ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ: ТЕРМИН ОДИН, ПОНЯТИЯ–РАЗНЫЕ

В.С.Малых, И.Н.Жукова

Адыгейский государственный университет, Майкоп

В дидактическом аспекте исследуется понятие «электрическое напряжение», широко применяемое в разделе «Электричество» курса физики в средней и в высшей школе. Обращается внимание на различие определений электрического напряжения в учебной и справочной литературе по физике, что совершенно необходимо учитывать при изучении физики в вузе. Проводится сравнительный анализ двух трактовок термина «электрическое напряжение», соответствующим этим определениям. Сопоставляются также теоретические построения и технологии решения учебных задач. Материал статьи может найти применение в практике преподавания физики в вузе и в школьных классах с углубленным изучением физики.

Напряжение (электрическое), пожалуй, единственный физический термин, обозначающий в учебной литературе по физике, по меньшей мере, два различных понятия. Так, в [1, с.53], [2, с.64] и др. напряжение отождествляется с разностью потенциалов: $U = \varphi_1 - \varphi_2$, а в [3, с.98] с работой, "совершаемой электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда…на данном участке цепи": $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}$. Некоторые авторы [4, 5] вообще обходятся без этого термина или вводят его в самом конце курса, понимая под напряжением стороннюю электродвижущую силу [6, с. 347]. В [6, с.202] также упоминается, но никак не выделяется и далее не применяется определение напряжения через разность потенциалов. Напряжение определяется также и "как интеграл $\int \vec{E} d\vec{\ell}$, взятый вдоль линии провода" [7, с.196], или линейный интеграл напряженности электрического поля [8, с.169]. При этом поле $\vec{E}$ может быть и непотенциальным, т.е. теряет смысл понятие разности потенциалов.

В старой учебной литературе по физике термин напряжение являлся синонимом термина напряженность [9, с.145]. Академик Тамм И.Е. указывает: "Нужно весьма остерегаться смешивать понятия напряжения ε_{12} и напряженности поля $\vec{E}$, тем более, что иногда эти понятия обозначаются одним и тем же термином «напряжение»" [8, с.169].

Соответственно различным определениям напряжения по разному трактуются некоторые правила и выводы электромагнетизма. Поскольку авторы учебных и справочных пособий в основном придерживаются своей трактовки, а студенты и учащиеся профильной школы пользуются, как правило, разными учебниками по физике, то часто возникают дидактические проблемы, связанные с непониманием обучаемыми сущности некоторых электромагнитных явлений. Поэтому считаем целесообразным провести сравнительный анализ различных подходов к понятию напряжения на основе фундаментальных представлений курса общей физики.

Кулоновские и сторонние силы. Все силы, действующие на свободные заряженные частицы, принято делить на две группы. К первой группе относятся кулоновские силы, действующие на свободные заряды со стороны электростатического поля, а также со стороны стационарного электрического поля постоянного электрического тока.

Электрическое поле постоянного тока носит статический характер и является потенциальным (кулоновским) полем [10, с.71]. Это связано с тем, что конфигурация электрических зарядов – источников электрического поля постоянного тока не изменяется с течением времени, так как одни электрические заряды непрерывно сменяются другими, такими же. Значит, заряд каждого элемента неподвижного проводника остается постоянным, т.е. каждый элемент заряда проводника *неподвижен*, и заряд этого элемента *не изменяется со временем*. Можно воспроизвести стационарное поле постоянного тока, заменив проводник, по которому протекает электрический ток диэлектриком с такой же поверхностной плотностью заряда, что и на проводниках, т.е. «заморозив» движущиеся заряды.

Для стационарного электрического поля справедливы основные соотношения электростатики: теорема Гаусса $\oint \vec{E}d\vec{S} = \frac{\sum q}{\varepsilon_o}$, условие потенциальности поля $\vec{E} = -\mathrm{grad}\varphi$, уравнение Пуассона $\nabla^2\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_o}$. Отличие электрического поля постоянного тока от электростатического поля проявляется в том, что 1) оно существует и внутри проводников с током; 2) его силовые линии в общем случае не нормальны к поверхности проводника.

