

Принцип организации канала подводной радиосвязи с использованием шаровых антенн

© А.К. Томилин

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия
e-mail: aktomilin@tpu.ru

Поступило в Редакцию 26 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 13 января 2023 г.

Принято к публикации 14 января 2023 г.

Теоретически описан принцип действия шаровых антенн, которые использовались в экспериментах по передаче коротковолнового радиосигнала в морской среде. Предложено решение сферически симметричной электродинамической задачи на основе экспериментально обнаруженной потенциальной компоненты магнитного поля. Определены характеристики потенциального волнового процесса в электропроводной среде. Установлен закон трансформации электромагнитной волны на границе раздела сред „проводник–диэлектрик“.

Ключевые слова: обобщенная электродинамика, продольные электромагнитные волны, потенциальное магнитное поле.

DOI: 10.21883/JTF.2023.03.54852.255-22

Введение

В работах [1,2] приведены результаты натурных экспериментов по передаче коротковолнового (КВ) радиосигнала в морской среде в пределах полукилометра при помощи специальных шаровых антенн. Оценена пропускная способность канала радиосвязи, получены его спектральные и энергетические характеристики. Сделан вывод о возможности создания двухстороннего канала голосовой радиосвязи между мобильными подводными объектами на расстоянии в несколько километров. Полученные результаты способны привести к созданию прорывных технологий, позволяющих решить актуальную научно-техническую проблему организации высокоскоростных каналов радиосвязи с мобильными подводными объектами. Научной основой данных экспериментов послужила развивающаяся обобщенная теория электромагнитных волн [3].

Цель настоящей работы заключается в теоретическом описании процесса генерации радиоволн шаровыми антеннами и их свободного распространения в морской среде, а также на границе раздела „проводник–диэлектрик“.

1. Обобщенная теория электромагнитных волн

Теория, сформировавшаяся в конце XIX в. в результате исследований Максвелла, Лоренца, Хэвисайда, Герца, описывает электромагнитную волну как последовательность изменений вихревых электрического и магнитного полей. Она получила всеобщее признание и позволила создать современные средства радио- и телекоммуникаций. Тем не менее эта теория обладает известными

несоответствиями, противоречащими физическим представлениям: синфазное изменение функций напряженностей электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитного $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ полей при описании свободной электромагнитной волны, периодическое обращение в ноль функции плотности ее энергии, необходимость использования математических калибровок. Очевидно, с этим связаны многочисленные проблемы и парадоксы электродинамики, которые теория объяснить не в состоянии.

Одна из проблем возникает при рассмотрении сферически симметричной электродинамической задачи, приведенной в статье Б.М. Болотовского и В.А. Угарова [4], опубликованной в 1976 г. Предлагается определить электромагнитное поле расширяющегося шара, по поверхности которого равномерно распределен электрический заряд. Поскольку заряды движутся, возникают радиальные электрические токи. Какую конфигурацию при этом имеет электромагнитное поле? Авторы статьи приходят к выводу, что электрическое поле вне расширяющегося шара будет постоянным, а магнитные поля, созданные соседними радиальными токами, полностью компенсируются. Таким образом, электродинамический процесс не возникает и все сводится к электростатике. Они соглашались с мнением Я.Б. Зельдовича и И.А. Яковлева о том, что закон сохранения заряда запрещает саму постановку нестационарной задачи.

Сформулированная выше задача моделирует ситуацию, возникающую при ядерном взрыве, при котором, как известно, фиксируется сильное электромагнитное излучение. При этом радиальные потоки заряженных частиц создают незамкнутые токи. Какую конфигурацию при этом имеет поле векторного электродинамического потенциала \mathbf{A} ? Можно ли в этом случае представлять его сугубо вихревым, т.е. не имеющим источников и

стоков? Эти вопросы требуют теоретического исследования с учетом результатов экспериментов с шаровыми антеннами.

