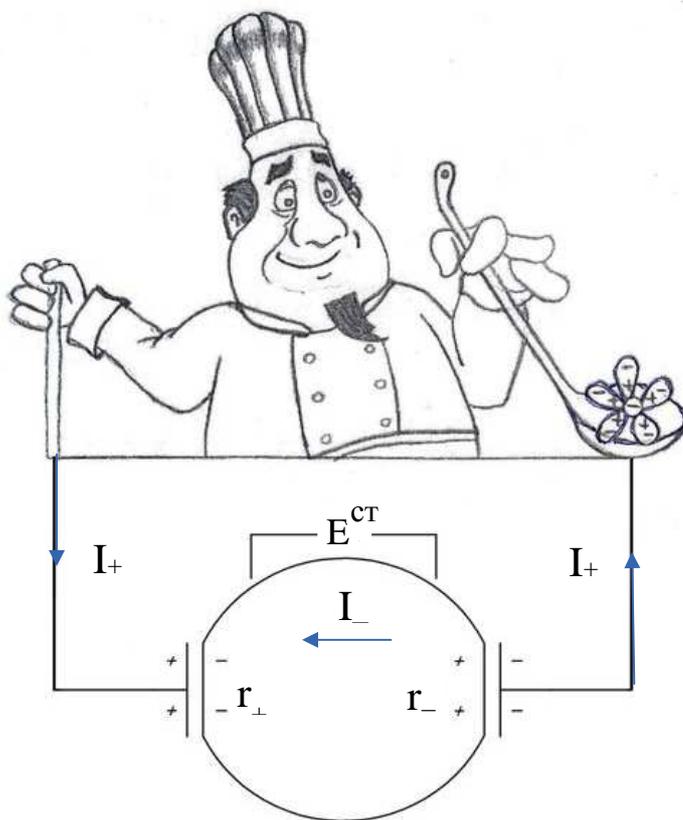


В. В. Палашов

**Элементы теории образования электрического  
тока в грунтовых и водных средах  
(проводниках второго рода)**



Нижний Новгород  
2016

В. В. Палашов

Элементы теории образования электрического тока  
в грунтовых и водных средах (проводниках второго рода)

*Монография*

Нижний Новгород  
ННГАСУ  
2016

ББК 39.7  
П 14  
УДК 530.1 (075.8) : 537.1 (075.8) : 620.197.5

*Рецензенты:*

- Б. Ю. Алтунин* – д.т.н., профессор, зав. кафедрой ТОЭ Нижегородского государственного технического университета им. Р. Е. Алексеева.  
*А. С. Серебряков* – д.т.н., профессор Московского государственного университета путей сообщения.

Палашов В. В. Элементы теории образования электрического тока в грунтовых и водных средах (проводниках второго рода) [Электронный ресурс]: монография / В. В. Палашов; Нижегород. гос. архитектур.-строит. ун-т. – Н. Новгород: ННГАСУ, 2016. – 204 с. 1 электрон. опт. диск (CD-R) ISBN 978-5-528-00156-2

Работа посвящена теоретическим основам образования электрического тока в грунтовых и водных средах – проводниках второго рода. Изложена методика расчета основных параметров системы, рассматривается модель исследования системы катодной защиты. Приводятся примеры использования теоретических основ.

Предназначена для специалистов и научных работников, работающих в областях, связанных с использованием электрического тока в проводниках второго рода. Может также служить пособием для аспирантов, магистрантов и студентов старших курсов.

## ОТ АВТОРА

В Природе невозможно движение со скоростью больше скорости распространения «взаимодействия»  $S/t$  (где  $S$  – расстояние между телами;  $t$  – время взаимодействия). В классической механике, также как в механике релятивистской (Эйнштейна), пространство абсолютно. Напротив, понятие абсолютного времени находится в глубоком противоречии с принципом относительности Эйнштейна. Классическая механика, основанная на понятии абсолютного времени, входит в противоречие с принципом относительности и опытом Майкельсона, который установил полную независимость скорости света от направления его распространения. Таким образом, время течет по-разному в различных системах отсчета, время не является абсолютным.

Поскольку энергия – единая мера различных форм движения: в форме работы или теплоты, в форме работы и теплоты, важно отметить, что Эйнштейн внес фундаментальные изменения в основные физические понятия, которыми нельзя пренебрегать при выборе или разработке математического аппарата для описания любых процессов, происходящих в электродных системах. Используя понятия Эйнштейна и законы распространения энергии Умова–Пойнтинга, можно получить наиболее простой математический аппарат расчета электрических параметров в этих системах, резко отличающихся действиями в них реально существующих сторонних сил:

$\oint E_s^{cmop} dS$ , тогда  $IR = \oint E_s dS + \oint E_s^{cmop} dS$ , где  $\oint E_s dS = 0$ , по условию статического поля.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга состоит из двух разделов. В первом разделе рассматриваются элементы теории электрической цепи, структурирование её элементов и локализация электромагнитной энергии. Здесь также отмечается, что законы в микромире носят квантовый характер и практические методы электротехники и способы её наблюдения чрезвычайно грубы, чтобы с их помощью можно было выявить механизм проводимостей положительно и отрицательно заряженных ионов в сложных электролитах под воздействием постоянной или выпрямленной ЭДС. При этом «события» в рассматриваемой системе происходят, по крайней мере, в двух 4-мерных координатах. В этом случае обоснование происходящих в них процессов с помощью классической (ньютоновской) механики затруднено, поскольку два «события» могут быть причинно связаны друг с другом только в том случае, если «интервал» между ними «временеподобный», что непосредственно следует из того, что никакое воздействие не может распространяться со скоростью больше скорости света. Только для таких событий имеют абсолютный смысл понятия «раньше» и «позже», «причина» и «следствие», «первично» и «вторично». Поэтому автор счёл необходимым в краткой форме напомнить некоторые представления релятивистской (эйнштейновской) механики, в которой энергия, масса и скорость света взаимодействующих частиц связаны между собой, и на этой базе во втором разделе рассматриваются процессы и основные соотношения взаимодействия электромагнитной энергии с грунтовыми электролитами в электродной системе катодной защиты. Рассматривается механизм проводимостей анионов и катионов. Чтобы не отвлекать читателя от процессов, происходящих под воздействием постоянной или выпрямленной ЭДС и механизма проводимостей положительно и отрицательно заряженных частиц в системе, автор намеренно выносит часть материала в приложения 1–4.

При написании работы автор ставил перед собой две задачи: во-первых, по возможности просто и ясно изложить основы учения об электрическом токе в грунтовых и водных средах, во-вторых, разрушить многие ложные догмы, которых на сегодня накопилось в этой области большое количество. И эти ложные догмы вместе с истинными знаниями впитываются молодыми учеными.

Поскольку рассмотрение вопроса основывается на познании трех наук (электродинамики, термодинамики, химии), перед автором возникла не менее важная задача: представить материал в одном ключе. Осознавая, что в каждой из этих наук имеются значительные достижения, автор попытался изложить материал как единое целое в плане процессов, происходящих в электродной системе под воздействием постоянной или выпрямленной ЭДС ( $E$ ) на среду ( $\epsilon$ ). При этом в основу изложения были положены базовые знания, которые не опровергнуты и апробированы опытом.

### **ОСНОВОПОЛАГАЮЩИЕ ПОНЯТИЯ**

В настоящей книге использованы понятия ведущих ученых по электродинамике: И.Е. Тамма, К.М. Поливанова, В.А. Ацюковского, А. Эйнштейна; по термохимическим и химическим реакциям: Г.И. Гесса, Д.У. Гиббса, Б.Б. Дамаскина, О.А. Петрия; по теории и практике обработки результатов измерений: Л.А. Яноши, В.Г. Герасимова.

Итак, основные базовые понятия:

**1.** Преобразование электромагнитной энергии в магнитную и электрическую – процессы обратимые и осуществляются без потерь. Преобразование электромагнитной энергии в тепловую – процесс необратимый. Это потери в окружающую среду в «неизолирующей» термосистеме (см. Приложение 1).

2. Закон Ома для постоянных токов в металлическом проводнике (в нем не происходит химической реакции)  $I = (\varphi_1 - \varphi_2)/R$ , который является обобщением данных опыта, нельзя смешивать с законом Ома для цепей постоянных токов с электролитами (см. Приложение 2). В первом случае  $Q = I(\varphi_1 - \varphi_2) = I^2R$ , где  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  есть падение напряжения, во втором случае  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  есть напряженность поля при наличии сторонних ЭДС. Падение напряжения с напряженностью поля смешивать нельзя, поскольку напряженность поля, например, в двойном электрическом слое определяется, по крайней мере, суммой двух составляющих в зависимости от диэлектрической ( $\epsilon$ ) и магнитной ( $\mu$ ) проницаемостей (проводимости среды), величиной приложенного напряжения (скорости обмена ионами). Поэтому ток в двойном слое может оказаться как больше, так и меньше измеряемого в цепи тока и в частном случае даже может стать равным нулю (см. Приложение 3).

3. Взаимодействие между электромагнитной энергией и средой  $\epsilon\mu$  обуславливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи.

4. В грунтовых и водных средах помимо положительно или отрицательно заряженных частиц никакого другого тока не образуется. Реально существуют только два движения частиц (анионов и катионов).

5. Взаимодействие электромагнитного потока с веществом под воздействием напряженности поля отождествляется с законом распространения света, т. е. с законами Д. Максвелла:  $\sin\alpha / \sin\varphi = \sqrt{\epsilon\mu}$ .

6. Электрический ток может вызываться движением как положительно, так и отрицательно заряженных частиц. В электролитической «ванне» катодной защиты ионы движутся одновременно в противоположных направлениях. Отрицательные ионы движутся в направлении, противо-

ложном направлении электрического тока. В этом процессе используется химическая энергия для насильственного перемещения заряженных частиц к зажимам источника.

7. Постоянный ток нельзя измерить, наблюдая изменение заряда, однако можно сосчитать количество элементарных зарядов в металлическом проводнике (поскольку  $1(\text{А}) = 6,25 \cdot 10^{18}$  элем. зарядов/с). Если же ток проходит через электролит, то так же можно обнаружить и сосчитать элементарные заряды, проходящие в секунду. В этом случае необходимо подсчитать как число отрицательно заряженных ионов, так и число положительно заряженных, движущихся в противоположных направлениях, для получения полного электрического тока, являющегося мерой переноса заряда  $I = q/t$ .

8. Энергия передается заряженным частицам и может быть отнята от них в виде тепловой энергии. Не может быть электрического тока без некоторого превращения энергии. Энергия, сообщаемая одному элементарному заряду, называется электродвижущей силой (ЭДС) источника. Если элементарные частицы не движутся, то источник энергию не расходует.

9. В практике используется единица измерения ЭДС – В (или  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж на элем. заряд), а единицей силы тока является ампер (или  $6,25 \cdot 10^{18}$  элем. зарядов/с). Это замечание существенное, поскольку энергия частиц, как выше было отмечено, может быть отнята в виде тепловой энергии, измерение которой затруднено (см. Приложение 4). Произведение силы тока на ЭДС ( $IE$ , Вт) является источником энергии, если ток измерять числом элементарных зарядов, переносимых за секунду, а ЭДС джоулями на элементарный заряд. В этом случае можно рассчитать величину тока по значению мощности и ЭДС:

$$P = U \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot I \cdot 6,25 \cdot 10^{18} \quad I = P/U \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,25 \cdot 10^{18}.$$

Здесь надо не смешивать ЭДС с силой в обычном ее понимании, как и падение напряжения с напряженностью поля. В первом случае если есть ток через участок цепи, то на этом участке падает напряжение, во втором случае если есть поле, то в проводнике появляется ток.

**10.** Поток энергии в электрической цепи представляет собой сложное электромагнитное явление. Электрическое поле служит посредником, передающим кинетическую энергию заряженным частицам во внешней цепи, а внутри источника заряженные частицы движутся против электрической силы, создаваемой зарядами на зажимах.

### **Анализ моделей электромагнитных явлений**

Все ныне существующие модели электромагнитных явлений имеют существенные недостатки. Однако сначала отметим следующее: практически все гидродинамические модели электромагнитных явлений можно разделить на две группы. В первой группе магнитное поле рассматривается как проявление поступательного движения, а электрическое поле – как проявление вращательного (вихревого) движения эфира. Г. Гельмгольц, Челлис, В. Томсон, Дж. Томсон, Н.П. Костерин – сторонники этой группы. Во второй группе моделей магнитное поле рассматривается как проявление вихревого движения эфира, а электрическое поле – как проявление поступательного движения – Дж. К. Максвелл и В.Ф. Миткевич.

В моделях первой группы представление о магнитном поле как о поступательном движении эфира приводит к выводу о возникновении магнитного поля при любом движении через эфир, чего на самом деле нет. В моделях второй группы представления об электрическом поле как о поступательном движении эфира приводят к выводу о возникновении электрического поля при любом движении через эфир. Это явление также не обнаружено.

Итак, согласно известным гидродинамическим моделям, при поступательном движении тел в пространстве должны появляться дополнительные электро- или магнитодвижущие силы, чего не наблюдается.

