

УДК 531.9+539.12.01

**ТОКИ ПРЕОНОВ И БЕСПРОВОДНАЯ
ПЕРЕДАЧА ЭЛЕКТРИЧЕСТВА**

Трунев Александр Петрович
к.ф.-м.н., Ph.D.
*Директор, A&E Trounev IT Consulting, Торонто,
Канада*

В статье рассматривается модель электрических токов преонов, обусловленных движением преонов в электронных и ядерных оболочках. Предполагается, что токи преонов могут давать вклад в проводимость материалов. Сформулирована замкнутая модель электродинамики, описывающая диффузию векторного потенциала, с учетом вклада преонов в проводимость. Установлена аналогия задач гидродинамики и электродинамики сплошной среды с токами преонов. Предложена модель беспроводной передачи электричества

Ключевые слова: ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК,
ПРЕОНЫ, ВЕКТОРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ,
БЕСПРОВОДНАЯ ПЕРЕДАЧА ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

UDC 531.9+539.12.01

**PREONS CURRENTS AND WIRELESS POWER
TRANSFER**

Alexander Trunev
Cand.Phys.-Math.Sci., Ph.D.
Director, A&E Trounev IT Consulting, Toronto, Canada

In this article, a model of preons electric currents caused by the motion of preons in the electron shells and nuclear shells is proposed. It is assumed that preons currents may contribute to the conductivity of the material. A closed model of electrodynamics, which describes the diffusion of the vector potential due to the contribution to the conductivity of preons currents, is formulated. An analogy of hydrodynamics and electrodynamics of continuous media with preons currents is considered. A model of the wireless transmission of electricity is proposed

Keywords: ELECTRIC CURRENT, PREONS,
VECTOR POTENTIAL, WIRELESS POWER

Введение

Классическая теория электродинамических явлений, получившая развитие в трудах Ампера [1], Максвелла [2] и других, опирается на механическую аналогию, позволяющую распространить законы механики Ньютона и Лагранжа на движение тел, находящихся под влиянием сил электромагнитной природы. Ампер считал, что сила, обусловленная взаимодействием токов, является дальнодействующей, подобно закону гравитационного притяжения Ньютона. Максвелл, напротив, рассматривал электромагнитные явления как результат движения флюида, производящего электромагнитное поле. Значительный успех теории Максвелла позволил создать классическую и квантовую теорию поля, в которой электромагнитное поле и поля элементарных частиц выступают как самостоятельные субстанции, наделенные некоторой материальностью.

Развитие современной электроэнергетики неразрывно связано с методами передачи электричества с использованием проводников тока. Ампер [1] предполагал, что электрический ток образуют частицы положительного и отрицательного электричества, которые движутся в проводниках под влиянием электродвижущей силы. Тесла [3], путем многочисленных экспериментов установил, что земная атмосфера при определенных условиях является хорошим проводником тока.

Современная теория электропроводности материалов основана на представлении о наличии двух типов носителей заряда – электронов и дырок, обладающих отрицательным и положительным зарядом соответственно. Отметим, что в квантовой механике дыркой называется квантовое состояние, не занятое электроном в энергетической зоне твердого тела [4].

В работе [5] развита модель проводимости, в которой носителями заряда выступают элементарные частицы преоны. Было показано, что в модели [5] наблюдается симметрия ядерных и электронных оболочек. Следовательно, электрические токи могут захватывать преоны ядра, что приводит к специфическим эффектам, связанным с переносом преонов между ядрами элементов и электронными оболочками. В настоящей работе развита электродинамика сплошных сред с учетом токов преонов. В рамках этой модели дано объяснение механизма беспроводной передачи электричества в экспериментах Тесла [3].

Электродинамика газа преонов

Преоны являются элементарными частицами способными объединяться в структуры типа электронов и кварков - таблица 1, а также в нейтральные молекулы – рис. 1. В последнем случае они составляют особый вид тонкой

материи, которая, может быть зарегистрирована в земных лабораториях в форме нейтрино.

Таблица 1. Свойства преонов и составных частиц.

Частица	Символ	Спин	Заряд	Состав	Состояние
Преон	a	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$		
Преон	b	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$		
Преон	d	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$		
Антидипреон		0	$\frac{1}{3}$	$b\bar{d}$	$\uparrow\downarrow$
Антидипреон		0	$-\frac{2}{3}$	$a\bar{d}$	$\uparrow\downarrow$
Антидипреон		0	$\frac{1}{3}$	$a\bar{b}$	$\uparrow\downarrow$
Кварк	u	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$a\bar{b}\bar{d}$	$\uparrow\downarrow\uparrow$
Кварк	d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$b\bar{b}\bar{d}$	$\uparrow\downarrow\uparrow$
Кварк	s	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$a\bar{a}\bar{d}$	$\uparrow\downarrow\uparrow$
Электрон	e^-	$\frac{1}{2}$	-1	bbd	$\uparrow\downarrow\uparrow$
Нейтрино	n_e	$\frac{1}{2}$	0	abd	$\uparrow\downarrow\uparrow$

Можно предположить, что существует нейтральный газ преонов, состоящий из равных пропорций альфа, бета и дельта частиц. Такой газ пронизывает видимую материю насквозь, практически с ней не взаимодействуя. В частном случае, когда три частицы - альфа, бета и дельта, образуют нейтрино, можно наблюдать специфические эффекты, которые в

свое время были использованы для обоснования гипотезы о существовании элементарной частицы нейтрино. Во всех остальных случаях этот газ можно рассматривать как гипотетический эфир, который фигурировал в теории Максвелла [2] и других.

