

**Chaos and Correlation**

International Journal, November 18, 2013

**СКАЛЯРНЫЕ ВОЛНЫ И БЕСПРОВОДНАЯ ПЕРЕДАЧА ЭЛЕКТРИЧЕСТВА. ТЕОРИЯ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**Трунев Александр Петрович  
к.ф.-м.н., Ph.D.*Директор, A&E Trounev IT Consulting, Торонто, Канада*

Установлено, что в классической электродинамике при выполнении калибровки Лоренца существуют решения в виде волн скалярного и векторного потенциала при нулевом магнитном и электрическом поле. Показано, что волны скалярного и векторного потенциала могут взаимодействовать с веществом, вызывая ионизацию атомов и молекул. Указана аналогия скалярных волн в электродинамике и звуковых волн в газодинамике. Предложено техническое применение волн скалярного и векторного потенциала. Обсуждаются электротехнические устройства, способные генерировать и принимать скалярные волны. Ключевые слова: беспроводная передача энергии, скалярные волны, скалярный потенциал, векторный потенциал, калибровка Лоренца, электродинамика Максвелла, квантовая электродинамика.

**SCALAR WAVES AND WIRELESS POWER. THEORY AND NUMERICAL SIMULATION**

Alexander Trunev

Cand.Phys.-Math.Sci., Ph.D.

*Director, A&E Trounev IT Consulting, Toronto, Canada*

It is established that in the classical electrodynamics with Lorenz gauge there are solutions in the form of waves of scalar and vector potential at zero magnetic and electric field. It is shown that wave scalar and vector potential can interact with the substance, causing ionization of the atoms and molecules. The analogue of scalar waves in electrodynamics and sound waves in gas dynamics is discussed. Proposed technical application of the waves of scalar and vector potential similar to acoustic waves. Discusses Tesla invented electrical device capable of generating and receiving scalar waves.

Keywords: scalar waves, scalar potential, the vector potential, Lorentz gauge, Maxwell electrodynamics, quantum electrodynamics, wireless power .

**Введение**

Развитие современной электроэнергетики неразрывно связано с методами передачи электричества с использованием проводников тока. Ампер [1] первым выдвинул гипотезу, что электрический ток образуют частицы положительного и отрицательного электричества, которые движутся в проводниках под влиянием электродвижущей силы. Классическая теория электродинамических явлений, получившая развитие в трудах Ампера [1], Максвелла [2], Лоренца [3] и других, опирается на механическую аналогию, позволяющую распространить законы механики Ньютона и Лагранжа на движение тел, находящихся под влиянием сил электромагнитной природы.

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.

Тесла [4-5], путем многочисленных экспериментов установил, что земная атмосфера при определенных условиях является хорошим проводником тока и, что электрическую энергию можно передавать по воздуху с помощью скалярных продольных волн. Этот экспериментальный факт находится в кажущемся противоречии с теорией Максвелла [2], который предполагал, что и в его теории, и в природе, возможны поперечные электромагнитные волны, тогда как «науки бессильны, когда к ним обращаются с вопросом о подтверждении или отрицании существования продольных колебаний» [6].

Гипотеза Максвелла легла в основу теории электромагнитных явлений, в которой поперечные волны считаются основным видом электромагнитной материи [7]. Однако эта гипотеза находится в противоречии с экспериментами Тесла [4-5], который разработал метод беспроводной передачи энергии, используя продольные скалярные волны.

В настоящей работе показано, что существует широкий класс решений уравнений Максвелла [2] в калибровке Лоренца [3], описывающих скалярные волны, на которых электрическое и магнитное поле тождественно обращаются в ноль. Установлено, что скалярные волны в электродинамике аналогичны звуковым волнам в газовой динамике. На основе этой аналогии предложены электротехнические устройства, способные генерировать и принимать скалярные волны. Показано, что взаимодействие скалярных волн с атомами и молекулами приводит к ионизации и возникновению тока. Такого

рода источники тока могут быть использованы в различных устройствах беспроводной энергетики. Даны примеры моделирования волновых полей скалярного и векторного потенциалов в системе типа двумерной решетки.

### Скалярные волны в электродинамике Максвелла-Лоренца

Система уравнений электродинамики Максвелла [2] может быть сведена к теории потенциала путем применения калибровки Лоренца [3]

$$c^2 \nabla^2 \varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = - \frac{\rho c^2}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$c^2 \nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = - \frac{\mathbf{j}}{\epsilon_0} \quad (2)$$

$$c^2 \nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

Здесь обозначено  $c, \rho, \mathbf{j}$  – скорость света, плотность электрического заряда и вектор плотности электрического тока соответственно;  $\varphi, \mathbf{A}$  – скалярный и векторный потенциалы.

Для уравнений (1)-(3) известны решения в форме запаздывающих потенциалов, частным случаем которых являются потенциалы Лиенара-Вихерта, описывающие поле точечного заряда [3, 7]. Запаздывающие потенциалы являются основой классической теории излучения электромагнитных волн, хотя существует альтернативная формулировка классической электродинамики, в которой учитываются опережающие потенциалы [8-9].

Известно, что решение в форме потенциалов Лиенара-Вихерта приводит к необходимости введения силы радиационного трения типа Абрагама-Лоренца [3, 7] или Лоренца-Дирака [10-11], учитывающей потери

заряженной частицы на излучение. В свое время эта сила явилась значительным препятствием на пути создания планетарной модели атома, что привело к созданию квантовой механики Бора-Зоммерфельда [7], в которой электрон не излучает на некоторых разрешенных орбитах, определяемых из условия квантования Бора-Зоммерфельда.