Вторым недостатком существующих моделей является идеализация использованных движений и распространение электромагнитных явлений на все пространство, окружающее область электромагнитных взаимодействий и явлений. Эта идеализация являлась следствием представлений Г. Гельмгольца о движениях «идеальной» среды, согласно которой вихри не могли появляться и уничтожаться, а могли лишь перемещаться и меняться в сечении при сохранении циркуляции. Вопрос о возникновении и уничтожении вихрей вообще не возникал, хотя вихри могут как появляться, так и уничтожаться. Заметим также, что движение жидкости становится турбулентным тогда, когда значение числа Рейнольдса равно примерно 1000. Парадоксально положение, по которому энергия единицы длины проводника с током равна  $\infty$ .

И, наконец, третьим недостатком является то, что практически не рассматривается взаимодействие вещества и электромагнитных полей, тем самым они отрываются друг от друга.

### **Некоторые вопросы и ответы**

Ничего другого в природе нет, только мельчайшие частицы веществ и вращающийся в мировом пространстве эфир. Уравнения Максвелла характеризуют упругость эфирной среды. Принятие выдающимися учеными вихревого мироустройства не было достаточным, чтобы его приняли чиновники от науки.

Математика чаще всего отрицает не Законы мироустройства, а вариации их применения. Тут здравый смысл уступил место учёности. Драма науки – это драма образования. Наука во многих областях приобрела государственный интерес и потеряла свой смысл. И тут возникает множество вопросов. Никто не

знает, какая сила привела Михайло Васильевича Ломоносова в Москву. Ему приходилось буквально проламывать стену непонимания между собой и учеными мужами, а также соотечественниками.

Почему добросовестный ученый Докучаев не знал о трудах Ломоносова? Почему «главным работодателем» для Фанни Гельцер стал И.В. Сталин? Почему видный ученый К.А. Тимирязев отзывался о диссертации А.К. Чижевского как «большого бреда трудно себе представить»? Много, еще много «почему?». Ответ ужасающе прост. Всегда были и всегда будут чиновники от науки, ведомые либо своими собственными, либо корпоративными интересами, которые все больше и больше основываются не на знаниях Законов, а на спекулятивных рассуждениях. Они сами устанавливают, разрабатывают положения, сами же их и интерпретируют, тем самым создавая хаос, которым и пользуются.

Наука – самая консервативная область в осознании человеком. Проходят тысячелетия, пока человечество не осознает справедливость того или иного научного положения.

Спор по существу стал невозможен, и открытия, проливающие свет на проблему материи, оказались вне внимания науки.

Цитируя известного учёного В.А. Ацюковского, можно отметить: прав В.И. Ленин относительно того, что «физику в начале века несёт в идеализм, это и подтвердилось полностью в конце XX века, её туда и занесло.»

# **ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ И ЕЕ ПРЕВРАЩЕНИЯХ. СТРУКТУРИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ**

Всякое качественное изменение познания в науке осуществляется в форме качественных превращений в зависимости от характера явлений и процесса. Объективная истина рано или поздно завоевывает умы, преодолевая предрассудки и заблуждения, даже если последнее поддерживается силой. Истина всегда конкретна.

## **1.1. О распространении электромагнитной энергии и ее превращениях в электролитах**

Практическое использование электромагнитной энергии рассматривается в электротехнике. Электротехника имеет большое значение для промышленности, сельского хозяйства, освоения космоса и быта. Средствами электротехники целесообразно и относительно просто осуществляются преобразование и передача энергии на большие и сверхдальние расстояния без существенных потерь, а также рационально решаются вопросы преобразования сигналов и информации. При этом электроэнергия легко управляема, она очень просто распределяется между потребителями и относительно легко преобразуется в другие виды энергии – тепловую, механическую, световую, химическую и т. д.

Электротехника занимается использованием электрических явлений для нужд промышленного производства, науки и быта. Одним словом, ее область – применение электромагнитной энергии. В связи с этим основное содержание всех разделов электротехники составляют технические расчеты. По этой причине электрические явления в курсе электротехники рассматриваются под несколько другим углом зрения, чем в курсе физики. Важнейшим электрическим

явлением принято считать электрический ток, который образуется в результате воздействия электромагнитной энергии на среду (токоприемник) и, наоборот, токоприемника на электромагнитную энергию. Для получения такого взаимодействия необходимо электромагнитную энергию направить на среду. Эту функцию выполняют соединительные провода. Заметим, электромагнитная энергия распространяется как свет, по известным законам Снеллиуса и Максвелла.

$$C_1 = \frac{C}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad (1)$$

где  $C$  – скорость распространения потока энергии в среде  $\epsilon\mu = 1$ ;  $C_1$  – скорость распространения потока энергии в среде  $\epsilon\mu \neq 1$ ;  $\epsilon\mu$  – диэлектрическая и магнитная характеристика среды.

Для образования и передачи электрического тока используется электрическая цепь, которая содержит источник энергии, приемник энергии и соединительные провода.

В настоящее время установлено [1], что взаимодействие между электромагнитным полем и приемником обуславливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи. Поэтому сила, действующая в электромагнитном поле на элемент объема, является результирующая так называемых пандероматорных (сторонних сил), сил, которые действуют в этом поле на все находящиеся в данном элементе объема электрические и магнитные элементарные частицы. Отметим, что в потенциальном поле проявляются только силы, испытываемые электрическим зарядом, а также силы, испытываемые диполями поляризованного вещества. Произведение действующей на элементарный заряд силы и расстояния между электродами всегда одинаковое и дает энергию, передаваемую заряду, которая остается всегда постоянной и не зависит от расстояния между электродами. Энергия, со-

общаемая элементарному заряду, не зависит и от величины силы тока. Поэтому источник электромагнитной энергии представляет собой устройство, которое сообщает элементарному заряду определенное количество энергии. Энергия, отнесенная к элементарному заряду, которую дает источник, не изменяется [2]. Энергия, сообщаемая одному элементарному заряду, называется ЭДС источника, поэтому надо особо понять: мы в электротехнике не имеем дела с силой в обычном значении этого слова. На рис.1 представлена простейшая электрическая цепь.

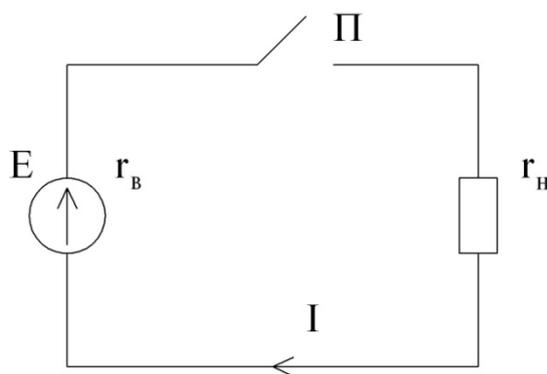


Рис. 1. Простейшая электрическая цепь

Она состоит из источника электромагнитной энергии  $E$ , соединительных проводов с переключателем  $\Pi$  и приемником  $r_n$ . Напомним, что согласно электронной теории электропроводности в металлах валентные электроны легко отделяются от атомов, превращая оставшиеся на месте атомы в неподвижные положительные ионы. Атомы образуют в твердом теле кристаллическую решетку, обладающую пространственной периодичностью. Электроны, освободившиеся от решетки, хаотически движутся в свободном пространстве между атомами (тепловое движение), часто сталкиваются с атомами и дефектами кристаллической решетки, изменяя направление их движения. Но в промежутках между столкновениями они движутся прямолинейно и равномерно. При действии внешнего электромагнитного поля  $E$  свободные электроны приобретают доба-

вочную дрейфовую скорость и все электроны начинают перемещаться в одном направлении. Таким образом, при замыкании переключателя П образуется электрический ток, который в металлах создается дрейфом электронов, накладываемым на их беспорядочное тепловое движение, имеющее относительно большую скорость. Поэтому вся энергия в проводниках первого рода превращается в теплоту в соответствии с законом Джоуля – Ленца  $Q = I^2 \cdot Rt$ .

Для количественной оценки тока вводится понятие силы тока. Силой тока называется количество электричества, протекающего через поперечное сечение проводника в единицу времени. Если движение зарядов равномерно и за время  $t$  через поперечное сечение проводника переместилось количество электричества  $q$ , то постоянная сила тока в проводнике будет  $I = q/t$ , а если же движение зарядов во времени неравномерно, то изменяющаяся сила тока будет  $i = dq/dt$ .

Как видим, сила тока определяется через количество электричества, тем не менее основной электрической единицей принято считать силу тока, а не количество электричества. Причиной такого выбора основной единицы послужило то, что силу тока измерять удобнее, чем количество электричества, так как заряд электрона чрезвычайно мал. Даже при малой силе тока в проводнике перемещается очень большое число электронов. Например, при токе 1 мА через тело человека проходит примерно  $6 \cdot 10^{15}$  электронов за 1 с. Здесь важно отметить, что законы в микромире носят квантовый характер и практические способы наблюдения и измерения чрезвычайно грубы, чтобы с их помощью можно было выявить механизм образования электрического тока в более сложных системах, например, в электролитах, проводниках второго рода.

В проводниках второго рода (в электролитах), как и для проводников первого рода, действуют законы Ома и Джоуля – Ленца, согласно которым «вся» энергия постоянного тока превращается в теплоту. Однако в электролитах, кроме нагревания, наблюдаются еще и химические действия. Откуда же берет-

ся энергия для химического разложения при электролизе? И этой энергией нельзя пренебречь, она не может быть незаметной, поскольку разложенные вещества, например, хлор и водород соединяются со взрывом и при образовании одного грамма соляной кислоты выделяется около 600 калорий (~2500 Дж) теплоты. Таким образом, в электролитах, кроме превращения электромагнитной энергии источника постоянного тока в теплоту, наблюдается еще явление химического действия тока. Согласно закону Фарадея, количество любого вещества ( $m$ ), выделяющегося из раствора при прохождении тока, пропорционально количеству электричества ( $q$ ), прошедшему через электролит:

$$m = kq, \quad (2)$$

где  $K$  – электрохимический эквивалент выделяемого вещества.

Наряду с превращениями электромагнитной энергии источника в теплоту и химическую энергию, в электрической цепи можно наблюдать еще и электромагнитное действие тока, то есть превращение энергии источника в механическую.

Исходя из того, что энергия – единая мера различных форм движения и величина скалярная, отметим два возможных качественно различных способа передачи движения и соответствующей ему энергии от одного макроскопического тела к другому – в форме работы и в форме теплоты [3, 4].

Передача энергии в форме работы производится в процессе силового взаимодействия тел. Работа, совершаемая над телом, может непосредственно пойти на увеличение любого вида энергии этого тела.

Передача энергии путем теплообмена между телами обусловлена различием температур этих тел и может осуществляться как при непосредственном контакте тел, так и испусканием и поглощением электромагнитного излучения. Энергия, получаемая телом в форме теплоты, может непосредственно пойти только на увеличение его внутренней энергии.

Рассматривая вопросы образования и передачи энергии в электрической цепи, следует отметить неточное использование термина «мощность» в электротехнике. В электрической цепи генерируется, потребляется, отдается, передается, теряется не мощность, а энергия. Мощность характеризует интенсивность того или иного энергетического процесса и измеряется количеством отдаваемой, передаваемой и т.д. энергии в единицу времени. Это замечание имеет существенное значение в осознании происходящих процессов в зависимости от свойств элементов электрических цепей. Каждый элемент электрической цепи обладает свойствами поглощать, преобразовывать или накапливать энергию. При этом поглощение и преобразование характеризуется необратимым процессом, а ее накопление – обратимым. При обратном процессе энергия, накопленная в элементах цепи при определенных условиях, может возвращаться обратно в цепь. Таким образом, под сопротивлением в электрической цепи следует понимать не сопротивляемость электрическому току, а свойство (тела, среды, вещества) элемента при прохождении через него электрического заряда, изменяющегося или не изменяющегося во времени. Поэтому, чтобы характеризовать эти свойства, вводят понятие параметров элемента.

Основными элементами в электрической цепи являются: источник электрической энергии, соединительные провода и приемник, представляющий собой реальное устройство, обладающий, как правило, всеми параметрами  $r$ ,  $C$  и  $L$ . Рассмотрим свойство каждого из перечисленных элементов.

Основным свойством источника электрической энергии является способность создавать и поддерживать разность потенциалов на отдельных участках цепи, а также возбуждать и поддерживать ток в замкнутой цепи. Это свойство характеризуется электродвижущей силой (ЭДС). Величина ЭДС ( $E$ ,  $e$ ) равна той энергии, которую приобретает положительный заряд величиной 1 кулон, перемещаясь под действием сторонних сил по источнику. Если за время  $dt$  по источнику переменного тока проходит заряд  $dq = idt$ , то развиваемая энергия рав-

на  $dW_э = edq = eidt$ , а мгновенная мощность  $p = dW_э / dt = ei$ . Для источника постоянного тока развиваемые энергия и мощность соответственно равны:  $W_э = EIt$ ,  $P = EI$ . Прохождение тока по источнику сопровождается потерей энергии внутри источника на нагрев. Эти потери характеризуют параметр  $r_э$ . Поэтому параметр  $r_э$ , характеризующий тепловые потери энергии в источнике, наряду с ЭДС является важнейшим параметром источника энергии.