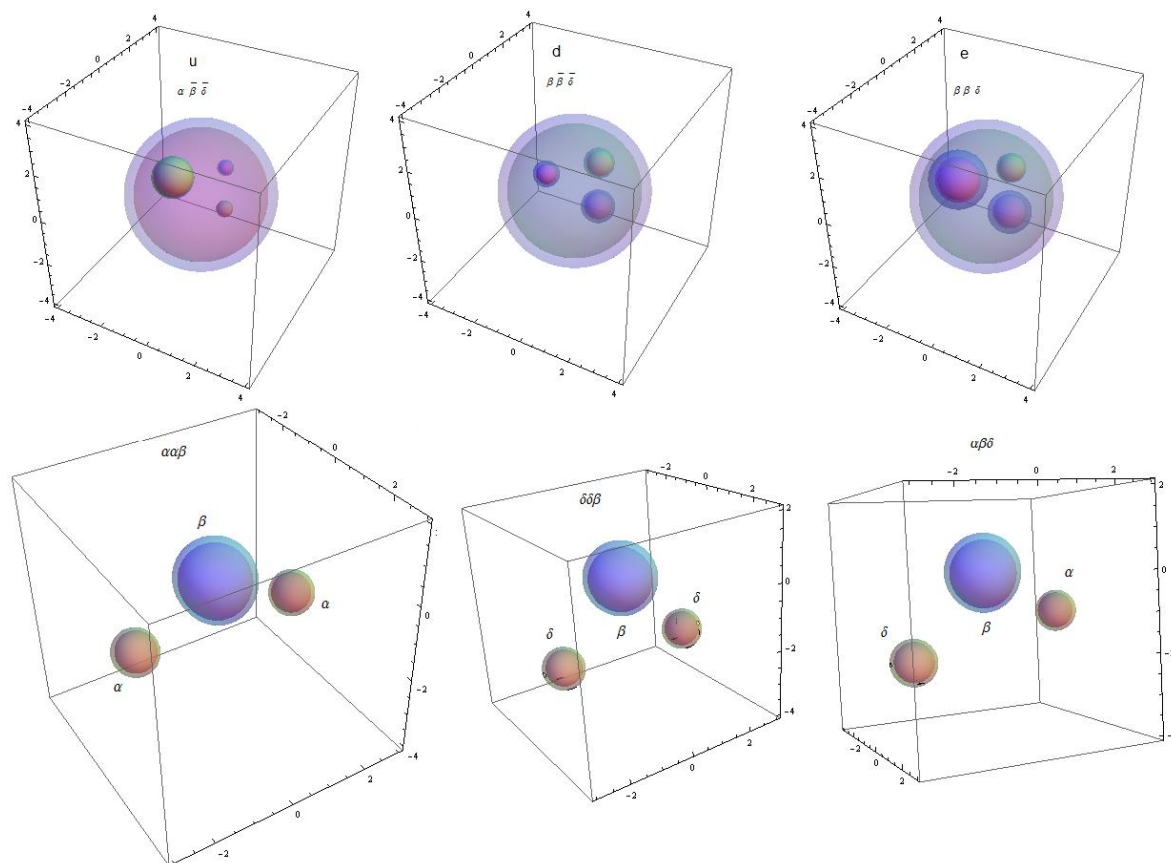


Рис. 1. Структура кварков и электрона и свободные молекулы преонов

Рассмотрим нейтральные молекулы преонов, состоящие из двух частиц с зарядом $\pm 1/3$ и одной частицы с зарядом $2/3$. Теоретически таких молекул должно быть шесть - aab, ddb, abd + соответствующие античастицы. Таким образом, можно предположить, что существует газ преонов, представляющий собой смесь молекул aab, ddb, abd , в некоторой

пропорции. Эта смесь может пребывать в различных агрегатных состояниях – твердом, жидком и газообразном. Обычное вещество практически не взаимодействует с тонким веществом преонов, но электромагнитные свойства вакуума, очевидно, определяются наличием материи преонов, так как молекулы преонов могут поляризоваться во внешнем электромагнитном поле.