**Определение:** решение уравнений (1)-(2) называется скалярной волной, если на этих решениях электрическое поле и индукция магнитного поля тождественно обращаются в ноль.

Используя определение электрического и магнитного поля, находим, что для скалярных волн справедливы следующие два уравнения:

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = 0, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = 0 \quad (4)$$

Уравнения (4) выполняются при условии, что векторный потенциал является градиентом некоторой функции, тогда имеем

$$\varphi + \frac{\partial \psi}{\partial t} = b(t), \quad \mathbf{A} = \nabla \psi \quad (5)$$

Здесь  $b(t)$  – произвольная функция времени. Предположим, что плотность тока в правой части уравнения (2) также является градиентом некоторой функции, т.е.

$$\mathbf{j} = \nabla \chi \quad (6)$$

В этих предположениях система уравнений (1)-(3) принимает вид

$$c^2 \nabla^2 \varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho c^2}{\epsilon_0} \quad (7)$$

$$c^2 \nabla^2 \psi - \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\frac{\chi}{\epsilon_0} + g(t) \quad (8)$$

$$c^2 \nabla^2 \psi + \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

Здесь  $g(t)$  – произвольная функция времени. Используя условие калибровки Лоренца (9) и уравнения для скалярных функций (7)-(8), находим, что для совместности системы (4)-(9) необходимо потребовать, чтобы выполнялись два условия

$$\chi = \varepsilon_0(b + g), \quad \rho = 0 \quad (10)$$

Тогда задача о нахождении решений системы уравнений (1)-(3) в форме скалярных волн сводится к решению волнового уравнения для скалярного потенциала:

$$c^2 \nabla^2 \varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0 \quad (11)$$

$$\varphi + \frac{\partial \psi}{\partial t} = b(t), \quad \mathbf{A} = \nabla \psi$$

Покажем, что модель (11) является аналогичной модели распространения акустических возмущений в идеальной сжимаемой жидкости. Действительно, соответствующая модель, сформулированная для сжатия и скорости потока, имеет вид [12]:

$$\begin{aligned} -c_s^2 \nabla \cdot \mathbf{s} &= \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{v} = 0 \\ \frac{\partial s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь  $s = (\rho - \rho_0) / \rho_0$  – сжатие среды,  $\mathbf{v}$  – скорость течения,  $c_s$  – скорость звука. Легко видеть, что первые два уравнения (12) аналогичны уравнениям (4), а треть уравнение (12) аналогично условию калибровки Лоренца (3). Таким образом, мы установили аналогию распространения акустических колебаний в модели идеальной сжимаемой жидкости (12) и скалярных волн в электродинамике Максвелла-Лоренца (1)-(3).

Продолжая эту аналогию, можно сказать, что электрическое и магнитное поле описывают вихревые возмущения электромагнитного поля, аналогичные вихрям в течениях жидкости [13]. Отметим, что в нашей работе [14] была установлена аналогия медленных течений вязкой жидкости и диффузии векторного потенциала в проводящей среде. Отмеченная аналогия, очевидно, является следствием механической аналогии, использованной Максвеллам при построении теории электромагнитного поля, в которой большую роль играли представления о течении флюида сквозь пористое пространство [2].

### Скалярные волны в квантовой электродинамике

Нам первый взгляд кажется, что условия возникновения скалярных волн в виде уравнений (4) ограничивают саму возможность наблюдения этих волн, так как в классической электродинамике взаимодействие зарядов с электромагнитным полем осуществляется посредством силы Лоренца, зависящей от электрического и магнитного поля. Однако эти ограничения не распространяются на квантовую механику и квантовую электродинамику, в которых взаимодействие зарядов с электромагнитным полем определяется величиной скалярного и векторного потенциалов [7, 11, 14-15].

Для описания динамики заряженных частиц рассмотрим систему уравнений Дирака во внешнем электромагнитном поле, имеем систему уравнений

$$i\gamma^\mu (\nabla_\mu + iq_{ab}A_\mu^b)\psi_a = m_{ab}\psi_a$$

$$e^2 q_{ab}\bar{\psi}_a \gamma^\mu \psi_a = (\partial_t^2 - \nabla^2)A_e^\mu \quad (13)$$

Здесь обозначено  $\gamma^\mu, q_{ab}, A_\mu^b, \psi_a, m_{ab}$  - матрицы Дирака, заряды частиц (это могут быть, например, протоны, электроны, кварки или преоны [14-15]),

4-потенциал внешнего поля, волновая функция и частицы  $a$  входящей в состав частицы  $b$  соответственно;  $e^2 = 0.0072973525698(24)$  - постоянная тонкой структуры,  $\bar{\psi}_a = \psi_a^\dagger \gamma^0, \psi_a^\dagger$  - сопряженный (по Эрмиту) вектор. В этом случае мы, как обычно, полагаем, что скорость света и постоянная Планка равны единице.

Из системы уравнений (13) следует, что если в среде, содержащей составные частицы, распространяются скалярные волны, то это приводит к возмущению основного состояния частиц, например электронов в электронных оболочках молекул и атомов. Если возбуждение системы ведет к ее распаду, то на макроскопическом уровне наблюдаются различные явления, обусловленные ионизацией. Как известно, такого рода процессы приводят к возникновению проводимости, обусловленной наличием свободных носителей зарядов [16].