Параметр сопротивления  $r_n$  характеризует свойство элемента поглощать энергию из электрической цепи и преобразовывать ее в другие виды энергии. Из закона Джоуля – Ленца  $Q = I^2RT$  при соответствующих математических операциях получим:  $W_э = I^2RT$ , а  $P = I^2R$ , откуда  $R = P / I^2$ .

Емкостный параметр  $C$  характеризует свойство элемента накапливать заряды или возбуждать ими электрическое поле. Этот параметр является коэффициентом пропорциональности между напряжением и величиной заряда элемента:  $q = CU_+$  – для постоянного тока,  $q = Ci$  – для переменного.

Параметр индуктивности  $L$  характеризует свойство элемента создавать собственное магнитное поле (поле самоиндукции) при наличии в нем электрического тока. Этот параметр является коэффициентом пропорциональности между током ( $I, i$ ) и потокосцеплением ( $\Psi, \Psi_t$ ) данного устройства  $\Psi = IL$ . Этот коэффициент называют коэффициентом самоиндукции и измеряют в Генри.

Параметр взаимной индуктивности  $M$  характеризует свойство одного элемента с витками  $W_1$  и током  $i_1$  создавать магнитное поле, частично сцепляющееся с витками  $W_2$  другого элемента:  $\psi_{2,1} = Mi_1$ ;  $\psi_{1,2} = Mi_2$ .

Элементы цепи, обладающие только одним параметром, называются идеальными. Идеальный источник имеет только параметр  $E$ , идеальный емкостный элемент – только параметр  $C$  и т. д. Элементы цепи, работу которых можно описать с помощью параметров  $r, L, C$  и  $M$ , называют пассивными. Этот термин

подчеркивает, что эти элементы не могут выполнить свое назначение без воздействия на них посторонних источников. Все источники электрической энергии называются активными элементами. В общем случае любой реальный приемник обладает всеми параметрами  $r$ ,  $L$ ,  $C$  и  $M$ . Поэтому для изучения свойств электрической цепи, упрощения анализа реального устройства его представляют математической моделью – набором идеальных элементов (схемой замещения).

Схема замещения является расчетной схемой и служит моделью действительной цепи. С этой целью необходимо показать возможность структурирования электрической цепи.

## 1.2. Структурирование электрической цепи. Параметры тока и напряжения

### 1.2.1. Структурирование электрической цепи

В неподвижных средах электромагнитное поле описывается феноменологической системой уравнений Максвелла:

$$\oint \bar{D} d\bar{S} = \int \rho dV \quad (3)$$

$$\oint \bar{E} d\bar{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \bar{B} ds \quad (4)$$

$$\oint \bar{B} d\bar{S} = 0 \quad (5)$$

$$\oint \bar{H} d\bar{l} = j_{np} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (6)$$

и дополнительными экспериментальными уравнениями связи, которые для линейной изотропной среды имеют вид

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E} \quad (7), \quad \bar{B} = \mu \bar{H} \quad (8), \quad j_{np} = \sigma(\bar{E} + \bar{E}_{cm}) \quad (9),$$

где  $E$ ,  $D$  – напряженность и смещение электрического поля, В/м;  $E_{cm}$  – сторонняя напряженность электрического поля, В/м;  $\rho$  – объемная плотность электри-

ческого заряда, Кл/м<sup>3</sup>;  $H$ ,  $B$  – напряженность, А/м, и индукция магнитного поля, Г;  $j_{np}$  – плотность тока проводимости, А/м<sup>3</sup>;  $\epsilon$ ,  $\mu$  – абсолютные диэлектрическая, Ф/м, и магнитная, Г/м, проницаемости;  $\sigma$  – удельная электрическая проводимость, 1/Ом · м<sup>3</sup>;  $t$ ,  $l$ ,  $S$ ,  $V$  – соответственно время, с, контурная площадь, объем.

Уравнения (3)–(9) составляют полную систему уравнений, имеющую единственное решение при заданных граничных условиях. Они позволяют рассчитать поле и электромагнитную энергию в любом объекте или его части. Таким образом можно, например, рассчитать передачу и преобразование информационных сигналов в измерительных системах или системах автоматического управления и т. д. Однако такой расчет очень сложен и практически не всегда возможен из-за неопределенности граничных условий [5].

При этом мы не можем определить напряженность поля во всем бесконечном пространстве, – нашему наблюдению доступна лишь ограниченная его часть. Поэтому уравнения Максвелла приобретают непосредственный физический смысл лишь в том случае, если мы ограничимся некоторым конечным участком пространства и дополним условия, определяющие решения Максвелловых уравнений, определенными граничными условиями на границах этого участка [5]. В условиях прохождения электрического синусоидального тока в проводниках второго рода определить граничные условия чрезвычайно сложно, а при прохождении постоянного или выпрямленного тока практически невозможно из-за многочисленных побочных причин.

Во многих случаях при небольшой скорости изменения параметров поля во времени можно избежать таких сложных расчетов. Существенное упрощение достигается введением ряда допущений и интегральных параметров поля. Упростить расчеты практических систем можно с помощью представления электрической цепи с сосредоточенными, с локализованными параметрами.

Процессы в такой системе определяются электромагнитным полем. Выделим в системе элементы, в которых происходит характерное преобразование электромагнитной энергии. Чаще всего эти элементы совпадут с реальными устройствами и объектами системы.

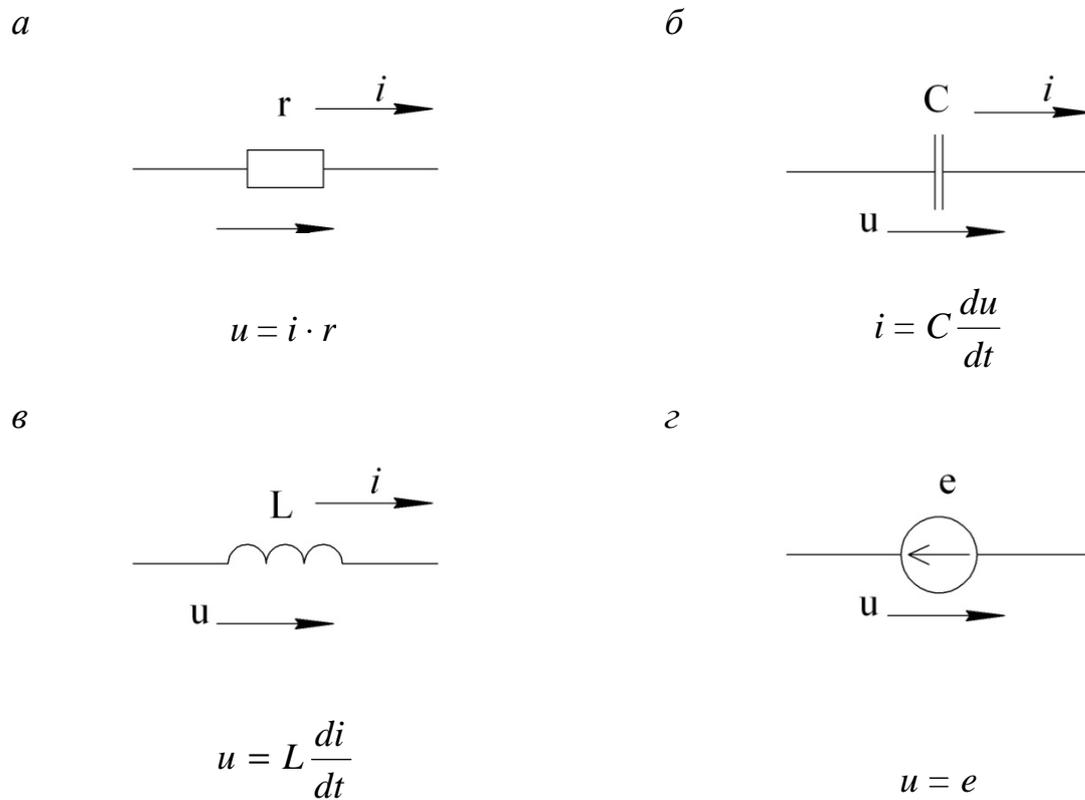


Рис. 2. Схематичное обозначение идеальных элементов:

*а* – резистивного; *б* – емкостного; *в* – индуктивного; *г* – источника ЭДС.

Резистор (рис. 2, *а*) – элемент, в котором электромагнитная энергия преобразуется преимущественно в тепловую:

$$W_{эм} \Rightarrow W_Q \quad (10)$$

Конденсатор (рис. 2, *б*) – элемент, в котором электромагнитная энергия преобразуется преимущественно в энергию электрического поля:

$$W_{эм} \Rightarrow W_э \quad (11)$$

Индуктивная катушка (рис. 2, в) – элемент, в котором электромагнитная энергия преобразуется преимущественно в энергию магнитного поля:

$$W_{эм} \Rightarrow W_m. \quad (12)$$

Источники ЭДС, тока (рис. 2, г) – особая группа элементов, в которых происходит преобразование энергии сторонних сил неэлектрической природы и преимущественно в электромагнитную энергию. Элементы а–в составляют группу пассивных элементов. В этих элементах величина электромагнитной энергии может только уменьшаться за счет преобразования в тепловую энергию.

Элементы группы а составляют группу активных элементов. В этих элементах величина электромагнитной энергии электрической системы может увеличиваться за счет энергии сторонних пандероматорных сил.

В электрической системе эти элементы связываются каналами передачи электромагнитной энергии. Каналы, в которых не происходит преобразование электромагнитной энергии в другие виды энергии и отсутствует заметное изменение фазы колебаний поля по длине канала, называются идеальными проводниками, или просто проводниками. Идеальные проводники условно обозначают отрезками прямых линий.

Введенные элементы позволяют представить электрическую систему в виде упорядоченной совокупности элементов электрической цепи. Произведенное структурирование электрической системы оказывается эффективным потому, что введением интегральных параметров – тока и напряжения – удастся перейти от системы дифференциальных уравнений в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений или к модели (системе) алгебраических уравнений.

Интегральные параметры – ток и напряжение – вводятся при ряде допущений, касающихся характера распределения электромагнитного поля в электрической системе.

## 1.2.2. Параметры тока и напряжения

### 1.2.2.1. Электрический ток

Согласно уравнению (6) плотность тока  $\vec{j}$  равна

$$\vec{j} = \vec{j}_{np} + \vec{j}_{см} = \vec{j}_{np} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (13)$$

где  $\vec{j}_{см}$  – плотность электрического тока смещения.

Поток вектора плотности через площадку  $S$ :

$$i = \int \vec{j} d\vec{S}. \quad (14)$$

Для тока справедлив 1-й закон Кирхгофа – электрический ток, проходящий через замкнутую поверхность, равен нулю. Этот закон в скрытой форме представлен в уравнении (6). В дифференциальной форме уравнение (6) имеет вид

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j}. \quad (15)$$

Из векторной алгебры следует тождество:  $\text{div} \text{rot} \vec{H} = 0$ .

Отсюда получаем непрерывность тока:  $\text{div} \vec{j} = 0$ . В интегральной форме это соотношение имеет вид:

$$\oint \vec{j} d\vec{S} = 0. \quad (16)$$

Если скорость изменения электромагнитного поля в окрестности проводников, соединяющих элементы в электрической цепи, невелика, то можно пренебречь токами смещения и принять  $\vec{j} = \vec{j}_{np}$ . В этом случае удобно принять  $S$  за площадку сечения проводника. Тогда из (14) получаем ток через сечение  $S_k$  проводника  $i_k = \int \vec{j}_{np} d\vec{S}$ . При этом мы допускаем существование токов смещения в пределах элементов электрической цепи. Из уравнения (16) вытекает равенство токов через любые сечения проводника в любой момент времени. Для доказательства этого утверждения запишем уравнение (16) для замкнутой поверхности  $S$ , пересекающей проводник (рис. 3).

$$\oint \vec{j} d\vec{S} = \oint \vec{j}_{np1} d\vec{S} + \oint \vec{j}_{np2} d\vec{S} = 0. \quad (17)$$

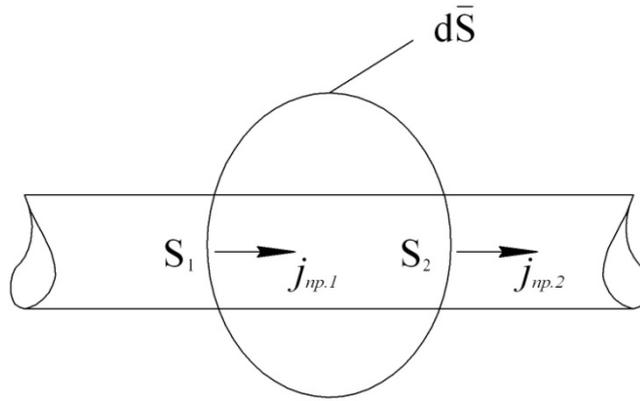


Рис. 3. К определению тока в проводнике

В этом выражении интегралы по  $S_1$  и  $S_2$  получаются из-за равных направлений нормали  $dS$  относительно  $j$ . Для учета двузначности удобно приписать току направление, которое на схемах обозначается стрелкой. Тогда в уравнении (18) знак тока будет зависеть от направления стрелки тока и нормали:

$$\vec{dS} : -i + i = 0. \quad (18)$$

Понятие тока в проводнике позволяет получить 1-й закон Кирхгофа в иной форме: алгебраическая сумма токов во всех проводниках, пересекаемых замкнутой поверхностью, равна нулю.

