

Невихревая
электромагнитодинамика
(Электромагнитные волны Теслы)

Москва 2009 г.

Аннотация

Данная работа посвящена той части электродинамики, которой не хватает в уравнениях Максвелла, но которая, тем не менее, существует как объективная реальность, и дана нам в ощущениях и на опыте.

Речь идет об *электромагнитодинамике невихревых полей*, которая описывает *невихревые электрические и магнитные поля* и законы невихревой электромагнитной и магнитно-электрической индукции, продольные электромагнитные волны, кинематику и энергетику их распространения, а также их пространственно-временную структуру.

Согласно классификации ЭМ волн, сложившейся в *четырёхпольной электромагнитодинамике*, зарядовые ЭМ волны Теслы как раз и являются невихревыми ЭМ волнами в рафинированном виде. Но генерируются они переменными неподвижными макрозарядами, а не переменными токами (источниками токовых ЭМ Герца).

С явлениями именно такой электродинамики имел дело гениальный изобретатель и экспериментатор Никола Тесла на созданной им же установке на Лонг-Айленде и некоторые другие исследователи. Поэтому мы и назвали зарядовые ЭМ волны его именем. С его разработками сегодня связывается множество легенд и мифов, но мало кто задумывался о теоретических основах этих явлений, поскольку сегодня в физике доминирует дипольная электродинамика Максвелла. О продольных же ЭМ волнах идет нескончаемая полемика, а понятие скалярного магнитного поля в физике пока не принято.

В данной работе, исходя из закона Кулона, методично и последовательно применяя *законы индукции невихревых ЭМ полей*, сформулированные в четырёхпольной электромагнитодинамике, мы при переменном, но неподвижном сферическом макрозаряде получаем в конечном итоге всю *«анатомию структуры»* сферических невихревых продольно-скалярных ЭМ волн Теслы. Эти волны генерируются уединенной емкостью сферической формы, подключенной к свободному концу вторичной обмотки трансформатора Тесла и заряжаемой/разряжаемой им. В конечном итоге в работе формулируются *полевые решения* для сферической модели зарядовых ЭМ волн Теслы, позволяющие легко моделировать и исследовать кинематику и энергетику их распространения.

Предисловие

В настоящее время общепринято считать, что электродинамика Дж. Максвелла является наиболее хорошо и полно разработанной областью физики и что в своих знаменитых уравнениях, ставших квинтэссенцией теории электромагнетизма, Дж. Максвелл обобщил и свел воедино все экспериментально установленные его предшественниками и современниками законы и закономерности электрических и магнитных явлений. Среди предшественников Дж. Максвелла наиболее известными являются Кулон, Эрстед, Ампер, Фарадей, Био, Савар, Лаплас и др. Менее широко известен тот факт, что современную форму уравнениям Максвелла придал Хевисайд.

Свои обобщения уже обнаруженных закономерностей электромагнетизма Максвелл творчески обогатил собственной концепцией о *токах смещения* и сформулировал все это на языке векторного анализа. В результате ему удалось свести всю теорию электромагнетизма всего лишь к 4 уравнениям в частных производных, называемых теперь уравнениями Максвелла.

Однако, хотя электродинамика Максвелла и приняла компактный и изящный вид, но сами ее уравнения при этом оказались весьма сложными для решения практических задач. По причине феноменологического подхода при конструировании уравнений электромагнетизма Дж. Максвеллу не удалось выявить классический механизм явлений, происходящих в среде и вызывающих появление магнитных полей из электрических. Хотя существование самой среды распространения полей (эфира), безусловно, предполагалось самим автором [10], однако кроме газодинамических аналогий ее структуры никаких иных представлений в ту пору не имелось. Сегодня принято считать, что Дж. Максвелл вынужден был ограничиться описанием закономерностей электрических и магнитных полей на «макроскопическом» уровне рассмотрения, поскольку в ту эпоху еще не было четких научных представлений о строении и структуре вещества и электромагнитных полей. Любопытно, но более поздние открытия в физике и последующие теории, однако, никак не повлияли ни на форму записи уравнений электромагнетизма, ни на их содержание, хотя многие явления современная наука интерпретирует уже совсем не так, как во времена Максвелла.

В то же время официально электродинамика представляется как теория законченная и полная, не нуждающаяся не то, что в ревизии, но даже в каких-либо уточнениях и доработках. И это все не смотря на то, что сам Максвелл хорошо сознавал, что система уравнений, сконструированная им, не является полной. Однако официальная наука упорно игнорирует предостережения самого Максвелла, что его теория не пригодна для описания полей незамкнутых токов и одиночных зарядов.

Тем не менее, как отмечают немногие современные исследователи, и в самом фундаменте теории электродинамики не все так безоблачно, как это представляется официальной наукой: известен уже целый ряд экспериментальных явлений, которые современная электродинамика Максвелла объяснить не в состоянии (например, феномен шаровой молнии, эффект Ааронова-Бома, эффект Биффельда-Брауна, опыты Авраменко). Имеются в ней и теоретические проблемы, решения которых в рамках феноменологического подхода даже не предвидится (например, так называемая проблема «калибровки векторного потенциала» является результатом полного отсутствия в исходных уравнениях Максвелла как самого векторного потенциала, так и даже идей для его построения и, тем более, критериев для его «калибровки»). Более того, в последние годы появились публикации, авторы которых (Г.В. Николаев [1]...[4], Ст. Маринов [5]) утверждают и достаточно аргументировано показывают, что в классической теории электромагнетизма существуют даже целые пробелы, теоретические изъяны, в результате чего сама теория Максвелла оказывается неполной и внутренне противоречивой. Основным теоретическим изъяном, по мнению Г.В. Николаева, является отсутствие в теории Максвелла даже самой идеи об еще одном силовом поле, а именно, – о скалярном магнитном поле и соответствующей ему «продольной» силе. По мнению Г.В. Николаева, они все-таки существуют и «работают» наряду с обычным векторным вихревым магнитным полем и «поперечной» силой Лоренца.

К сожалению, и сам теоретический фундамент классической электродинамики зиждется на понятиях, *природа и суть которых до сих пор остается непознанной*. Примером одного из таких понятий является *электрический заряд*, примером другого такого понятия – вакуумные «токи

смещения», введенные в теорию Дж. Максвеллом для совместимости с уравнением непрерывности для заряда и тока проводимости. Да и о самом феномене электрического тока вообще, и о токе проводимости в частности в электродинамике до сих пор отсутствует четкое, ясное и при этом *адекватное представление*. То же самое можно сказать и о феномене электрических и магнитных полей. Даже в принятой терминологии в электродинамике исторически сложилась и до сих пор сохраняется терминологическая нестыковка: так в магнитостатике напряженность магнитного поля не зависит от электромагнитных свойств среды, а в электростатике напряженность электрического поля зависит от них. В магнитостатике индукция магнитного поля зависит от электромагнитных свойств среды, а в электростатике индукция электрического поля не зависит от них. Уже это терминологическое противоречие затуманивает четкость понимания происходящих процессов.

Складывается парадоксальная ситуация: многие (хотя далеко и не все!) явления электричества и магнетизма уравнения Максвелла описывают вроде бы достаточно верно и точно, но при этом сама их физическая сущность и внутренние механизмы остаются не вскрытыми и ускользают из поля зрения исследователя, оставаясь загадкой.

Ничего удивительного в этой ситуации все же нет: теория, изначально создававшаяся феноменологическим путем, как правило, обладает лишь описательной силой. Она способна верно описывать лишь те явления, для описания которых она и создавалась, становясь, таким образом, хотя и довольно точным, но слепым математическим инструментом, абстрагированным от физической сущности описываемых явлений.

Объяснительную и предсказательную силу фундаментальная теория может обрести лишь на основе глубинного понимания физической природы и механизмов описываемых ею явлений и адекватного их отображения в самой математической модели теории.

Как уже отмечалось выше, гениальный Дж. К. Максвелл сформулировал свои уравнения в терминах теории поля на языке векторного анализа, что значительно сократило формальную запись закономерностей электромагнетизма, но при этом, увы, значительно усложнило практическую применимость теории. Сама по себе задача решения системы дифференциальных уравнений в пространственных производных представляет собой сложнейшую математическую проблему, и в большинстве случаев решение полевых задач осуществляется численными методами на мощных компьютерах с применением сложных алгоритмов и методов конечных элементов.

Для решения же практических инженерных задач гораздо шире используется *теоретическая электротехника*, построенная на законе Ома, включающая теорию электрических и магнитных цепей и другие инженерные методы. И, поскольку теоретическая электротехника является прикладным детищем электродинамики Максвелла, постольку она «генетически» наследует все ее изъяны и «болезни».

Отпочковавшись от электродинамики, теоретическая электротехника уже давно превратилась в самостоятельную прикладную науку, учредив для этого свою собственную точку зрения на законы электромагнитной индукции и обосновав свои собственные интегративные подходы и методы решения прикладных задач.

Принципиальное различие между электродинамическим и электротехническим подходами при решении полевых задач и оценивании полей заключается в том, что в электродинамике принят «дифференциальный подход» и все определения полей имеют полевую форму. Напротив, в электротехнике принят «интегративный» подход, и все оценки полей имеют неполевую интегральную форму.

Наиболее ярко это различие в подходах и трактовках можно продемонстрировать на примере закона Фарадея.

Вид научной дисциплины	Электродинамика	Теоретическая электротехника
Форма определения или описания закона	Полевая форма закона	Интегральная форма закона
Формула определения или оценивания поля	$\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}$ и $\mathcal{E} = \oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l}$	$\mathcal{E} = -N \frac{\partial}{\partial t} \Phi$

Из сравнения формул определения ЭДС индукции \mathcal{E} видно, что эта величина является интегральной характеристикой, т.е. функционалом, зависящим как от силового поля электрической

напряженности \vec{E} , так и от формы контура L , по которому проводится интегрирование. Т.е. ЭДС \mathcal{E} не является полем, так же как и широко используемые в электротехнике понятия магнитный поток $\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ и сила тока $i = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S}$, являющиеся скалярными потоками векторных полей через поверхность S .

Однако, трактуя закон индукции в интегральной форме, следует не забывать и о дифференциальной форме этого же закона, и неверно считать, что при возникновении ЭДС индукции снаружи тороидальной катушки, (где, как считается, магнитного поля нет) она возникает лишь благодаря переменному магнитному *потоку внутри тороида*. Ведь для возникновения ЭДС индукции необходимо и достаточно *наличие снаружи тороида переменного поля* векторного магнитного потенциала \vec{A} , а оно-то снаружи как раз имеется!

Современная классическая электродинамика Максвелла была и остается теорией двухпольной, т.е. представляет собой учение всего лишь о двух силовых полях: электрическом \vec{E} и магнитном $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$. Этим силовым полям соответствуют сила Кулона и поперечная движению пробного заряда сила Лоренца. Причем сами *силовые законы электромагнетизма* никак не следуют из уравнений Максвелла и установлены они были опытным путем.

Концепция четырехпольной электромагнитодинамики

Тем не менее, с помощью **расширенного векторного анализа (РВА)**, содержащего **теорию ранжированных потенциалов и вихрей подвижного точечного источника**, номенологическим путем из закона Кулона можно построить **четырепольную электромагнитодинамику**. В ней строго и однозначно выводятся все уравнения электромагнетизма, включая все уравнения Максвелла, а так называемая проблема «калибровки полей» находит однозначное строгое разрешение на основе жесткого физико-математического критерия «калибровки» в лице т.н. **конфлюэнтных векторных полей**. На выходе же получается стройная непротиворечивая теория электромагнетизма, содержащая две пары силовых полей и соответствующих им сил:

- Невихревое электрическое поле \vec{E}_{\otimes} , (в частности, электростатическое поле Кулона, а также продольное электрическое поле ЭМ волн Теслы), которое действует на пробный заряд q силой Кулона: $\vec{F}_C = q\vec{E}_{\otimes}$
- Вихревое электрическое поле \vec{E}_{\circ} , (в частности, вихревое электрическое поле Фарадея), которое действует на пробный заряд q силой Фарадея: $\vec{F}_F = q\vec{E}_{\circ}$
- Вихревое векторное магнитное поле \vec{B} , (в частности, вихревое векторное магнитное поле Био-Савара-Лапласа), которое действует на пробный заряд q , движущийся в нем со скоростью \vec{v} , поперечной силой Лоренца: $\vec{F}_L = q[\vec{v} \times \vec{B}]$
- Невихревое скалярное магнитное поле B , (в частности, скалярное магнитное поле Николаева, а также скалярное магнитное поле ЭМ волн Теслы), которое действует на пробный заряд q , движущийся в нем со скоростью \vec{v} , продольной силой Николаева: $\vec{F}_N = q(\vec{v} \cdot B)$

Таблица основных ранжированных полей четырехпольной электродинамики с их названиями представлена ниже.