В экспериментах, описанных в статьях [1,2], использовались шаровые антенны диаметром 60 мм, изготовленные из меди. Они погружались на капроновых фалах в море на глубину от 6 до 10 м. На передающей антенне создавался амплитудно-модулированный или частотно-модулированный нестационарный электрический потенциал $\phi(t)$ с несущей частотой 27 МГц, а приемная шаровая антенна, регистрировала этот сигнал. Максимальное расстояние между антеннами (470.7 м) многократно превышало длину электромагнитной волны, следовательно, в морской среде между антеннами распространялся свободный волновой электромагнитный процесс, который требуется описать аналитически. Возникает необходимость получить адекватное решение сферически симметричной электродинамической задачи, аналогичной рассмотренной выше. При этом возникает две принципиальных проблемы: во-первых, получается, что нестационарная сферически симметричная задача не сводится к стационарному случаю, как предлагают авторы статьи [4], во-вторых, известно, что канал радиосвязи в морской среде в КВ диапазоне невозможно организовать при помощи свободных поперечных электромагнитных волн.

Возникает необходимость критического анализа некоторых сложившихся в электромагнетизме представлений. Магнитное поле принято отождествлять с картинкой из железных опилок и считать его сугубо вихревым. Это не соответствует общей теории поля, а точнее — теореме разложения Гельмгольца [3], которая требует представлять любое векторное поле в виде суперпозиции соленоидальной и потенциальной компонент. Это несоответствие связано с использованием калибровок для векторного электродинамического потенциала \mathbf{A} , которые исключают из рассмотрения потенциальные электромагнитные процессы.

Попробуем расширить электродинамическую теорию, отказавшись от искусственных ограничений, прежде всего, от запрета потенциальной компоненты векторного электродинамического потенциала \mathbf{A}_p , тем более что эта компонента неявно присутствует в теории, использующей калибровку Лоренца:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где μ_0, ε_0 — соответственно магнитная и электрическая постоянные, μ', ε' — относительные магнитная и электрическая проницаемости среды, ϕ — потенциал электрического поля. Очевидно, что в (1) $\nabla \cdot \mathbf{A} \neq 0$, следовательно $\mathbf{A}_p \neq 0$. Таким образом, условие Лоренца исключает одновременно две потенциальных компоненты: магнитную и электрическую. По этой причине в рамках такой теории для описания волнового процесса используются только вихревые векторные функции.

Если же вместо (1) записать более общее соотношение:

$$H^*(x', y', z', t) = -\frac{1}{\mu' \mu_0} \nabla \cdot \mathbf{A} - \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (2)$$

то появляется возможность учесть так называемое потенциальное магнитное поле (ПМП), напряженность которого определяется скалярной функцией $H^*(x', y', z', t)$. Условия возникновения ПМП и многочисленные эксперименты с ним, выполненные различными исследователями, описаны в монографии [3]. Представление о ПМП связано с рассмотрением незамкнутого электрического тока, примерами которого могут служить отдельная движущаяся заряженная частица или линейный вибратор Герца, представляющий собой линейный проводник конечной длины. Кроме того, потенциальные магнитные поля образуются в сложных электрических и магнитных системах тороидального типа [5]. Они служат источниками ($-H^*$) и стоками ($+H^*$) поля вектора \mathbf{A} . Кстати, соотношение (2) не является калибровочным, его следует рассматривать как выражение напряженности ПМП в потенциалах.

Волновое уравнение Даламбера

$$\Delta \mathbf{A} - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu' \mu_0 \mathbf{j} \quad (3)$$

при таком подходе содержит суперпозицию соленоидальной (\mathbf{A}_s) и потенциальной (\mathbf{A}_p) компонент электродинамического потенциала:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_s + \mathbf{A}_p.$$

Используя замкнутые (\mathbf{j}_s) и незамкнутые (\mathbf{j}_p) электрические токи проводимости, получим из (3) два волновых уравнения для вихревой и потенциальной компонент магнитного поля вектора \mathbf{A} соответственно

$$\Delta \mathbf{A}_s - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_s}{\partial t^2} = -\mu' \mu_0 \mathbf{j}_s, \quad (4)$$

$$\Delta \mathbf{A}_p - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_p}{\partial t^2} = -\mu' \mu_0 \mathbf{j}_p. \quad (5)$$

К уравнениям (4), (5) следует добавить волновое уравнение для скалярного потенциала:

$$\Delta \phi - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon' \varepsilon_0}, \quad (6)$$

где $\rho = \rho(r, t)$ — плотность электрического заряда.