Например, для случая, изображенного на рис. 4, из уравнения (16) следует:

$$\oint \vec{j} d\vec{S} = -i_1 + i_2 - i_3 - i_4 + i_5 = 0. \quad (19)$$

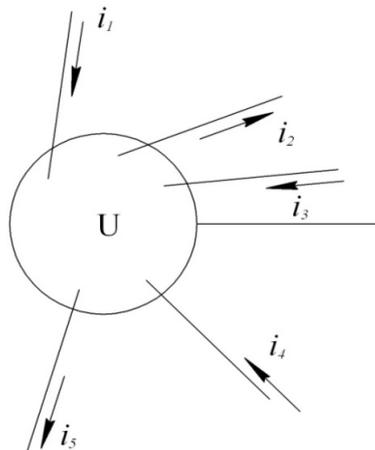


Рис. 4. Сумма токов по поверхности проводника равна нулю

Знаки токов в этом уравнении зависят от взаимного направления стрелок тока и внешней нормали  $d\bar{S}$ . Очевидно, что смысл уравнения (19) не изменяется, если выбрать не внешнюю, а внутреннюю нормаль. Проводники, пересекающие поверхность  $S$ , могут соединиться между собой внутри области  $U$ .

На рис. 5 это будет отражаться соединением линий в точке, которая называется узлом электрической цепи. Тогда из (19) следует уравнение: алгебраическая сумма токов в узле равна нулю:

$$\sum_{k=1}^n j_k = 0. \quad (20)$$

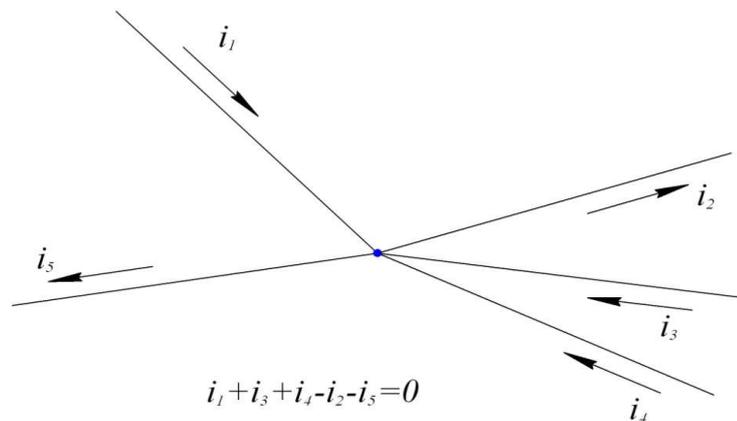


Рис. 5. Узел электрической цепи

В уравнении (20) знаки токов, имеющих различное направление относительно узла, различны. Наиболее часто задачей определения состояния электрической цепи является расчет токов в проводниках. При неизвестных токах их направления выбираются произвольными и называются условно положительными. Знаки токов, полученных в расчетах, покажут, совпадают ли эти направления с действительными.

Как известно из курса физики, за направление тока принимают направление движения положительных зарядов. При синусоидальном периодическом токе это направление меняется каждые полпериода. В этом случае стрелки указывают направление токов в определенный момент времени.

### 1.2.2.2. Электрическое напряжение

Электрическое напряжение между точками  $a$  и  $b$  называют скалярной величиной, равной линейному интегралу:

$$u = \int_a^b \bar{E} dl. \quad (21)$$

В общем случае переменного электромагнитного поля напряжение в фиксированный момент времени зависит от формы линии интегрирования. Это следует из уравнения (4).

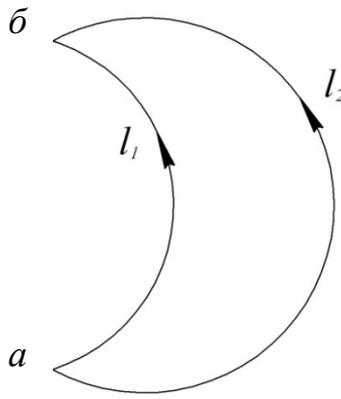


Рис. 6. Линии интегрирования между точками  $a$  и  $b$

При независимости  $U_{ab}$  от формы интеграла по линиям  $l_1$  и  $l_2$  (рис. 6) должны быть равны.

$$U = \int \bar{E} d\bar{l} + \int \bar{E} d\bar{l}. \quad (22)$$

Однако интеграл по замкнутому контуру, составленному из  $l_1$  и  $l_2$ :

$$\oint \bar{E} d\bar{l} = \oint \bar{E} d\bar{l} - \oint \bar{E} d\bar{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \bar{B} d\bar{S} \neq 0. \quad (23)$$

Если линии интегрирования выбираются таким образом, что влияние их формы на величину напряжения  $u_{ab}$  мало, то тогда это напряжение однозначно и может быть использовано для описания состояния цепи. Малая величина правой части уравнения (23) будет достигаться при малой скорости изменения индукции  $B$  или при малом значении  $B$ .

Допустим, что переменное магнитное поле сосредоточено в элементах цепи или магнитное поле изменяется с пренебрежимо малой скоростью (выберем вне элементов). Обсудим свойства этого интегрального параметра, если:

$$\oint \bar{E}d\bar{l} = 0. \quad (24)$$

Знак напряжения зависит от направления интегрирования:

$$\int_a^b \bar{E}d\bar{l} = -\int_b^a \bar{E}d\bar{l}. \quad (25)$$

Для учета этой двужначности условимся отличать направление интегрирования либо двойным индексом, чтобы первый индекс указывал начало линии интегрирования, либо стрелками на электрических схемах, направленными из начала линии интегрирования (рис. 7).

$$u_1 + u_2 + u_3 - u_4 = 0.$$

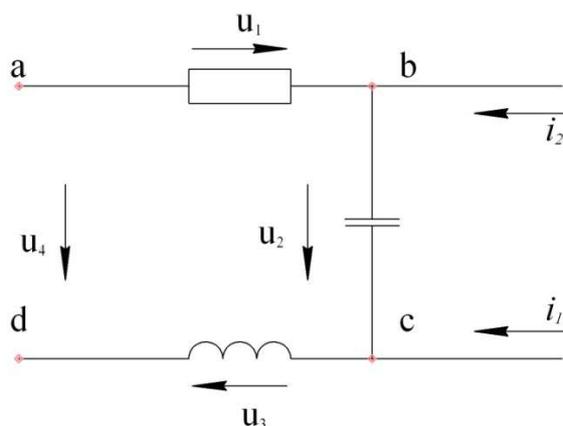


Рис. 7. Направления напряжений на элементах участка электрической цепи

В последнем случае достаточен один отличительный индекс. При положительном значении напряжения стрелка направлена из точки большего потенциала.

Для напряжения на различных участках электрической цепи справедлив 2-й закон Кирхгофа – алгебраическая сумма напряжений в замкнутом контуре равна нулю. Это главное свойство параметра напряжения вытекает из уравне-

ния (24). Покажем это на примере замкнутого контура  $l(a, b, c, d)$  на рис. 7. После обхода контура по часовой стрелке получим:

$$\oint \bar{E}d\bar{l} = \int_a^b \bar{E}d\bar{l} + \int_b^c \bar{E}d\bar{l} + \int_c^d \bar{E}d\bar{l} + \int_d^a \bar{E}d\bar{l} = U_1 + U_2 + U_3 - U_4 = 0 \text{ или } \sum_{k=1}^N U_k = 0. \quad (26)$$

В уравнении (26) напряжение записывается с положительным знаком, если на схеме стрелка напряжения совпадает с направлением обхода замкнутого контура. В противном случае записывается отрицательный знак. Заметим, что уравнение (26) остается справедливым и в том случае, когда на участке контура имеется несколько элементов.

### 1.3. Уравнения состояния электрической цепи

Уравнения по законам Кирхгофа в отдельности не могут составить полную систему уравнений (имеющую единственное решение), так как количество линейно независимых уравнений в этих системах меньше количества известных. Например, для схемы рис. 8 при известных токе  $i$  и напряжении  $u$  не удастся составить полную систему уравнений для определения токов и напряжений на отдельных элементах. Полная система уравнений может быть получена, если к уравнениям по законам Кирхгофа добавить уравнения связи между током и напряжением на каждом участке электрической цепи. Более строго этот вывод следует из уравнений электромагнитного поля. Полная система уравнений поля получается только при учете дополнительных уравнений (9), которые могут быть получены только экспериментально. Однако использовать для этого только экспериментальный подход неудобно из-за большого разнообразия элементов электрической цепи. Изучение различных элементов цепи показало, что практически все элементы могут быть представлены определенной (зависящей от дополнительных условий, величин токов и напряжений, скорости процессов и др.), совокупностью большого количества простейших элементов электриче-

ской цепи. Такие элементы называют идеальными, а их совокупность, отражающую свойства реальных элементов электрической цепи, эквивалентной схемой замещения.

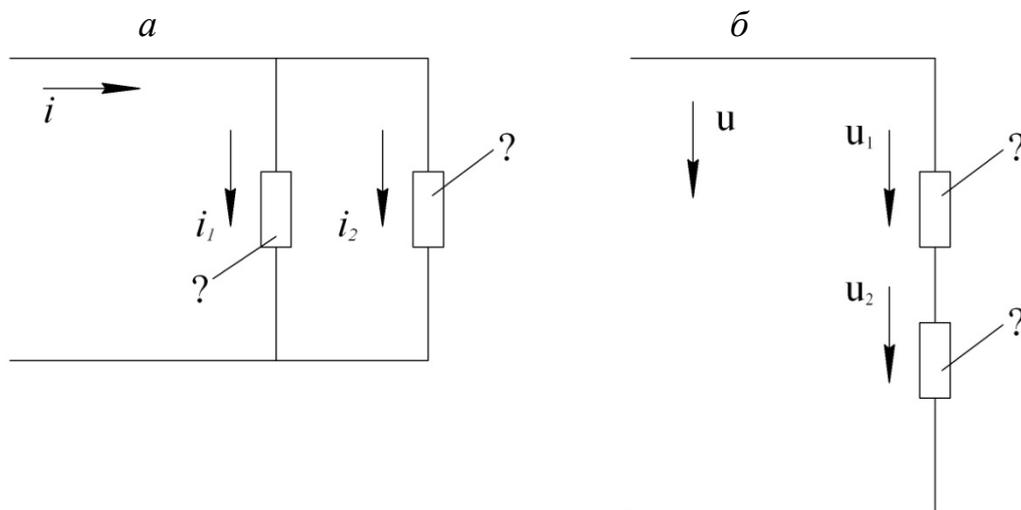


Рис. 8. Схемы, не имеющие единственного решения

$$a - i = i_1 + i_2 \qquad b - u = u_1 + u_2$$

#### 1.4. Локализация электромагнитной энергии в грунтовых и водных средах

Постоянный электрический ток в металлических проводниках отличается тем свойством, что если внутри проводника напряженность электрического поля  $E$  отлична от нуля, то в проводнике возникает электрический ток, т.е. движение зарядов. При этом движение через металлические проводники не сопровождается химическими процессами, в отличие прохождения тока в электролитах! Это отличие объясняется тем, что в металлах заряды переносятся «свободными» электронами, а в проводниках второго рода носителями зарядов являются ионы: заряженные атомы или группы атомов. Основным законом постоянного или выпрямленного тока является закон Ома, который является обобщением данных опыта:

$$I = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R}, \tag{27}$$

где  $I$  – сила тока в проводнике;  $R$  – омическое сопротивление участка проводника;  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – значения потенциалов по направлению тока.

Под силой тока понимается количество электричества, протекающее через сечение проводника в единицу времени. Направление тока в металлическом проводнике условно считается совпадающим с тем направлением, в котором под действием поля должны были бы двигаться положительные заряды, т. е. от большего потенциала к меньшему ( $\varphi_1 > \varphi_2$  – разность потенциалов в формуле (3) можно выразить через линейный интеграл напряженности поля  $E$ , взятый от начального до конечного сечения рассматриваемого участка:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_s ds, \quad (28)$$

где  $ds$  – элемент длины проводника.

Этот линейный интеграл напряженности электрического поля между точками 1 и 2 есть падение напряжения, которое нельзя смешивать с напряженностью поля  $E$ :

$$E_{1-2} = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_s ds. \quad (29)$$

Подставляя значения формул (28) и (29) в формулу (3) получаем:

$$IR = \int_1^2 E_s ds = E_{1-2}. \quad (30)$$

Формула (30) равносильна формуле (27) только в случае постоянного тока. Однако эта формула обладает тем преимуществом, что применима и к переменным (квазистационарным) токам, в отличие от формулы 5.