Таблица силовых полей четырехпольной электродинамики

Электрические поля		Магнитные поля	
Невихревые электрические поля	Вихревые электрические поля	Невихревые магнитные поля	Вихревые магнитные поля
...
Скалярный электрический потенциал, [В] U_{\otimes}	Векторный вихревой электрический потенциал, [В] \vec{U}_{\circ}	Векторный невихревой магнитный потенциал, [Тл м] \vec{A}_{\otimes}	Векторный вихревой магнитный потенциал, [Тл м] \vec{A}_{\circ}
Напряженность невихревого электрического поля, [В/м] $\vec{E}_{\otimes} = -\frac{\partial \vec{A}_{\otimes}}{\partial t} = -\text{grad} U_{\otimes}$	Напряженность вихревого электрического поля, [В/м] $\vec{E}_{\circ} = -\frac{\partial \vec{A}_{\circ}}{\partial t} = -\text{rot} \vec{U}_{\circ}$	Индукция скалярного магнитного поля, [Тл] $B = \frac{1}{c^2} \frac{\partial U_{\otimes}}{\partial t} = \text{div} \vec{A}_{\otimes}$	Индукция вихревого векторного магнитного поля, [Тл] $\vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{U}_{\circ}}{\partial t} = \text{rot} \vec{A}_{\circ}$
Объемная плотность заряда, [Кл/м ³] $\rho_{\otimes} = \varepsilon_0 \Delta U_{\otimes} = \varepsilon_0 \text{div} \vec{E}_{\otimes} = -\varepsilon_0 \frac{\partial B}{\partial t}$	Вихревая объемная плотность заряда, [Кл/м ³] $\bar{\rho}_{\circ} = \varepsilon_0 \Delta \vec{U}_{\circ} = \varepsilon_0 \text{rot} \vec{E}_{\circ} = -\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	Плотность невихревого тока смещения Максвелла, [А/м ²] $\vec{J}_{\otimes} = \frac{1}{\mu_0} \Delta \vec{A}_{\otimes} = \frac{1}{\mu_0} \text{grad} B = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_{\otimes}}{\partial t}$	Плотность вихревого тока смещения Максвелла, [А/м ²] $\vec{J}_{\circ} = \frac{1}{\mu_0} \Delta \vec{A}_{\circ} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{B} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_{\circ}}{\partial t}$
Сила Кулона, [Н]: $\vec{F}_C = q \vec{E}_{\otimes}$	Сила Фарадея, [Н]: $\vec{F}_F = q \vec{E}_{\circ}$	Сила Николаева, [Н]: $\vec{F}_N = q(\vec{v} \cdot \vec{B})$	Сила Лоренца, [Н]: $\vec{F}_L = q[\vec{v} \times \vec{B}]$

Как известно, именно из уравнений Максвелла следовало, что в природе должны существовать электромагнитные волны, которые позднее и были экспериментально обнаружены Герцем со всеми вытекающими отсюда техническими и технологическими последствиями (беспроводная связь, радио, телевидение и т.д.). Из классической теории электромагнетизма следует, что электромагнитные волны – это синфазные поперечные волны *вихревого* типа, где переменные вихревые электрическая и магнитная компоненты порождают друг друга. Однако из уравнений Максвелла вовсе не следует возможность существования электромагнитных волн *невихревого* типа (в том числе и т.н. «продольных» ЭМ волн). Полемика о теоретической возможности существования и практической возможности получения и использования «продольных» ЭМ волн продолжается, и конца ей не видно.

Ничего удивительного в этом нет! Ведь именно *законы индукции вихревых полей* описывают два из четырех уравнений Максвелла: так называемое уравнение «обобщенного закона Ампера» и уравнение «закона Фарадея». С точки зрения четырехпольной электромагнитодинамики эти законы Максвелла являются не чем иным, как законами индукции вихревых полей.

Напротив, из четырехпольной электромагнитодинамики следует существование как вихревых (в частности, поперечных ЭМ волн), так и невихревых (в частности, продольно-скалярных ЭМ волн). Более того, четырехпольная электромагнитодинамика допускает также и существование ЭМ волн *смешанного типа*, в которых присутствуют как вихревые, так и невихревые компоненты полей.

С позиций четырехпольной электромагнитодинамики в природе существует два различных по способу генерации класса ЭМ волн:

- Токовые ЭМ волны и поля, источником которых являются переменные электрические токи. Назовем их условно ЭМ волнами Герца
- Зарядовые ЭМ волны и поля, источником которых являются *неподвижные* переменные (макро) заряды. Назовем их условно ЭМ волнами Теслы.

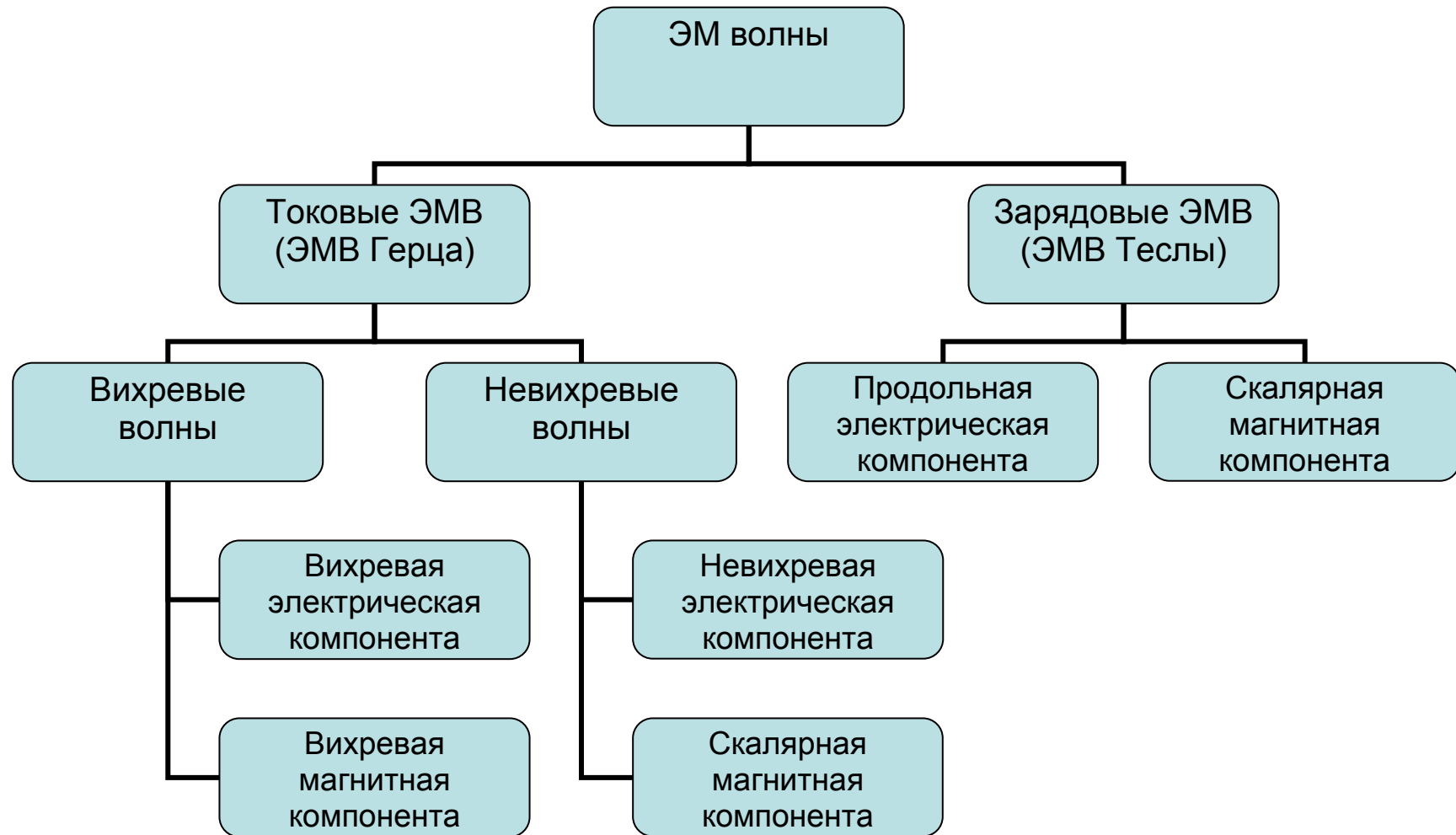
Ниже на диаграмме приведена классификация типов электромагнитных волн, сложившаяся в четырехпольной электромагнитодинамике.

Как ни странно, об ЭМ волнах Герца написаны десятки и сотни книг, чего нельзя сказать об ЭМ волнах Теслы, хотя именно с ними уже более 100 лет назад имел дело на своих экспериментальных башнях на Лонг-Айленде и в Колорадо Спрингс выдающийся экспериментатор и изобретатель Никола Тесла [8].

Редкие публикации и полемика, вызванная ими, посвящены все же больше поиску среди токовых ЭМ волн Герца т.н. «продольных» ЭМ волн, способам их получения [10], либо физико-теоретическим проблемам, связанным с ними [7]. С другой стороны в последние годы появились и работы, посвященные теории скалярных магнитных полей, безусловным первопроходцем среди которых являлся ныне покойный проф. Николаев Г.В. [1]...[4]. Сегодня же развитием теории скалярных магнитных полей продолжает заниматься д.ф.-м.н. Томилин А.К. из ВКГТУ [6]

О зарядовых же ЭМ волнах Теслы и эффектах, связанных с ними (т.н. «радиантная» энергия), сегодня больше пишут неспециалисты, популяризаторы или же те, кого это просто интересует [12].

Классификация ЭМ волн и полей в четырехпольной электромагнитодинамике



Автору этой работы также довелось заниматься исследованиями теоретических проблем электродинамики, и уже как минимум 5 лет полностью погрузиться в них. В результате длительной кропотливой работы, наконец, удалось сформулировать и математически свести все разнообразие форм электромагнитных полей и волн в единую концепцию четырехпольной электромагнитодинамики. Однако для этого пришлось существенно доработать сам классический векторный анализ, на языке которого написаны классические уравнения Максвелла, ввести в стандартный векторный анализ концепцию и математический аппарат пространственно-ориентированных производных поля. Пришлось также расширить введенную теоремой Гельмгольца классификацию векторных (и скалярных тоже) полей, включив в уже расширенный векторный анализ теорию ранжированных полиаксиальных потенциалов и вихрей подвижного точечного источника, выделить из Лапласовых полей в отдельный тип *конфлюэнтные векторные поля*. И с помощью этого уже усовершенствованного математического аппарата показать, что дифференцирование по времени переменных полей подвижных источников в векторном анализе *принципиально* отличается от дифференцирования по времени сложных функций многих переменных в скалярном математическом анализе. Именно это и послужило основой для концепции и построения аппарата пространственно-ориентированных производных поля и, в итоге, позволило продвинуться гораздо дальше в теоретическом моделировании электрических и магнитных полей.

Попутно получила свое однозначное решение и т.н. проблема «калибровки векторного потенциала», т.е. удалось аналитически вывести определение векторного магнитного потенциала для равномерно и прямолинейно движущегося точечного заряда, удовлетворяющее критерию конфлюэнтности токов смещения Максвелла. Критерий этот прост, естествен и логичен: если неоднородное векторное поле является конфлюэнтным (*confluence* по латыни – слияние), т.е. оно есть одновременно и вихрь и потенциал, то оно и должно быть одновременно и ротором и градиентом, причем «все в одном флаконе». Т.е., иначе говоря, например, поскольку, векторное

поле тока смещения Максвелла $\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{B}$, возникающее вокруг точечного заряда, движущегося с

постоянной скоростью, конфлюэнтное, т.к. $\text{rot } \vec{J} = 0$ и $\text{div } \vec{J} = 0$, то это поле должно быть также еще и градиентом скалярного поля B : $\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} \text{grad } B$, причем одновременно! Откуда немедленно следует, что таким скалярным полем может быть лишь скалярное магнитное поле Николаева:

$$B = \frac{1}{c^2} (\vec{v} \cdot \vec{E}),$$

Вспомнив, что векторное магнитное поле Био-Савара равномерно и прямолинейно движущегося точечного заряда определяется как

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} [\vec{v} \times \vec{E}],$$

не сложно убедиться, что $\text{rot } \vec{B} = \text{grad } B$.

С другой стороны, в рамках четырехпольной электромагнитодинамики на языке РВА оба эти магнитные поля легко определяются и с помощью нового для стандартного векторного анализа математического аппарата пространственно-ориентированных производных полей движущегося источника. Так, у поля кулоновского потенциала движущегося заряда

$$U(\vec{r}, \vec{r}_q(t)) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\vec{r} - \vec{r}_q(t)|}$$

таких производных этого поля по времени в рамках РВА будет уже две:

- Производная скалярного поля потенциала *вдоль вектора скорости*, известная и в стандартном векторном анализе как «градиент скалярного поля по вектору \vec{v} », которая и представляет собой, почему-то еще неизвестное в электродинамике скалярное магнитное поле Николаева:

$$B = \frac{1}{c^2} \dot{U}(\vec{r}, \vec{r}_q(t)) = \frac{1}{c^2} (\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}_q}) U = \frac{1}{c^2} (\vec{v} \cdot \vec{E}) \text{ и}$$

- Производная скалярного поля потенциала *поперек вектору скорости*, которая, как это ни удивительно, как раз и представляет собой уже давно известное в электродинамике векторное магнитное поле Био-Савара:

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \dot{\times} U(\vec{r}, \vec{r}_q(t)) = \frac{1}{c^2} [\vec{v} \times \nabla_{\vec{r}_q}] U = \frac{1}{c^2} [\vec{v} \times \vec{E}]$$

Таким образом, проблемы калибровки полей в четырехпольной электромагнитодинамике даже не возникает! Остается лишь определить векторный магнитный потенциал к уже определенным магнитным полям так, чтобы:

$$\text{rot } \vec{A} = \vec{B} \text{ и } \text{div } \vec{A} = B$$

Он определяется однозначно (вернее с точностью до произвольного конфлюэнтного поля):

$$\vec{A} = \frac{1}{c^2} (\vec{v} \cdot \vec{r}) \vec{E}$$

Определение же векторного магнитного потенциала заряда, движущегося с постоянной скоростью, (в калибровке Лоренца), используемое в современной электродинамике $\left(\vec{A} = \frac{1}{c^2} U \cdot \vec{v} \right)$, отличается от полученного нами всего лишь знаком своей невихревой компоненты. Поэтому и Г.В. Николаеву, также использовавшему именно это определение, пришлось в своих работах определять скалярное магнитное поле как $B = -\text{div } \vec{A}$.