Запишем уравнения квантовой электродинамики (13) для того случая, когда масса частиц, входящих в правую часть первого уравнения (13), стремится к нулю, а четырехмерный потенциал является постоянным в пределах системы. Тогда уравнение Дирака выполняется на любых решениях, для которых четырехмерный импульс частиц зависит только от четырехмерного потенциала в виде

$$p_{a\mu} = q_a A_\mu \quad (14)$$

Запишем второе уравнение (13) в стандартной форме

$$(\partial_t^2 - \nabla^2) A_\mu = \mu_0 j_\mu \quad (15)$$

Учитывая связь импульса и четырехмерного потенциала (14), представим вектор тока в следующем виде

$$j_{\mu} = \sum_a q_a n_a p_{a\mu} / p_{a0} = A_{\mu} \sum_a q_a^2 n_a / p_{a0} = \frac{A_{\mu}}{A_0} \sum_a q_a n_a \quad (16)$$

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

Подставляя выражение тока (16) в уравнение (15), находим окончательно

$$(\partial_t^2 - \nabla^2) A_{\mu} = \mu_0 A_{\mu} \sum_a q_a n_a / A_0 \quad (17)$$

Отметим, что в этом случае уравнение Пуассона в электростатике сохраняет свой обычный вид. Действительно, используя (17), находим уравнение для скалярного потенциала

$$(\partial_t^2 - \nabla^2) A_0 = \mu_0 A_0 \sum_a q_a n_a / A_0 = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (18)$$

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

$$\nabla^2 A_0 = - \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

Следовательно, мы показали, что классическое уравнение Пуассона выполняется при условии выполнения уравнения (14).

Уравнение для векторного потенциала имеет вид

$$(\partial_t^2 - \nabla^2) \mathbf{A} = - m_{eff}^2 \mathbf{A}, \quad m_{eff}^2 = - \mu_0 \sum_a q_a n_a / A_0 \quad (19)$$

Как известно, токи проводимости связаны с электрическим полем законом Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (20)$$

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



$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (21)$$

Здесь обозначено  $\varphi = A_0$  – скалярный потенциал. Учитывая наличие токов (16) и подставляя выражение полного тока в правую часть уравнения (15), находим

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = - \left( \frac{1}{\varepsilon_0 \varphi} \sum_a q_a n_a \right) \mathbf{A} + \sigma \mu_0 \nabla \varphi + \sigma \mu_0 \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (22)$$

Здесь мы восстановили размерный коэффициент, используя выражение квадрата скорости света в вакууме  $c^2 = 1/\varepsilon_0 \mu_0$ . Уравнение (22) необходимо дополнить условием калибровки Лоренца (3). Таким образом, мы показали, что взаимодействие скалярных волн с веществом приводит к появлению электрического тока, обусловленного движением зарядов в квантовых системах. Сравнивая уравнения (2) и (22) можно сделать вывод, что роль этих токов сводится к возникновению дополнительной вязкости в системе такой, как если бы вязкая жидкость просачивалась сквозь пористое пространство.

Отметим, что хотя указанный эффект является квантовым, однако постоянная Планка не входит в окончательный ответ, так как мы использовали уравнение (14) вместо точного выражения тока, содержащего волновую функцию [11].

Наконец, заметим, что векторный потенциал был введен в теории электромагнитного поля Максвелла [2] как вспомогательная величина, тогда как в нашей теории векторный потенциал рассматривается как некоторое самостоятельное физическое поле, аналогичное полю скорости в гидродинамике. Такой подход позволяет наметить новые пути развития энергетики, в которой главное внимание будет уделяться не электрическим и

магнитным полям, а полю векторного потенциала. 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 [4-5].

### **Скалярные волны и беспроводная передача электричества**

Как известно, Тесла искал параметры сосредоточенных электрических систем, способных генерировать и принимать электроэнергию в режиме беспроводной связи [4-5]. Простейший генератор скалярных волн представляет собой проводящий шар, установленный достаточно высоко над поверхностью земли, соединенный с катушкой Тесла, прерывателем и источником тока – рис. 1. Приемник представляет собой проводящий шар, соединенный с катушкой Тесла и с нагрузкой - рис. 1. Оба устройства были запатентованы Тесла в 1900 г под названием «Аппарат для передачи электрической энергии» [17].

В дальнейшем неоднократно предпринимались попытки использовать этот способ для промышленной передачи электроэнергии [18]. С точки зрения модели (22), это может быть достигнуто путем задания источников и стоков векторного потенциала. Таким образом, векторный потенциал является основным фактором в беспроводной передаче электроэнергии.