Прохождение тока неразрывно связано с выделением теплоты. Если сила тока в металлическом проводнике равна  $I$ , то можно определить величину электричества, проходящего через любое сечение проводника за время  $dt$ :  $de = Idt$ .

Совершаемая при этом работа электрических сил составит

$$A = de \int_1^2 E_s ds = Idt \int_1^2 E_s ds = IdtE_{1-2}. \quad (31)$$

Следовательно, согласно закону сохранения энергии, эквивалентное этой работе количество энергии ( $Qdt$ ) должно выделиться в виде иной формы энергии, в форме теплоты.

Следовательно, энергия, выделяемая током, будет равна

$$Qdt = Idt \int_1^2 E_s ds, \text{ откуда } Q = I \int_1^2 E_s ds. \quad (32)$$

Используя формулу (6), получим:

$$Q = I^2 \cdot R. \quad (33)$$

Согласно формуле (28), для постоянных токов в металлическом проводнике мы также можем записать это уравнение в следующем виде

$$Q = I(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (34)$$

Особо отметим, что если проводник неподвижен и в нем не происходит химических реакций (электролиты!), то это количество энергии в (34) выделяется током в форме теплоты [5; 11]. Таким образом, формула (32) и (34) выражают собой закон Джоуля – Ленца. Однако при наличии сторонних ЭДС эквивалентность этих формул нарушается. Поэтому количество выделяемой теплоты определяется именно по формуле (33). Рассмотрев этот раздел, заметим, что энергия, выделяемая током в форме теплоты, локализована и определяется произведением квадрата силы тока на омическое сопротивление (33). Для составления схемы замещения электрической системы катодной защиты рассмотрим вопросы локализации энергии электрического и магнитного полей.

Энергия электрического поля. Отметим, что, рассматривая электрические поля постоянного тока, нельзя поставить опыт, который бы ответил на поставленный вопрос: где локализована электрическая энергия? Однако интересую-

щие нас опытные данные можно получить из опытных данных, рассматривая поля, переменные во времени [6]. Поскольку известно, что существуют электромагнитные волны, представляющие собой электрические и магнитные поля, изменяющиеся во времени, и электрические поля в электромагнитных волнах можно получить без электрических зарядов, первоначально породивших эти поля, то опыт показывает, что электромагнитные волны заключают в себе и переносят энергию. Таким образом, факт существования электромагнитных волн позволяет ответить на вопрос локализации электрической энергии. Именно энергия сосредоточена в электрическом поле. Количественная зависимость энергии электрического поля от напряженности и диэлектрических свойств среды легко определяется [7]:

$$W = \frac{1}{2}(\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d})U^2 = \frac{1}{2}\epsilon \cdot \epsilon_0(\frac{U}{d})^2 Sd, \quad (35)$$

где  $U/d$  – напряженность поля  $E$ ;  $Sd$  – объем, занимаемый полем.

Как видим, энергия поля пропорциональна объему, занимаемому этим полем. Поэтому целесообразно рассматривать энергию каждой единицы объема и говорить об объемной плотности энергии электрического поля:

$$U = \frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2. \quad (36)$$

Определим полную энергию любого электромагнитного поля:

$$W = \frac{1}{2\epsilon_0} \int_V \epsilon E^2 dV. \quad (36')$$

Энергия магнитного поля. Любой электрический ток окружен магнитным полем. На вопрос, где сосредоточена (локализована) собственная энергия тока: внутри проводов, где движутся электрические заряды, или в магнитном поле (среде, окружающей токи), ответ можно получить, исследуя переменные магнитные поля или электромагнитные волны. В электромагнитных волнах, изменяющихся в пространстве и времени, магнитные поля можно получить без элек-

трических токов, их поддерживающих. Поэтому, как известно, энергия сосредоточена в магнитном поле и при этом энергия единицы объема поля или объемная плотность энергии магнитного поля определяется следующим образом:

$$U = \frac{1}{2\mu\mu_0 H^2}. \quad (37)$$

Полная энергия магнитного поля составляет

$$W = \frac{1}{2\mu_0 \int_V \mu H^2 dV}. \quad (37')$$

Взаимные превращения магнитных и электрических полей и локализация электромагнитного поля. Между электрическими и магнитными полями существует глубокая внутренняя связь. Эти поля могут превращаться друг в друга. Всякое изменение магнитного поля всегда сопровождается появлением электрического поля, и, наоборот, всякое изменение электрического поля приводит к появлению магнитного поля. Общую теорию единого электромагнитного поля в покоящихся средах развил Д. Максвелл. Его знаменитые уравнения позволили Умову и Пойнтингу электромагнитную энергию представить локализованной в пространстве.

Поскольку, как мы показали выше, энергия электрического поля в единице объема равна  $\epsilon_a E^2/2$  (36), а энергия магнитного поля в единице объема –  $\mu_a H^2/2$  (37), тогда электромагнитная энергия в объеме  $dV$  равна  $(\epsilon_a E^2/2 + \mu_a H^2/2)dV$ . Чтобы в выражение вошла полная энергия в объеме  $dV$ , выражение первого уравнения Максвелла

$$\text{rot}H = \delta + \epsilon_a \frac{\delta \vec{E}}{\delta t},$$

где  $\delta$  – плотность тока проводимости,  $\epsilon_a \frac{\delta \vec{E}}{\delta t}$  – плотность тока электрического

смещения, надо умножить на  $\vec{E}dV$ , а выражение второго уравнения Максвелла

$$\text{rot}\vec{E} = \frac{\delta \vec{B}}{\delta t} \text{ на } \vec{E}dV.$$

Сделав соответствующие преобразования, Пойнтинг получил [1]:

$$- \operatorname{div}[\vec{E}\vec{H}] = \left\{ \gamma E^2 + \frac{\delta}{\delta t} \left( \frac{\epsilon_a E^2}{2} + \frac{\mu_a H^2}{2} \right) \right\} dV, \quad (38)$$

т. е.  $\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}]$ , где для сокращения записи векторное произведение  $\vec{E}$  на  $\vec{H}$  обозначается через вектор  $\vec{S}$ , который и принято называть вектором Пойнтинга. Вектор Пойнтинга имеет размерность  $\text{В/м} \cdot \text{А/м} = \text{ВА/м}^2$ , т.е. размерность мощности (или энергии в единицу времени).

В соответствии с уравнением Джоуля – Ленца в дифференциальной форме  $\gamma E^2$  есть энергия, выделяющаяся в виде теплоты в единицу времени в объеме  $V$ , а другая составляющая в преобразованиях Пойнтинга  $\delta/St \left\{ \epsilon_a E^2 / 2 + \mu_a H^2 / 2 \right\}$  есть скорость изменения запаса электромагнитной энергии в единице объема. Заметим, что скорость изменения электромагнитной энергии есть мощность. Следовательно, поток вектора Пойнтинга сквозь любую замкнутую поверхность, ограничивающую объем  $V$ , равен мощности, выделяющейся в объеме  $V$  в виде теплоты, и мощности, идущей на приращение энергии электромагнитного поля. Другими словами, теорему Умова–Пойнтинга следует трактовать как уравнение энергетического баланса.

Однако заметим, что в уравнения Д. Максвелла входят параметры  $\epsilon_a$ ,  $\mu_a$  и  $\gamma$ , характеризующие усредненные в пространственном и временном смысле свойства вещества. Эти параметры и принимаются действительными некомплексными числами, хотя таковыми не являются. В ферромагнитных веществах резко сказываются явления гистерезиса, магнитной вязкости и другие процессы, а в диэлектриках существенную роль играет диэлектрическая вязкость, релаксационные и другие процессы. При этом в первом уравнении Максвелла записаны две плотности тока – плотность тока проводимости  $\gamma$  и плотность тока электрического смещения  $\epsilon_a(dE/dt)$ . Однако, например, в электролитах ток

имеет отличительные свойства. Он создается одновременным движением положительно и отрицательно заряженных ионов, движущихся встречно и с различными скоростями, а поэтому плотность тока в электролитах равна объемной плотности переносимых зарядов  $q$  на скорость их движения  $\vec{u}$ :

$$\frac{I}{S} = q_+ v_+ + q_- v_-, \quad (39)$$

где:  $q_+$ ,  $q_-$  – соответственно объемная плотность зарядов положительно и отрицательно заряженных ионов;  $v_+$ ,  $v_-$  – соответственно скорости движения положительно и отрицательно заряженных ионов.

С учетом этого замечания первое уравнение Максвелла должно быть записано в виде

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{\delta} + \epsilon_a \frac{d\vec{E}}{dt} + qv. \quad (40)$$

С другой стороны, при квантовом подходе осуществляется квантование не только вещества (поэтому вещество уже нельзя рассматривать как континуум), но и самого электромагнитного излучения, преломления и отражения. В этом случае уравнения Максвелла должны быть заменены уравнениями квантовой теории поля. Отметим также, что хотя законы в микромире и носят квантовый характер (см. приложение 4), практические способы наблюдения и измерения чрезвычайно грубы, чтобы с их помощью можно было обнаружить существование отдельных частиц электрических зарядов. Наименьшие электрические заряды, доступные измерению, содержат в себе многие миллионы и миллиарды частиц, отделенных между собой ничтожными расстояниями. Поэтому при макроскопическом изучении процессов, происходящих в системе катодной защиты, доступных измерению, мы можем, не внося сколь-нибудь существенной ошибки, не учитывать атомистического строения электричества и пользоваться представлениями «объемных зарядов». Это значит, что в качестве «инструмента» изучения таких систем достаточно и целесообразно воспользоваться поня-

тием «вектор Пойнтинга», законом распространения электромагнитной энергии  $(\sin\alpha/\sin\varphi) = \sqrt{\epsilon\mu}$  и её взаимодействия со средой ( $\epsilon\mu$ ). Представление плотности тока (39) электромагнитной энергии движущихся положительно и отрицательно заряженных частиц в виде вектора Пойнтинга (с учетом утверждения Эйнштейна и Лауба), согласно которому «взаимодействие между электромагнитной энергией и средой  $\epsilon\mu$  обуславливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи» [1] позволило установить [см. главу 5.3] соотношение изменения параметров кажущегося сопротивления ( $Z$ ) под воздействием уровня приложенного напряжения ( $U$ ) в зависимости от  $\varphi$  угла преломления, характеризующего изменяющуюся среду  $\epsilon\mu$  [8]:

$$Z = \sqrt{((\epsilon\mu - \sin^2 \alpha) / g\epsilon\mu) \cdot R} \quad (41)$$

Сравним между собой выражения:

$$Z = \sqrt{((\epsilon\mu - \sin^2 \alpha) / g\epsilon\mu) \cdot R} \text{ и } Z = \sqrt{r^2 + (X_l - X_c)^2}.$$

$$\text{При } (\epsilon\mu - \sin^2 \alpha) / g\epsilon\mu = R, Z = R, \text{ при } X_c = X_l, Z = R \quad \epsilon = \frac{C_0}{C}, \quad \mu = \frac{M_0}{M}.$$

Напомним:  $\alpha$  – угол отражения электромагнитной энергии;  $q$  – полная проводимость, зависящая от её составляющих:  $q_+$  и  $q_-$  соответственно, проводимости положительно и отрицательно заряженных частиц.

Связь удельной проводимости  $\gamma$ , диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , емкости  $C$  двойного электрического слоя и проводимости среды можно выявить следующим образом. Проводимость среды представим в общем виде:  $q = I/U$ .

Поскольку  $I = \int \vec{\delta} d\vec{S} = \gamma \int \vec{E} d\vec{S}$ ;  $U = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$ , то

$$q = \frac{\gamma \int \vec{E} d\vec{S}}{\int_1^2 \vec{E} d\vec{l}}. \quad (42)$$

В свою очередь, заряды, расположенные на «конденсаторе» двойного слоя одинаковые по величине и противоположные по знаку, создают поток  $\Pi$  вектора электрической индукции  $D\Pi = q = \int \vec{D}ds$ , тогда:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\varepsilon_a \int \vec{E}d\vec{S}}{\int_1 \vec{E}d\vec{l}}. \quad (43)$$

Если поделим (43) на (42), получим

$$\frac{c}{q} = \frac{\varepsilon_a}{\gamma}. \quad (44)$$

Проведенный анализ (42–44) показывает, что изменение уровня постоянного или выпрямленного напряжения, подведенного к электролитической «ванне», резко изменяет свойства среды ( $\varepsilon\mu$ ). Таким образом, чтобы установить, при каком напряжении достигается равновесие системы (равенство проводимостей положительно и отрицательно заряженных ионов, одновременно и встречно движущихся «в ванне»), преобразуем формулу (16)

$$Z = \sqrt{((\varepsilon\mu - \sin^2 \alpha) / g\varepsilon\mu) \cdot R} = \sqrt{\frac{R}{q} \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{\varepsilon\mu}\right)} = \sqrt{\frac{R}{q} \cos \varphi},$$

где  $\sin^2 a = \varepsilon\mu \cdot \sin^2 \varphi$ .