Одним из приложений модели преонов является обычный атом, состоящий из ядра и электронных оболочек – рис. 2-3. С точки зрения теории преонов [5] атом является макроскопическим образованием - кластером, состоящим из большого числа частиц. Действительно, ядро атома состоит из $9(N+Z)$ частиц преонов, а электронная оболочка из $3Z$ частиц, здесь N , Z число нейтронов и протонов соответственно. Самый легкий изотоп атома водорода содержит 12 преонов. Любой атом состоит из двух вложенных пузырей, один из которых содержит ядро, а другой ограничивает электронные оболочки — рис. 3.

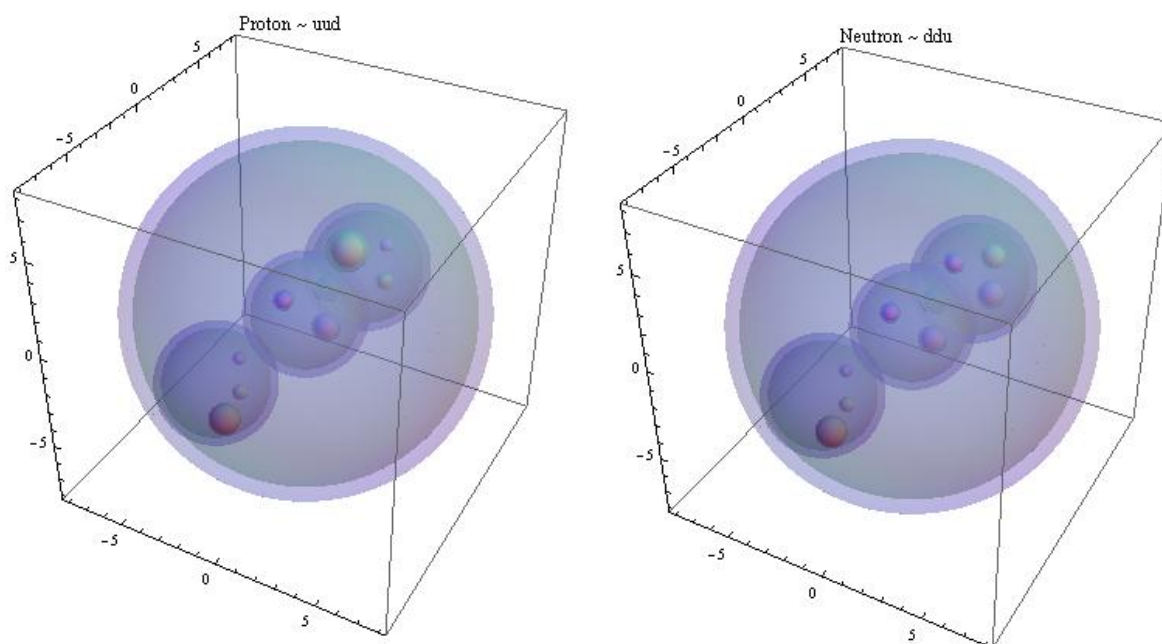


Рис. 2. Структура протона и нейтрона включает три кварка, каждый из которых состоит из трех преонов.

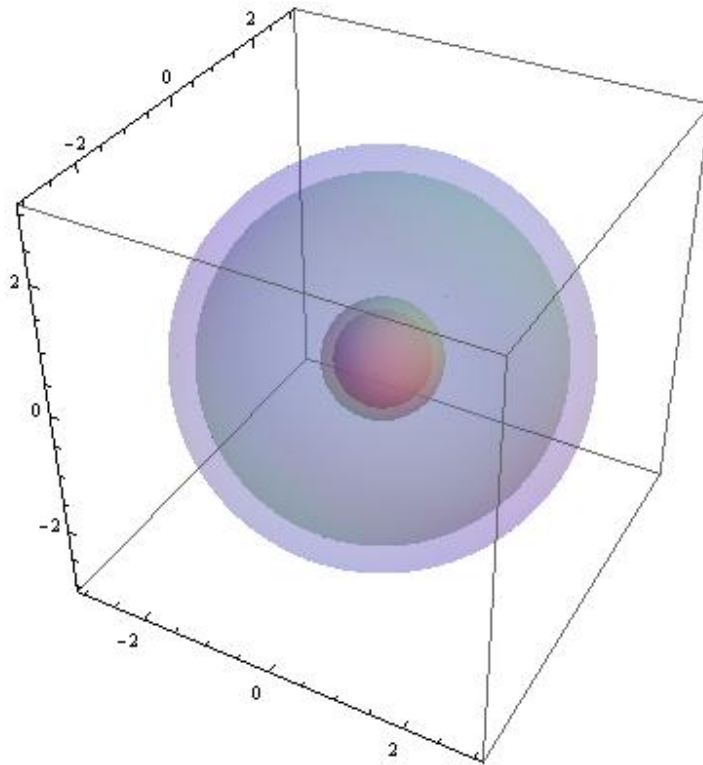


Рис. 3. Атом состоит из молекул трех типов - $a\bar{b}\bar{d}$, $b\bar{b}\bar{d}$ и bbd . Молекулы $a\bar{b}\bar{d}$, $b\bar{b}\bar{d}$ образуют жидкое ядро, заключенное в пузырь, окруженный газом, состоящим из молекул bbd и заключенный во второй пузырь.

