

УДК 524.3.78:533.9.01

К ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ СПЛОШНЫХ СРЕД

В. Е. Пафомов

Рассматривается излучение быстрых заряженных частиц при наличии границы раздела пустоты с “левым” ферродиелектриком. Выявлена количественная тождественность различных явлений, имеющая место в случае “разноправых” сред. Показано, что переходное излучение на границе с “левой” средой количественно совпадает с частным случаем аннигиляционного излучения на границе с “правой” средой с участием различных заряженных частиц. Получено обобщение переходного излучения заряженной частицы на границе с одноосным кристаллом на излучение с участием частиц различных зарядов и скоростей.

Ключевые слова: быстрые частицы, переходное излучение, отрицательные проницаемости, левые среды.

В последние годы проявляется интерес к фундаментальным исследованиям в области электродинамики так называемых “левых” сред. Групповая скорость распространяющихся в них электромагнитных волн противоположна фазовой скорости, а электрическое поле, магнитное поле и волновой вектор образуют левую тройку векторов. Современное состояние вопроса, его история, критический анализ основных результатов теории см. в работах [1–3].

Здесь мы рассмотрим излучение быстрых заряженных частиц при наличии плоской границы раздела пустоты с изотропными разноправыми ферродиелектриками (с положительными и отрицательными вещественными частями компонент разложения Фурье диэлектрической и магнитной проницаемостей). Воспользуемся для этого результатом (5) работы [4], дающим энергию излучения заряженной частицы, вылетающей в пустоту

Институт ядерных исследований РАН, 117312 Россия, Москва, пр-т 60-летия Октября, 7а; e-mail: ss@inr.ru.

из ферродиелектрика по нормали к границе раздела:

$$W = \frac{2e^2v^2}{\pi c^3} \int_0^\infty d\omega \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^3 \theta \cos^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \text{Abs} \left[\frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta\eta) - \beta^2(\epsilon\mu - 1)}{(1 - \beta\eta)(\epsilon \cos \theta + \eta)} \right]^2 d\theta, \quad (1)$$

где e и v – величина заряда частицы и её скорость ($v > 0$), β – отношение скорости частицы к скорости света в пустоте ($\beta = v/c$), ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости ферродиелектрика, θ – угол волнового вектора в пустоте с нормалью к границе раздела. При неотрицательных значениях мнимых частей проницаемостей величина η , обеспечивающая при наличии поглощения затухание электромагнитного поля в глубь среды, адаптированная к любым значениям проницаемостей разноправых ферродиелектриков, определяется формулой

$$\eta = \text{If} \left[\text{Im}[\epsilon\mu] > 0, \sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \theta}, -\sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \theta} \right]. \quad (2)$$

Подынтегральное выражение в (1) даёт угловое распределение спектральной плотности энергии излучения на единицу полярного угла. Разделив его на $2\pi \sin \theta$ и полагая заряд $e = 1$, скорость света в пустоте $c = 1$, $\beta \rightarrow -v$ ($v > 0$), будем иметь угловое распределение спектральной плотности на единицу телесного угла при пролёте частицы из пустоты в ферродиелектрик в следующем безразмерном виде:

$$Wn = \text{Abs} \left[\frac{v \sin \theta \cos \theta}{\pi(1 - v^2 \cos^2 \theta)} \left(\frac{(\epsilon - 1)(1 + v\eta) - v^2(\epsilon\mu - 1)}{(1 + v\eta)(\epsilon \cos \theta + \eta)} \right) \right]^2. \quad (3)$$

При $\epsilon = -1$ и $\mu = -1$, из (2) имеем $\eta = -\cos \theta$ и угловое распределение спектральной плотности энергии переходного излучения на границе раздела “разноправых прозрачных пустот” на единицу телесного угла

$$Wn = \frac{v^2 \sin^2 \theta}{\pi^2(1 - v^2 \cos^2 \theta)^2}, \quad (4)$$

а спектральная плотность энергии излучения в полупространство

$$W = 2\pi \int_0^{\pi/2} Wn \sin \theta d\theta, \quad W = (-v + (1 + v^2) \text{arctanh } v) / (\pi v). \quad (5)$$

Этот результат совпадает с излучением при аннигиляции электронов в прозрачной пустоте.

Формула (3) может быть переписана в следующем виде:

$$Wn = \text{Abs} \left[\frac{\sin \theta \cos \theta}{\pi(\epsilon \cos \theta + \eta)} \left(\frac{v(\epsilon - v\eta)}{1 - v^2 \cos^2 \theta} - \frac{v}{1 + v\eta} \right) \right]^2. \quad (6)$$

Первый член возникает в результате движения частицы в пустоте, на подлёте к границе с ферродиелектриком (при $v > 0$), а второй на пути от границы раздела в глубь ферродиелектрика. Очевидно, обобщение результата (6) на случай излучения с участием другой частицы с любым зарядом e и с любой другой скоростью v :

$$Wn = \text{Abs} \left[\frac{\sin \theta \cos \theta}{\pi(\epsilon \cos \theta + \eta)} \left(\frac{v(\epsilon - v\eta)}{1 - v^2 \cos^2 \theta} - \frac{ev}{1 + v\eta} \right) \right]^2. \quad (7)$$

При конечном времени жизни T частицы в ферродиелектрике в последнем члене возникает множитель $\xi = 1 - \exp[iT(1 + v\eta)\text{sign}[v]]$.

При изменении знаков вещественных значений проницаемостей и замене v на $-v$ выражение, стоящее под знаком модуля в (7), переходит в комплексно сопряжённое. Таким образом, результат не изменяется, но соответствует теперь иному направлению движения заряженной частицы в ферродиелектрике иной правизны.