Вообще, теория ранжированных полиаксиальных потенциалов и вихрей подвижного точечного источника и математический аппарат пространственно-ориентированных производных полей движущегося источника позволяют несравнимо более эффективно продвигаться в компьютерном исследовании *токовых ЭМ волн Герца*, в понимании и моделировании их пространственно-временной структуры.

Как это ни странно, но *зарядовые ЭМ волны Теслы* оказываются существенно проще в изучении и моделировании, чем токовые ЭМ волны Герца ввиду значительно меньшей сложности и громоздкости математических вычислений. И странным кажется то обстоятельство, что до сих пор еще никем не была построена теория продольных ЭМ волн, хотя Тесла уже более 100 лет назад в своих экспериментах на Лонг-Айленде и в Колорадо-Спрингс имел дело именно с этим феноменом¹.

Объяснение этому только одно: просто в уравнениях Максвелла не хватает хотя бы пары уравнений, описывающих *законы индукции невихревых ЭМ полей*.

С позиций четырехпольной электромагнитодинамики уравнения Максвелла (в современном их виде) представляют собой систему 4-х уравнений, два из которых являются полевыми формами вариантов формулировки физических законов электромагнитной и магнитно-электрической индукций. Но, в обоих случаях, они охватывают лишь законы индукции *вихревых полей*.

Напомним, что в уравнениях Максвелла сформулирован всего лишь один вариант записи *закона вихревой электромагнитной индукции* (т.н. обобщенный закон Ампера), который вдали от порождающих его свободных электрических зарядов и макроскопических токов имеет вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}_\odot}{\partial t} = \text{rot } \vec{B}, \text{ причем } \text{div } \vec{B} = 0$$

Т.к. стоящее справа магнитное поле Био-Савара \vec{B} вихревое, то и слева в этом законе может быть лишь *вихревое* электрическое поле \vec{E}_\odot , что мы и уточняем индексом \odot .

В уравнениях Максвелла так же представлен лишь один вариант записи *закона магнитно-электрической индукции вихревых полей*, а именно – закон Фарадея:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} = \text{rot } \vec{E}_\odot, \text{ причем } \text{div } \vec{E}_\odot = 0$$

¹ Хотя, похоже, что вряд ли сам Н. Тесла задумывался над этим: ведь у него были совсем другие цели.

Совершенно очевидно, что и тут электрическое поле Фарадея \vec{E}_\circ , возникающее в результате Фарадеевской индукции, может быть лишь **вихревым** электрическим полем. Поскольку \vec{B} - это магнитное поле Био-Савара, а оно вихревое ($\text{div } \vec{B} = 0$), то закон Фарадея может описывать лишь индукцию *вихревого* электрического поля \vec{E}_\circ , инициируемую переменным вихревым магнитным полем \vec{B} , и он никак не годится для описания магнитно-электрической индукции *невихревых электрических полей*.

Вот и получается, что формулировок **законов индукций невихревых электрических и магнитных полей** в уравнениях Максвелла в принципе нет! И, следовательно, кроме невихревого кулоновского электростатического поля, других невихревых полей (как электрических, так и магнитных) в уравнениях Максвелла вообще нет! Не знает их и теоретическая электротехника как генетическое детище электродинамики.

Именно по этим и другим причинам современную двухпольную теорию электромагнетизма нельзя квалифицировать как полную, непротиворечивую, внутренне самосогласованную теорию, лишенную недостатков.

Постановка задачи

Данная работа посвящена именно той части электромагнитодинамики, которой не хватает в уравнениях Максвелла, но которая, тем не менее, существует как объективная реальность, и дана нам в ощущениях и на опыте.

Речь идет об **электромагнитодинамике невихревых полей**, которая описывает *невихревые электрические и магнитные поля* и законы невихревой электромагнитной и магнитно-электрической индукции, продольные электромагнитные волны, кинематику и энергетику их распространения, а также их пространственно-временную структуру.

Согласно классификации ЭМ волн, сложившейся в четырехпольной электродинамике, зарядовые ЭМ волны как раз и являются невихревыми ЭМ волнами в рафинированном виде, но они генерируются переменными макроразрядами, а не переменными токами.

С явлениями именно такой электродинамики имел дело гениальный изобретатель и экспериментатор Никола Тесла на Лонг-Айленде и некоторые другие исследователи. Мы и назвали этот вид невихревых ЭМ волн так в честь великого Николы Тесла, который посвятил много лет и сил экспериментам на созданной им же установке. С его разработками и экспериментами сегодня связывается множество легенд и мифов, но мало кто задумывался о теории этих явлений.

В данной работе, исходя из закона Кулона, методично и последовательно применяя *законы индукции невихревых ЭМ полей*, сформулированные в четырехпольной электромагнитодинамике, мы при переменном, но неподвижном макроразряде получаем в конечном итоге всю *«анатомию структуры»* центрально-симметричных невихревых продольно-скалярных ЭМ волн Теслы. Эти волны генерируются уединенной емкостью сферической формы, подключенной к свободному концу вторичной обмотки трансформатора Тесла и заряжаемой/разряжаемой им.

Несомненно, что в реальной экспериментальной установке будут и провода и токи! Задачей экспериментаторов и их головной болью будет являться изобретение таких способов подвода и отвода заряда от сферы, чтобы вовсе исключить или хотя бы минимизировать до приемлемых пределов вихревые токовые ЭМ поля и волны, поскольку они будут выступать в данном эксперименте лишь в роли паразитного "вихревого фона". Например, сами провода можно сделать такими, что они не будут (или почти не будут) излучать токовых вихревых ЭМ волн и полей, как, например, не излучает их бифилярная катушка), а распределение переменного макроразряда по самой сфере можно осуществлять через коллектор, расположенный в ее центре, как можно более центрально-симметричным и изотропным способом. При достаточно большом количестве «безвихревых» проводников, подводящих изотропно и центрально-симметрично переменные заряды к самой сфере, мы смело можем абстрагироваться от токовых ЭМ волн Герца и сосредоточиться лишь на зарядовых ЭМ волнах Теслы.

Насколько можно понять из литературы, сам Н. Тесла не совсем так «накачивал» уединенную емкость на своей установке в Лонг-Айленде, и поэтому в его экспериментах, по-видимому, присутствовала достаточно большая доля и токовых ЭМ волн Герца. Но ведь Тесла пытался решить другую проблему – передачу энергии на большие расстояния без проводов.

В такой постановке вокруг сферы с переменным зарядом возникнут переменные невихревые поля, которые мы назовем *полями Тесла*. Эти поля представляют собой совокупность невихревых электрических и скалярных (невихревых) магнитных силовых полей и их объемных производных и первообразных, индуцируемых вокруг сферы.

Дело в том, что согласно теории ранжированных полиаксиальных потенциалов и вихрей подвижного точечного источника *не существует центрально-симметричных вихревых полей*, и поэтому вокруг неподвижной сферы переменного заряда могут возникать лишь центрально-симметричные поля индукции (как электрические, так и магнитные), которые упущены в уравнениях Максвелла. А центральной симметрией могут обладать лишь *невихревые* поля!

Электростатические поля

Вначале сделаем некую систематизацию наших знаний в области электростатики, разложив «по полочкам» все известные нам электростатические поля, всю совокупность которых мы будем называть кулоновскими электрическими полями.

Вероятно, явления электростатики знакомы человечеству с незапамятных времен, как в виде природных проявлений (молния), так и в виде странного и непонятного притягивания натертой янтарной палочкой мелких предметов. Собственно само слово «электричество» происходит от греческого названия янтаря. Но, несмотря на столь давнее знакомство человека с этим явлением, на изобретение Лейденской банки и установление двух различных электрических субстанций, физика электричества, его закономерности оставались для человека тайной в течение очень длительного периода, вплоть до конца XVIII века. Лишь в 1785 г. Шарль Кулон опытным путем с помощью изобретенных им крутильных весов установил закон, определяющий силу взаимодействия между двумя покоящимися точечными зарядами. Этот момент можно считать началом научного познания человечеством электростатики. Собственно все законы электростатики сводятся к открытому Кулоном закону.

При наличии покоящегося электрического точечного заряда, *физическая сущность природы которого до сих пор остается непознанной*, в его ближайшей окрестности происходит изменение однородности характеристик среды, при этом (в модели точечного заряда) сохраняется их изотропия. Эта неоднородность в электростатике характеризуется наличием ненулевого скалярного потенциала электростатического поля Кулона, образующегося вокруг заряда.

Из закона Кулона следует закон *распределения потенциала электростатического поля покоящегося точечного заряда* q :

$$U_q = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} = \frac{\mu_0 c^2}{4\pi} \frac{q}{r}$$

где r – дистанция от покоящегося точечного заряда q до выбранной точки системы отсчета.

ϵ_0 - диэлектрические характеристики среды, в которой распространяется электрическое поле.

В системе СИ единицей измерения потенциала поля является Вольт [В].

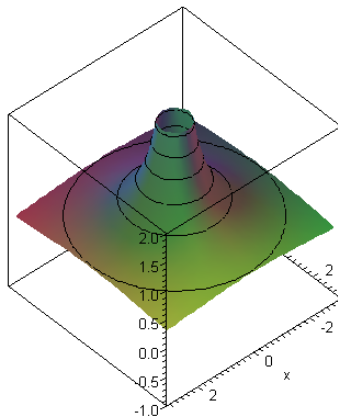


Диаграмма 2D-сечения поля электростатического потенциала неподвижного заряда

Поскольку потенциал электростатического поля обратно пропорционален дистанции от заряда, то ранг поля кулоновского потенциала равен -1.

Следующим по рангу кулоновским полем точечного заряда будет векторное поле *градиента кулоновского потенциала*:

$$\vec{E}_q = \nabla U_q = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^3} \vec{r}$$

Однако исторически сложилось так, что физиками было выбрано направление силы, действующей на *положительный* пробный заряд, а оно направлено *против градиента* потенциала.

Поэтому в электростатике (и в электродинамике) принято пользоваться *полем электрической напряженности*:

$$\vec{E}_q = -\vec{E}_q = -\nabla U_q = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^3} \vec{r}.$$

Ранг поля электрической напряженности равен -2.

Помимо поля электрической напряженности \vec{E}_q , в электродинамике используется также поле *электрической индукции* \vec{D}_q :

$$\vec{D}_q = \epsilon_0\epsilon\vec{E}_q,$$

которое, согласно своему определению, оказывается полем, независящим от свойств среды распространения (ϵ_0, ϵ).

Следует заметить, что дань исторической традиции при выборе направления поля \vec{E}_q способна внести некоторую «путаницу» в интерпретацию некоторых законов электродинамики впоследствии, но мы будем помнить об этой особенности направления поля \vec{E}_q .

Так, например, нижеследующим по рангу кулоновским полем должно быть поле объемной плотности заряда:

$$\rho_q = \epsilon_0\epsilon\Delta U_q = \epsilon_0\epsilon\nabla\vec{E}_q = -\epsilon_0\epsilon\nabla\vec{E}_q = -\nabla\vec{D}_q$$

Однако у самого Максвелла в одном из уравнений почему-то $\nabla\vec{D}_q = \rho_q$, хотя направление поля \vec{D}_q направлено также против градиента потенциала, в силу той же исторической традиции. Поэтому корректнее было бы данное уравнение Максвелла переписать так: $\nabla\vec{D}_q = -\rho_q$.

Но эта поправка в электростатике теряет всякий смысл по причине особого свойства полей \vec{E}_q и \vec{D}_q : они оказываются *конфлюэнтными* полями, и поэтому всюду, (за исключением сингулярной точки), будет $\nabla\vec{D}_q = \nabla\vec{E}_q = 0$.

В исследовательских целях определим также выше следующее векторное поле кулоновского векторного суперпотенциала \vec{Q}_q , так чтобы $\nabla\vec{Q}_q = U_q$:

$$\vec{Q}_q = \frac{q}{8\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{\vec{r}}{r}$$

Единицей измерения поля суперпотенциала \vec{Q}_q в СИ является Вольтметр [В м], а ранг этого поля равен 0.

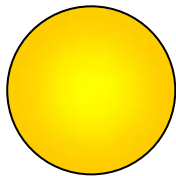
Таким образом, мы можем построить иерархически упорядоченную по рангу последовательность всевозможных кулоновских полей вокруг точечного заряда. Отметим, что лишь одно из них (а именно поле $\vec{E}_q = -\vec{E}_q$) будет являться силовым полем. Все же остальные поля (включая поле кулоновского потенциала) силовыми не будут. В электростатике мы можем полагать их либо абстрактными, либо информационными полями. Но это вовсе не означает, что эти поля не существуют реально, а лишь плод математического абстрагирования! Реальность существования этих несилловых полей будет проявлена в электродинамике, когда в соответствии с законами индукции, все они проявятся в виде силовых компонент суммарного электромагнитного излучения.