Продифференцировав (2) по времени, получим

$$\frac{\partial B^*}{\partial t} = -\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}. \quad (7)$$

Здесь использовано соотношение $B^* = \mu' \mu_0 H^*$. Рассмотрим совместно (6) и (7), учитывая выражение напряженности электрического поля в потенциалах

$$\mathbf{E}_p = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}_p}{\partial t}, \quad (8)$$

получим уравнение

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho + \epsilon' \epsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что потенциальное электрическое поле можно генерировать не только с помощью электрического заряда, но и за счет нестационарного потенциального магнитного поля. Процесс изменения ПМП $B^*(\mathbf{r}, t)$ в некоторой точке пространства аналогичен электрическому заряду определенной плотности, поскольку в этой точке создается источник или сток электрического поля. Это можно назвать явлением безвихревой электромагнитной индукции. Оно подтверждено несколькими экспериментами, приведенными в монографии [3]. Таким образом, уравнение (9) описывает процесс превращения нестационарного ПМП в нестационарное потенциальное электрическое поле.

Применив оператор „градиент“ к соотношению (2), с учетом (3) и (9) получим уравнение

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^* = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (10)$$

В нем учтены как вихревой, так и потенциальный процессы генерации токами проводимости и смещения магнитного поля, которое в общем случае представляется 4-вектором (\mathbf{H}, H^*) , что соответствует теореме Гельмгольца.

Уравнения (9), (10), составляющие основу обобщенной электродинамики, получены различными путями несколькими авторами независимо друг от друга [6–16]. Достаточно полный анализ проблем электродинамики и основы обобщенной теории с различными приложениями содержатся, например, в монографии профессора В. Zohuri (США, Университет Нью-Мексико), опубликованной в 2019 г. [17]. Самая ранняя из обнаруженных статей, содержащих уравнения обобщенной электродинамики, опубликована в 1956 г. и принадлежит японскому физика Т. Ohmura [18]. Для полного описания четырехкомпонентных электродинамических процессов удобно использовать кватернионы, как это сделано, например, в статье [19].

2. Сферически симметричный волновой процесс

Разделяя потенциальные и вихревые компоненты, получим из (10) два независимых уравнения:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_s + \frac{\partial \mathbf{D}_s}{\partial t}, \quad (11)$$

$$\nabla H^* = \mathbf{j}_p + \frac{\partial \mathbf{D}_p}{\partial t}. \quad (12)$$

Для описания электромагнитной волны, излучаемой шаровой антенной, достаточно совместно рассмотреть уравнения (9) и (12), определяющие взаимопревращение радиальных токов проводимости \mathbf{j}_p и/или токов

смещения $\partial \mathbf{D}_p / \partial t$ в потенциальное магнитное поле и наоборот. Эти процессы образуют свободную электромагнитную волну. Ее распространение происходит вдоль направления векторов \mathbf{D}_p и \mathbf{j}_p , поэтому такие волны принято называть продольными. Иногда их называют электроскалярными, поскольку для их описания используется вектор плотности тока \mathbf{j}_p и скалярная функция напряженности H^* . Эксперименты с такими волнами в атмосфере и в космическом пространстве описаны в публикациях [3,8,20,21]. Однако в атмосфере и в космосе радиосвязь с использованием поперечных волн работает намного эффективнее. С помощью продольных волн можно решить проблему радиосвязи с мобильными подводными объектами [1,2], а также использовать ее для передачи радиосигнала в горных выработках [22].