Тогда кажущееся сопротивление  $Z$  для положительно и отрицательно заряженных движений частиц будет определяться формулами

$$Z = \cos \varphi_+ \sqrt{\frac{R}{q_+}}; \quad Z = \cos \varphi_- \sqrt{\frac{R}{q_-}}, \quad (45)$$

где  $\varphi_+$ ,  $\varphi_-$  – соответственно угол преломления положительно и отрицательно заряженных частиц (ионов);  $q_+$ ,  $q_-$  – соответственно проводимости положительно и отрицательно заряженных частиц.

Известно, что электрический ток может вызываться движением как положительно, так и отрицательно заряженных частиц. Общий электрический ток

обусловлен суммой положительных элементарных зарядов, протекающих за секунду (вызывающих электрический ток в направлении их движения), и отрицательных элементарных зарядов, протекающих за секунду (вызывающих электрический ток в направлении, противоположном их движению).

В водных и грунтовых средах под воздействием постоянной или выпрямленной ЭДС наблюдается одновременное и противопололярное движение положительно и отрицательно заряженных частиц (анионов и катионов), поэтому ток, обусловленный движением анионов и катионов, можно представить соответственно:

$$i_- = \frac{q_-}{t}; i_+ = \frac{q_+}{t}, \quad (46)$$

где  $q_+$ ,  $q_-$ ,  $i_+$ ,  $i_-$  – количество зарядов и токи положительно и отрицательно заряженных частиц;  $t$  – время исчисления.

При раздельном образовании токов  $i_+$  и  $i_-$  и соответствующих сопротивлений движению анионов  $r_+$  и катионов  $r_-$  можно заметить:

$$U_- = i_- r_-; U_+ = i_+ r_+; U = U_- + U_+; I = i_+ + i_-; P = I^2 r, \quad (47)$$

где  $U_-$ ,  $U_+$  – падения напряжения под воздействием соответствующих токов  $i_+$  и  $i_-$ ;  $P$ ,  $I$ ,  $U$  – мощность, ток и напряжение, измеряемые в системе. Поскольку:

$$P = I^2 r = \frac{u^2}{r_-} + \frac{u^2}{r_+} = \frac{U^2 (r_- + r_+)}{r_- * r_+} = U^2 q, \quad (48)$$

где  $\frac{r_- + r_+}{r_- r_+} = q$ , – общая проводимость анионов и катионов.

По приведенным данным легко составить схему замещения для рассматриваемой системы катодной защиты и рассчитать её параметры.

В этой схеме (см. Главу 2) источник энергии постоянного или выпрямленного тока представляется последовательной схемой замещения, а гальванический элемент (защищаемое сооружение - анодное заземление) - параллельной

[21]. Предложенная модель позволяет использовать данные прямых измерений, что значительно эффективнее косвенных ныне существующих измерений по методу потенциального измерения относительного медносльфатного электрода сравнения или другого. Измеряя мощность ваттметром, Вт·с, падение напряжения на электролитической «ванне» анод-катод, В, и ток в проводниках электролитической цепи, А, можно определить сопротивление электрическому току, направленному в электролите от плюсовой клеммы к минусовой, как  $U/I_+ = r_+$ .

Тогда сопротивление ионному току, направленному от минусовой клеммы к положительной, легко определяется из соотношения

$$P_C = U^2 / r_+ + U^2 / r_-,$$

где  $P_C$  – измеряемая мощность, Вт·с;  $U$  – падение напряжения на «ванне», В;  $I_+$  – ток, движущийся от клеммы «+» к клемме «-», А;  $r_+$  – сопротивление электронному току, Ом;  $r_-$  – сопротивление ионному току, Ом.

По данным прямых измерений можно определить отдельно мощность положительно и отрицательно заряженных частиц в любой электролитической цепи:  $P_+ = I U$ ,  $P_- = P - P_+$ , а также соответствующие сопротивлениям проводимости  $q_+ = 1 / r_+$  и  $q_- = 1 / r_-$ .

Ваттметр фиксирует суммарную тепловую мощность, которая, в свою очередь, представляется максимальной и является, по существу, электромагнитной энергией в виде работы и теплоты, т.е.  $P_C = UR/z^2$ .

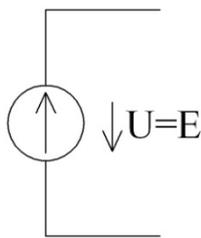
В этом случае мощности для положительно и отрицательно заряженных ионов распределяются между собой следующим образом:  $P_+ = I_+^2 r_+$  и  $P_- = I_-^2 r_-$  и составляют в итоге их сумму:  $P_+ + P_- = P_C$ .

### СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ

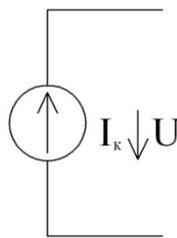
Процесс познания относится к теоретической деятельности людей. Теория сама по себе не изменяет деятельность. Великая активная роль познания, мышления, теории заключается в том, что они могут указать пути развития науки.

#### Схемы замещения источников постоянного тока (с источником ЭДС и с источником тока)

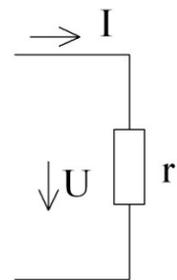
Источники энергии с известными параметрами  $E$  и  $r$  могут быть представлены схемой замещения с источником ЭДС или источником тока. Такие схемы состоят из идеальных элементов – идеального источника ЭДС, идеального источника тока и резистивного элемента.



Идеальный источник ЭДС



Идеальный источник тока



Идеальный резистивный элемент

Идеальным источником ЭДС называют источник, величина ЭДС которого не зависит от тока нагрузки:  $E = const$ , внутреннее сопротивление  $r = 0$ , напряжение  $U$  на его зажимах также не зависит от тока нагрузки и равно ЭДС  $U = E$ .

Идеальным источником тока называют такой источник, величина тока которого не зависит от напряжения и равна току короткого замыкания  $I_k$ .

Идеальный источник ЭДС и идеальные источники тока являются источниками бесконечной мощности, так как при увеличении тока в первом и напряжения во втором источниках их мощности могут возрастать теоретически до бесконечности.

Схему замещения, состоящую из последовательно соединенных идеального источника ЭДС и резистивного элемента, величина которого равна внутреннему сопротивлению источника, называют схемой с источником ЭДС.

Схему замещения с источником тока называют схемой, состоящую из параллельно соединенных идеального источника тока и резистивного элемента, сопротивление которого равно внутреннему сопротивлению источника.

Схемы замещения составляют на основе баланса мощностей:

$$P = P_n + \Delta P, \quad (49)$$

где  $P$  – мощность, развиваемая источником;  $P_n$  – мощность, отдаваемая во внешнюю цепь;  $\Delta P$  – мощность потерь внутри источника.

Независимо от схемы замещения источника мощности  $P_n$ , напряжение  $U = U_n$  и ток нагрузки  $I = I_n$  связаны уравнением:  $P_n = IU$ , а мощности  $\Delta P$  и  $P$  выражаются разными формулами в зависимости от вида принятой схемы замещения:

– для последовательной схемы –  $P = EI$ ;  $\Delta P = I^2 r_e$ ;

– для параллельной схемы –  $UI_k = P$ ;  $\Delta P = \frac{U^2}{r_e}$ .

Подставляя эти значения в формулу (49), получим уравнения электрического состояния для каждой из этих схем:

$$EI = IU + I^2 r_e; \quad UI_k = IU + \frac{U^2}{r_e}.$$

Уравнения электрического состояния можно легко упростить. Разделив каждый из членов уравнения для последовательной схемы замещения на  $I$ , а для параллельной – на  $U$ , получим

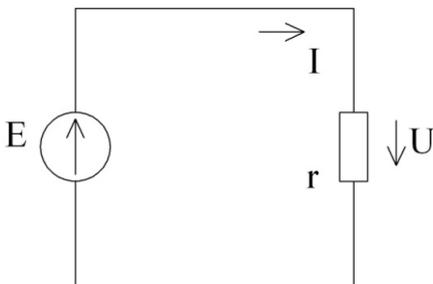
$$E = U + I \cdot r_e; \quad I_k = I + \frac{U}{r_e}. \quad (50)$$

Сопоставляя эти уравнения, находим, что относительно внешней цепи эти схемы дают одинаковые значения  $U$ ,  $I$  и  $P_n$ , если  $I_k = E / r_g$ . Однако следует отметить очень важный факт, имеющий решающее значение при составлении расчетной схемы замещения электрической цепи с электролитом в системе катодной защиты. В последовательной схеме замещения по каждому из элементов этой схемы проходит реальный ток нагрузки, поэтому развиваемая идеальным источником  $P = E I$  мощность является реальной мощностью, характеризующей процесс преобразования какого-либо вида энергии в электрическую. В схеме замещения с источником тока электрический ток образуется в результате двух противоположных движений ионов, зависит от величины суммарного заряда и поэтому для участков с электролитом  $I_k \neq E / r_g$ .

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СИНУСОИДАЛЬНЫЙ ТОК В ЦЕПЯХ С ИДЕАЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ $r, L, C$

Понимание взаимосвязи и взаимопереходов единственного, идеального, особенного и всеобщего имеет огромное познавательное и практическое значение.

### 3.1. Электрическая цепь с идеальным резистором



Электрическая цепь с идеальным резистором

При синусоидальном напряжении  $u = U_m \sin \omega t$  электрический ток в цепи с резистивным элементом можно определить, пользуясь законом Ома:

$$i = \frac{u}{r} = \frac{U_m \sin \omega t}{r} = I_m \sin \omega t. \quad (51)$$

Как видим, частота тока совпадает по фазе с частотой напряжения. Амплитуда тока связана с амплитудой напряжения соотношением  $I_m = U_m / r$ . Действующие значения тока и напряжения связаны с их соответствующими амплитудными значениями формулами:  $U = U_m / \sqrt{2}$ ;  $I = I_m / \sqrt{2}$ , поэтому  $I = U / r$ . Это закон Ома для цепи с резистивным элементом.

Мгновенное значение мощности этой цепи равно произведению мгновенных значений тока и напряжения:  $p = iu = I_m \sin \omega t U_m \sin \omega t = U_m I_m (1 - \cos 2\omega t) / 2$  или  $P = UI - UI \cos 2\omega t = UI(1 - \cos 2\omega t)$ . Таким образом,  $P = U \cdot I$  при  $\cos 2\omega t = 0$ , а

также  $P = \frac{U^2}{r}$  и  $P = I^2 r$ .

В электрической цепи с идеальным резистором вектор тока совпадает по фазе с вектором напряжения.

### 3.2. Электрическая цепь с идеальной индуктивной катушкой

Предположим, что в катушке с индуктивностью  $L$  (активное сопротивление которой весьма мало ( $r = 0$ )) проходит синусоидальный ток  $i = I_m \cdot \sin \omega t$ . Этот ток создает в катушке синусоидально изменяющийся магнитный поток  $\Phi_e = \Phi_m \cdot \sin \omega t$ , амплитуда которого  $\Phi_m = \frac{I_m \cdot L}{\omega}$ . Синусоидально изменяющийся поток катушки наводит в ней ЭДС самоиндукции, равной  $-e_L = -L \cdot di/dt = I_m \cdot \omega L \cdot \cos \omega t$  или  $e_L = E_m \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$ . Здесь амплитуда синусоидальной ЭДС самоиндукции  $E_m = I_m \cdot \omega L$ . Действующее значение  $E = I \cdot \omega L$ . Внешнее синусоидальное напряжение источника уравновешивается, ЭДС самоиндукции  $u = u_L$ . Поэтому синусоида этого напряжения может быть представлена в виде  $u_L = u = L \cdot di/dt = I_m \cdot \omega L \cdot \cos \omega t$  или  $u_L = U_m \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$ .

Как видим, синусоида напряжения идеальной катушки опережает по фазе синусоиду тока на угол сдвига фаз  $\pi/2$ . Произведение  $\omega L$  имеет размерность сопротивления – Ом. Его называют индуктивным сопротивлением катушки, обозначают значком  $x_L$ ,  $x_L = \omega L = 2\pi \cdot f \cdot L$ .

Тогда мгновенное значение мощности в цепи с идеальной катушкой:

$$\begin{aligned} p = iu &= I_m \cdot \omega t \cdot U_m \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{I_m \cdot U_m}{2} \left[ \cos \frac{\pi}{2} - \cos\left(2\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \right] = \\ &= UI \cdot \cos\left(2\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = UI \cdot \sin 2\omega t = I_m \cdot U_m / 2 [\cos \pi / 2 - \cos(2\omega t + \pi / 2)] = \\ &= UI \cdot \cos(2\omega t + \pi / 2) = U \cdot I \cdot \sin 2\omega t. \end{aligned}$$

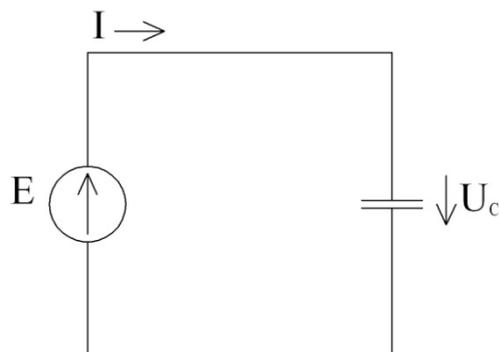
В первую четверть периода, когда ток и напряжение положительны, мощность также положительна. Энергия  $W_L = L \cdot i^2 / 2$  от источника переходит в цепь и затрачивается на создание магнитного поля.