Построим далее определения ранжированной последовательности кулоновских полей для заряженной сферы, представляющей собой уединенную емкость.

Переменные электромагнитные поля вокруг покоящейся уединенной емкости (поля Тесла)

Пусть уединенная емкость представляет собой сферу радиуса R_0

Электрическая емкость такой сферы равна $C_0 = 4\pi\epsilon_0 R_0$



Если соединить такую сферу со вторичной обмоткой трансформатора Тесла, то мы получим устройство, генерирующее переменные электромагнитные волны Тесла. Эти волны представляют собой невихревые электрические силовые поля и невихревые скалярные магнитные силовые поля.

Для определения и исследования свойств этих полей построим сравнительную таблицу 2-х ранжированных семейств Кулоновских электростатических полей

- полей вокруг точечного заряда и
- полей вокруг и внутри равномерно заряженной сферы, заряд которой связан с Кулоновским потенциалом на ее поверхности: $Q_0 = C_0 U_0 = 4\pi\epsilon_0 U_0 R_0$.

Сравнительная таблица ранжированных Кулоновских полей точечного заряда и сферы

Название Кулоновского поля, размерн.	Формула определения полей точечного заряда q ; ранг поля k	Формула определения полей заряженной сферы \circ ; ранг поля k
Кулоновский векторный суперпотенциал, [В м]	$\vec{Q}_q = \frac{q}{8\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}}{ \vec{r} }, \quad \forall \vec{r} \neq 0;$ $k = 0$	$\vec{Q}_0 = \begin{cases} \frac{1}{3} U_0 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{2} U_0 R_0 \frac{\vec{r}}{ \vec{r} }, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases};$ $k = \begin{cases} +1 & \text{внутри сферы} \\ 0 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$
Кулоновский потенциал, [В];	$U_q = \nabla \vec{Q}_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{ \vec{r} }, \quad \forall \vec{r} \neq 0;$ $k = -1$	$U_0 = \nabla \vec{Q}_0 = \begin{cases} U_0, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ U_0 R_0 \frac{1}{ \vec{r} }, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases};$ $k = \begin{cases} 0 & \text{внутри сферы} \\ -1 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$
Напряженность электростатического поля, [В/м];	$\vec{E}_q = \vec{G}_q = -\nabla U_q = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}}{ \vec{r} ^3}, \quad \forall \vec{r} \neq 0$; $k = -2$	$\vec{E}_0 = -\nabla U_0 = \begin{cases} \mathbf{0}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ U_0 R_0 \frac{\vec{r}}{ \vec{r} ^3}, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases};$ $k = \begin{cases} 0 & \text{внутри сферы} \\ -2 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$
Поле плотности объемной заряда [Кл/м ³];	$\rho_q = -\epsilon_0 \nabla \vec{E}_q = 0, \quad \forall \vec{r} \neq 0;$ $k = 0$	$\rho_0 = -\epsilon_0 \nabla \vec{E}_0 = 0, \quad \forall \vec{r} \neq R_0;$ $k = 0$

Таблицу Кулоновских полей точечного заряда и сферы можно продолжать строить и далее, охватывая область полей с положительными рангами. Напомним, что рангом поля k называется показатель степени его зависимости от дистанции до источника поля. (Ранги всех электростатических полей указаны в таблице).

Ранжированные кулоновские поля строго подчиняются правилам ранжирования:

- Любое кулоновское поле ранга k равно лапласиану поля ранга $(k + 2)$, за исключением лишь поля электрической напряженности \vec{E} , которое (согласно традиции) имеет противоположное векторному лапласиану направление. Например:

$$\rho = \varepsilon_0 \Delta U, \quad \vec{E}_q = -\Delta \vec{Q}_q$$

- Любое скалярное кулоновское поле ранга k равно дивергенции векторного поля ранга $(k + 1)$, за исключением лишь поля ρ , которое имеет знак, противоположный $\nabla \vec{E}$ (по традиции). Например:

$$U_q = \nabla \vec{Q}_q, \quad \rho_q = -\varepsilon_0 \nabla \vec{E}_q$$

- Любое векторное кулоновское поле ранга k равно градиенту скалярного поля ранга $(k + 1)$, за исключением лишь поля электрической напряженности \vec{E} , которое имеет направление, противоположное градиенту (по традиции). Например:

$$\vec{E}_q = -\nabla U_q$$

Другими словами, всякое поле ранга k в таблице ранжированных кулоновских полей является одновременно и объемной производной поля ранга $(k + 1)$ и объемной первообразной поля ранга $(k - 1)$. Исключением, возникшим по историческим причинам, является лишь поле электрической напряженности \vec{E} , имеющее направление антиградиента.

Обратим внимание на то, что поле векторного суперпотенциала заряженной сферы претерпевает скачок на границе сферы, вызванный наличием распределенного заряда на сфере.

Теперь сделаем заряд сферы переменным и определим возникающие при этом в окрестности уединенной **неподвижной** сферической ёмкости переменные поля. Мы намеренно обездвигиваем наш сферический макро-заряд, чтобы специально исключить из рассмотрения (или хотя бы минимизировать) вихревые токовые поля. Необходимо хотя бы мысленно представить, что зарядка-разрядка сферы происходит изотропно и центрально-симметрично от коллектора, расположенного в ее центре и соединенного с удаленным трансформатором Тесла специальным проводом, не излучающим вихревые токовые ЭМ волны.

В такой постановке вокруг сферы возникнут центрально-симметричные переменные невихревые поля, которые мы назовем **полями Тесла**. Эти поля представляют собой совокупность невихревых электрических и скалярных (невихревых) магнитных силовых полей и их объемных производных и первообразных, индуцируемых вокруг сферы с переменным зарядом.

Поскольку электрическая емкость сферы C_\circ остается неизменной, то с изменением заряда сферы Q_\circ , будет меняться ее поверхностный кулоновский потенциал U_\circ так, что всегда будет выполняться соотношение:

$$\frac{Q_\circ(t)}{U_\circ(t)} = C_\circ(R_\circ) = inv$$

При этом производная по времени от заряда сферы $\frac{\partial Q_\circ}{\partial t} = i_\circ(t)$ будет характеризовать величину силы внутренних (радиальных) токов зарядки-разрядки сферы, но она не будет являться полевой характеристикой процесса.

Процесс зарядки-разрядки сферы будет сопровождаться появлением в пространстве вокруг и внутри сферы новых **невихревых** полей, помимо переменных кулоновских полей. Причем принципиально важно, что эти поля отсутствуют в классических уравнениях Максвелла. Напомним еще раз, что в уравнениях Максвелла существует всего лишь одно уравнение *закона вихревой*

электромагнитной индукции (т.н. обобщенный закон Ампера), который вдали от порождающих его свободных электрических зарядов и макроскопических токов имеет вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}_\circ}{\partial t} = \text{rot } \vec{B}$$

Поскольку \vec{B} - это магнитное поле Био-Савара, а оно вихревое(!), то этот закон описывает генерацию *вихревого* магнитного поля, инициируемую макроскопическими токами, или свободными *подвижными* электрическими зарядами, но он никак не годится для описания полей вдали от *неподвижных переменных* макроскопических зарядов. Поэтому недостающий в уравнениях Максвелла закон электромагнитной индукции невихревых полей будет иметь иной вид, а именно:

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}_\otimes}{\partial t} = \text{grad } B_T,$$

где B_T – это скалярное магнитное поле типа поля Николаева, также измеряемое в Тл, и оно невихревое! Знак минус в законе невихревой электромагнитной индукции стоит для согласования исторически сложившегося направления невихревого поля \vec{E}_\otimes (против градиента электрического потенциала U) со знаком скалярного магнитного поля Тесла в его определении, в терминах потенциалов имеющем вид:

$$B_T = \frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial t}$$

Это определение является альтернативным вариантом записи **закона невихревой электромагнитной индукции**. Тогда третьим вариантом записи закона невихревой электромагнитной индукции в невихревой электродинамике будет определение **невихревого** векторного магнитного потенциала, однозначно определяемого производной:

$$\vec{A}_\otimes = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{Q}_\otimes}{\partial t}$$

При этом строго выполняется закон ранжирования для всех полученных невихревых магнитных полей:

$$B_T = \text{div } \vec{A}_\otimes, \text{ и } \text{rot } \vec{A}_\otimes = \mathbf{0}$$

$$\text{и } \mathbf{J}_\otimes = \Delta \vec{A}_\otimes = \text{grad } B_T$$

Определим эти невихревые магнитные поля для первой производной по времени и упорядочим их в ранжированной таблице. Продифференцировав по времени, мы обнаружим, что все поля Тесла 1-ого порядка переменности оказываются переменными невихревыми магнитными полями и/или их объемными производными и первообразными скалярного типа.

Переменные невихревые магнитные поля Тесла 1-ого порядка переменности вокруг сферы

Название полей Тесла 1-ого порядка переменности; ранг поля k	Формула определения поля
Невихревой Тесловский векторный магнитный потенциал сферы 1-ого порядка переменности, [Тл м]; $k = \begin{cases} +1 & \text{внутри сферы} \\ 0 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\vec{A}_{\otimes 1}(t) = \dots = \begin{cases} \frac{1}{3} \frac{1}{c^2} \dot{U}_o \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_o \\ \frac{1}{2} \frac{1}{c^2} R_o \dot{U}_o \frac{\vec{r}}{ \vec{r} }, & \forall \vec{r} > R_o \end{cases} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{Q}_o(t)$
Индукция скалярного Тесловского магнитного поля сферы 1-ого порядка переменности, [Тл]; $k = \begin{cases} 0 & \text{внутри сферы} \\ -1 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$B_{T1}(t) = \nabla \vec{A}_{\otimes 1}(t) = \begin{cases} \frac{1}{c^2} \dot{U}_o, & \forall \vec{r} \leq R_o \\ \frac{1}{c^2} R_o \dot{U}_o \frac{1}{ \vec{r} }, & \forall \vec{r} > R_o \end{cases} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} U_o(t)$
Поле плотности Тесловского тока смещения 1-ого порядка переменности [А/м ²]; $k = \begin{cases} 0 & \text{внутри сферы} \\ -2 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\mu_0 \vec{J}_{\otimes 1}(t) = \Delta \vec{A}_{\otimes 1} = \nabla B_{T1} = \begin{cases} \mathbf{0}, & \forall \vec{r} \leq R_o \\ R_o \dot{U}_o \frac{\vec{r}}{ \vec{r} ^3}, & \forall \vec{r} > R_o \end{cases} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_o(t)$

Продолжив дифференцирование полей сферы по времени далее, получим их для второй производной по времени. Мы обнаружим, что все поля Тесла четных порядков переменности оказываются переменными невихревыми электрическими полями и/или их объемными производными и первообразными скалярного типа, строго подчиняющимися правилам ранжирования (так же как и кулоновские электрические поля). Сведем их в таблицу:

Переменные невихревые электрические поля Тесла 2-ого порядка переменности вокруг сферы

Название полей Тесла 2-ого порядка переменности; ранг поля k	Формула определения поля
Невихревой переменный Тесловский векторный электрический суперпотенциал сферы 2-ого порядка переменности, [В м]; $k = \begin{cases} +3 & \text{внутри сферы} \\ +2 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\bar{\mathbf{Q}}_{\otimes 2}(t) = \begin{cases} \frac{1}{30} \frac{1}{c^2} \ddot{U}_o \bar{\mathbf{r}} ^2 \bar{\mathbf{r}}, & \forall \bar{\mathbf{r}} \leq R_o \\ \frac{1}{8} \frac{1}{c^2} \ddot{U}_o R_o \bar{\mathbf{r}} \bar{\mathbf{r}}, & \forall \bar{\mathbf{r}} > R_o \end{cases}$
Переменный Тесловский скалярный электрический потенциал сферы 2-ого порядка переменности, [В]; $k = \begin{cases} +2 & \text{внутри сферы} \\ +1 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$U_{T2}(t) = \nabla \bar{\mathbf{Q}}_{\otimes 2}(t) = \begin{cases} \frac{1}{6} \frac{1}{c^2} \ddot{U}_o \bar{\mathbf{r}} ^2, & \forall \bar{\mathbf{r}} \leq R_o \\ \frac{1}{2} \frac{1}{c^2} R_o \ddot{U}_o \bar{\mathbf{r}} , & \forall \bar{\mathbf{r}} > R_o \end{cases}$
Переменная напряженность Тесловского невихревого электрического поля сферы 2-ого порядка переменности, [Тл]; $k = \begin{cases} +1 & \text{внутри сферы} \\ 0 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\bar{\mathbf{E}}_{\otimes 2}(t) = -\Delta \bar{\mathbf{Q}}_{\otimes 2} = -\nabla U_{T2}(t) = \begin{cases} -\frac{1}{3} \frac{1}{c^2} \ddot{U}_o \bar{\mathbf{r}}, & \forall \bar{\mathbf{r}} \leq R_o \\ -\frac{1}{2} \frac{1}{c^2} R_o \ddot{U}_o \frac{\bar{\mathbf{r}}}{ \bar{\mathbf{r}} }, & \forall \bar{\mathbf{r}} > R_o \end{cases} = -\frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{A}}_{\otimes 1}(t)$
Поле переменной объемной плотности Тесловского заряда 2-ого порядка переменности [Кл/м ³]; $k = \begin{cases} 0 & \text{внутри сферы} \\ -1 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\rho_{T2}(t) = \varepsilon_0 \Delta U_{T2}(t) = -\varepsilon_0 \nabla \bar{\mathbf{E}}_{\otimes 2} = \begin{cases} \frac{\varepsilon_0}{c^2} \ddot{U}_o, & \forall \bar{\mathbf{r}} \leq R_o \\ \frac{\varepsilon_0}{c^2} R_o \ddot{U}_o \frac{1}{ \bar{\mathbf{r}} }, & \forall \bar{\mathbf{r}} > R_o \end{cases} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_{T1}(t)$

Из построенной таблицы мы можем сформулировать два варианта записи **закона магнитно-электрической индукции невихревых полей**, а именно:

$$\bar{\mathbf{E}}_{\otimes 2} = -\frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{A}}_{\otimes 1}(t), \text{ причем } \text{rot } \bar{\mathbf{E}}_{\otimes 2} = 0$$

$$\rho_{T2} = -\varepsilon_0 \text{div } \bar{\mathbf{E}}_{\otimes 2} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_{T1}(t)$$

Эти законы также отсутствуют в классической электродинамике, а в уравнениях Максвелла определен лишь единственный вариант записи **закона магнитно-электрической индукции вихревых полей**, а именно – закон Фарадея:

$$\text{rot } \bar{\mathbf{E}}_o = -\frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{B}}(t), \text{ где } \text{div } \bar{\mathbf{E}}_o = 0$$

Совершенно очевидно, что электрическое поле Фарадея $\bar{\mathbf{E}}_o$, возникающее в результате Фарадеевской индукции, может быть только **вихревым** электрическим полем.