Во вторую группу входят остальные (кроме кулоновских) силы, действующие на заряды внутри проводника: магнитные, термоэлектрические, инерционные и т.д. Для краткости эти силы называют сторонними. Известно, что для поддержания постоянного тока в замкнутой цепи без них не обойтись. Необходимо только, чтобы работа сторонней силы по замкнутому контуру, проходящему вдоль цепи, была отлична от нуля. Этому требованию не удовлетворяют, в частности, силы тяготения. Поэтому гравитационные силы не принято относить к группе сторонних. При рассмотрении переменных электромагнитных полей и токов силу, действующую на заряд со стороны индукционного электрического поля также иногда [8, с.353] не включают в группу сторонних, хотя работа этой силы по замкнутой траектории вдоль электрической цепи может оказаться отличной от нуля.

Однородные и неоднородные проводники.

Однородность проводника или проводящей среды означает одинаковость физических и химических свойств среды во всех точках проводника. Для однородных тел справедлив закон Ома в дифференциальной $\vec{j} = \lambda\vec{E}$ и интегральной $I = \Lambda(\varphi_1 - \varphi_2)$ формах. Здесь $\vec{E}$ - напряженность кулоновского потенциального поля, $(\varphi_1 - \varphi_2)$ - соответствующая разность потенциалов; сторонние силы отсутствуют.

В неоднородном проводнике существуют области с различными свойствами, такими как температура, давление, скорость, химический состав и др. В области неоднородности на заряды действуют сторонние силы независимо от наличия или отсутствия кулоновских. Например, при соприкосновении двух различных металлов через контакт будут переходить электроны из металла с большей концентрацией электронов в металл с меньшей концентрацией. Полное объяснение этого явления дается только квантовой механикой. Но для понимания на феноменологическом уровне можно считать, что на электроны подействовала сторонняя сила, под действием которой они перешли из одного металла в другой. В результате этого перехода в области контакта возникает электростатическое поле, на электроны будут действовать кулоновские силы, и когда они скомпенсируют действие сторонних сил, установится равновесие зарядов внутри данного неоднородного проводника. При изучении постоянного тока следствие неоднородности проводника – наличие сторонних сил кладется в основу определения однородного и неоднородного участков электрической цепи: “Участок цепи, на котором не действуют сторонние силы, называется о д н о р о д н ы м. Участок, на котором на носители тока действуют сторонние силы, называется н е о д н о р о д н ы м” [3, с.99].

Напряженность силового поля.

Как и для электростатического поля, напряженность $\vec{E}$ произвольного силового поля в данной точке определяется отношением силы $\vec{F}$, с которой поле действует на заряженную частицу, внесенную в данную точку поля, к заряду q этой частицы. Так, для сил инерции: $\vec{E}_{ин} = \frac{\vec{F}_{ин}}{q}$, а магнитное поле, которое действует только на движущиеся частицы, можно заменить эквивалентным ему электрическим полем $\vec{E} = \frac{q[\vec{\upsilon}\vec{B}]}{q} = [\vec{\upsilon}\vec{B}]$, где $\vec{\upsilon}$ -скорость частицы, $\vec{B}$ - магнитная индукция.

Удельная работа силы.

Удельной работой силы поля, действующей на заряженную частицу, будем называть отношение механической работы силы к заряду частицы: $A_{уд} = \frac{A}{q}$. При перемещении частицы из точки 1 в точку 2 удельная работа выражается следующим образом:

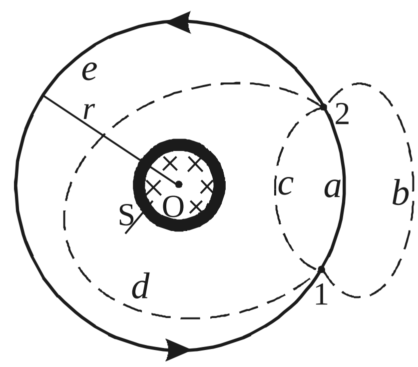
$$A_{уд} = \frac{A_{12}}{q} = \int_1^2 \frac{\vec{F}d\vec{\ell}}{q} = \int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell}\ ,$$

где $\int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell}$ - линейный интеграл вдоль траектории частицы.

