

## ПАРАДОКС СКИН-ЭФФЕКТА

**Рысин А.В.****Рысин О.В.,***АНО «НТИЦ «Техком» г.Москва, радиоинженеры***Бойкачев В.Н.***АНО «НТИЦ «Техком» г.Москва, директор**кандидат технических наук***Никифоров И.К.***Чувашский государственный университет, г.Чебоксары, кандидат технических наук, доцент*

## THE PARADOX OF SKIN EFFECT

**Rysin A.V.,****Rysin O.V.,***ANO "STRC" Technical Committee "Moscow, radio engineers***Boykachev V.N.,***ANO "STRC" Technical Committee "Moscow, director,**candidate of technical sciences***Nikiforov I.K.***Chuvash State University, Cheboksary, candidate of technical sciences, associate professor*

## АННОТАЦИЯ

В очередной статье продолжаем рассматривать парадоксы в решениях электродинамики, одним из которых является ныне принятое математическое обоснование скин-эффекта на основе классических уравнений Максвелла. Нами предложен способ решения указанных ошибок и парадоксов. Статья даёт вновь понять природу взаимодействия.

## ABSTRACT

In the next article we continue to consider paradoxes in the solutions of electrodynamics, one of which is the now accepted mathematical justification of the skin effect on the basis of classical Maxwell's equations. We propose a method for solving these errors and paradoxes. The article gives a new insight into the nature of interaction.

**Ключевые слова:** классические уравнения Максвелла, усовершенствованные уравнения Максвелла, волновое уравнение, уравнение Шрёдингера, уравнение Дирака, уравнение Гамильтона-Якоби, скин-эффект, постулаты Бора.

**Keywords:** classical Maxwell equations, improved Maxwell equations, wave equation, schrödinger equation, Dirac equation, Hamilton-Jacobi equation, skin effect, Bohr postulates.

Вначале разберём основное несоответствие вероятностной квантовой механики с наличием вытеснения тока на поверхность проводника. Суть парадокса заключается в том, что по вероятностной квантовой механике, при нахождении электрона в атоме на дискретных орбитах в виде так называемых электронных орбиталей, физики имеют дело с ныне принятым распределённым вероятностным местонахождением электрона, что как бы не позволяет электрону «подчиняться» законам электродинамики и излучать, как это было бы при вращении электрона вокруг протона на дискретной орбите. Именно поэтому Бор ввёл свои постулаты и по-сути запретил выполнение законов электродинамики на дискретных орбитах. Не объясняет скин-эффект и высокая электропроводность металлов, согласно которой электроны способны сравнительно свободно перемещаться внутри кристаллической решётки металла. Считается, что затруднён лишь их выход из металла в вакуум.

Суть в том, что здесь нет процесса вытеснения, так как напряжённость электрического поля направлена вдоль проводника, а не поперёк, в чём нас убеждают выкладки, сделанные в электродинамике и приведённые ниже, поэтому нет правиль-

ного объяснения скин-эффекту. Более того, свободный электрон за пределами электронных орбиталей должен представлять собой частицу и подчиняться условиям электродинамики, то есть должен излучать. Здесь возникает парадокс – падения электрона на ядро по классической теории, и в то же время электрон должен вернуться на одну из электронных орбиталей каким-то чудесным образом, минуя процесс падения. Если даже предположить неподчинение законам электродинамики, в «угоду» квантовой механики, то дискретный переход с орбиты на орбиту, а значит и изменение свойств может происходить только при длине волны фотонов, соответствующей энергии для перехода на новую орбиту, с исключением излучения на этой дискретной орбите. Однако дискретности в зависимости от частоты здесь не наблюдается. Отсюда физики отказались от, казалось бы, простого объяснения явления скин-эффекта, по которому переменное электромагнитное поле приводит к эффекту повышения орбиты движения электрона, при котором повышается взаимодействие между электронами с соответствующим отталкиванием их друг от друга и вытеснением в итоге на поверхностный слой.

Рассмотрим парадоксы вычисления скин-эф-

факта. Для этого вспомним всю классическую методику вычисления [1]. Рассмотрим цилиндрический проводник (рис. 1), по которому течёт ток.

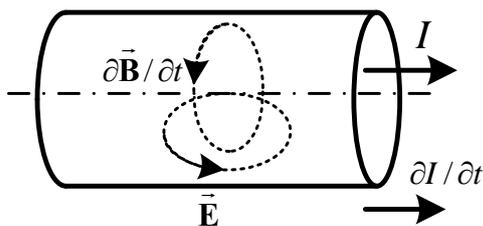


Рис. 1.

$$\text{rot}\mathbf{E} = (-1/c)\partial\mathbf{B}/\partial t, \quad \text{div}\mathbf{H} = 0 \tag{1}$$

создаёт электрическое индукционное поле, силовые линии которого представляют замкнутые кривые вокруг линии индукции магнитного поля. Вектор напряжённости индукционного поля в более близких к оси проводника областях направлен противоположно вектору напряжённости электрического поля, создающего ток, а в более дальних – совпадает с ним. В результате плотность тока уменьшается в приосевых областях и увеличивается вблизи поверхности проводника, то есть возникает скин-эффект.

Казалось бы, здесь нет ошибок в описании способа вытеснения тока за счёт того, что вектор напряжённости индукционного поля в более близких к оси проводника областях направлен противоположно вектору напряжённости электрического поля, создающего ток, а в более дальних – совпадает с ним. Но это на первый взгляд, так как здесь идёт чистая абстракция отделения самого тока от

$$\text{rot}\mathbf{H} = 4\pi\sigma/c\mathbf{E}, \quad \text{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho/\varepsilon \tag{2}$$

Но в силу того, что

$$\partial\rho/\partial t + \text{div}\mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = \sigma\mathbf{E} \tag{3}$$

нетрудно получить, что

$$\partial\rho/\partial t + 4\pi\sigma\rho/\varepsilon = 0 \tag{4}$$

Очевидным решением этого уравнения является

$$\rho(t, r) = \rho_0(r)\exp(-4\pi\sigma t/\varepsilon), \tag{5}$$

где  $\rho(r)$  – распределение заряда в момент  $t=0$ . Считается, что  $\text{div}\mathbf{E}=0$ , так как рассматривается установившийся процесс и все внесённые свободные заряды должны рассосаться за время релаксации  $\tau = \varepsilon/4\pi\sigma$ . Парадокс уже в том, что предположение, что  $\text{div}\mathbf{E}=0$  означает, что мы не имеем случая с вариантом взаимодействия с зарядами, а

$$\text{rot}\mathbf{B} - (1/c)\partial\mathbf{E}/\partial t = \mu\mathbf{j} \tag{6}$$