Продолжая дифференцировать полученные электрические поля так же далее, получим:

Переменные невихревые магнитные поля Тесла 3-ого порядка переменности вокруг сферы

Название полей Тесла 3-ого порядка переменности; ранг поля k	Формула определения поля
Невихревой Тесловский векторный магнитный потенциал сферы 3-ого порядка переменности, [Тл м]; $k = \begin{cases} +3 & \text{внутри сферы} \\ +2 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\vec{A}_{\otimes 3}(t) = \begin{cases} \frac{1}{30} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_o \vec{r} ^2 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_o \\ \frac{1}{8} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_o R_o \vec{r} \vec{r}, & \forall \vec{r} > R_o \end{cases} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{Q}_{\otimes 2}(t)$
Индукция скалярного Тесловского магнитного поля сферы 3-ого порядка переменности, [Тл]; $k = \begin{cases} +2 & \text{внутри сферы} \\ +1 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$B_{r3}(t) = \nabla \vec{A}_{\otimes 3}(t) = \begin{cases} \frac{1}{6} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_o \vec{r} ^2, & \forall \vec{r} \leq R_o \\ \frac{1}{2} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_o R_o \vec{r} , & \forall \vec{r} > R_o \end{cases} = \frac{1}{c^2} \dot{U}_{r2}(t)$
Поле плотности Тесловского тока смещения 3-ого порядка переменности [А/м ²]; $k = \begin{cases} +1 & \text{внутри сферы} \\ 0 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\mu_0 \vec{J}_{\otimes 3}(t) = \nabla \vec{A}_{\otimes 3} = \nabla B_{r3} = \begin{cases} \frac{1}{3} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_o \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_o \\ \frac{1}{2} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_o R_o \frac{\vec{r}}{ \vec{r} }, & \forall \vec{r} > R_o \end{cases} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_{\otimes 2}(t)$

Переменные невихревые электрические поля Тесла 4-ого порядка переменности вокруг сферы

Название полей Тесла 4-ого порядка переменности; ранг поля k	Формула определения поля
Невихревой переменный Тесловский векторный электрический суперпотенциал сферы 4-ого порядка переменности, [В м]; $k = \begin{cases} +5 & \text{внутри сферы} \\ +4 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\vec{Q}_{\otimes 4}(t) = \begin{cases} \frac{1}{840} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_0 \vec{r} ^4 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{144} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^3 \vec{r}, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases}$
Переменный Тесловский скалярный электрический потенциал сферы 4-ого порядка переменности, [В]; $k = \begin{cases} +4 & \text{внутри сферы} \\ +3 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$U_{T4}(t) = \nabla \vec{Q}_{\otimes 4}(t) = \begin{cases} \frac{1}{120} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_0 \vec{r} ^4, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{24} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^3, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases}$
Переменная напряженность Тесловского невихревого электрического поля сферы 4-ого порядка переменности, [Тл]; $k = \begin{cases} +3 & \text{внутри сферы} \\ +2 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\vec{E}_{\otimes 4}(t) = -\Delta \vec{Q}_{\otimes 4} = -\nabla U_{T4} = \begin{cases} -\frac{1}{30} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_0 \vec{r} ^2 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ -\frac{1}{8} \frac{1}{c^4} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} \vec{r}, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}_{\otimes 3}(t)$
Поле переменной объемной плотности Тесловского заряда 4-ого порядка переменности [Кл/м ³]; $k = \begin{cases} +2 & \text{внутри сферы} \\ +1 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\rho_{T4}(t) = \varepsilon_0 \Delta U_{T4} = -\varepsilon_0 \nabla \vec{E}_{\otimes 4} = \begin{cases} \frac{1}{6} \frac{\varepsilon_0}{c^4} \ddot{U}_0 \vec{r} ^2, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0}{c^4} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} , & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_{T3}(t)$

Переменные невихревые магнитные поля Тесла 5-ого порядка переменности вокруг сферы

Название полей Тесла 5-ого порядка переменности; ранг поля k	Формула определения поля
Невихревой Тесловский векторный магнитный потенциал сферы 5-ого порядка переменности, [Тл м]; $k = \begin{cases} +5 & \text{внутри сферы} \\ +4 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\vec{A}_{\otimes 5}(t) = \begin{cases} \frac{1}{840} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 \vec{r} ^4 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{144} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^3 \vec{r}, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{Q}_{\otimes 4}(t)$
Индукция скалярного Тесловского магнитного поля сферы 5-ого порядка переменности, [Тл]; $k = \begin{cases} +4 & \text{внутри сферы} \\ +3 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$B_{T5}(t) = \nabla \vec{A}_{\otimes 5}(t) = \begin{cases} \frac{1}{120} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 \vec{r} ^4, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{24} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^3, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} U_{T4}(t)$
Поле плотности Тесловского тока смещения 5-ого порядка переменности [А/м ²]; $k = \begin{cases} +3 & \text{внутри сферы} \\ +2 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\mu_0 \vec{J}_{\otimes 5}(t) = \Delta \vec{A}_{\otimes 5}(t) = \nabla B_{T5} = \begin{cases} \frac{1}{30} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 \vec{r} ^2 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{8} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} \vec{r}, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases} = -\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_{\otimes 4}$

Переменные невихревые электрические поля Тесла 6-ого порядка переменности вокруг сферы

Название полей Тесла 6-ого порядка переменности; ранг поля k	Формула определения поля
Невихревой переменный Тесловский векторный электрический суперпотенциал сферы 6-ого порядка переменности, [В м]; $k = \begin{cases} +7 & \text{внутри сферы} \\ +6 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\vec{Q}_{\otimes 6}(t) = \begin{cases} \frac{1}{45360} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 \vec{r} ^6 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{5760} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^5 \vec{r}, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases}$
Переменный Тесловский скалярный электрический потенциал сферы 6-ого порядка переменности, [В]; $k = \begin{cases} +6 & \text{внутри сферы} \\ +5 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$U_{T_6}(t) = \nabla \vec{Q}_{\otimes 6}(t) = \begin{cases} \frac{1}{5040} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 \vec{r} ^6, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{720} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^5, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases}$
Переменная напряженность Тесловского невихревого электрического поля сферы 6- ого порядка переменности, [Тл]; $k = \begin{cases} +5 & \text{внутри сферы} \\ +4 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\vec{E}_{\otimes 6}(t) = -\Delta \vec{Q}_{\otimes 6} = -\nabla U_{T_6} = \begin{cases} -\frac{1}{840} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 \vec{r} ^4 \vec{r}, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ -\frac{1}{144} \frac{1}{c^6} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^3 \vec{r}, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}_{\otimes 5}(t)$
Поле переменной объемной плотности Тесловского заряда 6-ого порядка переменности [Кл/м ³]; $k = \begin{cases} +5 & \text{внутри сферы} \\ +3 & \text{снаружи сферы} \end{cases}$	$\rho_{T_6}(t) = \varepsilon_0 \Delta U_{T_6} = -\varepsilon_0 \nabla \vec{E}_{\otimes 6} = \begin{cases} \frac{1}{120} \frac{\varepsilon_0}{c^6} \ddot{U}_0 \vec{r} ^4, & \forall \vec{r} \leq R_0 \\ \frac{1}{24} \frac{\varepsilon_0}{c^6} \ddot{U}_0 R_0 \vec{r} ^3, & \forall \vec{r} > R_0 \end{cases} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_{T_5}(t)$

Таким образом, последовательное применение законов невихревых ЭМ индукций, т.е. дифференцирование по времени ранжированных кулоновских электрических полей позволило нам получить 6 семейств новых невихревых полей, причем половина этих семейств оказывается *невихревыми магнитными полями*, неописанными в классической электродинамике Максвелла! В каждом семействе обнаруживается свое **силовое** (электрическое или магнитное поле), подобное силовому электрическому полю Кулона или силовому скалярному магнитному полю Николаева, но отличающееся от них структурой (рангом). **Обратим внимание, что с ростом порядка переменности полей Тесла ранги силовых полей возрастают и, таким образом, все интенсивнее задействуется энергетика все более дальних окрестностей заряженной сферы**, благодаря вкладу производных по времени высокого порядка от несилловых кулоновских полей высоких рангов.

Полученной совокупности семейств полей Тесла уже достаточно, чтобы выявить некоторые их закономерности:

- Внутри каждого семейства электрических или магнитных полей все поля иерархически строго упорядочены правилами ранжирования. Например:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{Q}_{\otimes 2n} &= \vec{E}_{\otimes 2n} = -\vec{E}_{\otimes 2n} \\ \varepsilon_0 \Delta U_{T_{2n}} &= \rho_{T_{2n}}, & \text{где } n = 0, 1, \dots, \infty \\ \Delta \vec{A}_{\otimes 2n+1} &= \mu_0 \vec{J}_{\otimes 2n+1} \end{aligned}$$

- Бесконечная последовательность чередующихся семейств электрических и магнитных полей отражает законы невихревой электромагнитной и магнитно-электрической индукции и формирует функциональный ряд семейств, внутри которого семейства полей упорядочены по порядку их переменности. Например:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{A}}_{\otimes_{2n+1}} = \bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n+2}} = -\bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n+2}}$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_{T_{2n+1}} = \rho_{T_{2n+2}}$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{Q}}_{\otimes_{2n}} = \bar{\mathbf{A}}_{\otimes_{2n+1}}$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} U_{T_{2n}} = B_{T_{2n+1}}$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n}} = \frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n}} = \mu_0 \bar{\mathbf{J}}_{\otimes_{2n+1}}$$

- Ни одно электрическое или магнитное поле Тесла не удовлетворяет классическому волновому уравнению, но, однако, все поля Тесла удовлетворяют волновым уравнениям «со смещенными индексами порядка переменности»:

$$\Delta \bar{\mathbf{Q}}_{\otimes_{2n+2}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{Q}}_{\otimes_{2n}}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta U_{T_{2n+2}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U_{T_{2n}}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n+2}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n}}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \rho_{T_{2n+2}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \rho_{T_{2n}}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \bar{\mathbf{A}}_{\otimes_{2n+3}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{A}}_{\otimes_{2n+1}}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta B_{T_{2n+3}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B_{T_{2n+1}}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \bar{\mathbf{J}}_{\otimes_{2n+3}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{J}}_{\otimes_{2n+1}}}{\partial t^2} = 0$$

- Кроме того, все поля Тесла удовлетворяют волновым уравнениям «со смещенными индексами порядка переменности» любого более высокого, но четного порядка:

$$\Delta \bar{\mathbf{Q}}_{\otimes_{2n+2k}} - \frac{1}{c^{2k}} \frac{\partial^{2k} \bar{\mathbf{Q}}_{\otimes_{2n}}}{\partial t^{2k}} = 0$$

$$\Delta U_{T_{2n+2k}} - \frac{1}{c^{2k}} \frac{\partial^{2k} U_{T_{2n}}}{\partial t^{2k}} = 0$$

$$\Delta \bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n+2k}} - \frac{1}{c^{2k}} \frac{\partial^{2k} \bar{\mathbf{E}}_{\otimes_{2n}}}{\partial t^{2k}} = 0$$

$$\Delta \rho_{T_{2n+2k}} - \frac{1}{c^{2k}} \frac{\partial^{2k} \rho_{T_{2n}}}{\partial t^{2k}} = 0, \quad \text{где } n = 0, 1, \dots, \infty, \quad k = 0, 1, \dots, \infty$$

$$\Delta \bar{\mathbf{A}}_{\otimes_{2n+3+2k}} - \frac{1}{c^{2k}} \frac{\partial^{2k} \bar{\mathbf{A}}_{\otimes_{2n+1}}}{\partial t^{2k}} = 0$$

$$\Delta B_{T_{2n+3+2k}} - \frac{1}{c^{2k}} \frac{\partial^{2k} B_{T_{2n+1}}}{\partial t^{2k}} = 0$$

$$\Delta \bar{\mathbf{J}}_{\otimes_{2n+3+2k}} - \frac{1}{c^{2k}} \frac{\partial^{2k} \bar{\mathbf{J}}_{\otimes_{2n+1}}}{\partial t^{2k}} = 0$$

В общем случае суммарные переменные невихревые электрические и магнитные поля в окрестности сферы переменного заряда формируются всей их совокупностью и их можно представить бесконечными функциональными рядами производных скалярного электрического потенциала сферы $U_0(t)$.