Для описания свободной продольной электромагнитной волны в неограниченной среде с удельной электропроводностью σ уравнения (9) и (12) следует представить в виде

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_p = \sigma \frac{\partial B^*}{\partial t}, \quad (13)$$

$$\nabla H^* = \mathbf{j}_p. \quad (14)$$

При записи (13) использован закон Ома в дифференциальной форме:

$$\mathbf{j}_p = \sigma \mathbf{E}_p. \quad (15)$$

Из уравнений (13), (14) можно получить соответствующие дифференциальные уравнения для свободной продольной волны и записать их в сферических координатах:

$$\frac{\partial^2 j_p}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial j_p}{\partial r} - \epsilon' \epsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 j_p}{\partial t^2} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 H^*}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial H^*}{\partial r} - \epsilon' \epsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = 0. \quad (17)$$

Рассмотрим процесс распространения свободной сферической продольной электромагнитной волны с циклической частотой ω и длиной λ в неограниченной электропроводной среде. Как следует из волновых уравнений (16), (17), скорость распространения продольной электромагнитной волны в каждой среде такая же, как и у поперечной:

$$V_{\parallel} = V_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon' \epsilon_0 \mu' \mu_0}}.$$

Начнем рассмотрение волнового процесса с момента времени $t = 0$, когда фронт волны имеет радиус r_0 , и запишем начальные условия:

$$H^*(r_0, 0) = -H_0^*, \quad j_p(r_0, 0) = 0. \quad (18)$$

Волновой период T удобно разбить на четверти, и соответственно выделить четыре concentрических сферических слоя толщиной в четверть длины волны каждый. Временные и пространственные аргументы функций, описывающих процесс в соседних слоях, смещены относительно друг друга соответственно на $T/4$

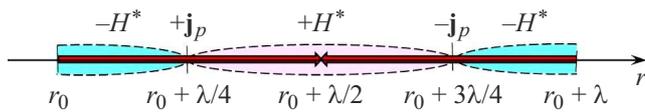


Рис. 1. Схематическое изображение продольной электромагнитной волны в линейном проводнике.

и $\lambda/4$. Дифференциальным уравнениям (16), (17) с учетом условий (18) соответствуют решения:

$$j_p(r, t) = \frac{r_0 j_p^{(\max)}}{r} \exp i[\omega t - k(r - r_0)], \quad (19)$$

$$H^*(r, t) = \frac{r_0 H_0^*}{r} \exp i \left[\left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) - k \left(r - r_0 - \frac{\lambda}{4} \right) \right], \quad (20)$$

где $k = \omega \sqrt{\epsilon' \epsilon_0 \mu' \mu_0}$ — волновое число, $j_p^{(\max)}$ — максимальное амплитудное значение плотности тока проводимости.

Продольная электромагнитная волна, распространяющаяся в произвольно выбранном радиальном направлении, условно изображена на рис. 1. Она представляет собой пространственно-временную последовательность генерации нестационарными токами проводимости j_p нестационарного ПМП H^* и наоборот. Вихревое магнитное поле на этом рисунке не изображено, поскольку, как отмечено выше, происходит компенсация таких полей, созданных соседними токами.

Из решений (19), (20) следует, что продольная волна в проводнике затухает по закону $1/r$. Заметим, что в диэлектрической среде вместо функции плотности тока $j_p(r, t)$ нужно использовать напряженность электрического поля $E_p(r, t)$. Коэффициентом пропорциональности между этими величинами служит удельная электропроводность среды σ в соответствии с законом Ома (15). Для морской воды в зависимости от солености и температуры $\sigma = 3-7 \text{ S/m}$. Это способствует увеличению дальности действия канала радиосвязи на продольных волнах в морской среде в σ раз по сравнению с атмосферным каналом при одинаковой мощности передатчика.