Понятно, что нельзя исключать член  $(1/c)(\partial\mathbf{E}/\partial t)$ , так как далее используется уравнение

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\mu\partial\mathbf{H}/\partial t, \quad \text{div}\mathbf{H} = 0 \tag{7}$$

Иными словами нельзя намеренно создавать асимметрию в наведении электромагнитных полей друг с другом, так как в этом случае отрицаются сами уравнения Максвелла, тем более, что дальше мы используем производную по времени от элек-

$$\text{rot}(\partial\mathbf{H}/\partial t) = 4\pi\sigma/(c\partial\mathbf{E}/\partial t) \tag{8}$$

Логика вычисления здесь следующая. Вокруг проводника с током имеется магнитное поле, силовые линии которого являются концентрическими окружностями с центром на оси проводника. В результате увеличения силы тока возрастает индукция магнитного поля, а форма силовых линий при этом остаётся прежней. Поэтому в каждой точке внутри проводника производная  $\partial\mathbf{B}/\partial t$  направлена по касательной к линии индукции магнитного поля и, следовательно, линии  $\partial\mathbf{B}/\partial t$  также являются окружностями, совпадающими с линиями индукции магнитного поля. Изменяющееся магнитное поле по закону электромагнитной индукции

движения зарядов, создающих ток. И в этом случае магнитное поле создаётся каждым электроном в отдельности, и оно связано с противодействием его движению, то есть магнитное поле создаваемое электроном при его движении наводит электрическое поле всегда направленное против его движения, что и видно из формулы уравнения Максвелла. В противном случае, магнитное поле приводило бы к бесконечному ускорению движения электронов на поверхности проводника. Таким образом, объяснение скин-эффекта разнонаправленностью магнитного поля не выдерживает элементарной критики. Собственно поэтому этот эффект не имеет математического описания при дальнейшем объяснении скин-эффекта. Но, продолжим выкладки из классической электродинамики. При вычислении скин-эффекта исходят из уравнений Максвелла

имеем чистое электромагнитное поле, распространяющееся в пространстве.

Кроме того, специалистам понятно, что если дело касается переменного электромагнитного поля, то для данного варианта уравнение Максвелла имеет вид

трического поля. А если  $(1/c)(\partial\mathbf{E}/\partial t)=0$  по уравнению (2), то дальше вообще нет смысла проводить анализ. Но все же продолжим, и дифференцируя обе части полученного уравнения по времени, находим

Далее делаем подстановку значения  $\mu \partial \mathbf{H} / \partial t$  из (1):

$$(-c / \mu) \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{E}) = (4\pi\sigma / c) \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (9)$$

Поскольку

$$-\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (10)$$

соответственно  $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ . Откуда получаем

$$\nabla^2 \mathbf{E} = (4\pi\sigma\mu / c^2) (\partial \mathbf{E} / \partial t) \quad (11)$$

Фактически – это есть дифференциальное уравнение между уравнением Шрёдингера и уравнением Гамильтона–Якоби для движения частицы при потенциальной энергии, равной нулю, если значение  $4\pi\sigma\mu / c^2$  эквивалентно  $2M_0$  (здесь  $M_0$  –

масса электрона), то её решением может быть экспоненциальная функция вида  $\exp[(1/2M_0)(Wt - pr)]$ . Отсюда мы получим известное уравнение Гамильтона вида

$$W = p^2 / 2M_0. \quad (12)$$

С точки зрения нашей теории такой результат объясняется тем, что преобразование электромагнитного поля за счёт поглощения или излучения эквивалентно в противоположности формированию

корпускулярных свойств. Напомним, что ранее при тех же исходных данных при  $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$  и  $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$  получалось уравнение электромагнитной волны вида

$$\nabla^2 \mathbf{E} - (\mu\epsilon / c^2) (\partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2) = 0 \quad (13)$$

Аналогичное уравнение получается и для магнитного поля:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = (4\pi\sigma\mu / c^2) (\partial \mathbf{H} / \partial t) \quad (14)$$

Иными словами упрощения в виде асимметрии даёт решение в виде экспоненциальной функции  $\exp[(1/2M_0)(Wt - pr)]$  для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , но без волновых свойств в виде  $\exp[i(1/2M_0)(Wt - pr)]$ . Указанное – парадокс, так как волновые свойства для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  у нас изначально заложены, то есть электромагнитные составляющие, имеющие волновой характер  $\mathbf{E}$  ( $\mathbf{H}$ ) не могут описываться волной и затухающей экспонентой одновременно, так как при решении в (11) и (14) значение частоты не присутствует, и решение по одной функции даёт однозначно отсутствие решения по другой функции. Именно с этой проблемой столкнулся Шрёдингер, когда пытался совместить корпускулярные и волновые свойства. И он решил эту проблему, введя в это дифференциальное уравнение мнимую единицу. Однако переход к вероятностным волновым функциям не позволил ему рассмотреть совместное взаимодействие через электромагнитные и гравитационные силы. В решении проблемы скин-эффекта наблюдается точно такая же проблема. С одной стороны, «передача» напряжённости электрического поля в проводнике происходит от электрона к электрону, и это вызывает в нём движение зарядов, то есть ток, а наличие тока обязательно связано с производной изменения заряда по времени в соответствии с уравнением непрерывности (3). С другой стороны, при переменном электрическом поле имеем дело с электромагнитной волной, так как движение заряда здесь будет с ускорением. А по законам электродинамики должно иметь место излучение от проводящей поверхности. Поэтому принимается  $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$  ( $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ ), что соответствует рассмотрению варианта электромагнитного поля, а не варианта наличия зарядов.