В случае “прозрачных пустот” ($\epsilon = -1$, $\mu = -1$, $\eta = -\cos \theta$) из (7) имеем:

$$Wn = \frac{\sin^2 \theta}{4\pi^2} \left(\frac{v}{1 + v \cos \theta} + \frac{ev}{1 - v \cos \theta} \right)^2 \quad (8)$$

и спектральную плотность энергии излучения в полупространство

$$W = \frac{1}{2\pi v} (v^2 - 2v + 2 \ln[1 + v]) - \frac{e^2}{2\pi v} (v^2 + 2v + 2 \ln[1 - v]) + \frac{e}{\pi v v(v + v)} (-v^2(1 - v^2) \ln[1 + v] + vv(v + v) + v^2(1 - v^2) \ln[1 - v]). \quad (9)$$

Аннигиляционное излучение двух электронов на границе раздела с левой прозрачной пустотой отсутствует:

$$e = 1; \quad v = -v; \quad Wn = 0; \quad W = 0. \quad (10)$$

Поглощение левой пустоты выступает здесь как фактор возникновения аннигиляционного излучения.

Переходное излучение с перезарядкой на границе разноправых пустот дает:

$$e = -1, \quad v = v, \quad Wn = \frac{v^4 \cos^2 \theta \sin^2 \theta}{\pi^2(1 - v^2 \cos^2 \theta)^2}, \quad W = \frac{1}{2\pi v} \left((3 - v^2) \ln \left[\frac{1 + v}{1 - v} \right] - 6v \right). \quad (11)$$

Аннигиляционное излучение электронно-позитронной пары:

$$e = -1, \quad v = -v, \quad Wn = \frac{v^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 (1 + v \cos \theta)^2}, \quad W = \frac{1}{2\pi v} \left((1 + v^2) \ln \left[\frac{1 + v}{1 - v} \right] - 2v \right). \quad (12)$$

Формула (7) преобразуется к следующему виду:

$$Wn = \frac{\sin^2 \theta}{4\pi^2} \text{Abs} \left[\frac{v}{1 + v \cos \theta} + \frac{\epsilon \cos \theta - \eta}{\epsilon \cos \theta + \eta} \frac{v}{1 - v \cos \theta} - \frac{2 \cos \theta}{\epsilon \cos \theta + \eta} \frac{ev}{1 + v\eta} \right]^2, \quad (13)$$

где первые два члена под знаком модуля обязаны полю, формирующемуся на пути в пустоте, второй из них – отражению псевдофотонов увлекаемого электромагнитного поля, третий – полю, формирующемуся на пути в ферродиелектрике. Из (13) следует, что отношение отражённого потока энергии к падающему – коэффициент отражения – равен

$$R_{\parallel} = \text{Abs} \left[\frac{\epsilon \cos \theta - \eta}{\epsilon \cos \theta + \eta} \right]^2. \quad (14)$$

Он адаптирован к разноправым ферродиелектрикам при наличии поглощения в соответствии с (2) и совпадает с коэффициентом отражения волн, поляризованных в плоскости распространения.

Аналогичные преобразования формулы (10) работы [4] дают

$$Wn = \frac{\sin^2 \theta}{4\pi^2} \text{Abs} \left[\frac{v}{1 + v \cos \theta} + \frac{\epsilon_0 \cos \theta - \eta}{\epsilon_0 \cos \theta + \eta} \frac{v}{1 - v \cos \theta} - \frac{2 \cos \theta}{\epsilon_0 \cos \theta + \eta} \frac{ev}{1 + v\eta} \right]^2, \quad (15)$$

где при $\text{Im}[\epsilon_0] \geq 0$, $\text{Im}[\epsilon e] \geq 0$

$$\eta = \text{If} \left[\text{Im}[\epsilon_0 - \epsilon_0 \sin^2 \theta / \epsilon_0] > 0, \sqrt{\epsilon_0 - \epsilon_0 \sin^2 \theta / \epsilon_0}, -\sqrt{\epsilon_0 - \epsilon_0 \sin^2 \theta / \epsilon_0} \right]. \quad (16)$$

Формула (15) даёт угловое распределение спектральной плотности энергии излучения на единицу телесного угла в пустоте при движении заряженных частиц по нормали к границе раздела пустоты с одноосным диэлектрическим кристаллом. Первые два члена в (15) обязаны движению частицы единичного заряда в пустоте. Второй из них соответствует отражению псевдофотонов увлекаемого электромагнитного поля от границы раздела пустоты с кристаллом. Доля отражённой энергии равна

$$R_{\parallel} = \text{Abs} \left[\frac{\epsilon_0 \cos \theta - \eta}{\epsilon_0 \cos \theta + \eta} \right]^2. \quad (17)$$

Третий член в (15) обязан движению частицы на пути в кристалле. В частном случае $e = 1$, $v = v$, при $v > 0$ имеем переходное излучение частицы при её движении из

пустоты в кристалл, при $v < 0$ – из кристалла в пустоту. При $e = -1$, $v = -v$ формула (15) даёт аннигиляционное излучение электронно-позитронной пары на границе раздела пустоты с кристаллом.

В заключение заметим, что исследование формул (3), (7), (13), (14), (15) и (17) в зависимости от заряда e и скоростей v и v при наличии поглощения требует построения множества семейств соответствующих графиков.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. П. Макаров, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ **130**, вып. 3 (9), 409 (2006).
- [2] В. П. Макаров, А. А. Рухадзе, А. А. Самохин, Прикладная физика, № 4, 19 (2009).
- [3] В. П. Макаров, А. А. Рухадзе, УФН **181**, № 12, 1357 (2011).
- [4] В. Е. Пафомов, ЖЭТФ **36**, вып. 6, 1853 (1959).

Поступила в редакцию 1 апреля 2015 г.