В природе существует закон, позволяющий преонам объединяться в системы по три частицы, которые соответствуют электронам, кваркам и другим элементарным частицам, а также нейтральным молекулам преонов. В атомах преоны образуют ферми-газ по следующей схеме [5]:

1) каждый нуклон в ядре диссоциирует на отдельные кварки, которые распадаются на преоны;

2) преоны каждого типа образуют ферми-газ, обладающий химическим потенциалом как у релятивистских частиц; при диссоциации масса нуклона расходуется на возбуждение кинетической энергии преонов и на создание связей между преонами;

3) во внутренней области пузыря преоны объединяются в кластеры кварков, электронов, протонов, нейтронов, ядер дейтрона, альфа-частиц и других ядер;

4) существует симметрия электронных и ядерных оболочек заключающаяся в последовательности заполнения электронных и ядерных оболочек.

Рассмотрим правило заполнения оболочек преонами [5]: если две частицы обладают энергией E_i каждая, то вероятность того, что третья частица обладающая энергией E_{i+1} образует с ними кластер, пропорциональна величине $-E_{i+1}E_i^2$ (знак минус обусловлен тем, что энергия связи является отрицательной, тогда как вероятность является положительной величиной). Поскольку статистика преонов определяется распределением Ферми, то в результате приходим к модели:

$$-E_{i+1}E_i^2 = \frac{KT^3}{\exp[(E_i - V_q)/T] + 1} \quad (1)$$

Здесь V_q, T, K - энергия, химический потенциал, температура системы и параметр модели соответственно. Все размерные величины в модели (1) имеют размерность МэВ.

На рис. 4 представлена бифуркационная диаграмма модели (1), по которой определяется правило заполнения оболочек. Мы предполагаем, что

вся диаграмма в целом описывает ядерные и электронные оболочки. Действительно, как следует из данных, приведенных на рис. 4, существует два типа оболочек, которые соответствуют малой и большой величине параметра K , а также два типа оболочек с малой и большой величиной отношения энергии к температуре при заданной величине параметра K .

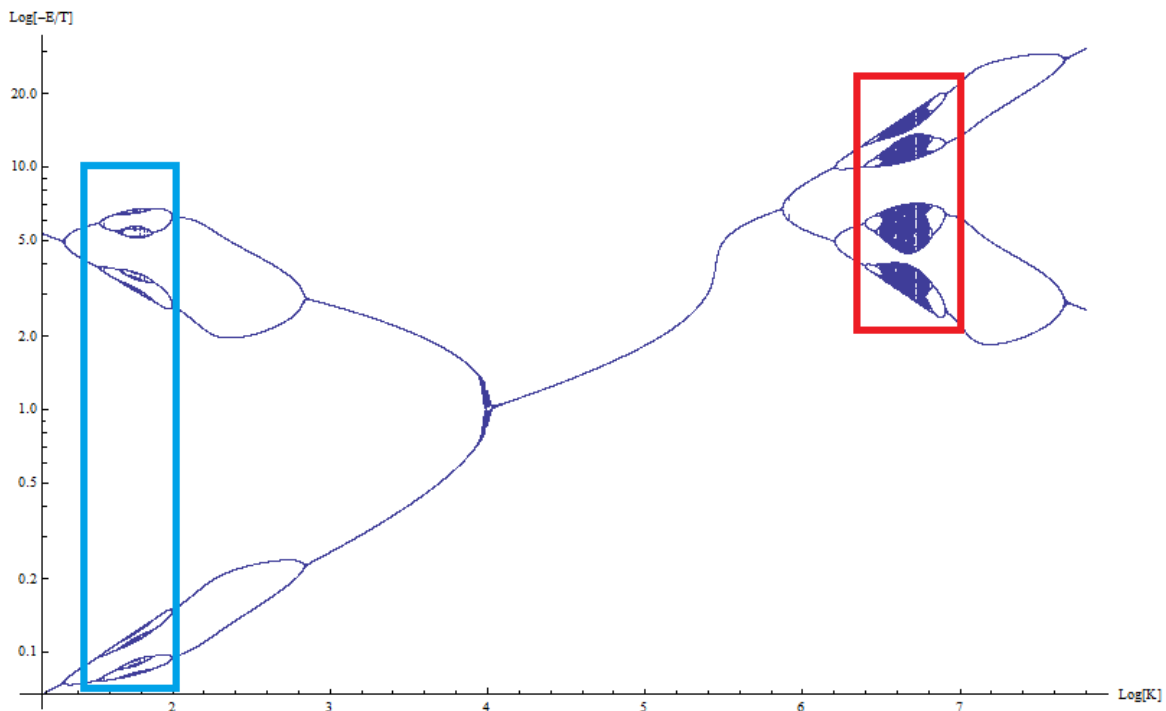


Рис. 4. Бифуркационная диаграмма модели (1) иллюстрирующая правило заполнения оболочек в атомах и в ядрах (оболочки выделены рамкой синего и красного цвета соответственно).