Отметим, что некоторое прояснение ситуации может дать наш подход, данный в [2], при котором рассматривается симметричный обмен между противоположностями и взаимный переход представляется на основе двух равноправных функций вида  $\exp(\omega t - pr)$  и  $\exp[i(\omega t - pr)]$ , отражающих корпускулярный и волновой вид. При этом надо отметить, что указанные экспоненциальные функции отображают полностью замкнутые объекты, так как их вид не меняется при дифференцировании или интегрировании. Следует также заметить, что функции  $\exp(\omega t - pr)$  и  $\exp[i(\omega t - pr)]$  не имеют статики и отражают всегда динамику. Сочетание таких функций с учётом взаимодействия противоположностей рассмотрим несколько ниже при показе нашего подхода объяснения скин-эффекта.

Из сказанного выше процесс, формирующий скин-эффект, нельзя рассматривать упрощённо, и он связан как с излучением, так и с поглощением кинетической энергии внутри проводника при движении зарядов.

Продолжим дальше рассмотрение скин-эффекта в бесконечном проводнике с плоской границей (рис.2).

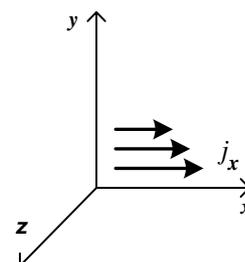


Рис. 2.

Далее предполагается, что уравнения (11) и (14) в области  $y > 0$  допускают только затухающие во времени решения. Этот вывод делается на основании того, что после скалярного умножения (14)

$$(2\pi\sigma\mu/c^2) \frac{\partial}{\partial t} \int_V H^2 dV = - \int_V (\text{rot} H)^2 dV < 0, \text{ т.е. } \partial H / \partial t < 0. \tag{15}$$

Из (15) видно, что ток течёт по однородному бесконечному проводнику, занимающему полупространство  $V$ , где  $y > 0$  вдоль оси  $x$ . Поверхностью

$$\partial^2 E_x / \partial^2 y = (4\pi\sigma\mu/c^2)(\partial E_x / \partial t) \tag{16}$$

Здесь также применено необоснованное правило, по которому изменение напряжённости электрического поля по проекции  $x$  во времени должно дать его же изменение по оси  $y$ . Иными словами, тем самым придумали «новый» закон взаимодействия и изменения электрического поля. По нему, изменение во времени электрического поля по проекции  $x$  вызывает неравномерное распределение напряжённости электрического поля с проекцией  $x$  по оси  $y$ , в противовес закону электродинамики  $\text{rot} \mathbf{B} = (1/c)(\partial \mathbf{E} / \partial t)$ . Возникает неоднозначность законов, чего при детерминированном подходе быть не может. Таким образом, фактически была совершена подгонка под результат. Кроме того, надо понимать, что вытеснение зарядов на поверхность проводника связано с поляризацией внутри проводника. При этом обязательно должна быть напряжённость электрического поля, направленная

на  $\mathbf{H}$  и интегрирования по частям с учётом граничных условий, находим

проводника является плоскость  $y=0$ . Таким образом можем записать  $j_x=j_x(y, t)$ ;  $j_y=j_z=0$ ;  $E_x=E_x(y, t)$ ;  $E_y=E_z=0$ . Отсюда

противоположно для компенсации, однако мы здесь в расчётах этого тоже не видим.

Далее считается, что в этом уравнении все величины гармонически зависят от  $t$ , и можно положить  $E_x(y, t) = E_x(y) \exp[-i\omega t]$ . Это так же является неверным, так как гармонический волновой вид по времени должен дать такой же гармонический вид по координате. Именно на этом основан переход от классических уравнений Максвелла к волновому уравнению. Но корпускулярное уравнение Гамильтона–Якоби не подходит для решения волновых уравнений, так как двойное дифференцирование по косинусу даст вновь косинус, а одинарное дифференцирование по косинусу даст синус, и в итоге косинус будет равняться синусу. Продолжим анализ далее, чтобы получить уравнение для  $E_x(y)$

$$d^2 E_x(y) / d^2 t = -i\omega(4\pi\sigma\mu/c^2) E_x(y) \tag{17}$$

Решением уравнения (17) будет:

$$E_x(y) = E_0 \exp[\chi y], \quad \chi = \pm(i/c)\sqrt{i\omega 4\pi\sigma\mu} \tag{18}$$

Отбрасываем нарастающее вглубь проводника поле, как физически неосуществимое, выбираем решение с  $\text{Re} \chi < 0$ , то есть

$$\chi = (i-1)/\delta, \quad \delta = c/\sqrt{\omega 2\pi\sigma\mu} \tag{19}$$

Таким образом, напряжённость электрического поля в проводнике изменяется по закону:

$$E_x(t, y) = E_0 \exp[-y/\delta] \exp[i((y/\delta) - \omega t)] \tag{20}$$

Взяв действительную часть от этого выражения, и перейдя с помощью соотношения  $\mathbf{j} = \square \mathbf{E}$  к плотности тока, получим (принимая во внимание,

$$j_x(y, t) = j_0 \exp[-y/\delta] \cos((y/\delta) - \omega t) \tag{21}$$

что  $j_x(0,0)=j_0$  – амплитуда плотности тока на поверхности проводника) следующее распределение объёмной плотности тока в проводнике:

Здесь также была допущена фривольность, так как отказ от мнимой части решения и оставление только действительной части, не обеспечивает решение рассмотренного дифференциального уравнения, и Шрёдингер поэтому не смог отказаться как от действительной, так и от мнимой части и был вынужден использовать вместо электромагнитных функций вероятностные волновые функции с сохранением как действительной, так и мнимой частей. При этом мы видим, что ток вдоль оси  $x$  в зависимости от параметра  $y/\delta$  может иметь прямо

противоположное направление. Иными словами мы получаем замкнутое движение тока, а это также даёт парадокс, так как у нас изначально берётся  $j_y=j_z=0$ . Вообще-то такое распределение тока по (21) может дать только наличие стоячих электромагнитных волн. Однако здесь нет рассмотрения варианта волноводов, так как  $y \rightarrow \infty$ .

Анализ показывает, что решить задачу получения скин-эффекта, используя метод решения от классической электродинамики, приведённый

выше, в принципе не удаётся. Отметим, что полученный приближённый метод имеет очень хорошую сходимость с практическими результатами, несмотря на то, что основан на неверном теоретическом базисе.