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

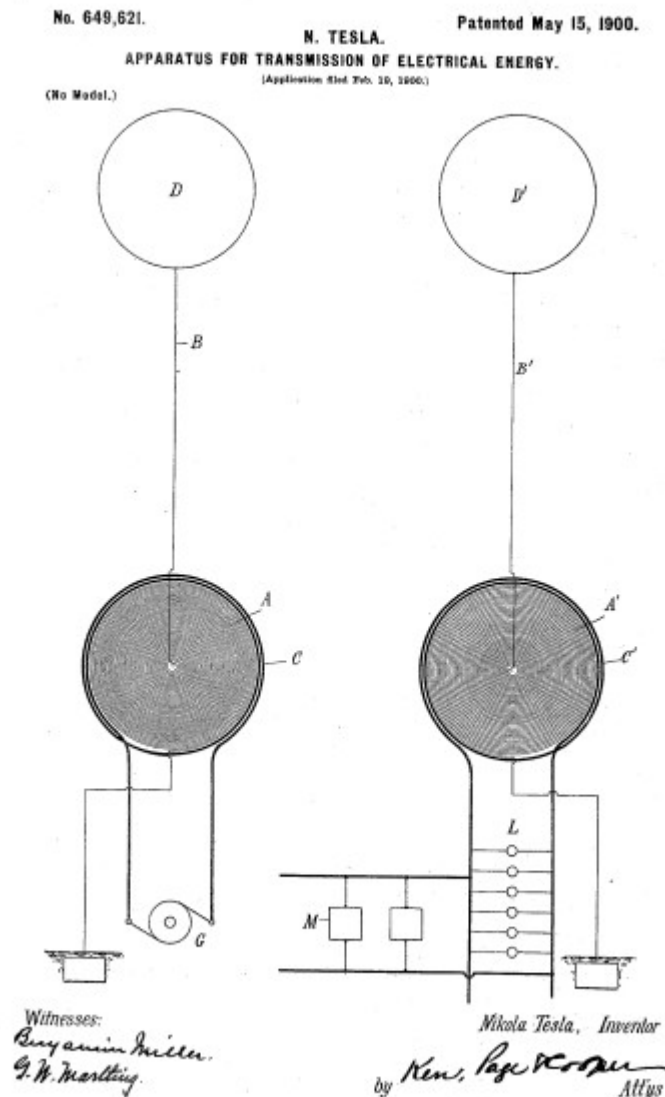


Рис. 1. Патент с описанием аппарата для беспроводной передачи электричества, полученный Н. Тесла в 1900 г.

Если же использовать акустическую аналогию, основанную на уравнении для скалярного потенциала (11), то задача значительно упрощается. В этом случае можно воспользоваться хорошо развитыми методами передачи звука, а проблему создания технических устройств

решать по аналогии с акустикой, создавая предварительно соответствующую комбинацию источников и приемников звука. Например, если требуется снабдить электроэнергией большое помещение с множеством приемников, то эта задача сводится к нахождению звукового поля в аналогичном помещении типа концертного зала или стадиона.

### **Моделирование беспроводной передачи электричества**

Рассмотрим возможную модель беспроводной передачи электроэнергии через посредство волнового поля скалярного потенциала. Этот метод не требует никаких затрат энергии, поэтому эффективность передачи энергии не обсуждается. В качестве генератора скалярных волн используется система вертикальных металлических труб радиуса  $R$ , не имеющих прямого контакта с землей – рис. 2. В горизонтальном сечении трубы образуют решетку с шагом  $L$ . Система приводится в контакт с землей через прерыватель цепи с заданной частотой, аналогично тому, как это осуществляется в аппарате Тесла – рис 1. Такая система может быть частью конструкции высотного здания.

Поскольку земля обладает большим электрическим зарядом, то всякий изолированный проводник в поле земли приобретает электрический заряд, пропорциональный емкости проводника. При этом между землей и проводником возникает разность потенциалов. При возникновении же контакта проводника с землей проводник приобретает потенциал земли. Таким образом, потенциал каждого из проводников испытывает периодические колебания, что приводит к генерации волнового поля в пространстве между трубами – рис. 3-6.

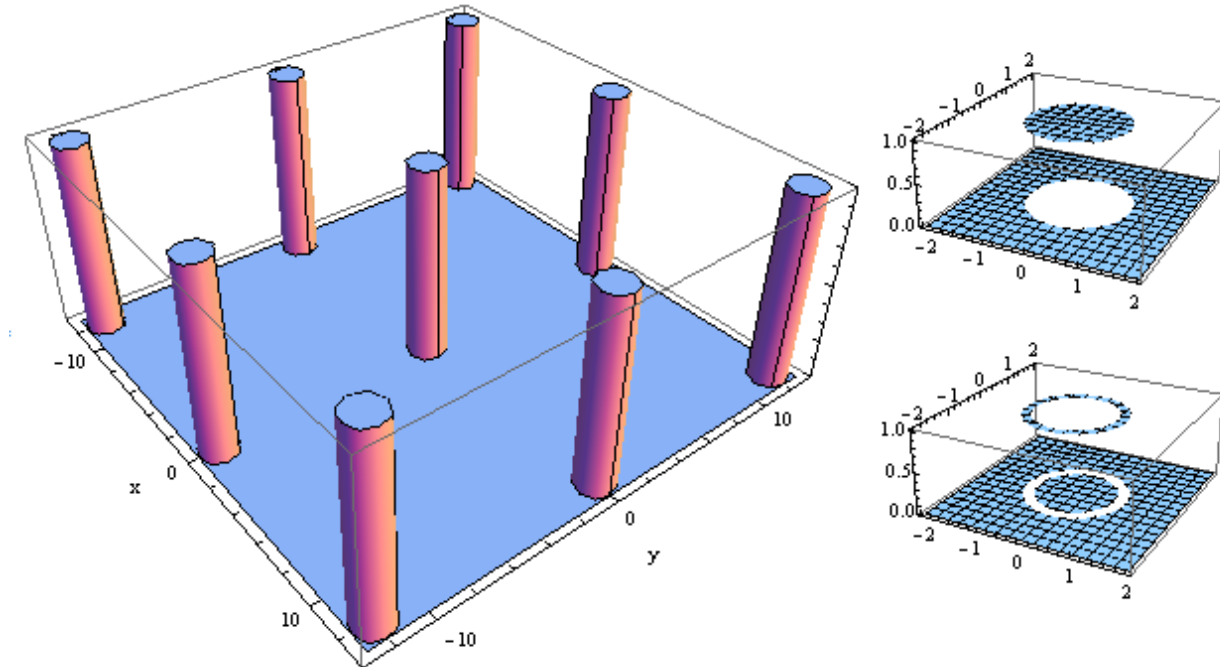


Рис. 2. Система труб, образующих решетку с шагом  $L = 12$ . Справа показаны варианты эффективного распределения заряда по сечению трубы.

