных в рамках полуклассического подхода, видна возможность исследования моделей черенковских детекторов из различных материалов с учетом влияния вторичных электронов для моделирования черенковских детекторов.

### 3. ВЫВОДЫ

1. В работе предложено использовать полуклассический подход [2] для моделирования реальных детекторов черенковского излучения. Ранее этот подход использовался для изучения особенностей полей сверхсветовых источников в различных средах.

2. Показано, что использование возможностей пакета Geant (возможность менять геометрию и вещество детектора, производить транспорт частиц с необходимой точностью) позволяет строить детекторы произвольной структуры из различных материалов.

3. Показано, что полезным инструментом для анализа экспериментальных результатов, связанных с формированием электромагнитных полей при взаимодействии жесткого излучения с веществом, является применение классических соотношений электродинамики для неустановившихся токов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов В. В., Валиев Ф. Ф. Описание линейного тока в задаче формирования электромагнитных волн, сопровождающих поглощение узконаправленного импульса жесткого излучения // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. физ.* 2002. Вып. 1–2. С. 25–29.
2. Valiev F. F. Electromagnetic Fields Formed upon the Interaction of Ionizing Radiation with Matter // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2011. V. 75, No. 7. P. 1001–1006.
3. Valiev F. F. Features of an Electromagnetic Field Generated by Interaction between High-Energy Electrons and a Solid Medium with Allowance for Secondary Processes // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2019. V. 83, No. 9. P. 1149–1150.
4. Valiev F. F. Features of an Electromagnetic Field Formed by the Interaction between High-Energy Electrons and a Gas Medium with Allowance for Secondary Processes // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2020. V. 84, No. 10. P. 917–918.
5. Борисов В. В. Электромагнитные поля неустановившихся токов. СПб.: СПбГУ, 1996. 208 с.
6. Ружичка Я. Теоретические и экспериментальные исследования эффекта Вавилова–Черенкова. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Дубна, 1993. 212 с.
7. Collins G., Reiling V. Cherenkov Radiation // *Phys. Rev.* 1938. V. 54. P. 499–503.
8. Valiev F. F. Formation of Electromagnetic Fields in the Optical Range That Arise as a Result of Interaction between Positrons and a Medium // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2021. V. 85, No. 6. P. 552–553.