В случае электростатического поля или электрического поля постоянного тока $\int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell}$ не зависит от траектории частицы и однозначно определяется её начальным и конечным положениями. Напомним, что такие поля являются потенциальными, и что каждой точке поля можно приписать соответствующий потенциал φ так, что $\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell}$ в любой области пространства, занимаемой электрической цепью. Для индукционного электрического поля удельная работа зависит не только от положения начальной и конечной точек, но и от линии, по которой берется интеграл (от траектории, по которой движется частица). Как известно, этот факт является определяющим признаком вихревого поля.

В учебной литературе по физике обсуждению (рассмотрению) индукционного электрического поля уделено гораздо меньше внимания, чем полю электростатическому. Поэтому считаем уместным привести здесь конкретный пример.

Пример 1. Пусть в некоторой области пространства существует осесимметричное магнитное поле (ось O перпендикулярна плоскости рисунка). Это, к примеру, может быть поле соленоида (на рисунке –S –сечение витков соленоида, перпендикулярное оси). Если поток этого поля изменяется со временем, то образуется индукционное электрическое поле, для которого циркуляция вектора по контуру, охватывающему соленоид, равна $\oint \vec{E}d\vec{\ell} = -\frac{d\Phi}{dt}$. На расстоянии r от оси O напряжённость поля равна $E_\ell = -\frac{1}{2\pi r}\frac{d\Phi}{dt}$.



Вычислим теперь удельную работу электрического поля на различных участках.

Участок 1a2 (его длина ℓ): $\int\limits_{1a2} \vec{E}d\vec{\ell} = \int\limits_{1a2} E_\ell d\ell = \int\limits_{1a2}\left(-\frac{1}{2\pi r}\right)\frac{d\Phi}{dt}d\ell = -\frac{1}{2\pi r}\frac{d\Phi}{dt}\int\limits_{1a2} d\ell = -\frac{\ell}{2\pi r}\frac{d\Phi}{dt}$.

Участок 1b2. Т.к., $\oint\limits_{1a2b1} \vec{E}d\vec{\ell} = 0$, то $\int\limits_{2b1} \vec{E}d\vec{\ell} = -\int\limits_{1a2} \vec{E}d\vec{\ell}$, и $\int\limits_{1b2} \vec{E}d\vec{\ell} = \int\limits_{1a2} \vec{E}d\vec{\ell} = -\frac{\ell}{2\pi r}\frac{d\Phi}{dt}$.

Аналогично для участка 1c2: $\int\limits_{1c2} \vec{E}d\vec{\ell} = \int\limits_{1a2} \vec{E}d\vec{\ell} = -\frac{\ell}{2\pi r}\frac{d\Phi}{dt}$.

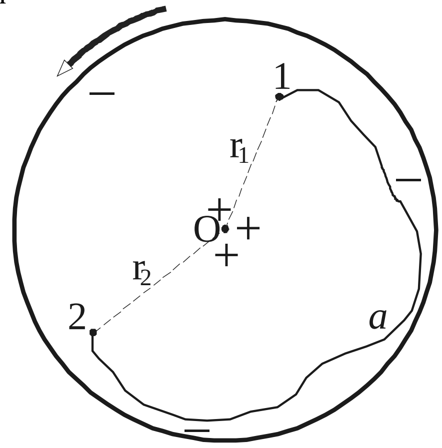
Участок 1d2. Здесь $\oint\limits_{1a2d1} \vec{E}d\vec{\ell} = -\frac{d\Phi}{dt}$. Тогда $\int\limits_{1d2} \vec{E}d\vec{\ell} = -\int\limits_{2d1} \vec{E}d\vec{\ell} = \int\limits_{1a2} \vec{E}d\vec{\ell} + \frac{d\Phi}{dt} = \left(1 - \frac{\ell}{2\pi r}\right)\frac{d\Phi}{dt}$.

