Черкашин Юрий Семёнович
канд. техн. наук, старший научный сотрудник
АО «Радиотехнический институт им. академика А.Л. Минца»
г. Москва

НОВАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

***Аннотация**: в статье рассмотрена новая теория распространения радиоволн. Автором проанализированы незаконченные решения физика Фейнмана.*

***Ключевые слова**: теория распространения радиоволн, Р. Фейнман, потенциалы электродинамики, электрический потенциал.*

В [1 и 2] представлена новая теория распространения радиоволн. Доказано, что распространяются электрический и магнитный потенциалы, электрическое и магнитное поле являются лишь спутниками потенциалов. Приняв потенциалы за первичные, фундаментальные параметры теории электричества, получаем новую таблицу формул электродинамики.

Таблица 1

Перечень согласованных уравнений электродинамики
Потенциалы электродинамики $\varphi(x,y,z,t)=\int\frac{\rho}{\varepsilon_0}\frac{\left(t-r_{X\rho}/c\right)}{4\pi\cdot r_{X\rho}}dV_\rho$ $\vec{A}(x,y,z,t)=\int\mu_0\cdot\vec{j}\,\frac{\left(t-r_{Xj}/c\right)}{4\pi\cdot r_{Xj}}dV_j$ *уравнения связи потенциалов* $\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}=-grad\,\varphi_{ind}\cdot\ \frac{1}{c^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=-div\vec{A}.$ *Поля – производные потенциалов.* $\vec{E}_q=-grad\,\varphi_q,\ \vec{E}_{ind}=\frac{\partial\vec{A}}{\partial t},$ $\vec{E}=\vec{E}_q+\vec{E}_{ind},\ \vec{B}=rot\vec{A}.$ *и дополнительные уравнения.* $div\vec{E}=-\nabla^2\phi-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2},\ rot\vec{E}=\frac{\partial\vec{B}}{\partial t},$ $div\vec{B}=0,\ rot\vec{B}=-\nabla^2\vec{A}-\frac{1}{v^2}grad\,\frac{\partial\varphi}{\partial t}.$
X (x, y, z) – точка наблюдения

В уравнениях этой таблицы отсутствует «ток смещения» и само уравнение Максвелла.

Пространственные изменения электрического потенциала воспринимаются как электрическое поле $\vec{E}_q = -grad\varphi_q$. (Например, в системе декартовых координат будем иметь $E_{qx} = -\frac{\partial \varphi_q}{\partial x}$, $E_{qy} = -\frac{\partial \varphi_q}{\partial y}$, $E_{qz} = -\frac{\partial \varphi_q}{\partial z}$; или в системе цилиндрических координат, при наличии цилиндрической симметрии, то есть при отсутствии зависимости параметров поля от угла α, будем иметь $E_{qr} = -\frac{\partial \varphi_q}{\partial r}$, $E_{qz} = -\frac{\partial \varphi_q}{\partial z}$.)

Поле напряженности электрического поля является производной потенциалов в прямом и переносном смысле слова.

Пространственные изменения магнитного потенциала воспринимается как магнитное поле $rot\vec{A} = \vec{B}$. (Например, в системе цилиндрических координат при наличии цилиндрической симметрии, для вектора $\vec{A}$ будем иметь:

$$rot_\alpha \vec{A} = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} = B_\alpha,\ rot_r \vec{A} = -\frac{\partial A_\alpha}{\partial z} = B_r,\ rot_z \vec{A} = \frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_\alpha\right)\right] = B_z.)$$

Некоторые уравнения требуют уточнений индексов потенциалов: φ, φ_q, φ_{ind}.

Временные изменения векторного магнитного потенциала воспринимается как электрическое поле $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{E}_{ind}$. Вектор напряженности электрического поля направлен вдоль вектора магнитного потенциала A, например, z – составляющая $E_{ind/z} = \frac{\partial A_z}{\partial t}$.

Изменения скалярного потенциала φ формируют истоки магнитного потенциала: $-\frac{1}{v^2}\frac{\partial \varphi}{\partial t} = div\vec{A}$.

В источниках электрического поля $div\vec{E}$ появился член, дополняющий плотность зарядов: $\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} div\vec{A}$. Точками роста электрического поля являются не только рассыпанные заряды, но точки пространства, в которых дивергенция векторного потенциала не равна нулю и

$$div\vec{E} = -\nabla^2\phi - \left(\frac{\partial}{\partial t} div\vec{A}\right) = \frac{\rho}{\varepsilon_0} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}.$$

Аналогично, магнитное поле рождается $\backslash rot\vec{B} = \backslash$ не только токами проводимости *j*, но и точками, в которых происходит быстрые изменения скалярного электрического потенциала.