Далее заметим, что в случае адиабатического расширения релятивистского газа фермионов выполняется соотношение $VT^3 = const$. Отсюда находим

$$T = \frac{T_0 r_0}{r} \quad (2)$$

Здесь параметры T_0, r_0 характеризуют состояние ядра. Следовательно, при заданной энергии среднее число частиц зависит от размера системы как

$$n_i = \frac{n_{i0}}{\exp(m_i r) + 1}, m_i = \frac{E_i - m_i}{T_0 r_0} \quad (3)$$

Рассмотрим поведение скалярного потенциала заряженных частиц в системе преонов, образующих ядро. Для описания динамики преонов рассмотрим систему уравнений Дирака во внешнем электромагнитном поле, имеем систему уравнений

$$i g^m (\nabla_m + i q_{ab} A_m^b) \mathcal{Y}_a = m_{ab} \mathcal{Y}_a$$

$$e^2 q_{ab} \bar{\mathcal{Y}}_a g^m \mathcal{Y}_a = (\partial_t^2 - \nabla^2) A_e^m \quad (4)$$

Здесь обозначено $g^m, q_{ab}, A_m^b, \mathcal{Y}_a, m_{ab}$ - матрицы Дирака, параметры взаимодействия, 4-потенциал, волновая функция и эффективная масса поля преона a входящего в состав молекулы преонов b соответственно; $e^2 = 0.0072973525698(24)$ - постоянная тонкой структуры, $\bar{\mathcal{Y}}_a = \mathcal{Y}_a^+ g^0 \mathcal{Y}_a^+$ - сопряженный (по Эрмиту) вектор, $\partial_t = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}$.

Запишем уравнения квантовой электродинамики (4) для того случая, когда масса частиц, входящих в правую часть первого уравнения (4), стремится к нулю, а четырехмерный потенциал является постоянным. Тогда уравнение Дирака выполняется на любых решениях, для которых четырехмерный импульс частиц зависит только от четырехмерного потенциала в виде

$$p_{am} = q_a A_m \quad (5)$$

Запишем второе уравнение (4) в стандартной форме

$$(\partial_t^2 - \nabla^2)A_m = m_0 j_m \quad (6)$$

Учитывая связь импульса и четырехмерного потенциала (5), представим вектор тока в следующем виде

$$j_m = \sum_a q_a n_a p_{am} / p_{a0} = A_m \sum_a q_a^2 n_a / p_{a0} = \frac{A_m}{A_0} \sum_a q_a n_a \quad (7)$$

Здесь n_a - число частиц обладающих зарядом q_a в единице объема.

Подставляя выражение тока (7) в уравнение (6), находим окончательно

$$(\partial_t^2 - \nabla^2)A_m = m_0 A_m \sum_a q_a n_a / A_0 \quad (8)$$

Отметим, что в этом случае уравнение Пуассона в электростатике сохраняет свой обычный вид. Действительно, используя (8), находим уравнение для скалярного потенциала

$$(\partial_t^2 - \nabla^2)A_0 = m_0 A_0 \sum_a q_a n_a / A_0 = \frac{\mathbf{r}}{e_0} \quad (9)$$

Полученное уравнение в случае поля, не зависящего от времени, сводится к уравнению Пуассона

$$\nabla^2 A_0 = -\frac{\mathbf{r}}{e_0}$$

Следовательно, мы показали, что классическое уравнение Пуассона выполняется и при наличии свободных зарядов преонов при условии выполнения уравнения (7).

Уравнение для векторного потенциала имеет вид

$$(\partial_t^2 - \nabla^2)\mathbf{A} = -m_{eff}^2 \mathbf{A}, \quad m_{eff}^2 = -m_0 \sum_a q_a n_a / A_0 \quad (10)$$

Таким образом, одним из наблюдаемых следствий модели является возникновение эффективной массы у векторного поля, описывающего электромагнитное поле при наличии свободных зарядов преонов.

Положим в уравнении (9)

$$m_{eff} = \frac{m_{i0}}{\exp(m_i r) + 1} \quad (11)$$

Тогда общее решение уравнения (9), зависящее только от радиальной координаты и затухающее на большом удалении от системы сводится либо к кулоновскому потенциалу, либо к потенциалу Юкава:

$$A_0(r) \cong \begin{cases} \frac{Q_i}{r}, m_i > 0 \\ \frac{Q_i}{r} \exp(-m_{i0} r), m_i \leq 0 \end{cases} \quad (12)$$