Такой же результат получается для участка 1e2. Итак, для некоторых областей $A_{уд} = \int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell}$ не зависит от линии интегрирования: $\int\limits_{1a2} \vec{E}d\vec{\ell} = \int\limits_{1b2} \vec{E}d\vec{\ell} = \int\limits_{1c2} \vec{E}d\vec{\ell}$; $\int\limits_{1d2} \vec{E}d\vec{\ell} = \int\limits_{1e2} \vec{E}d\vec{\ell}$.

Тем не менее, определённой разности потенциалов между точками 1 и 2 здесь приписать нельзя, т.к. в общем удельные работы сил поля не равны: $\int\limits_{1a2}\vec{E}d\vec{\ell} \neq \int\limits_{1d2}\vec{E}d\vec{\ell}$. Если силу $q\vec{E}$ относят к сторонним, то удельную работу $\int\vec{E}d\vec{\ell}$ называют электродвижущей силой (э.д.с).

Перейдём к другому примеру удельной работы сторонней силы.

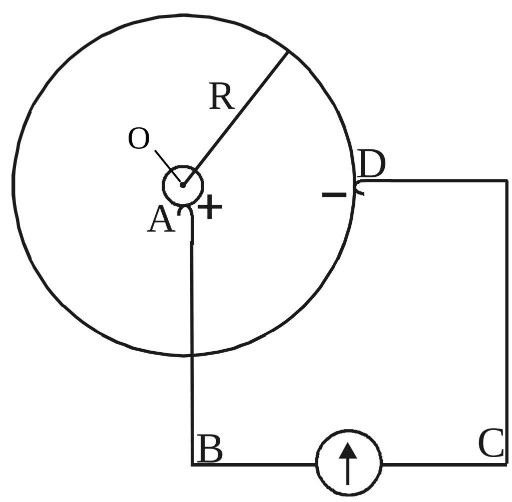
Пример 2. Речь пойдёт о вращающемся металлическом диске, в котором под влиянием центробежной силы инерции электроны должны перемещаться к краю диска, что приведёт к возникновению электрического поля внутри диска. Попытки экспериментально исследовать это явление были предприняты в самом начале становления электронной теории [11, с.31], но успехом не увенчались. С тех пор данный пример рассматривают только как учебный, причём исключительно в системе отсчёта, связанной с вращающимся диском. Напряжённость поля сторонних сил (центробежных сил инерции): $\vec{E}_и = \dfrac{m\omega^2\vec{r}}{q}$



Удельная работа центробежных сил на произвольном участке 1a2 составляет

$$A_{уд} = \int\limits_1^2 \vec{E}_и d\vec{r} = \int\limits_1^2 \frac{m\omega^2}{q}\vec{r}d\vec{r} = \frac{m\omega^2}{q}\int\limits_1^2 r dr = \frac{m\omega^2}{2q}\left(r_2^2 - r_1^2\right).$$

Как и следовало ожидать, поле сил инерции является для всей области диска потенциальным: их удельная работа не зависит от траектории, а однозначно определяется положениями материальной и конечной точек. Поэтому вращающийся диск является источником тока, э.д.с. которого при заданном ω зависит только от расстояний OA и OB (см. рис.) между каждым из скользящих контактов и осью вращения диска. В получившейся замкнутой электрической цепи на участке AДD действуют как кулоновские, так и сторонние (центробежные) силы, на участке ABCD, только кулоновские. Работа кулоновских сил по замкнутому контуру ABCDA равна нулю, а для сил инерции отлична от нуля. Таким образом, силы являющиеся в пределах диска потенциальными, во всём пространстве, в котором находится диск, уже непотенциальны. Этот результат справедлив для всех источников постоянного тока, сторонние силы которых (как это бывает в большинстве случаев) не зависят от силы проходящего через них тока [7, с.193]



Сравним теперь для электрической цепи с вращающимся диском участки 1) BCD и 2) AD. Для обоих участков удельная работа кулоновских сил $A_{уд}^E = \int\limits_{BD}\vec{E}d\vec{\ell} = \varphi_B - \varphi_D$.