Представим в таблицах эти суммарные переменные электрические и магнитные поля в окрестности сферы переменного заряда:

Суммарные переменные невихревые электрические поля Тесла вокруг сферы переменного заряда, выраженные через функциональные ряды (Тейлора)

Название электрических полей Тесла	Формулы определения полей через функциональные ряды (Тейлора)
Суммарный невихревой переменный Тесловский векторный электрический суперпотенциал сферы, [В м];	$\vec{Q}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r} \vec{r} \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{(k+1) \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{(k+2)!}, & \forall r > R_0 \\ \vec{r} \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{(k+2) \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{(k+3)!}, & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарный Тесловский скалярный электрический потенциал сферы, [В];	$U_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r} \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{\frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{(k)!} & \forall r > R_0 \\ \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{\frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{(k+1)!} & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарная переменная напряженность Тесловского невихревого электрического поля сферы, [Тл];	$\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} -\frac{R_0}{r^3} \vec{r} \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{(k-1) \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{k!}, & \forall r > R_0 \\ -\frac{1}{r^2} \vec{r} \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{k \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{(k+1)!}, & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарное поле переменной объемной плотности Тесловского полевого заряда, [Кл/м ³];	$\rho_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{\epsilon_0 R_0}{r^3} \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{\frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{(k-2)!} & \forall r > R_0 \\ \frac{\epsilon_0}{r^2} \sum_{k=0, (+2)}^{\infty} \frac{\frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{\partial t^{(k)}}(\tau)^k}{(k-1)!} & \forall r \leq R_0 \end{cases}$

Все эти функциональные ряды представляют собой ряды Тейлора с четными индексами суммирования, либо сводятся к рядам Тейлора. В результате необходимых преобразований все эти ряды сходятся к изящным функциям, связанным с законом изменения электрического потенциала сферы $U_0(t)$.

В итоге мы получаем в полевой форме решение для суммарных сферических невихревых электрических компонент ЭМ волны Тесла. Причем они практически пригодны для быстрого вычисления этих компонент при любых законах колебания электрического потенциала сферы $U_0(t)$ во времени, а не только лишь для гармонических колебаний.

Приведем таблицу формул определения сферических невихревых электрических компонент ЭМ волны Тесла, полученных в результате преобразований рядов Тейлора в функции, разложениями которых эти ряды являются:

Сферические невихревые электрические поля Тесла вокруг сферы переменного заряда

Название электрических полей Тесла	Полевая форма построенного решения для сферической невихревой электрической компоненты ЭМ волны Тесла
Суммарный невихревой переменный Тесловский векторный электрический суперпотенциал сферы, [В м];	$\vec{Q}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r} \vec{r} \left(\frac{U_c}{2} + \frac{c}{r} \frac{U_v(t+\tau) - U_v(t-\tau)}{2} - \frac{c^2}{r^2} \left(\frac{U_v(t+\tau) + U_v(t-\tau)}{2} + U_c(t) \right) \right), & \forall r > R_0 \\ \vec{r} \left(\frac{U_c}{3} + \frac{c^2}{r^2} \frac{U_v(t+\tau) + U_v(t-\tau)}{2} - \frac{c^3}{r^3} \frac{U_v(t+\tau) - U_v(t-\tau)}{2} \right), & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарный Тесловский скалярный электрический потенциал сферы, [В];	$U_{T\Sigma}(r, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r} \left(\frac{U_v(t+\tau) + U_v(t-\tau)}{2} + U_c \right) & \forall r > R_0 \\ \frac{c}{r} \frac{U_v(t+\tau) - U_v(t-\tau)}{2} + U_c & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарная переменная напряженность Тесловского невихревого электрического поля сферы, [В/м];	$\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r^3} \vec{r} \left(U_c + \frac{U_v(t+\tau) + U_v(t-\tau)}{2} - \frac{r}{c} \frac{U_v(t+\tau) - U_v(t-\tau)}{2} \right), & \forall r > R_0 \\ \frac{1}{r^2} \vec{r} \left(-\frac{U_v(t+\tau) + U_v(t-\tau)}{2} + \frac{c}{r} \frac{U_v(t+\tau) - U_v(t-\tau)}{2} \right), & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарное поле переменной объемной плотности Тесловского полевого заряда, [Кл/м ³];	$\rho_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{\varepsilon_0 R_0}{r c^2} \frac{U_v(t+\tau) + U_v(t-\tau)}{2} & \forall r > R_0 \\ \frac{\varepsilon_0}{r c} \frac{U_v(t+\tau) - U_v(t-\tau)}{2} & \forall r \leq R_0 \end{cases}$

Примечания к таблице:

Для компактификации записи формул определения невихревых электрических полей Тесла вокруг сферы, использованы следующие обозначения:

- $\tau = \frac{r}{c}$ - обозначение параметра времени запаздывания поля, распространяющегося со скоростью c , где $r = |\vec{r}|$ дистанция от центра сферы до выбранной точки с координатой \vec{r} .
- Точками над U_0 обозначены производные по времени соответствующего порядка от потенциала сферы, (как это принято в прикладной математике), например:

$$\ddot{U}_0(t + \tau) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} U_0(t + \tau)$$

- Точками под U_0 обозначены первообразные по времени соответствующей кратности от потенциала сферы, например: $\underline{U}_0(t - \tau) = \iint U_0(t - \tau) dt dt$
- Закон изменения электрического потенциала сферы: $U_0(t) = U_v(t) + U_c$

Суммарные переменные невихревые магнитные поля Тесла вокруг сферы переменного заряда, выраженные через функциональные ряды (Тейлора)

Название магнитных полей Тесла	Формулы определения полей через функциональные ряды (Тейлора)
Суммарный Тесловский невихревой векторный магнитный потенциал сферы, [Тл м];	$\vec{A}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r^2 c} \vec{r} \sum_{k=1, (+2)}^{\infty} \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{(k+1)!} \left(\frac{r}{c}\right)^k, & \forall r > R_0 \\ \frac{1}{r c} \vec{r} \sum_{k=1, (+2)}^{\infty} \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{(k+2)!} \left(\frac{r}{c}\right)^k & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарная переменная индукция Тесловского скалярного магнитного поля сферы, [Тл];	$B_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r^2 c} \sum_{k=1, (+2)}^{\infty} \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{(k-1)!} \left(\frac{r}{c}\right)^k, & \forall r > R_0 \\ \frac{1}{r c} \sum_{k=1, (+2)}^{\infty} \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{(k)!} \left(\frac{r}{c}\right)^k, & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарное поле плотности Тесловского тока смещения, [А/м ²]	$\vec{J}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{\mu_0 r^4 c} \vec{r} \sum_{k=1, (+2)}^{\infty} \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{(k-1)!} \left(\frac{r}{c}\right)^k & \forall r > R_0 \\ \frac{1}{\mu_0 r^3 c} \vec{r} \sum_{k=1, (+2)}^{\infty} \frac{\partial^{(k)} U_0(t)}{(k)!} \left(\frac{r}{c}\right)^k & \forall r \leq R_0 \end{cases}$

Все эти функциональные ряды представляют собой ряды Тейлора с нечетными индексами суммирования, либо сводятся к рядам Тейлора.

В результате необходимых преобразований все эти ряды сходятся к изящным функциям, связанным с законом изменения электрического потенциала сферы $U_0(t)$.

В итоге мы получаем в полевой форме решения для суммарных сферических невихревых магнитных компонент ЭМ волны Тесла. Причем они практически пригодны для быстрого вычисления этих компонент при любых законах колебания электрического потенциала сферы $U_0(t)$ во времени, а не только лишь для гармонических колебаний.

Приведем таблицу формул определения сферических невихревых магнитных компонент ЭМ волны Тесла, полученных в результате преобразований рядов Тейлора в функции, разложениями которых эти ряды являются:

Сферические невихревые магнитные поля Тесла вокруг сферы переменного заряда

Название магнитных полей Тесла	Полевая форма построенного решения для сферической невихревой магнитной компоненты ЭМ волны Тесла
Суммарный Тесловский невихревой векторный магнитный потенциал сферы, [Тл м];	$\vec{A}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r^3} \vec{r} \left(\frac{r U_v(t + \tau) - U_v(t - \tau)}{c} - \frac{U_v(t + \tau) + U_v(t - \tau)}{2} - U_c(t) \right) & \forall r > R_0 \\ \frac{1}{r^2} \vec{r} \left(\frac{U_v(t + \tau) + U_v(t - \tau)}{2} - \frac{c U_v(t + \tau) - U_v(t - \tau)}{r} \right) & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарная переменная индукция Тесловского скалярного магнитного поля сферы, [Тл];	$B_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{R_0}{r c^2} \frac{\dot{U}_v(t + \tau) + \dot{U}_v(t - \tau)}{2}, & \forall r > R_0 \\ \frac{1}{r c} \frac{U_v(t + \tau) - U_v(t - \tau)}{2}, & \forall r \leq R_0 \end{cases}$
Суммарное поле плотности Тесловского тока смещения, [А/м ²]	$\vec{J}_{T\Sigma}(\vec{r}, t + \tau) = \begin{cases} \frac{\epsilon_0 R_0}{r^3 c^2} \vec{r} \left(-\frac{\dot{U}_v(t + \tau) + \dot{U}_v(t - \tau)}{2} + \frac{r \ddot{U}_v(t + \tau) - \ddot{U}_v(t - \tau)}{c} \right) & \forall r > R_0 \\ \frac{\epsilon_0}{r^2 c^2} \vec{r} \left(-\frac{c U_v(t + \tau) - U_v(t - \tau)}{r} + \frac{\dot{U}_v(t + \tau) + \dot{U}_v(t - \tau)}{2} \right) & \forall r \leq R_0 \end{cases}$

Примечания к таблице:

Для компактификации записи формул определения невихревых магнитных полей Тесла вокруг сферы, использованы следующие обозначения:

- $\tau = \frac{r}{c}$ - обозначение параметра времени запаздывания поля, распространяющегося со скоростью c , где $r = |\vec{r}|$ дистанция от центра сферы до выбранной точки с координатой \vec{r} .
- Точками над U_0 обозначены производные по времени соответствующего порядка от потенциала сферы, (как это принято в прикладной математике), например:

$$\ddot{U}_0(t + \tau) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} U_0(t + \tau)$$

- Точками под U_0 обозначены первообразные по времени соответствующей кратности от потенциала сферы, например: $\underline{U}_0(t - \tau) = \int \int U_0(t - \tau) dt dt$
- Закон изменения электрического потенциала сферы: $U_0(t) = U_v(t) + U_c$

Основные свойства и особенности невихревых электромагнитных волн Тесла, излучаемых сферой переменного заряда

1. Впервые на основе моделирования бесконечной последовательности *невихревой электромагнитной и магнитно-электрической индукции* построено решение в полевой форме, описывающее распространение сферических *невихревых электромагнитных волн Тесла*, излучаемых сферой переменного заряда (в сферически симметричной модели)
2. Множество всех пакетов волн разделяется (причем поровну) на два ранжированных семейства:
 - Ранжированное семейство пакетов, формирующих невихревые электрические волны
 - Ранжированное семейство пакетов, формирующих невихревые магнитные волны
 Оба семейства распространяются и сосуществуют одновременно и повсюду.
3. Только один пакет волн из семейства электрических является силовым: это невихревое поле волн электрической напряженности Тесла $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$
4. Поскольку направление распространения невихревых электромагнитных волн радиальное и векторы напряженности электрической силовой компоненты волны $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$ направлены так же радиально, то их можно классифицировать как *электрические волны продольного типа*.
5. Невихревое силовое поле волн электрической напряженности Тесла $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$ родственно силовому полю Кулона, но уже не является Кулоновским в силу иной пространственно-временной структуры и организации.
6. Только один пакет волн из семейства магнитных является силовым: это скалярное поле волн магнитной индукции Тесла $B_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$
7. Скалярное силовое поле волн магнитной индукции Тесла $B_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$ родственно скалярному магнитному полю Николаева, но уже не является Николаевским в силу иной пространственно-временной структуры и организации.
8. Невихревые электромагнитные волны Тесла полностью соответствуют правилам ранжирования полей:

$$\begin{aligned} U_{T\Sigma} &= \nabla \vec{Q}_{T\Sigma} & B_{T\Sigma} &= \nabla \vec{A}_{T\Sigma} \\ \vec{E}_{T\Sigma} &= -\nabla U_{T\Sigma} & \vec{J}_{T\Sigma} &= \varepsilon_0 \Delta \vec{A}_{T\Sigma} = \varepsilon_0 \nabla B_{T\Sigma} \\ \rho_{T\Sigma} &= \Delta \vec{Q}_{T\Sigma} = -\varepsilon_0 \nabla \vec{E}_{T\Sigma} \end{aligned}$$

9. Невихревые электромагнитные волны Тесла полностью соответствуют законам невихревой электромагнитной индукции во всех вариантах их записи:

$$\begin{aligned} \vec{A}_{T\Sigma} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{Q}_{T\Sigma} \\ B_{T\Sigma} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} U_{T\Sigma} \\ \vec{J}_{T\Sigma} &= -\frac{1}{\mu_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_{T\Sigma} \end{aligned}$$

10. Невихревые электромагнитные волны Тесла полностью соответствуют законам невихревой магнитно-электрической индукции во всех вариантах их записи:

$$\begin{aligned} U_{T\Sigma} &= \frac{\partial}{\partial t} \dots \\ \vec{E}_{T\Sigma} &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}_{T\Sigma} \\ \rho_{T\Sigma} &= \frac{\partial}{\partial t} B_{T\Sigma} \end{aligned}$$

...

