## *КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ*

*УДК 530.12*

# ИЗЛУЧЕНИЕ, РЕФРАКЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ ВОЛНОВОЙ КОМПОНЕНТЫ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

А.А. КУРАЕВ

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь*

*Поступила в редакцию 5 октября 2007*

На основе сформулированной ранее с привлечением понятия изоморфизма волновой гипотезы пространства-времени установлены основные законы излучения, рефракции и дифракции волновой компоненты пространства-времени. Объяснен обратный ход времени, измеряемого физическими устройствами отсчета времени при их подъеме над Южным полюсом Земли.

*Ключевые слова:* излучение, рефракция и дифракция, обратный ход времени.

### Введение

В [1] предложена волновая гипотеза пространства-времени. В ее основе лежит разделение физического пространства-времени $\vec{r}$, $\vec{t}$ и расчетного пространства-времени $\vec{R}$, $T$. В последнем время $T$ — скалярная величина, связанная с определенной измерительной шкалой прибора, хранящегося в оговоренном элементе пространства-времени. В реальном (физическом) пространстве время $\vec{t}$ — векторная величина. Уравнения, определяющие $\vec{r}$, $\vec{t}$ в расчетной системе $\vec{R}$, $T$, аналогичны (изоморфны) уравнениям Максвелла для составляющих электромагнитного поля $\vec{H}$, $\vec{E}$:

$$\operatorname{rot}\vec{r} = \frac{\partial\left(\vec{K}_1\vec{t}\right)}{\partial T} - \vec{r}_0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}\vec{r} = -\frac{\partial\left(\vec{K}_2\vec{r}\right)}{\partial T} + \vec{V}_0. \quad (2)$$

Здесь $\vec{K}_1$, $\vec{K}_2$ — характеристики среды, заполняющей пространство-время; они аналогичны соответственно $\vec{\varepsilon}$ и $\vec{\mu}$ в уравнениях Максвелла. В этом же смысле (в смысле изоморфизма) $\vec{r}$ и $\vec{t}$ аналогичны $\vec{H}$, $\vec{E}$.

Таким образом, уравнения электромагнитной теории с использованием свойства изоморфизма могут быть записаны путем простых переобозначений: $\vec{E}\to\vec{t}$, $\vec{H}\to\vec{r}$, $\vec{K}_1\to\vec{\varepsilon}$, $\vec{K}_2\to\vec{\mu}$. Этим мы и воспользуемся далее.

## Стационарный (безизлучательный) режим

Рассмотрим конкретный пример: пространство-время вблизи земной поверхности. Полагаем, что земной шар вращается с постоянной угловой частотой. Влияние внешней по отношению к Земле среды будем игнорировать.

Тогда $\vec{K}_1 = K_1 = \mathrm{const}$ и из (1) получаем

$$\mathrm{rot}\,\vec{r} = \vec{n}I = K_1 \frac{\partial \vec{t}}{\partial T} - \vec{r}_0. \tag{3}$$

В (3) правая часть постоянна, единичный вектор $\vec{n}$ направлен вдоль оси вращения Земли от Южного полюса к Северному. Если бы вращения не было, то

$$\frac{\partial \vec{t}}{\partial T} = \frac{\vec{r}_0}{K_1},$$

$$\vec{t} = \vec{N}t_N, \; \vec{r}_0 = \vec{N}r_0$$

и

$$t_N = \frac{r_0}{K_1} T + \mathrm{const}. \tag{4}$$

Из (4) очевидно, что $r_0/K_1$ должно быть равно 1 (т.е. $r_0 = K_1$), и $t_N = T + \mathrm{const}$, т.е. $N$-компонента $\vec{t}$ (при движении по $\overrightarrow{N}$) равна расчетному времени $T$. Поскольку $\overrightarrow{N} \perp \vec{n}$ только на экваторе, то и при $I \neq 0$ этот вывод сохраняется.

Иное дело на полюсах: на Южном $\overrightarrow{N} = -\vec{n}$, на Северном $\overrightarrow{N} = \vec{n}$. Тогда из (3) следует:

$$\frac{\partial \vec{t}}{\partial T} = 1(\overline{N} + \vec{\tau} + \vec{j}) - \overline{N}I / K_1 \text{ — на Южном полюсе,} \tag{5}$$

$$\frac{\partial \vec{t}}{\partial T} = 1(\overline{N} + \vec{\tau} + \vec{j}) + \overline{N}I / K_1 \text{ — на Северном полюсе.} \tag{6}$$

Таким образом, получаем:
на Южном полюсе $t_N = (1 - I/K_1)T$,
на Северном $t_N = (1 + I/K_1)T$.