Поэтому требуется найти правильный эквивалент полученному решению, но без применения использованных подгоночных методов. С этой целью

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \partial \mathbf{D} / \partial t + \mathbf{j}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t; \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}; \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho / 4\pi; \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad \mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (22)$$

В итоге получаются уравнения:

$$\nabla^2 \mathbf{H} + (\varepsilon \mu / c^2) (\partial^2 / \partial t^2) \mathbf{H} = -\operatorname{rot} \mathbf{j} = 0 \quad (23)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} + (\varepsilon \mu / c^2) (\partial^2 / \partial t^2) \mathbf{E} = (1 / \varepsilon_0) \operatorname{grad} \rho - (\mu \mu_0) (\partial \mathbf{j} / \partial t) = 0 \quad (24)$$

Фактически мы получаем отдельные уравнения с правой и левой стороны от знака равенства в (23) и (24), в силу того, что волновые уравнения от знака равенства характеризуют излучаемые электромагнитные волны, а они имеют волновую функцию типа синус или косинус. И если, например,  $\operatorname{rot} \mathbf{j} \neq 0$ , то это будет означать добавление постоянной составляющей, так как есть начало и есть конец

$$(1 / \varepsilon) \operatorname{grad} \rho - (\mu / c^2) (\partial \mathbf{j} / \partial t) = 0, \quad (1 / \varepsilon) \operatorname{grad} \rho - (\mu / c^2) (\rho \mathbf{v} / \partial t) = 0 \quad (25)$$

Далее мы учитываем, что хотя сам проводник и является электрически нейтральным, но под действием электрического поля происходит изменение концентрации электрического заряда во времени и в пространстве, иначе бы проводники вообще не

$$\rho = \rho_0 \exp[-i\omega t] \quad (26)$$

Иными словами, мы не рассматриваем отдельно заряд электрона вне заряда протона, а учитываем их взаимодействие. При этом вектор скоро-

$$(1 / \varepsilon) \operatorname{grad} \rho - (\mu v_0 / c^2) (\partial \rho / \partial t) = 0, \quad (27)$$

$$(1 / \varepsilon) \operatorname{grad} \rho = -i\omega \mu \rho v_0 / c^2 \quad (28)$$

Далее можем записать уравнение (28) относительно распределения заряда аналогично тому как это записано в (17):

$$\partial \rho(x) / \partial x = -i\omega \varepsilon \mu \rho(x) (v_0 / c^2) \quad (29)$$

Решением уравнения (29) будет функция:

$$\rho(x) = \rho_0 \exp[\zeta x], \quad \zeta = -i\omega \varepsilon \mu (v_0 / c^2) \quad (30)$$

Иными словами получаем аналогичный периодический вид, как по времени, так и по пространству, что аналогично варианту распространения электромагнитной волны в волноводе вдоль оси  $x$ . Иными словами получить физику наличия скин-эффекта на основании решения от (24) невозможно. Однако в (23) имеем решение  $-\operatorname{rot} \mathbf{j} = 0$ , а это означает, что при переходе от статики к волновому пе-

проведём аналогичные действия по преобразованию с учётом применения операции  $\operatorname{rot}$ , которая характеризует переход к переменному электромагнитному полю, но с уравнениями электродинамики, учитывающими все производные по времени [3]:

тока. Как это физически представить для вектора непонятно, так как нужен источник тока и его поглотитель, а сами заряды не могут исчезать в никуда и появляться из «нуля». Аналогично это относится и к уравнению (24). Отсюда запишем уравнение вида:

могли излучать. Вот поэтому мы представляем заряд изменяющимся во времени по гармоническому закону, аналогично как это предложено в [4] в случае диполей Герца:

сти  $\mathbf{v} = v_0$  будет определяться максимумом амплитуды прикладываемого электромагнитного поля к проводнику. Отсюда имеем:

риодическому виду электромагнитной волны, появляется круговой ток перпендикулярный к направлению движения по оси  $x$ . Именно он и обеспечивает вытеснение зарядов из центра проводника. Но, обычные уравнения Максвелла в соответствии с (23) и (24) не имеют симметрии между электрическими и магнитными составляющими, а это говорит об отсутствии взаимодействия между ними, чего быть не может. Кроме того, здесь становится

очевиден парадокс между статикой и динамикой в электродинамике. Ведь направление силовых линий напряжённости электрического поля в статике направлено параллельно движению электрического заряда, а для распространяющегося электромагнитного поля здесь мы видим составляющие электромагнитного поля перпендикулярные к направлению движения. В соответствии с этим возникла необходимость усовершенствовать уравнения Максвелла с целью исключения указанных парадоксов до симметричного вида и с выполнением

$$\begin{aligned}
 -\mu_0 \partial H_x / \partial t + i\mu_0 c \partial H_t / \partial x &= \partial E_z / \partial y - \partial E_y / \partial z, \\
 -\mu_0 \partial H_y / \partial t + i\mu_0 c \partial H_t / \partial y &= \partial E_x / \partial z - \partial E_z / \partial x, \\
 -\mu_0 \partial H_z / \partial t + i\mu_0 c \partial H_t / \partial z &= \partial E_y / \partial x - \partial E_x / \partial y, \\
 \varepsilon_0 \partial E_x / \partial t - i\varepsilon_0 c \partial E_t / \partial x &= \partial H_z / \partial y - \partial H_y / \partial z, \\
 \varepsilon_0 \partial E_y / \partial t - i\varepsilon_0 c \partial E_t / \partial y &= \partial H_x / \partial z - \partial H_z / \partial x, \\
 \varepsilon_0 \partial E_z / \partial t - i\varepsilon_0 c \partial E_t / \partial z &= \partial H_y / \partial x - \partial H_x / \partial y.
 \end{aligned}
 \tag{31}$$

Суть этих уравнений в добавлении дифференциальных членов с проекцией электромагнитных составляющих на время. При этом получается необходимая силовая составляющая, которая направлена параллельно движению электронов в проводнике. Именно система этих уравнений (31) обеспечивает представление электрона в электромагнитном исполнении как показано в [6]. Отсюда получается связка, когда уравнению непрерывности по одной оси направления движения слева от знака равенства в (31) соответствует ротор или круговое движение в ортогональной плоскости справа от знака равенства. Иными словами прямолинейное движение в одной противоположности вызывает круговое движение в другой противоположности. Необходимость перехода к усовершен-