Удельная работа сторонних сил на участке BCD равна нулю, а на участке BAD составляет

$$A_{уд}^{BAD} = A_{уд}^{BA} + A_{уд}^{AD} = \int\limits_{AD}\vec{E}_{ст}d\vec{\ell} = \int\limits_{AD}\vec{E}_и d\vec{\ell} = \int\limits_{AD}\frac{m\omega^2}{q}\vec{r}d\vec{r} = \frac{m\omega^2}{q}\int\limits_{r_A}^{r_D} r dr = \frac{m\omega^2}{2q}\left(r_D^2 - r_A^2\right).$$

Если $r_A << r_D = R$, то $A_{уд}^{ст} = \frac{m\omega^2 R^2}{2q}$. Закон Ома для участка BCD (однородный участок): $I_{BCD} = \frac{\varphi_B - \varphi_D}{R_{BCD}}$. Закон Ома для участка BAD (действуют сторонние силы): $I_{BAD} = \frac{\varphi_B - \varphi_D + \varepsilon_{AD}}{R_{BAD}}$. В данном случае $\varepsilon_{AD} = \int\limits_{AD} \vec{E}_и d\vec{\ell} = \frac{m\omega^2 R^2}{2q} < 0$ (э.д.с. отрицательна, т.к. q<0). Отрицательное значение э.д.с. ε_{AD} соответствует физической сущности явления: действие силы инерции на отрицательные свободные частицы (электроны) приводит к образованию положительно заряженной области диска вблизи оси, что равносильно движению положительного заряда от краёв диска к оси, т.е. противоположно направлению AD. Ведь когда говорят о направлении сторонних сил, то подразумевают направление силы, действующей на положительный заряд.

Общее правило знаков в законе Ома для участка цепи. Закон Ома для участка цепи, содержащего э.д.с. имеет вид: $I_{12} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}}{R}$.

Начальная и конечная точки участка 1 и 2 задают направление 1→2. Сила тока, текущего в направлении 1-2 положительна, против направления 1-2 – отрицательна.

Э.д.с., сторонние силы которой направлены по 1-2 положительна, против 1-2 – отрицательна. Это правило годится для любых случаев, а не только для случаев, когда направление тока известно (как это представлено в [2, с.75]).

Электрическое напряжение между двумя точками представляет собой удельную работу сил, действующих на электрический заряд, при его перемещении из одной точки в другую. Данное утверждение нельзя считать определением напряжения пока конкретно не указана о работе каких сил идёт речь. Если учитываются только электростатические (кулоновские) силы, то напряжение совпадает с разностью потенциалов. Получаем первое основное определение электрического напряжения.

I. *Электрическим напряжением U_{12} между точками 1 и 2 электрического поля или электрической цепи называется удельная работа кулоновских сил, действующих на электрический заряд при его перемещении из точки 1 в точку 2.* Согласно этому определению: $U_{12} = \int\limits_1^2 \vec{E} d\vec{\ell} = \varphi_1 - \varphi_2$. Часто напряжение обозначается просто U, без индексов $_{12}$, но их всегда подразумевают, причём порядок следования индексов соблюдается обязательно. Очевидно, что $U_{21} = -U_{12}$.

При учете всех сил, действующих на перемещаемый заряд имеем второе, основное определение напряжения.