Отметим, что данные на рис. 3-6 получены с использованием стандартной процедуры решения волновых уравнений с периодическими граничными условиями, реализованной в системе Wolfram Mathematica 9.0 [19]. Потенциал на поверхности трубы моделировался эквивалентным однородным распределением плотности заряда по сечению трубы с амплитудой равной единице, изменяющейся по гармоническому закону. Рассматривалось два вида распределения заряда – рис. 2. Так, например, для однородного распределения в круге имеем волновое уравнение:

$$\varphi_{xx} + \varphi_{yy} - k^2\varphi_{tt} - \gamma\varphi_t = -[1 - \text{UnitStep}(x^2 + y^2 - R^2)]\sin t \quad (23)$$

Здесь  $\text{UnitStep}(x) = 0$ , for  $x < 0$  and 1 for  $x \geq 0$ . На рис. 3 представлены варианты расчетов волнового поля, возникающего в системе труб для случая кольцевого распределения при соотношении размеров  $L/R = 6.3$  и с

характерным волновым числом колебаний  $k = \omega / c = 1$ . Внешний радиус и внутренний радиус сечения трубы составляют 1 и 0.8 соответственно.

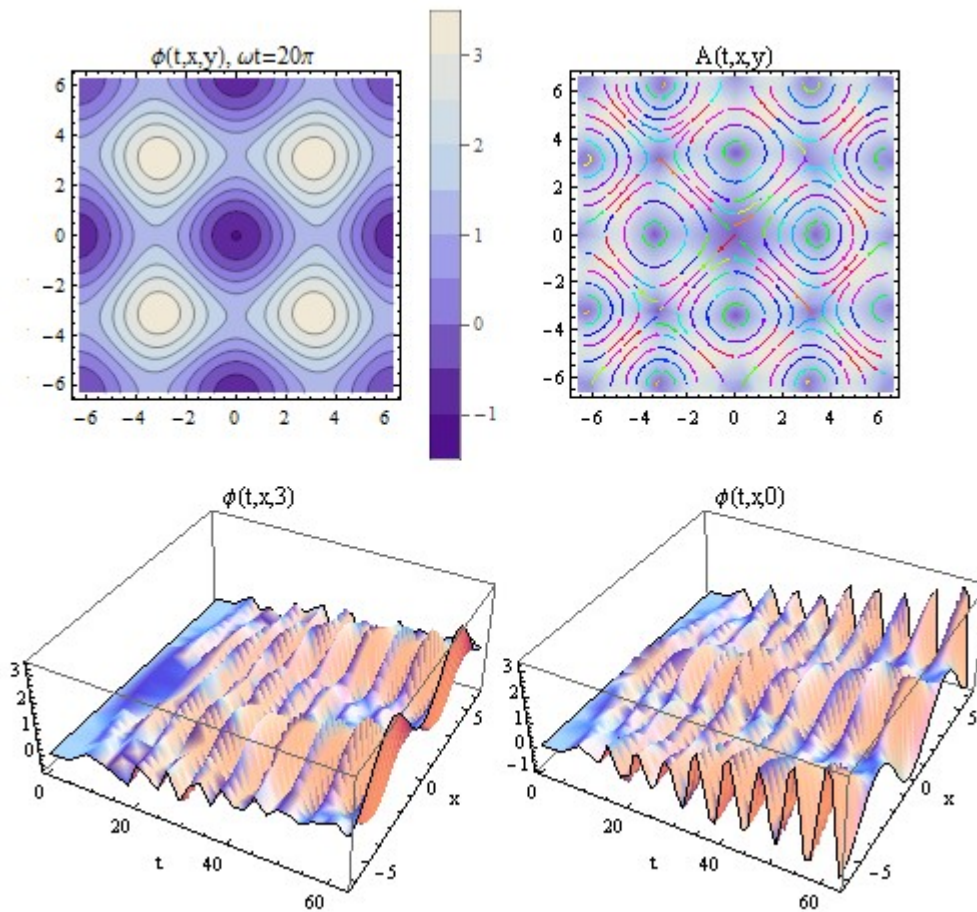


Рис. 3. Формирование волнового поля скалярного и векторного потенциалов в системе с шагом решетки  $L=12.6$ , радиусом трубы  $R=1$  и с характерным волновым числом  $k = \omega / c = 1$ ;  $\gamma = 0$ .

Из приведенных данных видно, что со временем происходит своеобразная накачка волнового поля. Для стабилизации волнового поля в общем случае можно предположить, что в системе существует вязкость, обусловленная рассеянием энергии волнового поля пропорционально  $\gamma \phi_t$  - см. уравнение (23) и рис. 4.