ствованным уравнениям преобразования Лоренца-Минковского, чтобы обеспечить практически наблюдаемую связь между пространством и временем и электромагнитными составляющими в виде искривления движения фотонов в гравитационном поле. Собственно к наличию необходимости симметрии пришли и в классической электродинамике, но через вектор - потенциалы и сторонние токи. В [5] нами были получены усовершенствованные уравнения Максвелла, которые учитывали связь с преобразованиями Лоренца-Минковского вида

ствованным уравнениям Максвелла имеет трехкратное подтверждение. *Первое* связано с тем, что проекция на время была введена и в вектор - потенциалах, и практически в этом случае вид усовершенствованных уравнений Максвелла совпадает с уравнениями через вектор потенциалы. *Второе* подтверждение связано с тем, что преобразования Лоренца - Минковского имеют проекцию на время, и связать их без проекции на время с электромагнитными составляющими не представляется возможным. И *третье* подтверждение касается того, что вид усовершенствованных уравнений Максвелла совпадает с уравнениями Дирака, которые выводились из подчинения уравнению энергии Эйнштейна. Соответственно, мы можем представить уравнения (31) в виде уравнений аналогичным (22), в соответствии с [7]:

$$\text{rot} \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t + \mathbf{j}_E, \quad \text{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t + \mathbf{j}_H, \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}.
 \tag{32}$$

Понятно, что значения  $j_E$  и  $j_H$  отражают дифференциальные члены с проекциями электрических и магнитных составляющих на время. Аналогично эти величины выражаются также и через использование электродинамических потенциалов  $\mathbf{A}$  и  $\mathbf{A}_m$  в теории эквивалентности, например в [8]. Более того, проекция вектор - потенциалов на время с умножением на мнимую единицу была введена ещё до нас, но не было распространена на электромагнитные составляющие. Хотя прямая детерминированная связь вектор - потенциалов и электромагнитных составляющих в принципе не оставляет

$$j_H = \text{div} M = i\mu_0 c \partial H_t / \partial r = i\mu_0 c \partial E_t / \partial t = (ic/cu) \partial E_t / \partial t = (i/u) \partial E_t / \partial t$$

аналогично запишем для  $j_E = \text{div} P = i\varepsilon_0 c \partial E_t / \partial r = (iu) \partial E_t / \partial t$ . При этом наличие мнимой единицы не позволяет нам отнестись полученные значения ни к вектору, ни к потенциалу. Собственно нечто аналогичное введено и в

иных вариантов, так как иное говорило бы об их независимости и неоднозначности. А так как, в классической электродинамике не рассматривается физический эквивалент, то это и привело к парадоксам. У нас эти значения проекций на время связаны с преобразованием длины во время, и времени в длину. Именно не учёт подчинения обычных уравнений Максвелла преобразованиям Лоренца-Минковского и привело к ряду парадоксов с несоблюдением закона сохранения энергии через так называемые «вакуумы». Соответственно у нас,  $r=ct$ , а

электродинамике через вектор - потенциалы. Здесь мы также учитываем, что по нашей теории  $\mu_0 = 1/cu$ ;  $\varepsilon_0 = u/c$ ;  $u = \sqrt{c^2 - v_n^2}$ , где  $v_n$  - значе-

ние интегральной средней скорости движения объектов в противоположности, которая связана с термодинамическим равновесием (более подробно, см. в [9]). Иными словами, мы говорим, что равный взаимный процесс обмена между противоположностями даёт симметрию. Указанное означает, что изменения, связанные с движением аналогичны в противоположностях. И если в нашей системе движение даёт эффект преобразования длины во время и наоборот, то и в противоположности происходит тоже самое, что в нашей системе, и выражается через значения электрической и магнитной проницаемостей. При использовании одной и той же величины  $E_t$  мы видим, что значения  $j_E$  и  $j_H$ , характеризуют преобразование длины во время и времени в длину, в зависимости от интегральной кинетической скорости движения в противоположности. По другому говоря, кинетическая энергия в противоположности определяет пространственно-временное искривление в нашей системе. В силу того, что  $E_t$  – это проекция на время, и является потенциальной функцией, то она фактически эквивалентна значению так называемого заряда. Но здесь возникает парадокс, связанный с расхождением между статикой и динамикой в классической электродинамике. И он связан с тем, что заряд воспринимается как некая статическая величина, где перпендикулярно от её поверхности расходятся силовые линии напряжённости электрического поля, которые

начинаются на условно положительно заряженных частицах, и оканчиваются на условно отрицательно заряженных частицах. Здесь непонятно, как формируются в статике эти силовые линии и за счёт чего, и как они взаимодействуют? Можно предположить движение объектов от одного заряда до другого с возникновением и исчезновением, – а обратно, каким образом? Понятно, что здесь также имеем противоречие с уравнениями Максвелла, по которым переменное магнитное поле наводит переменное электрическое поле, а наличие зарядов давало бы двузначный способ образования рассмотренного нами электрического поля. Исходя из неверной предпосылки о существовании статического электрического поля, начинающегося на положительном заряде и оканчивающемся на отрицательном заряде, была получена известная формула  $\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho_3 / 4\pi$ . Однако использование усовершенствованных уравнений Максвелла, соответствующих преобразованиям Лоренца-Минковского позволило найти в динамике эквивалент общепринятому ныне понятию «заряда» за счёт учёта проекции на время. При этом мы имеем динамику преобразования электрических и магнитных составляющих друг в друга без введения какой-либо статики. Отсюда учитывая эквивалентность, мы должны записать следующее:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho_3 / 4\pi = j_E / 4\pi = \operatorname{div} P / 4\pi = (i\epsilon_0 c / 4\pi)(\partial E_t / \partial r) = (i\epsilon u / 4\pi)(\partial E_t / \partial r).$$

Аналогично для магнитной составляющей:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = \rho_m / 4\pi = j_H / 4\pi = \operatorname{div} M / 4\pi = (i\mu_0 c / 4\pi)(\partial H_t / \partial r) = [(i / 4\pi\mu) / u](\partial E_t / \partial t).$$

Здесь надо учитывать, что если силовое воздействие электрического заряда мы можем фиксировать из-за проекции  $E_t$  на длину, то воздействие магнитного заряда проецируется на время, поэтому его силовое воздействие в пространстве не фиксируется, а определяется косвенно из-за наличия пространственно-временного континуума. Не мы являемся «первопроходцами» в написании уравнений Максвелла в таком виде. Например, аналогичный вид записи относительно токов можно найти в [10]. Однако необходимость так называемых электрических и сторонних магнитных токов, особенно с позиций выполнения преобразований Лоренца-Минковского для электромагнитных полей, не имела