II. *Электрическим напряжением U_{12} между точками 1 и 2 электрического поля или электрической цепи называется удельная работа всех (кулоновских и сторонних) сил, действующих на электрический заряд при его перемещении из точки 1 в точку 2.*

Напряжение, определенное этим способом отличается от первого на удельную работу сторонних сил $U_{12} = \int\limits_1^2 \left(\vec{E} + \vec{E}_{ст}\right) d\vec{\ell} = \int\limits_1^2 \vec{E} d\vec{\ell} + \int\limits_1^2 \vec{E}_{ст} d\vec{\ell} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}$.

Для определённого участка электрической цепи второй интеграл (как и первый) также имеет определённое значение. Действительно, там, где линия интегрирования проходит через источник тока, сторонние силы потенциальны, на остальных же участках $E_{ст}=0$. Отсюда следует, что $\int_1^2 \vec{E}_{ст} d\vec{\ell}$ определяется однозначно. Его значение принято называть э.д.с. источника тока.

Все другие определения напряжения можно свести к одному из этих двух (названных нами основными). Поэтому достаточно сопоставить некоторые результаты, следующие из двух основных определений. Сравнение проведем по семи вопросам.

Закон Ома для однородного участка электрической цепи. В случаях I и II этот закон записывается и формулируется совершенно одинаково: $I_{12} = \frac{U_{12}}{R}$. Также нет разницы и в методике применения закона к решению задач.

Закон Ома для неоднородного участка электрической цепи.

I. Закон Ома в этом случае имеет другой вид (нежели для однородного участка) $I_{12} = \frac{U_{12} + \varepsilon_{12}}{R}$.

II. Здесь он имеет тот же вид $I_{12} = \frac{U_{12}}{R}$, что и для однородного участка.

Последовательное соединение участков цепи (однородных и неоднородных).

I. $U_{общ} = \sum_{i=1}^{n} U_i$; $\frac{U_i + \varepsilon_i}{R_i} = I = const$; $\varepsilon_{общ} = \sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i$; $R_{общ} = \sum_{i=1}^{n} R_i$.

II. $U_{общ} = \sum_{i=1}^{n} U_i$; $\frac{U_i}{R_i} = I = const$; $\varepsilon_{общ} = \sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i$; $R_{общ} = \sum_{i=1}^{n} R_i$.

Параллельное соединение участков цепи (однородных и неоднородных).

I. Напряжения на всех участках одинаковы $U_1 = U_2 = \cdots = U_n = \varphi_{нач} - \varphi_{кон} = U$. Распишем первое правило Кирхгофа $I_{общ} = \sum_{i=1}^{n} I_i$ подробнее

$$\frac{\varphi_{нач} - \varphi_{кон} + \varepsilon_1}{R_1} + \frac{\varphi_{нач} - \varphi_{кон} + \varepsilon_2}{R_2} + \ldots + \frac{\varphi_{нач} - \varphi_{кон} + \varepsilon_n}{R_n} = \frac{\varphi_{нач} - \varphi_{кон} + \varepsilon_{экв}}{R_{экв}}.$$

Это равенство выполняется при любом приложенном напряжении. Устремим его (т.е. $\varphi_{нач} - \varphi_{кон}$) к бесконечности. Тогда всеми э.д.с. в каждом слагаемом (и в правой части) можно пренебречь. Получаем: $\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \ldots + \frac{1}{R_n} = \frac{1}{R_{экв}}$, или $\Lambda_1 + \Lambda_2 + \ldots + \Lambda_n = \Lambda_{экв}$ - закон параллельного соединения проводников. Устремив теперь $\varphi_{нач} - \varphi_{кон}$ к нулю, будем иметь формулу для эквивалентной э.д.с.

$$\varepsilon_{экв} = \frac{\varepsilon_1\Lambda_1 + \varepsilon_2\Lambda_2 + \ldots + \varepsilon_n\Lambda_n}{\Lambda_1 + \Lambda_2 + \ldots + \Lambda_n} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i \Lambda_i}{\sum_{i=1}^{n} \Lambda_i}.$$

II. Напряжения на участках в общем различны (равны лишь при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \ldots = \varepsilon_n$).

Из первого правила Кирхгофа получаем те же (что и в I-м случае) формулы для $R_{экв}$ и $\varepsilon_{экв}$.