Плотность энергии на сферическом фронте продольной электромагнитной волны определяется функцией, преобразованной с учетом (15):

$$w(r, t) = \frac{1}{2} (\mu' \mu_0 H^{*2} + \epsilon' \epsilon_0 E_p^2) = \frac{1}{2} \left(\mu' \mu_0 H^{*2} + \frac{\epsilon' \epsilon_0 j_p^2}{\sigma^2} \right). \quad (21)$$

Заметим, что эта функция не имеет нулевых значений, поскольку входящие в нее характеристики электромагнитной волны сдвинуты по фазе. Это соответствует физически содержательному представлению о преобразовании энергии тока проводимости в энергию потенциального магнитного поля и наоборот. Используя (21) и начальное условие (18) для функции H^* , а также исходное значение плотности энергии: $w(r_0, 0) = w_0$,

можно определить максимальное амплитудное значение тока проводимости, присутствующее в решении (19):

$$j_p^{(\max)} = \sigma \sqrt{\frac{2w_0}{\epsilon' \epsilon_0}}.$$

Это соотношение накладывает определенное ограничение на мощность источников электропитания подводных радиостанций, поскольку необходимо обеспечивать электробезопасность аквалангистов и морских животных.

3. Граничные условия

Граничные условия для обобщенной электромагнитной теории сформулированы в [3]. Из них следует, что продольная электромагнитная волна с волновым вектором \mathbf{k}_{\parallel} , распространяющаяся в проводнике и падающая нормально на плоскую границу раздела „проводник–диэлектрик“ преобразуется в поперечную электромагнитную волну с волновым вектором \mathbf{k}_{\perp} , которая распространяется в диэлектрике вдоль плоскости раздела сред, т.е. в этом частном случае $\mathbf{k}_{\parallel} \perp \mathbf{k}_{\perp}$. Тангенциальная компонента продольной электромагнитной волны на границе „проводник–диэлектрик“ непрерывна, она генерирует в диэлектрике поперечную волну, волновой вектор которой направлен нормально к границе раздела сред. Это означает, что на границе раздела „проводник–диэлектрик“ происходит преобразование продольной волны в поперечную и наоборот в соответствии с общим законом (рис. 2):

$$\mathbf{k}_{\parallel} \cos \alpha = \mathbf{k}_{\perp} \cos \beta, \quad \beta = \pi/2 - \alpha,$$

или

$$\text{tg } \alpha = k_{\parallel} / k_{\perp}. \quad (22)$$

Граничное условие (22) указывает на принципиальную возможность организовать канал связи наземной радиостанции, работающей на обычных поперечных волнах, с мобильным подводным объектом, антенна которого способна принимать продольные волны. Этот вывод

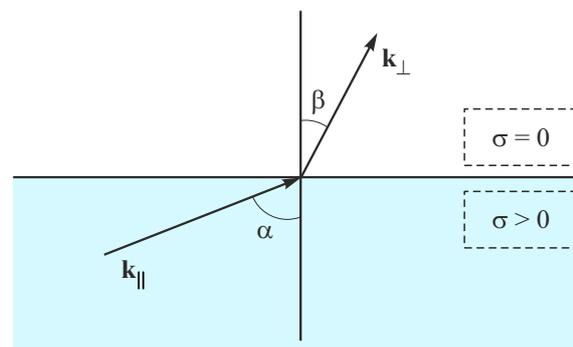


Рис. 2. Трансформация электромагнитной волны на границе раздела „проводник–диэлектрик“.

получил косвенное подтверждение при анализе сигналов, зарегистрированных с помощью подводной шаровой антенны в ходе экспериментов, описанных в статьях [1,2]. В спектре плотности мощности принимаемого сигнала обнаружены узкополосные гармоники, наличие которых невозможно объяснить, например, кратными частотами „тонального вызова“. Предположительно это объясняется сформулированным выше граничным условием: источники этих радиосигналов находятся в воздушном эфире, а сами сигналы, трансформируясь, проходят через границу раздела сред „воздух–вода“ и далее распространяются под водой в виде продольных волн. Однако эта гипотеза требует дополнительного исследования и для окончательного вывода необходимо выполнить серию специальных экспериментов.