объяснения, и поэтому была речь о наличии так называемых фиктивных магнитных зарядов и токов. Мы же раскрыли логику возникновения этих составляющих и невозможность их игнорирования при рассмотрении полного процесса взаимодействия, так как иначе возникала независимость электромагнитных полей от пространства и времени из-за неподчинения преобразованиям Лоренца-Минковского в соответствии с СТО и ОТО Эйнштейна, а это означало бы невозможность обнаружения их в пространстве и времени. Применим к верхним уравнениям (32) операцию rot:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \partial(\operatorname{rot} \mathbf{D}) / \partial t + \operatorname{rot} j_E, \quad \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial(\operatorname{rot} \mathbf{B}) / \partial t - \operatorname{rot} j_H; \\ \nabla^2 \mathbf{H} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{H} &= -(\epsilon_0 \mu_0)(\partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2) - (\epsilon_0)(\partial j_H / \partial t) + \operatorname{rot} j_E. \end{aligned} \quad (33)$$

Вспомним, что операция ротора возникает не «чудом», а связана с взаимодействием объектов. Тогда, учитывая симметрию и равенство противо-

положностей, мы можем идти на упрощения, которые в целом не влияют (в данном случае) на результат. Отсюда имеем:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{H} + (\epsilon \mu / c^2)(\partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2) &= \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{H} - (\epsilon_0)(\partial j_H / \partial t) + \operatorname{rot} j_E; \\ \nabla^2 \mathbf{E} - (\epsilon \mu / c^2)(\partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2) &= \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - (\mu_0)(\partial j_E / \partial t) - \operatorname{rot} j_H. \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{H} + (\epsilon \mu / c^2)(\partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2) &= \operatorname{grad} j_H / (4\pi \mu_0) - (\epsilon_0)(\partial j_H / \partial t) + \operatorname{rot} j_E; \\ \nabla^2 \mathbf{E} + (\epsilon \mu / c^2)(\partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2) &= \operatorname{grad} j_E / (4\pi \epsilon_0) - (\mu_0)(\partial j_E / \partial t) - \operatorname{rot} j_H. \end{aligned} \quad (35)$$

Из системы уравнений (35) видно – имеется симметричный вид для электрических и магнитных составляющих, что обеспечивает одинаковые условия и взаимное влияние за счёт составляющих  $j_E$  и  $j_H$ . Причём вытеснение тока на поверхность проводника обеспечивается за счёт  $\text{rot } j_E$  и  $\text{rot } j_H$ . Суть физики этого процесса основана на том, что прямолинейное движение объекта в одной противоположности, аналогично вращательному движению в другой противоположности. А так как по (35) имеем взаимное симметричное преобразование противоположностей в динамике при волновых процессах, то наряду с прямолинейным движением

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} &= -\mathbf{M}^p; & \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} &= -\mathbf{M}^m; \\ \mathbf{M}^p &= -i\omega\mu_a \mathbf{j}^{3-ct} + (1/i\omega\epsilon_a) \text{grad div } \mathbf{j}^{3-ct} - \text{rot } \mathbf{j}^{m-ct}; \\ \mathbf{M}^m &= -i\omega\epsilon_a \mathbf{j}^{m-ct} + (1/i\omega\mu_a) \text{grad div } \mathbf{j}^{m-ct} - \text{rot } \mathbf{j}^{3-ct}; \\ \nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} &= i\omega\mu_a \mathbf{j}^{3-ct} + (1/i\omega\epsilon_a) \text{grad div } \mathbf{j}^{3-ct} - \text{rot } \mathbf{j}^{m-ct}; \\ \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} &= i\omega\epsilon_a \mathbf{j}^{m-ct} + (1/i\omega\mu_a) \text{grad div } \mathbf{j}^{m-ct} - \text{rot } \mathbf{j}^{3-ct}. \end{aligned} \tag{36}$$

Здесь первые два уравнения – уравнения Гельмгольца относительно электрических и магнитных полей.  $\mathbf{M}^p$  и  $\mathbf{M}^m$  – векторные функции сторонних электрических и магнитных токов соответствующие  $j_1$  и  $j_0$ . Можно также увидеть аналогию между  $\dot{\mathbf{A}}, \dot{\mathbf{A}}_m, \mathbf{j}^{3-ct}, \mathbf{j}^{m-ct}$  и  $\mathbf{j}_E, \mathbf{j}_H$ . Разница лишь в том, что мы значения токов  $\mathbf{j}_E, \mathbf{j}_H$ , характеризующих движение противоположных объектов, и значения  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{M}$ , не связываем обязательно с токами и напряжённостями полей в нашей системе наблюдения, а рассматриваем уравнения, как общий характер связи противоположностей в мироздании. Отметим, что физики интуитивно получили необходимый вид уравнений, прибегнув к так называемым электродинамическим потенциалам, не поняв философский и физический смысл этих уравнений. А суть этих уравнений легко объясняется на основе закона о противоположностях. Иными словами, кинетическое поступательное движение частицы (а всякое движение – это изменение, и оно связано с обменом через противоположность), наблюдаемое в одной противоположности в виде члена уравнения непрерывности  $[\text{grad } \mathbf{j}_E / (4\pi\epsilon_0) - (\mu_0)(\partial \mathbf{j}_E / \partial t)]$ , и которое отражает формулу сохранения энергии при преобразованиях, даёт (в соответствии с СТО и ОТО Эйнштейна) пространственно-временное искривление. Это же поступательное движение даёт ответную реакцию в другой противоположности из-за обмена, что будет характеризоваться замкнутым движением в виде  $-\text{rot } \mathbf{j}_H$ , если наблюдение этого процесса реакции по обмену между противоположностями вести из нашей системы. В этом случае противоположности выступают как единое целое. При этом полученное пространственно-временное искривление за счёт замкнутого движения в другой противоположности, будет характеризовать потенциальную энергию. Это явление приводит к тому, что, например, движущийся позитрон в противоположности следует рассматривать в нашей системе наблюдения как протон. Естественно здесь учитывается обратно-пропорциональная связь противоположностей. И, наоборот, в противоположности