Если вид функций разрешает изменять последовательность дифференцирования по координатам и времени, то

$$rot\vec{B} = -\nabla^2\vec{A} + \left(graddiv\vec{A}\right) = \mu_0\vec{j} - \frac{1}{v^2} grad\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \mu_0\vec{j} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial t} grad\varphi.$$

Скалярный потенциал формируется зарядами и изменениями магнитного потенциала. Если заряды постоянны, то остаётся скалярный потенциал, рожденный изменениями магнитного потенциала, и действующей оказывается его переменная составляющая: $rot\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \frac{1}{v^2}\frac{\partial\vec{E}_{ind}}{\partial t}$.

Новое уравнение закона полного тока содержит дополнительный член, вклад которого пропорционален скорости происходящих процессов.

Вместо плотности «тока смещения» $\frac{1}{c^2}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$, введенного Максвеллом, присутствует иной ток $\frac{1}{c^2}\frac{\partial\vec{E}_{ind}}{\partial t}$, рожденный *изменениями* магнитного и скалярного потенциалов.

И электрическое и магнитное поле не есть материальные субстанции, они являются *пространственными* скоростями изменения (крутизной склонов, завихрениями) своих потенциалов или скоростями изменения потенциалов во времени.

Поля $\vec{E}$ и $\vec{B}$ обеспечивают лёгкую запись силовых воздействий на заряды и токи возле точки наблюдения.

Волновая зависимость потенциалов от расстояния и времени (аргумент функций $\left(t - r_{x\rho} / c\right)$) определяет то, что с возникновением в некоторой точке пространства, исчезновением или изменением источника (заряда или тока) от этой точки начинает распространяться изменение потенциала [3, с. 120, 149]. Очевидно, что это продвижение происходит со скоростью света.

Два уравнения связи электрического и магнитного потенциалов

$$\boxed{grad\varphi_{ind} = -\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}} \boxed{div\vec{A} = -\frac{1}{v^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t}}$$

показывают на возможность излучения и распространение потенциалов в свободном пространстве. Так оба процесса при отсутствии зарядов и токов, переходя один в другой, обеспечивают распространение электромагнитных воздействий в свободном пространстве.

Рассмотрим пример возможности распространения в одном направлении – *z*. Операторы $grad\varphi$ и $div\vec{A}$ имеют вид: $grad\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial r}\vec{r}^{\,0} + \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\alpha}\vec{\alpha}^{\,0} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{z}^{\,0}$ и $div\vec{A} = \frac{A_r}{r} + \frac{\partial A_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial A_\alpha}{\partial\alpha} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$

Выделяя члены с изменениями по *z*, подставляя в уравнения связи потенциалов получим:

$$\boxed{\frac{\partial\varphi_{ind}}{\partial z} = -\frac{\partial A_z}{\partial t}} \boxed{\frac{\partial A_z}{\partial z} = -\frac{1}{v^2}\frac{\partial\varphi_{ind}}{\partial t}}.$$

Выделение индукционной составляющей определено тем, что она входит в виде основой в первое уравнение и в качестве составной части во второе уравнение. Продифференцировав ещё раз одно уравнение по *z*, другое по *t*, найдем:

Это волновое уравнение для скалярного потенциала φ_{ind}.

$$\boxed{\frac{\partial^2\varphi_{ind}}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\varphi_{ind}}{\partial t^2}}$$

Аналогичное уравнение получается для магнитного потенциала. Их решения – волновые функции распространения.

Ещё пример. Плоские волны. Как круги от поплавка на гладкой воде. Симметрия остаётся цилиндрической. Распространение возмущений теперь будет происходить по радиусу. И теперь важен первый член операторов $grad\varphi$ и $div\vec{A}$, то есть $\frac{\partial\varphi}{\partial r}$ и $\frac{1}{r}A_r+\frac{\partial A_r}{\partial r}$.