Во вторую четверть периода ток убывает, но остается положительным. Энергия магнитного поля возвращается обратно в источник. К концу второй четверти периода весь запас энергии  $I_m^2 \cdot L/2$  будет возвращен источнику. Поэтому среднее значение мощности за период в цепи с идеальной катушкой равно нулю:  $P = 1/T \int_0^T p dt = 0$ .

Таким образом, в цепи с идеальной катушкой происходит непрерывное колебание (обмен) энергии между источником и магнитным полем катушки без затраты энергии источника.

Амплитуду колебания мощности называют реактивной индуктивной мощностью и обозначают  $Q_L = I^2 \cdot x_L$ . Реактивная индуктивная мощность имеет ту же размерность, что и активная мощность. Однако для удобства ее отличают от активной мощности и называют Вар или кВАр, что читается вольт-ампер реактивный или киловольт-ампер реактивный.

### 3.3. Электрическая цепь с идеальным конденсатором



Электрическая цепь с идеальным конденсатором

Пусть к конденсатору, диэлектрик которого идеален и не имеет потерь, подведено синусоидальное напряжение  $U = U_m \cdot \sin \omega t$ , тогда в конденсаторе образуется ток  $i = CdU / dt = \omega CU_m \cdot \cos \omega t$  или  $i = I_m \cdot \sin(\omega t + \pi/2)$ .

Амплитуда тока  $I_m = \omega C U_m$ . Действующее значение тока  $I = \omega C U$ . Величину  $x_c = 1/\omega C$  называют реактивным емкостным сопротивлением. Она имеет размерность сопротивления  $[x_c] = B \cdot c / A \cdot c$ , Ом.

Синусоида емкостного тока опережает по фазе синусоиду напряжения на конденсаторе на угол сдвига фаз  $\pi/2$ .

При этом мгновенное значение мощности составит

$$P = u \cdot i = U_m \cdot \sin \omega t \cdot I_m \cdot \sin(\omega t + \pi/2) = U \cdot I \cdot \sin 2\omega t.$$

Среднее значение мощности за период в цепи с идеальным конденсатором равно нулю:

$$P = 1/T \cdot \int_0^T p dt = 0.$$

Как и в цепи с идеальной индуктивной катушкой, здесь наблюдаются процессы колебания энергии  $W_c = u^2 C / 2$ . В первую четверть периода от 0 до  $\pi/2$  энергия источника накапливается в конденсаторе (он заряжается), образуя электрическое поле конденсатора. В течение второй четверти периода от  $\pi/2$  до  $\pi$  напряжение на конденсаторе убывает, конденсатор накопленную энергию возвращает обратно источнику (конденсатор разряжается). Амплитуду колебания мощности в цепи с конденсатором называют реактивной мощностью и обозначают  $Q_c = I^2 x_c$ . Как и реактивная индуктивная мощность, реактивная емкостная мощность измеряется в ВАр и кВАр.

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОСТОЯННЫЙ ИЛИ ВЫПРЯМЛЕННЫЙ ТОК В ЦЕПЯХ С ИДЕАЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ $r, L, C$

Для претворения идей в жизнь нужна практическая деятельность.

### 4.1. Электрическая цепь источника постоянного тока с идеальным резистором

Для электрической цепи с идеальным резистором ( $R$ ) постоянного или выпрямленного тока справедливо уравнение:

$$E = U_0 + U_R,$$

где  $E$  – ЭДС источника постоянного тока;  $U_0$  – потери напряжения;  $U_R$  – напряжение на резисторе.

Ток в цепи определяется по закону Ома:

$$I = \frac{E}{r_0 + R},$$

где  $r_0$  – внутреннее сопротивление источника.

При прохождении по резистору тока происходит преобразование электромагнитной энергии в теплоту. Скорость преобразования энергии в теплоту характеризуется мощностью:

$$P = U \cdot I = I^2 r.$$

В этом случае количество электромагнитной энергии, преобразованной в теплоту за время  $t$  составит:

$$W_{эм} = I^2 r t.$$

Заметим, как с синусоидальным током, так с выпрямленным и постоянным токами в цепи с идеальным резистором (проводником первого рода) вся электромагнитная энергия превращается в теплоту:

$$W_{эм} \Rightarrow Q.$$

Заметим, что преобразование электромагнитной энергии в теплоту – процесс необратимый!

## **4.2. Электрическая цепь источника тока с идеальной индуктивной катушкой**

Для электрической цепи с индуктивной катушкой постоянного или выпрямленного тока справедливо уравнение

$$E = U_0 + U_L,$$

где  $U_0$  – потери напряжения;  $U_L$  – напряжение на индуктивности.

Ток в цепи с идеальной катушкой можно определить по закону Ома:

$$I = \frac{E}{r_0 + x_L},$$

где  $x_L$  для постоянного тока можно принять равным нулю.

Тогда значительная часть электромагнитной энергии преобразуется в теплоту  $Q_0 = I^2 r_0 t$  на внутреннем сопротивлении  $r_0$ , а основная часть – в магнитную.

В этом случае электромагнитная энергия, преобразованная в цепи с идеальной катушкой за время  $t$ , принимается за магнитную:

$$W_{эм} \Rightarrow W_m.$$

Однако, как мы видим, в цепи с идеальной катушкой не вся электромагнитная энергия источника постоянного тока превращается в магнитную энергию.

Процесс преобразования электромагнитной энергии в магнитную, процесс накопительный, является обратимым! При определенных условиях накопленная энергия в элементах может обратно возвращаться в цепь.

### 4.3. Электрическая цепь источника постоянного тока с идеальным конденсатором

Электрическую цепь с идеальным конденсатором можно описать уравнением для цепи с идеальной катушкой:

$$E = U_0 + U_C ,$$

где  $U_C$  – напряжение на конденсаторе;  $U_0$  – потери напряжения.

Ток в цепи с идеальным конденсатором, так же как и с индуктивной катушкой, определим как

$$I = \frac{E}{r_0 + x_C} ,$$

где  $x_C$  для постоянного тока можно принять за бесконечность.

Тогда можно определить электромагнитную энергию источника постоянного или выпрямленного тока, преобразованную в цепи с идеальным конденсатором за время  $t$ ,

$$E_t = I^2(r_0 + x_C)t = I^2 x_C t , \text{ при } x_C \gg r_0 .$$

Таким образом, в цепи с идеальным конденсатором принимается, что электромагнитная энергия постоянного тока преобразуется в электрическую:

$$W_{эм} \Rightarrow W_{эл}$$

Процесс превращения электромагнитной энергии в электрическую процесс накопительный и является обратимым.

Подводя итог приведенным элементарным рассуждениям в этой главе, особо отметим, что для поддержания постоянного тока или выпрямленного в электрической цепи необходимо, чтобы действовали электродвижущие силы (пандероматорные), не электростатического происхождения. Затрата энергии, выделяющейся в форме джоулевой теплоты, компенсируется работой этих

электродвижущих сил. Поэтому при изучении токов в проводниках первого рода можно не принимать во внимание эти сторонние ЭДС ( $E_{стор}$ ).

В проводниках второго рода в электролитах и в особенности в грунтовых и водных средах (катодной защите) сторонними ЭДС пренебрегать нельзя, поскольку работа этих ЭДС совершается за счет химической энергии электролитов, а при катодной защите ещё и за счет дополнительного влияния выносного потенциала на протяженном сооружении.

Отличительные особенности происхождения тока в электролитах рассмотрим в главе 5, при этом особо отметим, что величина ёмкости двойного слоя на границах двух сред «анодное заземление – грунт» и «защищаемое сооружение – грунт», в отличие от обычного конденсатора, является функцией от напряжения, приложенного к электродам.

# ЭЛЕКТРОТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ТОКА В ЭЛЕКТРОЛИТАХ

Одно собрание достоверных фактов, добытых многолетним опытом людей, еще не составляет науки. Наука начинается там, где раскрываются сущность явлений, законы их движения, развития.

### 5.1. Классический подход к образованию электрического тока в электродных системах

1. Широко известно, что для электролитов, как и для проводников первого рода, справедливы законы Ома и Джоуля – Ленца, согласно которым вся энергия постоянного тока целиком превращается в теплоту. Однако, в электролитах, кроме нагревания, наблюдаются ещё и химические действия. Спрашивается: откуда же берется энергия для химического разложения при электролизе? Этой энергией нельзя пренебрегать, она не может быть незаметной, поскольку разложенные вещества, например, хлор и водород при соединении могут привести к взрыву, и при образовании одного грамма соляной кислоты выделяется около 600 калорий (2500 Дж) теплоты.

2. Для устранения этого противоречия Клаузиус предложил перенести молекулярно-кинетическую теорию взрыва газов на электролиты. «Если отдельные молекулы газов находятся постоянно в движении, то и атомы, составляющие молекулу, тоже постоянно движутся». В обычном состоянии атомы связаны друг с другом химическими силами и не могут удалиться из сферы действия взаимных сил, а поэтому составляют целую молекулу. В растворе эти силы ослабляются под воздействием растворителя, составные части молекулы на некоторое время отходят друг от друга и являются уже диссоциированными.

Как правило, эти части заряжены взаимно противоположными зарядами и подпадают под действие внешнего электромагнитного поля. Поэтому начинают двигаться в противоположные стороны, т.е. становятся ионами.

3. Итак, согласно Клаузиусу, «в электролите мы имеем молекулы, частью диссоциированные, и поэтому никакой новой энергии на их разложение более не требуется».

4. Аррениус совершенно из других соображений пришел к такому же выводу. Таким образом, из гипотезы Клаузиуса–Аррениуса можно заключить, что электролиты при той же концентрации имеют большее осмотическое давление, чем не электролиты. Это подтверждается и опытом.

5. Однако заметим, что результаты электрической диссоциации не всегда одинаковы с результатами распада молекулы от других причин, например, хлористый аммоний  $NH_4Cl$  при высокой температуре диссоциирует на  $NH_3$  и  $HCl$ , тогда как в растворе он распадается на  $NH_4$  и  $Cl$ . В приведенном примере  $NH_4$  заряжен положительно и играет роль металла, а  $Cl$  заряжен отрицательно. Пары же  $NH_4Cl$ , диссоциированные на  $NH_3$  и  $HCl$ , электрического тока не проводят, и молекулы  $NH_3$  и  $HCl$  лишены зарядов.

6. Ни Гротгус, ни Клаузиус, ни Аррениус не выявили логическую связь между осмотическим давлением и электропроводностью растворов. Однако кинетические воззрения Клаузиуса, что «все молекулы в растворе постоянно разъединяются на ионы и вновь соединяются», позволили Оствальду открыть закон, который связывает электропроводность и концентрацию раствора.

7. Пусть в данном растворе часть  $a$  всего растворенного вещества диссоциирована. От величины  $a$  будет зависеть как осмотическое давление, так и электропроводность. В то же время коэффициент  $a$  будет зависеть от температуры, от свойств растворителя, а также от количества растворенного вещества.

Для равновесия, т.е. для неизменности состояния раствора, очевидно, необходимо, чтобы ионизация равнялась молизации:

$$P \cdot (1 - a) \cdot n = Q \cdot a^2 \cdot n^2,$$
$$a^2 / (1 - a) = (P / Q) \cdot (1 / n), \quad (52)$$

где  $n$  – число молекул растворенного вещества в каждом кубическом сантиметре раствора;  $a \cdot n$  – число молекул диссоциированного раствора;  $(1 - a) \cdot n$  – молекулы, находящиеся в данный момент в связанном состоянии;  $P$  – коэффициент ионизации;  $Q \cdot a^2 \cdot n^2$  – число молекул молизирующихся (вновь соединяющихся).

Эта формула и выражает закон Оствальда, который связывает коэффициент  $a$  с числом  $n$  молекул растворенного вещества, приходящихся на каждый  $\text{см}^3$  раствора, т.е. с концентрацией раствора отношение  $P/Q$  для данного раствора величина постоянная, однако для разных растворов и разных температуры и давления как  $P$ , так и  $Q$  будут разные. Поэтому закон Оствальда не всегда справедлив для всех случаев. Разногласия теории с опытом характерны для сильно диссоциированных электролитов.

8. Используя законы электролитической диссоциации, Гитторф сделал следующие существенные выводы о движении электрического тока в электролитах под воздействием электрического поля. При прохождении электрического тока через жидкость в ней возникает одновременное, упорядоченное, противоположное движение ионов. Положительные ионы перемещаются по направлению тока к катоду, а отрицательные ионы – по направлению к аноду. Из предположения различных скоростей движения положительных и отрицательных ионов, измеряя концентрацию растворов после электролиза у катода и анода, Гитторф обнаружил, что в соляной кислоте скорость движения иона водорода почти в 5 раз больше скорости движения хлора. опыты Гитторфа позво-

лили определять отношение скоростей отдельных ионов, но не их абсолютные скорости.