тока в каждой из противоположностей также имеем и круговое движение тока в плоскости, перпендикулярной прямолинейному движению. Иными словами получается движение электронов по спирали. Отсюда и получается *скин-эффект*. В классической электродинамике пытались получить аналогичный вариант, нечто подобное было выражено на основе вектор - потенциалов. То есть аналогию с нашей записью в комплексном виде с учётом проведённого дифференцирования некоторых членов можно найти и в классической электродинамике, например, в [11]:

мы будем иметь движущийся позитрон вокруг антипротона, который в противоположности был движущимся электроном вокруг протона. Отсюда, попытки разбить протон на некие объекты в виде кварков и глюонов являются антинаучным подходом. Однако, если точку наблюдения сменить, с учётом иерархии мироздания, то мы движение электрона вокруг протона, и движение позитрона вокруг антипротона должны рассматривать как электромагнитный волновой процесс обмена между противоположностями, где составляющая  $\mathbf{H}$  характеризует процесс перехода из одной противоположности в другую, а составляющая  $\mathbf{E}$  характеризует замкнутый обратный процесс, то есть имеем аналог кинетической энергии. Именно это как раз и выражается через математическую запись (35).

С учётом усовершенствованных уравнений Максвелла мы можем объяснить почему подгонка под результат в классических уравнениях Максвелла обеспечила сходимость с практикой. Учтём, что так как мы установили аналог заряда в виде составляющей  $E_t$ , то учитывая равенство  $\mathbf{j} = \square \mathbf{E}$ , можем записать аналогичное равенство в виде  $j_E = \square icE_t$ . Здесь учитывается, что  $E_t$  и  $E_r$  – это противоположности, и они также связаны через скорость света (скорость обмена между противоположностями) как длина и время, то есть  $E_r = cE_t$ . Иными словами мы представили зависимость связи  $j_E$  и  $E_t$  не через дифференциальное изменение, а напрямую через нормировочный коэффициент. Эта зависимость имеет приближённый характер и при росте частоты наблюдается аномальный скин-эффект с резким возрастанием сопротивления проводника. Однако на практике такое упрощение допустимо в силу того, что сопротивление связано с тем, что электрон не может получать ускорение под действием напряжённости электрического поля до бесконечности и при соударении теряет энергию. Отсюда можно говорить о некотором среднем движении для электронов. Далее учтём, что все пространственно-временные преобразования в (34) происходят с соблюдением сохранения количества между противоположностями, а иначе было чудо

возникновения из ничего, по аналогии с (23) и (24).

Поэтому в этом случае мы получаем равенства:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{H} + (\epsilon \mu / c^2) (\partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2) = 0; \quad \nabla^2 \mathbf{E} + (\epsilon \mu / c^2) (\partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2) = 0; \\ \text{grad } j_H / (4\pi \mu \mu_0) - (\epsilon \epsilon_0) (\partial j_H / \partial t) = 0; \quad \text{rot } j_E = 0; \\ \text{grad } j_E / (4\pi \epsilon \epsilon_0) - (\mu \mu_0) (\partial j_E / \partial t) = 0; \quad -\text{rot } j_H = 0. \end{aligned} \quad (37)$$

Отсюда мы имеем уравнение:

$$\begin{aligned} \text{grad } j_E / (4\pi \epsilon \epsilon_0) - (\mu \mu_0) (\partial j_E / \partial t) = 0; \\ \text{grad}(ic) (\partial E_t / \partial r) + (4i\pi \sigma \epsilon_0 \mu_0 c) (\partial E_t / \partial t) = 0; \\ (1/4\pi \sigma \epsilon \mu) / c^2 (\partial^2 E_t / \partial r^2) = \partial E_t / \partial t. \end{aligned} \quad (38)$$

Здесь разница с выводом в (11) в том, что мы не рассматриваем реальную электрическую проекцию вида  $E_x$  вдоль оси  $y$ , а учитываем как бы распределение величины, отражающей пространственно-временное искривление пропорциональное  $E_t$ , от которого в соответствии с  $j_E = icE_t$  зависит значение тока. Значение  $E_t$  из-за проекции на время не отражается реально в нашем пространстве, однако её воздействие отражает корпускулярное движение. Действительно, если значение  $\mu \epsilon_0 / c^2$  эквивалентно  $(2M_0)$ , то её решением может быть экспоненциальная функция вида  $\exp[1/(2M_0)(Wt-pr)]$ . Значение  $E_t$  является противоположностью к значениям электрической напряжённости  $E_r$  по координатам длины, и ранее мы показали в [2], что аналогом волновой функции  $\exp[i/(2M_0)(Wt-pr)]$ , в одной противоположности является экспоненциальная функция  $\exp[1/(2M_0)(Wt-pr)]$  в другой противоположности. Только в этом случае мнимая единица не нарушает условие сохранения равного количественного изменения противоположностей при соблюдении смены закономерностей в противоположностях, что является необходимым условием сохранения баланса при обмене. Иначе разницы между противоположностями невозможно было бы обнаружить. Отсюда получается, что за счёт изменения величины  $E_t$  в соответствии с (38), имеем отражение движения частицы в виде уравнения Гамильтона (12), и отсюда даже можем вычислить скорость движения зарядов. Далее, если учесть, что скорости обмена между противоположностями равные, то и значение  $\text{rot } j_E$  должны также отобразить в виде корпускулярного замкнутого движения, так как используется одна и та же функция  $E_t$ . Понятно, что при круговом движении зарядов неизбежно появление центробежной силы, что и приводит к скин-эффекту, а распределение будет определяться противоположной силой, связанной с поляризацией в проводнике и силой отталкивания между электронами. При нашей интерпретации скин-эффекта получает обоснование наличие индуктивности у проводников. Мы видим, что использование усовершенствованных уравнений Максвелла позволило решить проблему скин-эффекта. Более того, мы не столкнулись с парадоксами, которые получались при описании скин-эффекта в случае классических уравнений Максвелла.

Выводы:

1. При описании скин-эффекта с помощью классических уравнений Максвелла была осуществлена подгонка под результат, без объяснения

физики процесса. И более того считаем, что физика процесса скин-эффекта умышленно замалчивалась, так как получалась хорошая сходимостью с практическими данными.

2. Вероятностная квантовая механика также не в состоянии объяснить явление скин-эффекта исходя из наличия электронных орбиталей.