4. Устройство шаровой антенны

Для создания на передающей сферической антенне нестационарного электрического потенциала предлагается использовать открытый колебательный контур со спиральной катушкой, которая является вторичной обмоткой трансформатора Теслы (рис. 3). Обе катушки трансформатора располагаются в одной плоскости.

Электромагнитные процессы, происходящие в спиральной катушке, определяются уравнениями (9), (11), (12) и подробно описаны в монографии [3]. Ток проводимости, текущий в спиральной катушке, имеет две компоненты: вихревую (круговую) \mathbf{j}_s и потенциальную (радиальную) \mathbf{j}_p , т.е. (рис. 4, а). Соответствующее электрическое поле можно представить, как суперпозицию вихревой и потенциальной компонент: $\mathbf{D} = \mathbf{D}_s + \mathbf{D}_p$ (рис. 4, б).

Радиальные токи \mathbf{j}_p создают ПМП напряженности H^* в соответствии с уравнением (12). ПМП первичной катушки трансформируется в ПМП вторичной катушки за счет радиальных токов смещения $\partial \mathbf{D}_p / \partial t$. Нестационарное ПМП создает в центре вторичной катушки электрический потенциал в соответствии с законом (9).

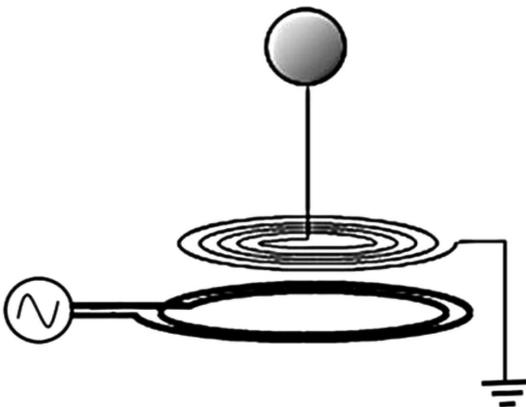


Рис. 3. Принципиальная схема шаровой антенны.

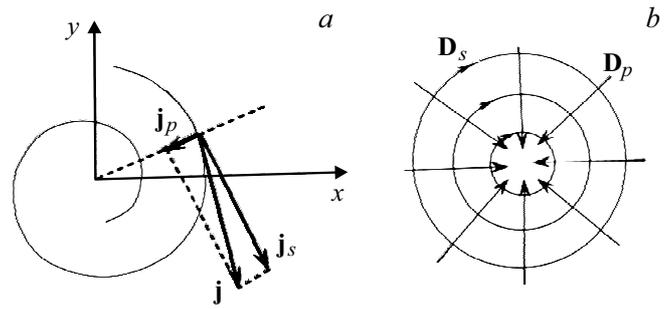


Рис. 4. Конфигурация токов проводимости (а) и электрического поля (б) в спиральной катушке Теслы.

Этот потенциал передается на шаровую антенну, соединенную с центром вторичной катушки.

В [3] приведена методика расчета индуктивности спиральной катушки и резонансных частот шаровой антенны с учетом ее электроемкости. Она использовалась при проектировании, изготовлении и настройке антенн, которые применялись в экспериментах, описанных в статьях [1,2]. Следует заметить, что резонансная настройка шаровой антенны со спиральной катушкой — процесс сложный. В таком колебательном контуре возникает так называемый „трехгорбый“ резонанс [3]. Для обнаружения максимального резонансного пика необходимо тщательно исследовать достаточно широкий диапазон частот с помощью специального антенного анализатора. Кроме того, между витками спиральной катушки возникают емкостные связи, способные повлиять на резонансные пики.