Подставляя в уравнения связи потенциалов, получаем $\frac{\partial\varphi}{\partial r}=-\frac{\partial A_r}{\partial t}$, $\frac{1}{r}A_r+\frac{\partial A_r}{\partial r}=-\frac{1}{v^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t}$. Дифференцируя первое по r второе по t, получим: $\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}=-\frac{\partial^2 A_r}{\partial t\partial r}$, $\frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial t}+\frac{\partial^2 A_r}{\partial r\partial t}=-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}$ и исключая член $\frac{\partial^2 A_r}{\partial t\partial r}$ с учетом первого из этих четырёх уравнений, найдём: $\boxed{\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}}$. Это волновое уравнение для скалярного потенциала в цилиндрических координатах для радиусной составляющей.

Дифференцируя первое по t второе по r, найдём $\frac{\partial^2\varphi}{\partial r\partial t}=-\frac{\partial^2 A_r}{\partial t^2}$, и $-\frac{A_r}{r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial r}+\frac{\partial^2 A_r}{\partial r^2}=-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t\partial r}$, и с учётом первого получим: $-\frac{A_r}{r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial r}+\frac{\partial^2 A_r}{\partial r^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 A_r}{\partial t^2}$. Это волновое уравнение для радиусной составляющей вектора магнитного потенциала.

Двух новых уравнений связи потенциалов «достаточно», чтобы показать возможность распространения (движения) электромагнитных процессов; так же как добавление «тока смещения» в уравнение Максвелла позволяет показать возможность распространения электрического и магнитного полей. Условие «необходимости» требует проведения отдельного доказательства в обоих случаях.

Рассмотрим ещё пример. Распространение звука в сплошной среде – газе.

В каждой точке пространства газ характеризуется плотностью ρ [кг/м^3] и давлением в элементе объёма [н/м^2]. Р. Фейнман приводит уравнение связи этих величин [4. с.236]. $\frac{\partial\rho}{\partial t}=-div(\rho\vec{v})$. Уравнение предполагает сохранение массы элемента объёма газа. Однако, предположив несжимаемость среды ρ=const, он отложил решение этого уравнения. Мы, напротив, рассмотрим некоторые свойства. Вспомним уравнение состояния совершенного газа – уравнение Клапейрона [5. с. 4]: $p = \rho RT$, где R газовая постоянная Дж/кгК, Т абсолютная температура. И уравнение приобретает вид: $\frac{1}{RT}\frac{\partial p}{\partial t} = -div(\rho\vec{v})$.

Сравнивая его с нашим вторым уравнением связи потенциалов, видим, что роль потенциала φ играет давление p, что интуитивно очень понятно, а в роли векторного потенциала $\vec{A}$ выступает произведение $(\rho\vec{v})$. В роли квадрата скорости c^2 выступает произведение RT. Его значение для воздуха: 287,1*293=(290 м/с)^2

При такой аналогии первое уравнение связи потенциалов будет выглядеть так: $\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} = -grad(p)$. (Это аналог закона электромагнитной индукции в дифференциальной форме.) Доказательства применимости этой формулы для заданной конфигурации задачи мы не знаем, пользуемся только аналогией.

При изучении распространения звука в одном направлении (круглая труба) вдоль оси z получим $\frac{\partial(\rho v_z)}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z}$, $\frac{1}{RT}\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z}$. Дифференцируя первое уравнение по z, второе по t и исключая подобные члены, получим волновое уравнение для давления p: $\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{RT}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$. Решением его будут волновые функции. Функция, заданная на входе, – гудок, свисток, крик будет распространяться вдоль трубы в исходном виде. Аналогично звук распространяется по другим координатам. Конфигурация распространения зависит от диаграммы направленности источника: рожёк, параболической антенны. *Гидродинамические уравнения очень часто оказываются аналогичными уравнениям электродинамики* [4. с. 236]. Такая глубокая аналогия возвращает нас к мысли о возможности существования «эфира», в котором «плавает» вся Вселенная.

Список литературы

1. Черкашин Ю.С. Электродинамика 2020 постмаксвелловская: монография / Ю.С. Черкашин. – 2-е изд., испр. и доп. – Чебоксары: ЦНС «Интерактив

плюс», 2020. – 80 с. – ISBN 978–5-6044485–1-9 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://interactive-plus.ru/ru/action/704/action_articles

2. Черкашин Ю.С. Электродинамика 21 века постмаксвелловская / Ю.С. Черкашин. – LAP, 2020. – ISBN: 978–620–2-56407–6.

3. Фейнман Р. Фенймановские лекции по физике. Т. 6 / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1966.

4. Фейнман Р. Фенймановские лекции по физике. Т. 7 / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1966.

5. Зезин В.Г. Гидрогазодинамика / В.Г. Зезин. – Челябинск: Изд-во ЮУрГУ 2010.