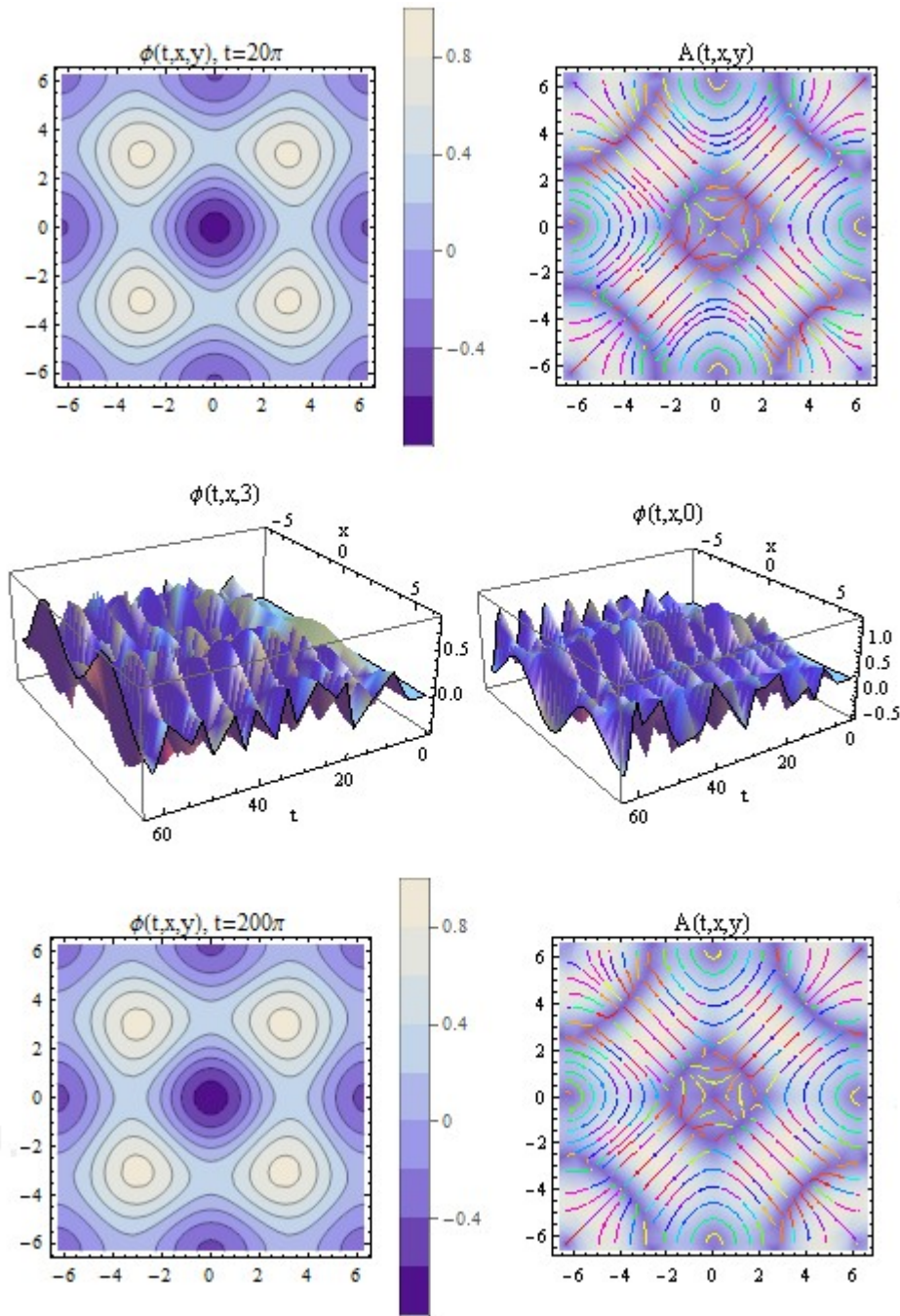


Рис. 4. Формирование волнового поля скалярного и векторного потенциалов в системе с шагом решетки  $L=12.6$ , радиусом трубы  $R=1$  и с характерным волновым числом  $k = \omega / c = 1$ ;  $\gamma = 0.1$ .

Так, например, если в системе с параметрами как на рис. 3 задать вязкость системы пропорциональную производной скалярного потенциала по времени с коэффициентом  $\gamma = 0.1$ , то можно получить во всем объеме волновое поле, конфигурация которого сохраняется на протяжении 100 периодов. Эта конфигурация устанавливается на протяжении первых 10 периодов.

Отметим, что данные на рис. 3-4 отражают реальное изменение потенциала в установленных единицах. Так, например, амплитуда колебаний потенциала на поверхности трубы в системе с параметрами как на рис. 3 достигает единицы за 10 периодов колебаний – рис. 4. Это означает, что можно рассматривать распределение потенциала во всей области относительно величины потенциала равной единице.

На рис. 5 приведены расчеты волнового поля в системе с соотношением размеров  $L/R = 100$ , с волновым числом колебаний  $k = \omega / c = 1/12$  и с вязкостью пропорциональной производной потенциала по времени с коэффициентом  $\gamma = 0.01$ . В этом случае волновое поле слабо изменяется по сечению ячейки, совершая колебания с заданным периодом и с амплитудой около 0.4. Интересно, что в этом случае система приобретает среднее значение потенциала относительно 0, хотя среднее значение плотности заряда за один период колебаний равно нулю. Это значение зависит от начальной фазы колебаний. Так, если в правой части уравнения (23) поменять знак источника на противоположный, то среднее значение потенциала будет отрицательным – рис. 6.