Заключение

Таким образом, обе проблемы, обозначенные в начале исследования, успешно решены в рамках обобщенной электродинамической теории: описан волновой электромагнитный процесс в сферической электродинамической задаче и показано, что в электропроводной среде распространяются свободные продольные (электро-скалярные) электромагнитные волны. Эти положения позволяют конструировать специальные антенны для организации каналов радиосвязи с мобильными подводными объектами. Один из возможных типов антенн на продольных электромагнитных волнах — шаровые антенны — использованы в экспериментах, результаты которых описаны в статьях [1,2]. Полученные условия на границе раздела сред „проводник–диэлектрик“ указывают на трансформацию продольных волн в поперечные и наоборот, т.е. имеется принципиальная возможность стыковки атмосферных и подводных каналов радиосвязи без специальных ретрансляторов.

Благодарности

Автор выражает благодарность А.Ф. Лукину за участие в обсуждении статьи и ряд полезных замечаний.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках программ повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [22] Д.В. Федосов, А.В. Николаев, А.В. Колесников. Журнал радиоэлектроники (электронный журнал), **9**, 1684 (2021). DOI: 10.30898/1684-1719.2021.9.11
- [1] А.К. Томилин, А.Ф. Лукин, А.Н. Гульков. Письма в ЖТФ, **47** (11), 48 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.11.51009.18710 [А.К. Tomilin, A.F. Lukin, A.N. Gulkov. Tech. Phys. Lett., **47** (6), 577 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021060146]
- [2] А.Ф. Лукин, А.К. Томилин, А.Н. Гульков, К.А. Кремс. ЖТФ, **92** (9), 1425 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.09.52935.43-22
- [3] А.К. Томилин. *Обобщенная электродинамика* (Триумф, М., 2020), DOI: 10.32986/978-5-93673-270-6-2020-04
- [4] Б.М. Болотовский, В.А. Угаров. УФН, **119** (2), (1976).
- [5] В.М. Дубовик, Л.А. Тосунян. Физика элементарных частиц и атомного ядра, **14** (5), (1983).
- [6] Н.П. Хворостенко. Изв. вузов. Физика, **35** (3), 24 (1992).
- [7] А.А. Протопопов. *Физико-математические основы теории продольных электромагнитных волн*. Под общ. ред. Е.И. Нефедова, А.А. Яшина. (ТулГУ, Тула, 1999)
- [8] C. Monstein, J.P. Wesley. Europhys. Lett., **59** (4), 514 (2002). DOI: 10.1209/epl/i2002-00136-9
- [9] K.J. van Vlaenderen, A. Waser. Hadronic J., **24**, 609 (2001).
- [10] D.A. Woodside. Am. J. Phys., **77** (5), 438 (2009). DOI: 10.1119/1.3076300
- [11] A.I. Arbab, Z.A. Satti. Progr. Phys., **2**, 8 (2009).
- [12] П.А. Жилин. *Труды XXIII школы-семинара «Анализ и синтез нелинейных механических колебательных систем»* (ИПМаш АН, СПб., 1996)
- [13] L.M. Hively. Patent № US 9,306,527 B1, Apr. 5, 2016.
- [14] С.Б. Клоев, Е.И. Нефедов. Физика волновых процессов и радиотехнические системы, **11** (4), 26 (2008).
- [15] Е.И. Нефедов. *Электромагнитные поля и волны* (Издательский центр «Академия», М., 2014)
- [16] E.I. Nefyodov, S.M. Smolskiy. *Understanding of Electrodynamics, Radio Wave Propagation and Antennas* (Scientific Research Publishers, USA, 2012)
- [17] B. Zohuri. Scalar Waves. In book: *Scalar Wave Driven Energy Applications* (Springer, 2019), p. 443–491, DOI:10.1007/978-3-319-91023-9_6
- [18] T. Ohmura. Prog. Theor. Phys., **16** (6), 684 (1956).
- [19] L.A. Alexeyeva. J. Modern Phys., **7**, 1351 (2016). DOI: 10.4236/jmp.2016.711121
- [20] K. Meyl. J. Scientific Exploration, **15** (2), 199 (2001).
- [21] O.A. Zaimidoriga. J. Modern Phys., **7** (8), 806 (2016). DOI: 10.4236/jmp.2016.78074