Двойственное поведение скалярного потенциала указывает на возможность моделирования в рамках одной модели процессов, которые связывают электронные и ядерные оболочки путем обмена частицами в реакциях бета-распада. Рассмотрим поведение векторного потенциала с эффективной массой в форме (11). В сферической системе координат векторный потенциал имеет в общем случае три компоненты $\mathbf{A} = (A_r, A_J, A_j)$. Наличие симметрии позволяет выделить решения, в которых отлична от нуля только одна компонента $\mathbf{A}(r) = (0, 0, A_j(r))$. В этом случае компонента векторного потенциала $A_j(r)$ удовлетворяет уравнению, которое совпадает с аналогичным уравнением для скалярного потенциала. Отсюда находим решение, затухающее на бесконечности, которое с точностью до константы совпадает с выражением (12)

$$A_j(r) \cong \begin{cases} \frac{m_0 j_j}{r}, m_i > 0 \\ \frac{m_0 j_j}{r} \exp(-m_{i0} r), m_i \leq 0 \end{cases} \quad (13)$$

Отметим, что выражение (14) обладает установленным выше свойством (13). Таким образом, мы показали, что электромагнитные потенциалы распределения преонов вида (11) зависят от расстояния, от температуры и соотношения между энергией и химическим потенциалом системы. Полученные результаты позволяют объяснить многие известные эффекты, связанные с электропроводностью материалов, взаимодействием проводников и магнитов, а также с возникновением электродвижущей силы при контакте металлов между собой и с раствором электролитов [1-2, 6].

Рассмотрим нестационарное распределение полей, которое возникает при распаде нейтральной системы. В качестве модели явления возьмем уравнение (9) с плотностью заряда, зависящей от времени в виде

$$\frac{\rho}{e_0} = q_0 (1 - e^{-kt}) e^{-m_r r} \quad (14)$$

Здесь параметры $k, m > 0$ характеризуют время распада и функцию распределения системы преонов соответственно. Считаем, что при $t \leq 0$ скалярный потенциал $j = A_0 = 0$ во всем пространстве, тогда при $t > 0$ решение имеет вид

$$A_0(r) = \frac{Q}{4\pi e_0 r} (1 - e^{-kt}) + q_0 e^{-m_r r} f(r, t) \quad (15)$$

Здесь Q - полный заряд системы, $f(r, t)$ - некоторая функция координат и времени, ограниченная при $t > 0, r \rightarrow \infty$,

$$f(r, t) = -\frac{2 + mr}{m^3 r} + \frac{-k^2 r + m(2 + mr)}{(k^2 - m^2)^2 r} \exp(-kct) + \dots \quad (16)$$

Из полученного выражения (15) следует, что кулоновский потенциал возникает сразу во всем пространстве со скоростью возникновения самого

заряда. Это результат позволяет объяснить экспериментальные данные, полученные в работе [7].

Электродинамика с учетом токов преонов

Сформулируем основные положения электродинамики преонов [5]:

- 1) токи преонов существуют в любом веществе, которое состоит из атомов и молекул, а также в вакууме;
- 2) токи преонов существуют наряду с токами ионов и электронов;
- 3) носителями заряда в металлах и полупроводниках являются как электроны, так и преоны;
- 4) носителями заряда в электролитах являются как ионы, так и преоны;
- 5) градиенты температуры, химического потенциала и плотности вещества приводят к возникновению электродвижущей силы, что непосредственно следует из выражения (12);
- 6) существуют замкнутые элементарные токи преонов, которые обусловлены движением преонов в электронных и ядерных оболочках – выражение (13);
- 7) потенциалы (12) и (13) позволяет объяснить совокупность явлений стационарного и квазистационарного электромагнитного поля [6].

Как известно, токи проводимости связаны с электрическим полем законом Ома

$$\mathbf{j} = s\mathbf{E} \quad (17)$$

В свою очередь, электрическое поле можно выразить через векторный и скалярный потенциалы в виде

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad (18)$$

Здесь обозначено $j = A_0$ – скалярный потенциал. Учитывая наличие токов преонов (7) и подставляя выражение полного тока в правую часть уравнения (6), находим окончательно

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = - \left(\frac{m_0}{j} \sum_a q_a n_a \right) \mathbf{A} + sm_0 \nabla j + sm_0 \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (19)$$

Уравнение (17) необходимо дополнить условием калибровки Лоренца, имеем

$$c^2 \nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{\partial j}{\partial t} = 0 \quad (20)$$

Рассмотрим для уравнения (19) длинноволновое приближение, в котором считаем, что произведение характерного масштаба на частоту значительно меньше, чем скорость света, т.е. $Lw/c \ll 1$.

Тогда, в уравнении (19) можно пренебречь второй производной по времени в сравнении с пространственными производными, а в уравнении (20) можно отбросить производную по времени от скалярного потенциала. В таком случае уравнение (19) приводится к виду уравнения диффузии

$$n \nabla^2 \mathbf{A} = - \left(\frac{1}{sj} \sum_a q_a n_a \right) \mathbf{A} + \nabla j + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (21)$$

Здесь введен параметр вязкости системы $n = 1/sm_0$.