В случае возбуждения поля от внешнего источника тока, как в аппарате Тесла, потенциал трубы является управляемым параметром, что позволяет создать волновое поле с требуемыми свойствами. Такого рода системы



беспроводной передачи электричества могут быть использованы для обеспечения питания беспроводных периферических устройств компьютеров, мобильной связи и тому подобное в отдельных зданиях и в районах городов с большой плотностью населения. Действительно, колебания скалярного потенциала легко можно преобразовать в колебания напряжения в электрической цепи, используя, например, в качестве приемника устройство типа [17].

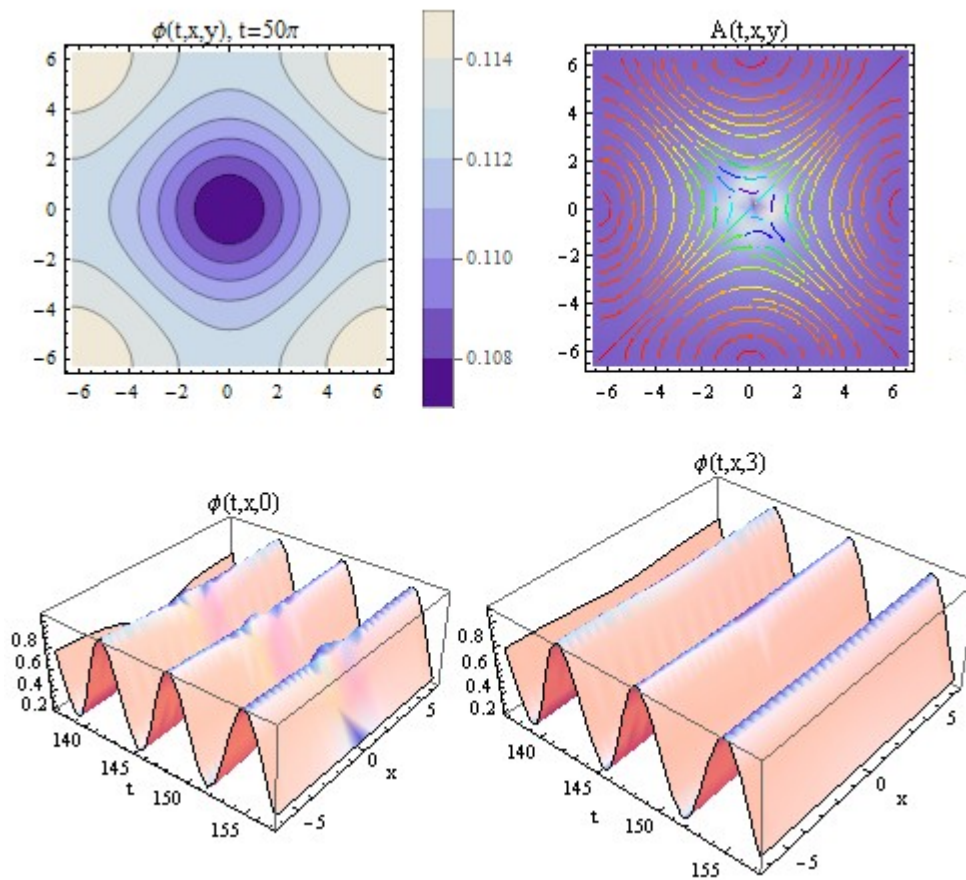


Рис. 5. Формирование волнового поля скалярного и векторного потенциалов в системе с  $L/R = 100$ . Характерное волновое число  $k = \omega / c = 1/12$ ;  $\gamma = 0.01$ . На нижних рисунках показана развертка потенциала в двух сечениях.

Приведенные примеры показывают, что метод беспроводной передачи электроэнергии, основанный на возбуждении колебаний скалярного потенциала в системе вертикальных труб, может быть использован в промышленных масштабах.