Найдём теперь эквивалентное напряжение $U_{экв}$, считая все параллельно соединённые участки одним участком.

1). Будем сначала исходить из закона Ома и первого правила Кирхгофа: $\sum_{i=1}^{n} U_i \Lambda_i = U_{экв}^{(1)} \Lambda_{экв}$. Тогда $U_{экв}^{(1)} = \frac{\sum_{i=1}^{n} U_i \Lambda_i}{\sum \Lambda_i}$, т.е., эквивалентное напряжение представляет собой среднее арифметическое напряжение всех участков по проводимости.

2). Так как с другой стороны $U_{экв}$ представляет собой удельную работу всех сил действующих на электрические заряды, перемещаемые между начальной и конечной точками, то $U_{экв}^{(2)} = A_{уд} = \frac{A_1 + A_2 + ... + A_n}{q_1 + q_2 + ... + q_n} = \frac{U_1 q_1 + U_2 q_2 + ... + U_n q_n}{q_1 + q_2 + ... + q_n} = \frac{U_1 I_1 + U_2 I_2 + ... + U_n I_n}{I_1 + I_2 + ... + I_n}$.

Здесь $U_{экв}^{(2)}$ равно среднему арифметическому всех напряжений по силе тока. Его можно также записать в виде: $U_{экв}^{(2)} = \frac{U_1^2 \Lambda_1 + U_2^2 \Lambda_2 + ... + U_n^2 \Lambda_n}{U_1 \Lambda_1 + U_2 \Lambda_2 + ... + U_n \Lambda_n}$.

3). Из равенства всей мощности тока сумме мощностей на отдельных ветвях:

$IU_{экв}^{(3)} = I_1 U_1 + I_2 U_2 + ... + I_n U_n$, получаем: $\frac{\left(U_{экв}^{(3)}\right)^2}{R_{экв}} = \frac{U_1^2}{R_1} + \frac{U_2^2}{R_2} + ... + \frac{U_n^2}{R_n}$.

Отсюда следует: $U_{экв}^{(3)} = \sqrt{\frac{U_1^2 \Lambda_1 + U_2^2 \Lambda_2 + ... + U_n^2 \Lambda_n}{\Lambda_1 + \Lambda_2 + ... + \Lambda_n}}$ - среднее квадратичное напряжений по проводимости. Каждое из полученных эквивалентных напряжений может найти применение при решении задач соответствующих типов. Приведём некоторые из них:

1). Найти силу тока, по известной проводимости и э.д.с. в каждой ветви при определённой разности потенциалов. Задача решается по схеме: $I_{общ} = \frac{U_{экв}^{(1)}}{R_{экв}}$.

2). Вычисление мощности тока во всей цепи по известной силе тока: $P = U_{экв}^{(2)} I_{общ}$.

3). Общая мощность при данных сопротивлениях (проводимостях) ветвей $P = \left(U_{экв}^{(3)}\right)^2 \Lambda_{экв}$.

Что показывает вольтметр, подключенный к участку электрической цепи?

I. Ответ очевиден: напряжение на исследуемом участке.

II. Для однородных участков – напряжение. В общем случае: разность потенциалов, но не напряжение!

Напряжение на зажимах источника тока.

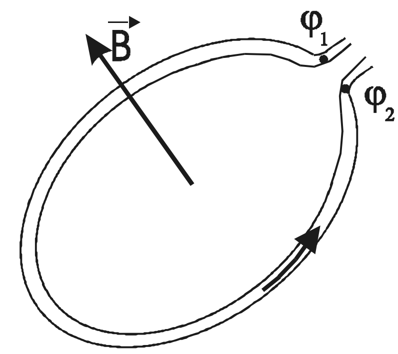
I. $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = I_{12} r - \varepsilon_{12} = Ir - \varepsilon$, где ε и I - абсолютные значения э.д.с. и силы тока. Если $I = 0$ (например, источник тока отключен от внешней цепи) или $r = 0$, то напряжение на зажимах источника тока численно равно его э.д.с.