Для уравнения (21) можно указать следующую гидродинамическую аналогию. Предположим, что токи преонов отсутствуют, тогда система уравнений (19)-(20) в длинноволновом приближении приводится к виду уравнений модели, описывающей медленные течения вязкой несжимаемой жидкости:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = n \nabla^2 \mathbf{A} - \nabla j \quad (22)$$

Здесь векторный потенциал является аналогом поля скорости потока жидкости, а скалярный потенциал является аналогом давления [2]. Эта аналогия, с одной стороны, позволяет указать точные решения некоторых задач, а, с другой стороны, дает возможность составить представление о характере решений, не прибегая к самому решению. Кроме того, можно воспользоваться численными методами, развитыми для решения задач прикладной гидродинамики.

Потенциальное движение

Одним из точных решений уравнений (21) и (22) является распределение потенциалов, описывающих потенциальное движение, в котором векторный потенциал является градиентом некоторой скалярной функции. Достаточным условием для возникновения такого движения при наличии токов преонов является постоянство во всем объеме течения параметра фильтрации

$$n_f = -\left(\frac{1}{sj} \sum_a q_a n_a\right) = const \quad (23)$$

Используя (23) находим из уравнений (20) и (21), что в длинноволновом приближении выполняются следующие уравнения:

$$\begin{aligned} n_f \nabla y + \nabla j + \frac{\partial \nabla y}{\partial t} &= 0 \\ \mathbf{A} = \nabla y, \nabla^2 y &= 0 \end{aligned} \quad (24)$$

Первое уравнение (24) допускает в этом случае интеграл, аналогичный интегралу Бернулли в гидродинамике, имеем

$$\begin{aligned} n_f y + j + \frac{\partial y}{\partial t} &= B(t) \\ \mathbf{A} = \nabla y, \nabla^2 y &= 0 \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь $B(t)$ – произвольная функция времени. Система уравнений (25) описывает распределение потенциалов электромагнитного поля с учетом токов преонов. Из уравнения (21) следует, что токи преонов играют в электрических цепях роль электродвижущей силы. В случае потенциального движения, описываемого системой уравнений (24), работа сил по замкнутому контуру будет равна нулю. Однако если поле векторного потенциала содержит источники или стоки, то это эквивалентно наличию электродвижущей силы.

Как известно, элементарный источник векторного потенциала или монополь был получен как решение уравнений в теории калибровочных полей Янга-Миллса [8-10]. Учитывая, что преоны принимают участие в сильных взаимодействиях, можно предположить, что системы преонов могут выступать как источники и стоки векторного потенциала. При наличии источников и стоков потенциал U имеет вид суммы кулоновских потенциалов или суммы логарифмических потенциалов в случае сферической или цилиндрической симметрии соответственно:

$$y = \sum_i \frac{y_i(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)|} \quad (26)$$

$$y = \sum_i y_i(t) \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)| \quad (27)$$

Используя выражения (26) или (27) можно определить скалярный потенциал электрического поля из первого уравнения (25). Тем самым определяется решение задачи о распределении полей в случае потенциального движения.

Моделирование беспроводной передачи электричества

Из сравнения уравнений (21) и (22) можно сделать вывод, что роль токов преонов сводится к возникновению дополнительной вязкости в системе

такой, как если бы вязкая жидкость просачивалась сквозь пористое пространство. Этой аналогии достаточно для того, чтобы дать объяснение результатам опытов Тесла [3] и других авторов по беспроводной передаче энергии.

Действительно, в этом случае в системе появляется дополнительная возможность для изменения векторного потенциала путем фильтрации в тех областях пространства, в которых присутствуют преоны. Эти области формируются под влиянием полей большой амплитуды, что вызывает ионизацию атомов и диссоциацию электронов и ядер путем отделения преонов (Тесла предполагал, что для беспроводной передачи электроэнергии необходимо использовать напряжения около 100 миллионов вольт [3]). Во внешних полях, изменяющих химический потенциал системы, возникает течение, похожее на течение реки, которая сама прокладывает себе русло. Ближайшим аналогом такого течения является молния, при возникновении которой формируется система каналов высокой проводимости [11].

Как известно, Тесла искал параметры сосредоточенных электрических систем, способных генерировать и принимать электроэнергию в режиме беспроводной связи [3]. В дальнейшем неоднократно предпринимались попытки использовать этот способ для промышленной передачи электроэнергии [12]. С точки зрения модели (25), это может быть достигнуто путем задания источников и стоков векторного потенциала. Следовательно, векторный потенциал является основным фактором в формировании механизма беспроводной передачи электроэнергии.

Таким образом, можно сформулировать модель естественной передачи энергии, опираясь на простую аналогию сети линий электропередач и речной сети. Эта аналогия имеет глубокий физический смысл, так как в природе реки выполняют энергетическую функцию, похожую на функцию линий

электропередач. Модель (21) отражает природные процессы, в которых электромагнитное «течение», описываемое векторным потенциалом, осуществляется оптимальным путем, подобно течению рек.