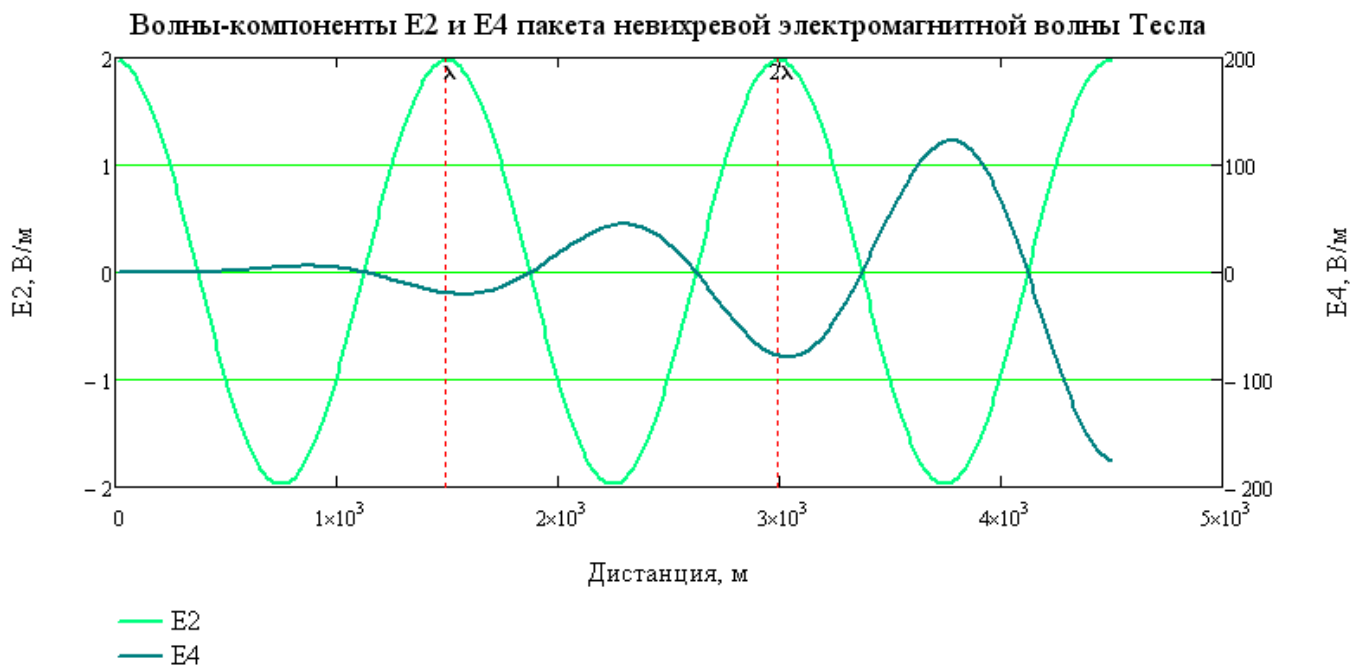
11. Все невихревые электромагнитные волны Тесла полностью удовлетворяют волновым уравнениям, являясь их решением для центрально-симметричной модели излучения:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{Q}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{Q}_{T\Sigma} &= 0 & \dots \\ \Delta U_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} U_{T\Sigma} &= 0 & \Delta \vec{A}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{A}_{T\Sigma} = 0 \\ \Delta \vec{E}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}_{T\Sigma} &= 0 & \Delta B_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} B_{T\Sigma} = 0 \\ \Delta \rho_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho_{T\Sigma} &= 0 & \Delta \vec{J}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{J}_{T\Sigma} = 0 \end{aligned}$$

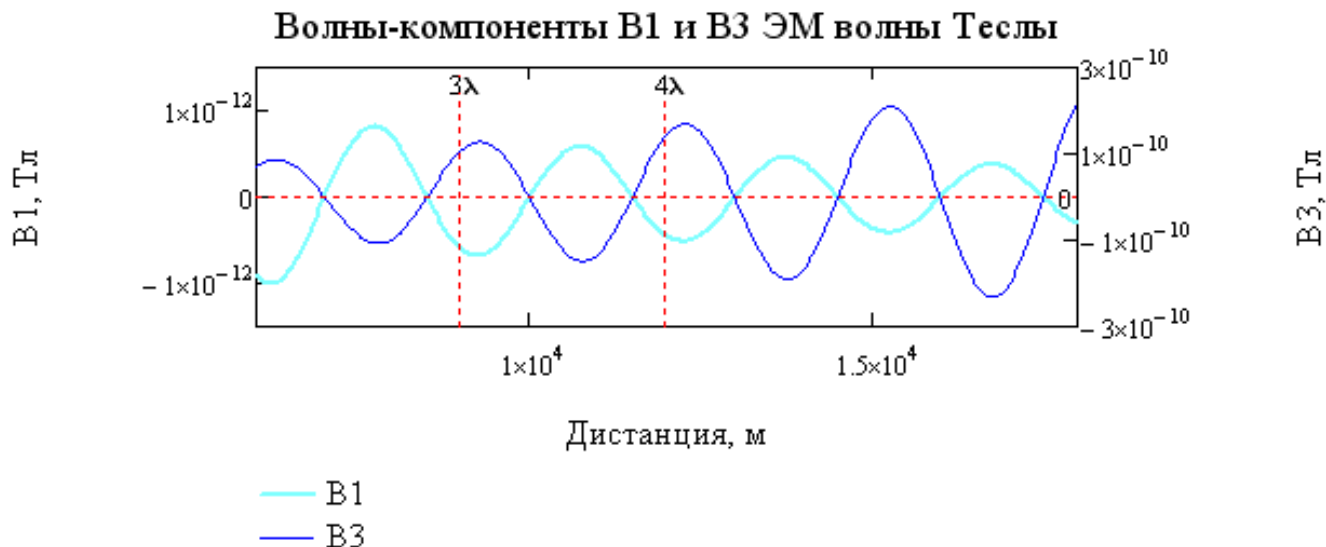
Следующие свойства характеризуют пространственно-временную организацию силовых пакетов невихревых электромагнитных волн Тесла. Наиболее отчетливо она проявляется при синусоидальном (монохромном) законе изменения во времени заряда (электрического потенциала) сферы.

12. Невихревые электромагнитные волны Тесла представляют собой суперпозицию (пакеты) самоподобных парциальных волн, модулированных степенными функциями разных степеней

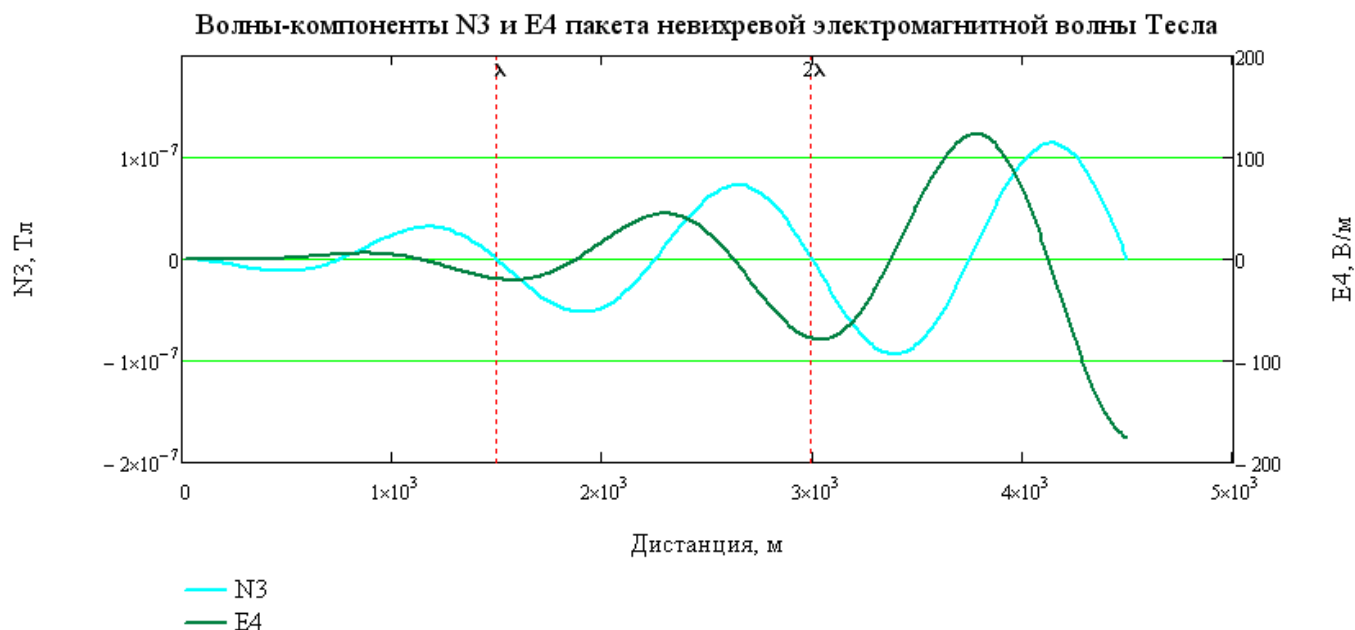
13. Парциальные волны-компоненты $\vec{E}_{T_{2k}}(\vec{r}, t)$, формирующие пакет $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$ и образующиеся (кроме переменной кулоновской волны $\vec{E}_{T_0}(\vec{r}, t)$) в результате магнитно-электрических индукций из парциальных волн-компонентов $B_{T_{2k-1}}(\vec{r}, t)$, входящих в пакет $B_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$, организованы в чередующуюся последовательность синфазных и противофазных волн неотрицательных рангов.



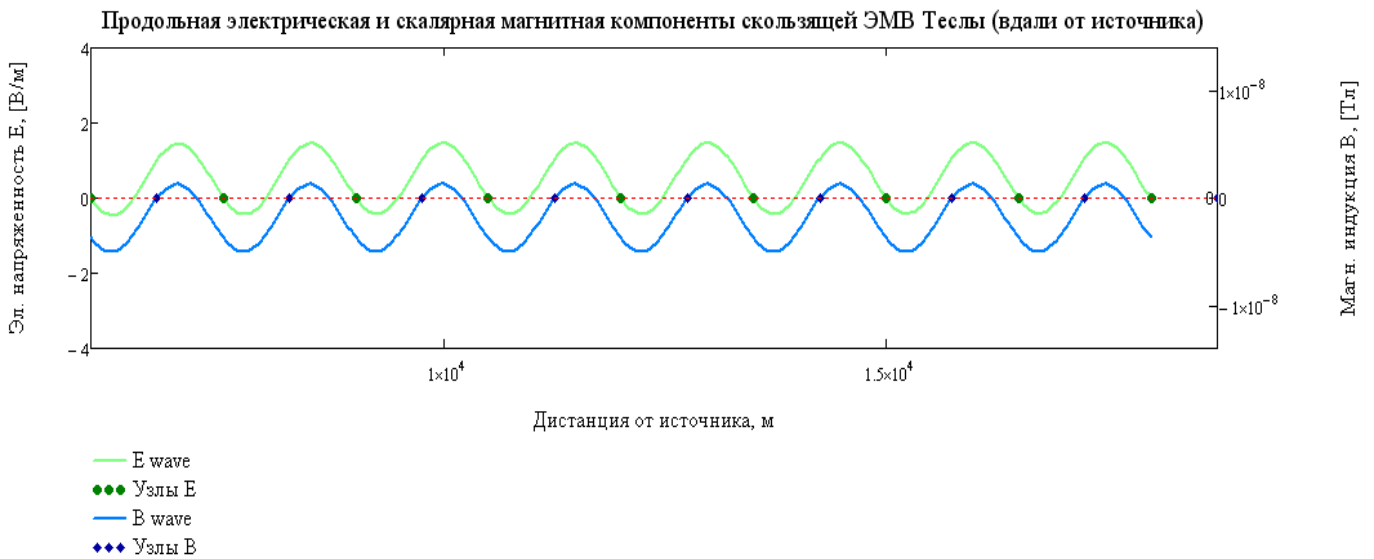
14. Парциальные волны-компоненты $B_{T_{2k+1}}(\vec{r}, t)$, формирующие пакет $B_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$ и образующиеся в результате электромагнитных индукций из парциальных волн-компонентов $\vec{E}_{T_{2k}}(\vec{r}, t)$, входящих в пакет $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$, организованы в чередующуюся последовательность синфазных и противофазных волн.