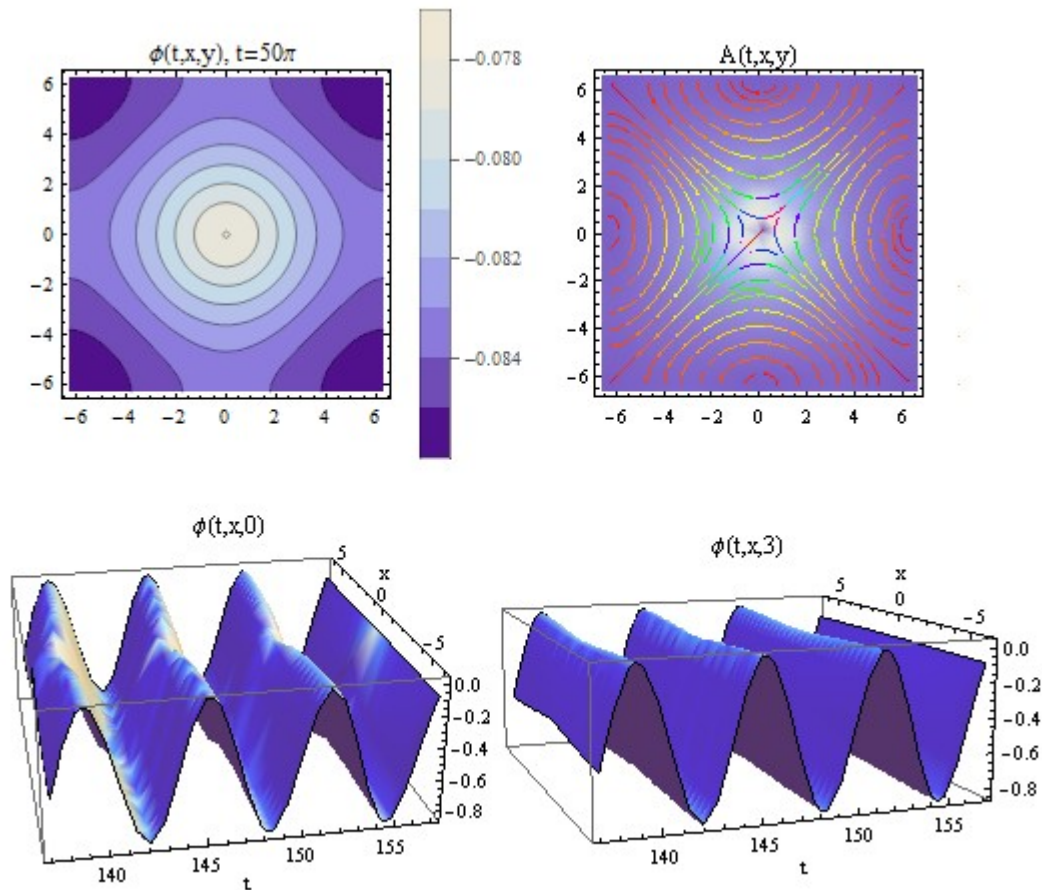


Рис. 6. Формирование волнового поля скалярного и векторного потенциалов в системе с  $L/R = 100$ . Характерное волновое число  $k = \omega / c = 1/12$ ;  $\gamma = 0.01$ . Начальная фаза колебаний плотности заряда отличается на  $\pi$  по отношению к данным на рис. 5.

Возникает вопрос об эффективности такого метода передачи электроэнергии. Заметим, что этот вопрос имеет смысл только при использовании искусственных источников энергии, тогда как технически

возможен вариант использования естественных источников энергии скалярных волн, как в приведенном выше примере. Действительно, наша планета сама по себе является источником скалярных волн, о чем свидетельствуют грозовые разряды. Кроме того, Земля находится в окружении других космических тел, включая Солнце, которые могут генерировать скалярные волны [20]. Освоение этого вида энергии может оказать большое влияние на развитие мировой экономики.

### 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.
3. Lorentz, Hendrik Antoon, The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat; a course of lectures delivered in Columbia university, New York, in March and April 1906, New York, [NY.]: Columbia University Press
4. Tesla, N. Colorado Springs Notes 1899-1900, Nolit, 1978.
5. Никола Тесла. Лекции. Статьи. – Tesla Press, Москва, 2003.
6. Этот вопрос обсуждается в статье Максвелла 1865 г [2]: «(100) Уравнения электромагнитного поля, выведенные из чисто экспериментальных фактов, показывают, что могут распространяться только поперечные колебания. Если выйти за пределы нашего экспериментального знания и предположить определенную плотность субстанции, которую мы могли бы назвать электрической жидкостью, и выбрать стеклянное или смоляное электричество в качестве представителей этой жидкости, тогда мы могли бы иметь продольные колебания, распространяющиеся со скоростью, зависящей от этой плотности. Однако мы не имеем никаких данных, относящихся к плотности электричества, и мы же не знаем, считать ли нам стеклянное электричество субстанцией или отсутствием субстанции. Следовательно, наука об электромагнетизме ведет к совершенно таким же заключениям, как и оптика в отношении направления возмущений, которые могут распространяться через поле; обе эти науки утверждают поперечность этих колебаний, и обе дают ту же самую скорость распространения. С другой стороны, обе науки бессильны, когда к ним обращаются с вопросом о подтверждении или отрицании существования продольных колебаний».
7. А. Зоммерфельд. Электродинамика. - М., изд-во ИЛ, 1958; Строение атома и спектры. Т. 1. – М., ГИТ-ТЛ, 1956.
8. Wheeler J. A., Feynman R. P. Interaction with the absorber as the mechanism of radiation // Rev. Mod. Phys. —1945. —Vol. 17. — P. 157—181.
9. Wheeler J. A., Feynman R. P. Classical electrodynamics in terms of direct interparticle action // Rev. Mod. Phys. —1949. —Vol. 21. — P. 425—433.
10. Eric Poisson. An introduction to the Lorentz-Dirac equation// arXiv:gr-qc/9912045

11. Beretstetskii, Lifschitz and Petaevskii (1971). Quantum Electrodynamics. Landau and Lifshitz Course of Theoretical Physics, Vol 4. Elsevier.
12. Лэмб Г. Динамическая теория звука. – М., ГИФМЛ, 1960.
13. А. Пуанкаре. Теория вихрей. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000.
14. Трунев А.П. Токи преонов и беспроводная передача электроэнергии // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №08(092). С. 703 – 721. – IDA [article ID]: 0921308047. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/08/pdf/47.pdf>
15. 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>
16. С. Kittel. Quantum Theory of Solids. - JOHN WILEY & SONS, INC. NEW YORK-LONDON, 1963; Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967.
17. United States Patent 649,621; Issue Date: May 15, 1900; United States Patent and Trademark Office - <http://patft.uspto.gov/netahtml/PTO/index.html>
18. 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.
19. Wolfram Mathematica 9.0 - <http://www.wolfram.com/mathematica/>
20. Трунев А.П. Моделирование электромагнитного и гравитационного влияния небесных тел солнечной системы на смещение географического полюса и магнитное поле Земли// Научный журнал КубГАУ [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2010. – №07(61). – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2010/07/pdf/16.pdf>