Наконец, заметим, что векторный потенциал был введен в теории электромагнитного поля Максвелла [2] как вспомогательная величина, тогда как в настоящей теории векторный потенциал рассматривается как некоторое самостоятельное физическое поле, аналогичное полю скорости в гидродинамике. Этот подход к описанию электродинамических явлений был намечен впервые в фундаментальной работе Шварцшильда «К электродинамике» в 1903 году [13]. В указанной работе был сформулирован принцип наименьшего действия Шварцшильда [14], содержащий скалярный и векторный потенциалы. В дальнейшем эти идеи были использованы при создании квантовой механики и квантовой электродинамики, уравнения которой содержат четырехмерный потенциал — см. уравнения (4). Такой подход позволяет наметить новые пути развития энергетики, в которой главное внимание будет уделяться не электрическим и магнитным полям, а полям скалярного и векторного потенциалов. В таком случае можно сформировать новую модель производства и распределения электроэнергии, основанную на источниках и стоках векторного потенциала, а также на беспроводном способе передачи энергии.

Литература

1. А.-М. Ампер. Электродинамика. – Изд-во АН СССР, 1954.
2. James Clerk Maxwell. On physical lines of force, 1861; A dynamical theory of the electromagnetic field, 1865; Ether, Encyclopædia Britannica, Ninth Edition (1875–89).
3. Tesla, N. Colorado Springs Notes 1899-1900, Nolit, 1978.
4. C. Kittel. Quantum Theory of Solids. - JOHN WILEY & SONS, INC. NEW YORK-LONDON, 1963; Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967.
5. Трунев А.П. Токи и преоны // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ)

[Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №07(091). С. 1534 – 1560. – IDA [article ID]: 0911307103. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/07/pdf/103.pdf>

6. Ландау, Л. Д., Лифшиц, Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — 624 с. — («Теоретическая физика», том VIII).

7. A.Calcaterra, R. de Sangro, G. Finocchiaro, P.Patteri, M. Piccolo, G. Pizzella. Measuring Propagation Speed of Coulomb Fields//arXiv:1211.2913 [gr-qc]

8. V. Dzhunushaliev and D. Singleton. Quantization of classical singular solutions in Yang-Mills theory//NUOVO CIMENTO Vol. 117 B, N. 2 Febbraio 2002.

9. Marciano W. J. and Pagels H.// Phys. Rev. D, 12(1975) 1093.

10. Horvath Z. and Palla L., Phys. Rev. D, 14 (1976) 1711.

11. Мучник В.М. Физика грозы. Л.: Гидрометеиздат, 1974.

12. A. Kurs, A. Karalis, R. Moffatt, J. D. Joannopoulos, P. Fisher, and M. Soljacic. Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances// Science Vol. 317, 83, 2007.

13. R. Schwarzschild// Got. Nachr., 1903.

14. А. Зоммерфельд. Электродинамика. - М., изд-во ИЛ, 1958.

References

1. А.-М. Ампер. Jelektroinamika. – Izd-vo AN SSSR, 1954.

2. James Clerk Maxwell. On physical lines of force, 1861; A dynamical theory of the electromagnetic field, 1865; Ether, Encyclopædia Britannica, Ninth Edition (1875–89).

3. Tesla, N. Colorado Springs Notes 1899-1900, Nolit, 1978.

4. C. Kittel. Quantum Theory of Solids. - JOHN WILEY & SONS, INC. NEW YORK-LONDON, 1963; Kittel' Ch. Kvantovaja teorija tverdyh tel. M.: Nauka, 1967.

5. Trunев А.Р. Toki i preony // Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2013. – №07(091). S. 1534 – 1560. – IDA [article ID]: 0911307103. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2013/07/pdf/103.pdf>

6. Landau, L. D., Lifshic, E. M. Jelektroinamika sploshnyh sred. — М.: Nauka, 1982. — 624 s. — («Teoreticheskaja fizika», tom VIII).

7. A.Calcaterra, R. de Sangro, G. Finocchiaro, P.Patteri, M. Piccolo, G. Pizzella. Measuring Propagation Speed of Coulomb Fields//arXiv:1211.2913 [gr-qc]

8. V. Dzhunushaliev and D. Singleton. Quantization of classical singular solutions in Yang-Mills theory//NUOVO CIMENTO Vol. 117 B, N. 2 Febbraio 2002.

9. Marciano W. J. and Pagels H.// Phys. Rev. D, 12(1975) 1093.

10. Horvath Z. and Palla L., Phys. Rev. D, 14 (1976) 1711.

11. Muchnik V.M. Fizika grozy. L.: Gidrometeoizdat, 1974.

12. A. Kurs, A. Karalis, R. Moffatt, J. D. Joannopoulos, P. Fisher, and M. Soljacic. Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances// Science Vol. 317, 83, 2007.

13. R. Schwarzschild// Got. Nachr., 1903.

14. А. Зоммерфельд. Jelektroinamika. - М., izd-vo IL, 1958.