3. Скин-эффект объясняется только на основе усовершенствованных уравнений Максвелла, так как в его решении есть наличие ротора от тока, перпендикулярного к направлению движения, что объясняет физику вытеснения электронов на поверхность проводника.

#### Литература

1. Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю.П. Электродинамика – М: Высш. шк., 1980. С. 153.
2. Рысин А.В, Рысин О.В, Бойкачев В.Н, Никифоров И.К. Парадоксы уравнения Шрёдингера и его сходимости с уравнением Гамильтона-Якоби // Науч. журнал " Sciences of Europe" (Praha, Czech Republic) / 2017/ – № 15 (15), vol 1 – p. 59-66.
3. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989. С. 116.
4. Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю.П. Электродинамика – М: Высш. шк., 1980. С. 127.
5. Рысин А.В, Рысин О.В, Бойкачев В.Н, Никифоров И.К. Уравнения Максвелла, как результат отражения преобразований Лоренца-Минковского в противоположности // Науч. журнал " Sciences of Europe" (Praha, Czech Republic) / 2016/ – № 8 (8), vol 1 – p. 104-113.
6. Рысин А.В., Рысин О.В., Бойкачев В.Н., Никифоров И.К. Переход от усовершенствованных уравнений Максвелла к уравнению движения частицы // Ежемесячный науч. журнал: Национальная ассоциация ученых. ч. 2. – 2014. – № 5. – С. 99-107.
7. Рысин А.В, Рысин О.В, Бойкачев В.Н, Никифоров И.К. Парадоксы вывода уравнений в теории излучения в электродинамике // Науч. журнал " Sciences of Europe" (Praha, Czech Republic) / 2017/ – № 16 (16), vol 1 – p. 42-48.
8. Фальковский О.И. Техническая электродинамика. – М.: Связь», 1978 С. 125.
9. Рысин А.В, Рысин О.В, Бойкачев В.Н, Никифоров И.К. Вывод соотношения масс протона и электрона на основе логики мироздания и термодинамического равновесия // Науч. журнал " Sciences of Europe" (Praha, Czech Republic) / 2017/ – № 19 (19), vol 1 – p. 41-47.

10. Фальковский О.И. Техническая электродинамика. – М.: Связь», 1978 С. 117.

Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Советское радио, 1979. С 40.

11. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П.

## TECHNICAL SCIENCES

### INDUCED VOLTAGE MEASUREMENT METODS IN MUE RYAZAN CITY POWER DISTRIBUTION NETWORKS (RCPDN)

*Vasilyeva T.N.,  
Dr.Sci.Tech., prof.  
Avanesyan M.A.,  
senior lecturer  
Doronkin O.A.  
postgraduate*

*Ryazan state radio engineering University.*

#### ABSTRACT

This paper deals with induced voltage and its effects on the overhead transmission lines. Definition of induced voltage and its 3 constituent parts is given. Various measurement methods of induced voltage in different ground- ing networks are described, the most informative one is chosen and a comparative analysis of it is done.

**Keywords:** induced voltage, measurement methods, capacitive and inductive effect, overhead lines under induced voltage, transmission lines, grounded and ungrounded networks.

#### Introduction.

On demand of the municipal unitary enterprise “**Ryazan City Power Distribution Networks**” (MUE RCPDN), induced voltage lines are to be investigated. The company has provided a list of 39 lines, line names and electrical specifications. To carry out research on each item from the list it is necessary to find out which lines may fall under the definition “**Overhead transmission line under induced voltage**”

The analysis of this effect should start with the definition of this type of lines. According to the established standards the overhead line (OL) under induced voltage is such a line and/or a communication overhead line (COL) which pass along the full length of the operating OL or its separate parts near the operating OL or close to the alternating current contact network of the electrified railway station, voltage of more than 25V being induced on the de-energized OL in different circuits of their grounding when the working current on the operating OL is the highest.

The lines with more than 25 V of induced voltage should be determined on the basis of this definition.

#### What does the induced voltage represent and what are its distinguishing features?

**Induced voltage** is the potential difference between the conductive parts of electrical installations (overhead lines or electrical equipment of transforming substations ) and zero potential point resulting from the electromagnetic field effect of the operating equipment on the electricity generating plants located in close proximity to it.[1,2 ]

Induced voltage is characterized by 3 effect constituent parts:

1. Capacitive effect. This is the effect which facilitates electric charge generation in the de-energized OL being repaired due to the OL electric charge effect under operating voltage. This impact is completely lost

after the de-energized line is earthed at least at one point under weak resistance.

2. Conductive effect. This type of effect occurs on the de-energized OL in case of a wire break of the operating OL crossing the de-energized OL at the point of their contact. Being quite uncommon, this affect is the most dangerous one if contacting the grounded support and machinery under high voltage.

3. Inductive effect. It occurs on the de-energized OL of a longitudinal electromotive force (emf) under the impact of the alternating magnetic field of the operating OL. Transverse capacitive and active resistance available causes “wire-ground” voltage. Inductive effect occurs on the ungrounded as well as ungrounded de-energized OL.

Thus, it is the inductive effect which produces voltage on the OL in any grounded circuits without de-energized OL wires being earthed.

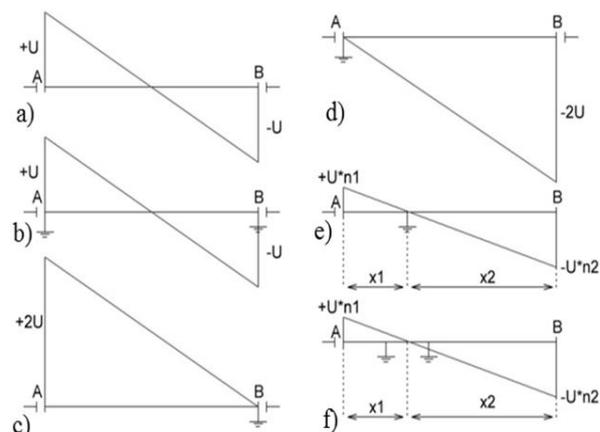


Figure 1 shows inductive effect diagrams on the de-energized OL with AB length.

Graphs a) and b) show induced voltage distribution on the ungrounded OL or grounded at the ends respectively, graphs c) and d) – when the line is grounded