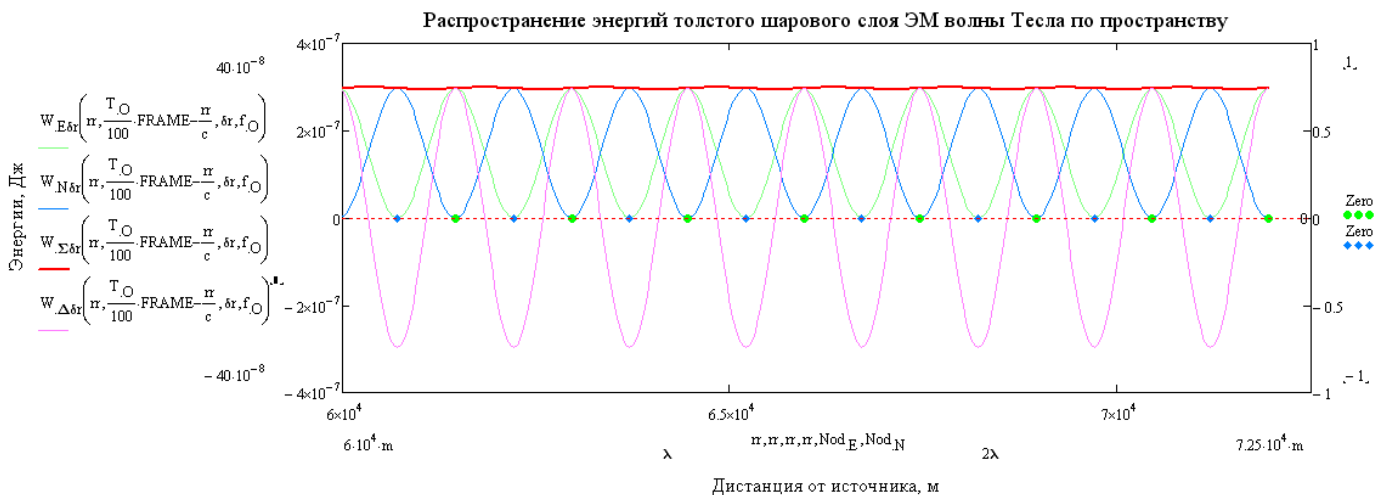
15. Все парциальные волны-компоненты $\vec{E}_{T_{2k}}(\vec{r}, t)$, формирующие пакет $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$ сдвинуты по фазе на $\pm \frac{\pi}{2}$ относительно всех парциальных волн-компонентов $B_{T_{2k+1}}(\vec{r}, t)$, формирующих пакет $B_{T\Sigma}(\vec{r}, t)$.



Тем не менее, их суперпозиции $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r},t)$ и $B_{T\Sigma}(\vec{r},t)$ оказываются **синфазными** (положения минимаксов одной и другой компоненты волны совпадают)



16. Обе силовые волны $\vec{E}_{T\Sigma}(\vec{r},t)$ и $B_{T\Sigma}(\vec{r},t)$ представляют собой особую, ранее неизвестную и неисследованную разновидность стоячих волн: назовем ее **скользящей** волной. Особенностью **скользящей волны** является то, что она является одновременно и стоячей и бегущей волной. Но если в обычных стоячих волнах дистанция между узлами равна половине длине волны, то в скользящей волне дистанция между узлами равна длине волны. И если обычные стоячие волны возникают на встречных (или встречно-отраженных) волнах, то для возникновения скользящих волн второго источника (или отражателя) волн не требуется.
17. За один период колебаний скользящие волны пробегают ровно одну собственную длину волны дистанции, также как и обычные волны, но фазовая скорость их движения вдвое медленнее фазовых скоростей индукционных парциальных волн-компонент, из которых они и возникают как волны интерференции.
18. При распространении синусоидальной ЭМ волны Tesla в каждом шаровом слое вокруг сферы толщиной в 1 длину волны среды распространения происходит взаимообмен энергий между электрической и магнитной формой (как то и представлял себе сам Максвелл). При этом суммарная энергия ЭМ поля, содержащаяся в шаровом слое и переносимая ЭМ волнами Tesla, остается постоянной (если нет диссипации энергии).



Заключение

Итак, в результате проведенного математического исследования невихревых полей сферы переменного заряда, возникающих в процессе бесконечной цепочки электромагнитных и магнитно-электрических индукций, было аналитически получено общее решение центрально-симметричных невихревых электромагнитных волн, излучаемых этой сферой. При этом установлено, что электрическая компонента ЭМ волны Тесла является продольной электрической волной, а магнитная компонента является скалярной магнитной волной.

Полученное общее решение для центрально-симметричной невихревой ЭМ волны Тесла существенно отличается от классического представления о структуре ЭМ волн, получаемого в классической электродинамике для поперечных вихревых ЭМ волн.

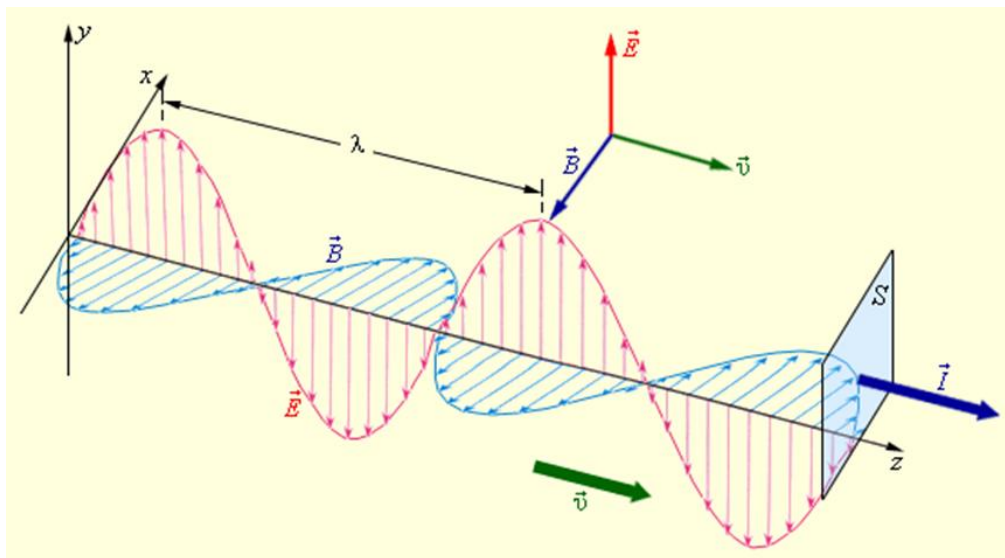


Рис. Классическое представление об ЭМ волнах (поперечной ЭМ волне)

Эти различия обусловлены принципиально разными методологиями для поиска решения

- Наше решение получено как результат математического моделирования бесконечной цепочки невихревых электромагнитных и магнитно-электрических индукций сферически симметричного поля сферы переменного заряда.
- В классической электродинамике обычно решается система уравнений Максвелла, и решение, как правило, ищется в виде плоских волн [11], хотя в реальности плоская волна есть лишь асимптотический предел, к которому стремятся как сферические, так и цилиндрические волны на бесконечном удалении от их источника.
- С точки зрения четырехпольной электромагнитодинамики гипотезу плоской вихревой ЭМ волны *в принципе нельзя класть в основу искомого решения* уравнений Максвелла, т.к. вихревые ЭМ волны должны иметь хотя бы одну ось симметрии.
- В принятом в классике решении в форме плоской поперечной волны энергии ее электрической и магнитной компонент одновременно возрастают от нуля до максимума и одновременно убывают от максимума до нуля. Тем самым нарушается принцип «перетекания энергии» из электрической формы в магнитную и наоборот (как то представлял себе сам Максвелл).
- Найденное нами решение для центрально-симметричной невихревой ЭМ волны Тесла обеспечивает взаимообмен энергий между электрической и магнитной формой. (См. рис.) При этом соблюдается и синфазность между электрической и магнитной компонентами (минимаксы компонент всегда совпадают по времени)

Но при всех отличиях найденное нами решение является решением, одновременно удовлетворяющим как волновому уравнению, так и *уравнениям невихревой индукции*, которых просто нет в классических уравнениях Максвелла.

Особенности структуры ЭМ волн Теслы

- Волны Теслы являются зарядовыми невихревыми продольно-скалярными ЭМ волнами.
- Волны Теслы представляют собой «скользящие» ЭМ волны - особый интерференционный гибрид бегущих и стоячих волн.
- В каждой слое среды распространения происходит взаимообмен энергиями между электрической и магнитной формой (как то и представлял себе сам Максвелл).
- Расстояние между узлами скольжения равно длине волны (а не половине длины как у обычных стоячих волн), а сами узлы и пучности электрической и магнитной компонент чередуются друг с другом.
- Электрическая и магнитная компоненты синфазны (минимумы всегда совпадают)
- Полученное решение для продольно-скалярных ЭМ волн Теслы, радикально отличается от привычных продольных (акустических) волн в материальных средах. Из этого можно сделать вывод, что продольно-скалярные ЭМ волны Теслы не являются ни по своей структуре, ни по своей физической природе каким бы то ни было аналогом акустических волн в какой бы то ни было материальной среде (в т.ч. эфире), а представляют собой особый самостоятельный класс волн ЭМ формы энергии.
- Вполне возможно, что ЭМ волны Теслы формируют собой некий особый (индукционный) механизм энергопередачи в среде их распространения, где, благодаря действию законов индукций, энергия трансформируется из одной формы в другую и переносится с конечной скоростью, зависящей от состава и свойств среды распространения.
- Сами индукции были бы невозможны ни при нулевой, ни при бесконечной скорости распространения энергии.
- Можно предположить, что и токовые ЭМ Герца также будут "скользящими" волнами, но они уже не будут центрально-симметричными и изотропными.

P.S.

К тесту прилагаются анимационные файлы, иллюстрирующие ЭМ волны Теслы в движении, и перенос энергии. При этом в основу анимации были положены полученные тут решения для ЭМ волн Теслы.

Список литературы

- [1] Николаев Г.В., Непротиворечивая электродинамика, кн. 1, - Томск: Изд-во НТЛ, 1997
- [2] Николаев Г.В., Современная электродинамика и причины ее парадоксальности, 2-е изд. - Томск: Изд-во НТЛ, 2003
- [3] Николаев Г.В., Неизвестные тайны электромагнетизма и свободная энергия, - Томск: Изд-во НТЛ, 2002
- [4] Николаев Г.В., Электродинамика физического вакуума. Новые концепции физического мира, . - Томск: Изд-во НТЛ, 2004
- [5] Маринов Ст., Письма в Ф.-М. редакцию, - М: Физическая мысль России, 1 – 1995
- [6] Томилин А.К. Основы обобщенной электродинамики. – Усть-Каменогорск, 2009.
- [7] Хворостенко Н.П. Продольные электромагнитные волны // Изв. вузов. Физика. - 1992. - Т.35, N 3. - С.24-29
- [8] Никола Тесла, Лекции * Статьи, . - М: Изд-во Tesla Print, 2003
- [9] Максвелл Дж.К., Трактат об электричестве и магнетизме, в 2-х томах . - М: Изд-во Наука, 1989
- [10] Николаев Г.В., Протасевич Е.Т., Формирование продольных электромагнитных волн как результат сложения поперечных волн, - Сб. статей Томск: Изд-во ТПУ, 1998
- [11] Матвеев А.Н., Электричество и магнетизм, . - М: Изд-во Высшая школа, 1983
- [12] Питер А. Линдемманн, Секреты свободной энергии холодного электричества, 2005

Электромагнитные волны Теслы

Удовлетворяют правилам ранжирования полей:

$$\begin{aligned}U_{T\Sigma} &= \operatorname{div} \vec{Q}_{T\Sigma} & \vec{A}_{T\Sigma} &= \operatorname{grad} \dots \\ \vec{E}_{T\Sigma} &= -\operatorname{grad} U_{T\Sigma} & B_{T\Sigma} &= \operatorname{div} \vec{A}_{T\Sigma} \\ \rho_{T\Sigma} &= \varepsilon_0 \Delta \vec{Q}_{T\Sigma} = -\varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E}_{T\Sigma} & \vec{J}_{T\Sigma} &= \varepsilon_0 \Delta \vec{A}_{T\Sigma} = \varepsilon_0 \operatorname{grad} B_{T\Sigma}\end{aligned}$$

Удовлетворяют законам индукции невихревых полей:

$$\begin{aligned}\vec{A}_{T\Sigma} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{Q}_{T\Sigma} & U_{T\Sigma} &= \frac{\partial}{\partial t} \dots \\ B_{T\Sigma} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} U_{T\Sigma} & \vec{E}_{T\Sigma} &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}_{T\Sigma} \\ \vec{J}_{T\Sigma} &= -\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_{T\Sigma} & \rho_{T\Sigma} &= \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_{T\Sigma}\end{aligned}$$

Являются решениями волновых уравнений:

$$\begin{aligned}\Delta \vec{Q}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{Q}_{T\Sigma} &= 0 & \dots \\ \Delta U_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} U_{T\Sigma} &= 0 & \Delta \vec{A}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{A}_{T\Sigma} &= 0 \\ \Delta \vec{E}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}_{T\Sigma} &= 0 & \Delta B_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} B_{T\Sigma} &= 0 \\ \Delta \rho_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho_{T\Sigma} &= 0 & \Delta \vec{J}_{T\Sigma} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{J}_{T\Sigma} &= 0\end{aligned}$$

Но не описываются законами индукции вихревых полей (уравнениями Максвелла):

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial t} \quad \nabla \times \vec{E}_0 = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

поскольку всюду и всегда:

$$\vec{E}_0 = 0 \quad \nabla \times \vec{E}_0 = 0 \quad \vec{B} = 0 \quad \nabla \times \vec{B} = 0$$