Иначе говоря, при движении по нормали от поверхности Земли на Южном полюсе $t_N$ замедляется или при $1 - I/K_1 < 0$ течет в обратном направлении по сравнению с расчетным $T$ (что и наблюдается уже около 30 лет на геофизических станциях в Антарктиде); на Северном полюсе $t_N$ течет быстрее, чем $T$.

## Излучение волновой компоненты пространства-времени

Для использования решений, полученных в электродинамике, перейдем к описанию волновых явлений в спектральной области. Для этого положим $\frac{\partial}{\partial T} = j\omega$, $\omega$ — угловая частота источника, и введем комплексы $\dot{\vec{r}}$ и $\dot{\vec{t}}$. Тогда волновые уравнения для $\vec{r}$ и $\vec{t}$ из [1] в области вне источников и в однородной и изотропной среде примут вид $\nabla^2\dot{\vec{r}} + K^2\dot{\vec{r}} = 0, \quad \nabla^2\dot{\vec{t}} + K^2\dot{\vec{t}} = 0,$ где $K^2 = \omega^2/c^2, \quad c^2 = 1/K_1 K_2$.

Используя решения для электромагнитного поля линейного элементарного излучателя, ориентированного по $\vec{z}_0$ [2, 3], и применяя указанные выше переобозначения по принципу изоморфизма, запишем для дальней (волновой) зоны излучения ($KR \gg 1$) в сферической системе координат $R, \theta, \varphi$:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{t}} &= \vec{\theta}_0 t_\theta = \vec{\theta}_0 \dot{A} W \frac{e^{-jKR}}{KR} \sin\theta, \\ \dot{\vec{r}} &= \vec{\varphi}_0 r_\varphi = \vec{\varphi}_0 \dot{A} \frac{e^{-jKR}}{KR} \sin\theta. \end{aligned} \tag{7}$$

Здесь $\dot{A}$ — комплексная амплитуда сферической волны пространства-времени, $W$ — волновое сопротивление среды.

## Рефракция волновой компоненты пространства-времени

Все законы рефракции волновой компоненты пространства-времени нетрудно записать, используя известные соотношения из теории электромагнитного поля и проводя соответствующие преобразования по принципу изоморфности.

Например, уравнение волнового луча пространства-времени в плоскопараллельной неоднородной среде можно записать как [2, 3]

$$n \sin\varphi = \mathrm{const}\,,$$

где $n = \sqrt{K_1 K_2}$, $\varphi$ — текущий угол относительно базовой плоскости.

## Дифракция волновой компоненты пространства-времени

Как и в предыдущих случаях, следует использовать известные из электродинамики решения задач дифракции. Например, в случае дифракции от края полубесконечного непрозрачного экрана дифракционный множитель имеет вид [2, 3]

$$F(U_0) = \sqrt{\frac{j}{2}} \left\{ \frac{1}{2} - C(U_0) - j \left[ \frac{1}{2} - S(U_0) \right] \right\},$$

где $U_0 = z_0 \sqrt{\frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{R_0}\right)}$, $z_0, \rho_0, R_0$ — соответственно расстояния: от края экрана до луча прямой видимости, от источника до экрана, от экрана до точки наблюдения (все расстояния, разумеется, в расчетной системе, а не физической); $\lambda$ — длина волны пространства-времени; $C(U_0)$ и $S(U_0)$ — интегралы Френеля первого и второго рода.

## Заключение

Представленные в статье материалы не могут претендовать на основы теории пространства-времени: не определены свойства среды $\overleftrightarrow{K}_1$ и $\overleftrightarrow{K}_2$. Здесь та же ситуация, как в теории электромагнитного поля: уравнения Максвелла сами по себе не являются замкнутой основой этой теории — они должны быть дополнены материальными уравнениями, определяющими электрические и магнитные свойства электромагнитной среды. Поэтому пока не определены $\overleftrightarrow{K}_1$ и $\overleftrightarrow{K}_2$ хотя бы для одного типа среды пространства-времени, замкнутой теории не существует. Понятно, что определение $\overleftrightarrow{K}_1$ и $\overleftrightarrow{K}_2$ — не только трудная и нетривиальная задача. Ее постановка как в теоретическом так и в экспериментальном аспекте потребует еще немало усилий.

# RADIATION, REFRACTION AND DIFFRACTION OF THE SPACE-TIME WAVE COMPONENT

A.A. KURAEV

**Abstract**

On base early-formulated wave hypothesis of space-time the fundamental laws of radiation and diffraction of the space-time wave component are determined. The backward time-motion above South Pole in physical clock is explained.

**Литература**

1. *Кураев А.А.* // Докл. БГУИР. 2003. Т. 1, № 4. С. 13–16.
2. *Кураев А.А., Попкова Т.Л., Синицын А.К.* Электродинамика и распространение радиоволн. Минск, 2004.
3. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1983.