II. При $I = 0$ (или $r = 0$) $U_{12} = 0$. Напряжение на клеммах разомкнутого источника тока равно нулю!

Квазистационарные токи.

Здесь нужно учитывать возможность возникновения в проводниках индукционного электрического поля. При толковании напряжения в I –м смысле проще всего отнести силы этого поля к сторонним силам.

Пример 3. Через проволочный виток сопротивлением R проходит изменяющийся со временем ток I. Чему равно напряжение между точками 1.и 2?



I. Изменяющееся магнитное поле витка индуцирует в нем самом вихревое электрическое поле. Удельная работа сил этого поля представляет собой э.д.с. самоиндукции $\varepsilon_{is} = -L\frac{dI}{dt}$. В соответствии с законом Ома для неоднородного участка цепи $I_{12}R = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}$. Искомое напряжение $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = I_{12}R + L\frac{dI_{12}}{dt}$. Первая составляющая напряжения $I_{12}R$ - напряжение на активном сопротивлении, составляющая напряжения $L\frac{dI_{12}}{dt}$ называется напряжением на индуктивности. В наиболее важном случае сила тока изменяется по закону $I_{12} = I_{max}\sin\omega t$. Тогда индуктивное напряжение $U_L = \omega L I_{max}\cos\omega t$.

II. $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12} = I_{12}R$, т.е. напряжение на витке тождественно напряжению на активном сопротивлении. Если активным сопротивлением участка можно пренебречь, то $U_{12} = 0$, даже, если индуктивное сопротивление ωL очень велико!

Выводы. Уже из этого беглого сопоставления двух трактовок понятия напряжения следует, что II –е определение напряжения требует от преподавателей и обучаемых большей осмотрительности при его применении в учебном процессе. Характерно, что авторы, определяющие напряжение во II –м смысле, при изложении темы “Электрические колебания” используют все же I-е основное определение напряжения. Так, Савельев И.В. [3, с.260] приводит формулы для индуктивного напряжения $U_L = L\frac{dI}{dt}$, $U_{L\,max} = \omega L I_{max}$, хотя согласно его же определению на с.98 оно должно равняться нулю.

Тем не менее II-я трактовка термина “напряжение” вполне приемлема в средней и в высшей школе, особенно, если не предусматривается последовательное применение одного какого-нибудь определения во всем курсе электромагнетизма.

Литература

1. Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма. – М.: Высшая школа, 1991.-289с.
2. Гершензон Е.М., Малов Н.Н. Курс общей физики: Электродинамика: Учеб. Пособие для студентов физ.-мат.фак.пед. ин-тов.-М.: Просвещение, 1990.-319с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики, т.2.- М.: Наука, 1978.-480с.
4. Фриш С.Э. и Тиморева А.В. Курс общей физики, т2, Гос.издат.тех.-теор.лит.М.,1957.-504с.
5. Иоффе А.Ф. Курс физики. т.1.- ГИТТЛ, 1940.-520с.
6. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм: Учеб.пособие. – М.: Высш. Школа, 1983.-463с.
7. Сивухин Д.В. Электричество: Учеб. пособие.–М.:Наука, 1977 (Общий курс физики, т3).-687с.
8. Тамм И.Е. Основы Теории Электричества. – М.: Наука, 1976.-616с.
9. Абрагам-Беккер. Теория электричества. ОНТИ. Глав. редакция общетехнич. лит-ры. Л.-М., 1936.-281с.
10. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники: Электромагнитное поле. – М.: Высш. школа, 1978.-231с.
11. Беккер Р. Теория электричества, т.2 Гос. Издательство технико-теоретической литературы Ленинград, М. 1941.-391с.
12. Калашников Э.Г. Электричество М.: Наука, 1977.-592с.

The notion of the electric voltage

V.S. Malykh, I.N. Zhukova

In didactic aspect the notion “electrical voltage” is studied.