9. Развивая учение Гитторфа, Кальрауш показал, что сумму скоростей обоих ионов можно определить по электропроводности электролита. Таким образом, зная отношение между скоростями ионов из опытов Гитторфа, а сумму скоростей из опытов Кальрауша, можно определить и абсолютные скорости ионов. Опыты Кальрауша показали, что скорость какого-нибудь иона при данном напряжении электрического поля не меняется и не зависит от того, с каким другим ионом данный ион находится в растворе. Так Кальрауш еще раз подтверждает гипотезу Аррениуса, что ионы в электролите не связаны друг с другом, а диссоциированы, поскольку скорости движения независимы друг от друга. Он также показал, что плотность тока в электролите выражается через скорости ионов  $U$  и  $V$  и через концентрацию раствора  $\eta$  формулой

$$i = F \cdot a \cdot \eta(U + V), \quad (53)$$

где  $F = 96500$ .

С другой стороны, по закону Ома плотность тока

$$i = k \cdot E, \quad (54)$$

где  $k$  – удельная электропроводность.

Поэтому

$$F \cdot a \cdot \eta(U + V) = k \cdot E. \quad (55)$$

10. Особо обратим внимание на следующие положения дальнейшего исторического развития теории прохождения электрического тока в электролитах:

а) отношение удельной электропроводности к эквивалентной концентрации растворенного тела Кальрауш назвал эквивалентной электропроводностью, т. е.  $k/\eta = \lambda$ ;

б) отношение эквивалентной электропроводности к степени диссоциации  $k/a \cdot h = \lambda/a = \lambda_\infty$  только при бесконечном разряжении, т.е. при  $a = 1$ ;

в) скорости ионов  $U_0$  и  $V_0$  при  $E = 1, B/cm$ , Кальрауш назвал подвижностями ионов, т. е.  $F_{U_0} = F_{V_0} = \lambda_\infty$ . Другими словами, сумма подвижностей обоих ионов равна эквивалентной электропроводности при бесконечном разряжении. Зная  $\lambda_\infty$  и измеряя электропроводность раствора  $\lambda$ , можно определить степень диссоциации  $a = \lambda/\lambda_\infty$ . Что же касается удельной электропроводности, то для её вычисления необходимо знать, сколько грамм-эквивалентов данного тела находится в  $1\text{ см}^3$  раствора, т.е. концентрацию раствора  $\eta$  и степень диссоциации  $a$ . Только в этом случае определяется удельная электропроводность:  $k = a \cdot \eta \cdot \lambda_\infty$ , а удельное сопротивление:  $\rho = 1/k = 1/a \cdot \eta \cdot \lambda_\infty$ . Нетрудно заметить, что эквивалентная электропроводность тем больше, чем слабее раствор. Что же касается удельной электропроводности, которая зависит еще и от произведения  $a \cdot \eta$ , то при разбавлении раствора она достигает некоторого максимума, а затем при еще большем разбавлении уменьшается (так как уменьшается  $\eta$ ). Классическим примером может служить известная зависимость удельной проводимости от концентрации в водном растворе серной кислоты, где максимальная удельная электропроводность достигается для 30%-го раствора серной кислоты в воде, т.е. чистая вода и чистая серная кислота почти не проводят ток;

г) для определения сопротивлений электролитов Кальрауш использовал источник переменного тока, что не равнозначно при использовании источника постоянного тока для тех же электролитов. Однако этот метод используется и по сей день;

д) опыты Кальрауша и Гейдвейлера проводились со специально приготовленной чистой водой и при определенной температуре  $18^\circ\text{C}$ . В этих условиях было показано, что диссоциация воды очень слабая. Однако наряду со слабой диссоциацией собственных молекул вода обладает свойством сильно диссоциировать растворенные в ней тела и образовывать электролиты. Эту особен-

ность, свойственную воде, а затем и другим жидкостям, выявили Нернст и Дж. Томсон;

е) они обратили внимание, что «диссоциирующая сила» различных жидкостей «если и не пропорциональна, то практически идет параллельно с величиной их диэлектрической постоянной». Например, диэлектрическая постоянная бензола  $\epsilon = 2,5$ , эфира  $\epsilon = 4,1$ , алкоголя  $\epsilon = 25$ , муравьиной кислоты  $\epsilon = 62$ , воды  $\epsilon = 81$ . В таком же порядке идут и их диссоциирующие силы. Соляная кислота  $HCl$ , растворенная в воде, – хороший проводник, тогда как в эфире она почти не проводит тока. Анализируя процессы растворимости и диссоциации, М. Фарадей показал, что в электролитах «каждый грамм-эквивалент растворенного вещества несет на себе 96.500 кулонов при напряжении 1В». Таким образом, он доказал, что сила, с которой электромагнитное поле действует на один грамм-эквивалент любого иона, составляет:  $(9650 \cdot 10^8) / 981 \cdot 10^3 = 0,98 \cdot 10^6$ , кг.

Взаимодействие между материей (средой) и электромагнитным полем обуславливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи. Это заключение сделали Эйнштейн и Лауб в своей знаменитой работе, написанной в 1908 году. Поэтому сила, действующая в электромагнитном поле на элемент объема материи, является результирующей пондеромоторных сил, которые действуют в этом поле на все находящиеся в данном элементе объема электрические и магнитные элементарные частицы. В потенциальном электрическом поле проявляются только силы, испытываемые электрическим зарядом, а также силы, испытываемые диполями поляризованного вещества. Произведение этой силы, действующей на элементарный заряд, на расстояние между электродами получается всегда одинаковым и дает энергию, передаваемую заряду, которая остается всегда постоянной и не зависит от расстояния между электродами. Энергия, сообщаемая элементарному заряду, не зависит и от величины силы тока.

Поскольку взаимодействие между любой средой и электромагнитным полем обуславливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи, рассмотрим механизм поведения положительно и отрицательно заряженных частиц в электрическом поле, например, в системе катодной защиты.

**Движение отрицательных ионов в ускоряющемся поле** (рис. 9). Пусть отрицательная электрическая частица под воздействием электрического поля с напряженностью  $E$  начинает двигаться с малой начальной скоростью  $V = 0$  от сооружения (С) к анодному заземлению (А.З.). В этом случае, очевидно, на эту частицу действует постоянная сила поля  $F$ , равная произведению заряда  $e$  на напряженность электрического поля  $E$ :

$$F = e \cdot E = e \frac{V}{d}. \quad (56)$$

Напряжение силы поля  $E$  противоположно направлению поля при отрицательно заряженной частице и, наоборот, по направлению поля при положительно заряженной частице. Под действием этой силы та или иная частица, как это широко известно, получает ускорение, пропорциональное величине силы и обратно пропорциональное массе тела:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} = \frac{eV}{md}, \quad (57)$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $m$  – масса частицы (отрицательной), равная  $9,1 \cdot 10^{-31}$  кг;

$\frac{e}{m} \approx 1,76 \cdot 10^{11}$  Кл/кг – отношение заряда электрона к его массе

Движение отрицательной частицы (например, электрона) в электрическом поле будет ускоряющим, так как направление начальной скорости  $V_0$  совпадает с направлением силы  $F$ .

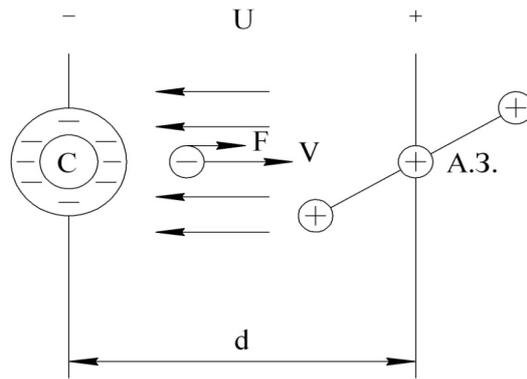


Рис. 9. Отрицательная частица в ускоряющем электрическом поле

Двигаясь равноускоренно, электрон, пройдя путь  $d$ , достигнет положительного электрода  $A.З.$  со скоростью  $V$  и будет обладать кинетической энергией

$$W_k = \frac{mV^2}{2}. \quad (58)$$

При этом работа, совершенная силами поля на пути  $d$ , составляет

$$A = Fd = eEd = eV. \quad (59)$$

Следовательно, энергия электрона равна работе сил поля на пути электрона с разностью ( $U$ ) потенциалов:

$$\frac{mV^2}{2} = eU. \quad (60)$$

Тогда, приняв заряд электрона за единицу при разности потенциалов  $U = 1В$ , получим единицу энергии электрона 1 электрон-Вольт ( $\text{эВ}$ ). Из этого следует, что

$$1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1В = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

**Движение отрицательных ионов в тормозящем поле** (рис. 10). Если отрицательная частица движется с начальной скоростью  $V_0$  от поверхности анодного заземления  $A.З.$  и движется в направлении защищаемого сооружения  $с$ , то сила поля  $F$ , действующая на эту частицу, направлена противоположно полю и, следовательно, противоположна начальной скорости частицы, которая тормозится силой поля и движется равномерно замедленно.

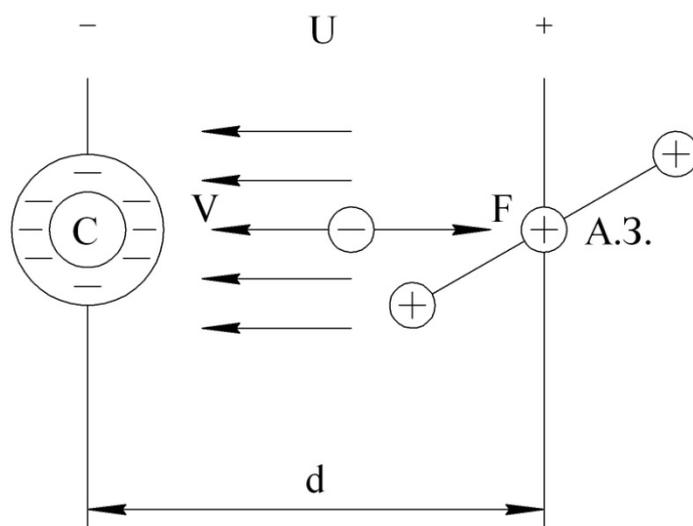


Рис. 10. Отрицательная частица в тормозящем электрическом поле

Кинетическая энергия частицы в начальный момент в тормозящем поле составляет:

$$W_0 = \frac{mV_0^2}{2}. \quad (61)$$

Поскольку энергия отрицательной частицы с момента вылета с поверхности сооружения С сразу же затрачивается на преодоление силы поля, то энергия  $W_0$  уменьшается. Поэтому если начальная энергия частицы  $W_0$  больше энергии, которую надо затратить на ее движение между электродами А.З. и С, т. е.:

$$W_0 > W = eU, \quad (62)$$

то частица, пройдя расстояние  $d$  между электродами, обязательно достигнет катода. И, наоборот, если начальная энергия частицы меньше энергии, которую надо затратить для достижения катода, а именно:

$$W_0 < W = eU, \quad (63)$$

то частица, не достигнув катода, израсходует всю свою энергию и на какой-то момент остановится, затем начнет равноускоренно двигаться в обратном направлении под действием силы поля  $F$ . Частица, движущаяся в ускоряющемся поле, получает от него энергию, затраченную частицей до момента остановки.

**Движение отрицательных ионов в поперечном электрическом поле** (рис. 11). Допустим, отрицательная частица двигается перпендикулярно электрическому полю и попадает в него со скоростью  $V_0$ . В этом случае, как мы уже рассмотрели (рис. 9 и 10), сила поля  $F$ , действующая на электрон, направлена в сторону, противоположную направлению поля. Тогда отрицательная частица движется в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Одно направление по инерции с постоянной скоростью перпендикулярно полю и другое направление под воздействием силы поля равноускоренно противоположно полю. В результате отрицательная частица перемещается по параболе. Когда электрическая частица выйдет за пределы поля, то дальше она движется по инерции равномерно и прямолинейно.

Основываясь на достижениях классической теории прохождения электрического тока в электролитах, можно сделать следующие основополагающие выводы:

1. В электролитах, так же как и в других средах, энергия передается заряженным частицам и преобразуется в тепловую энергию. Не может быть электрического тока без некоторого превращения энергии.

2. Поток энергии в цепи представляет собой сложное явление. Электрическое поле служит посредником, осуществляющим передачу кинетической энергии заряженным частицам во внешней цепи, а внутри источника заряженные частицы движутся против электрической силы, создаваемой зарядами на зажимах. Энергия, передаваемая элементарному заряду одна и та же. В такой цепи почти вся энергия, которую движущиеся заряды получили от электрического поля, превращается в тепловую. Если элементарные заряды не переносятся, то источник энергию не расходует.

3. В электролитах общий электрический ток возникает как результат движения положительных элементарных зарядов, протекающих за секунду (вызывающих электрический ток в направлении их движения), и отрицательных эле-

ментарных зарядов, протекающих за секунду (вызывающих электрический ток в направлении, противоположном их движению). Электрический ток течет во внешней цепи от анода к катоду. В электролите ток идет, наоборот, от катода к аноду, несмотря на электрическое отталкивание этих частиц от зажимов источника. В этом процессе используется химическая энергия (закон Гесса) для насильственного перемещения заряженных частиц к зажимам источника.

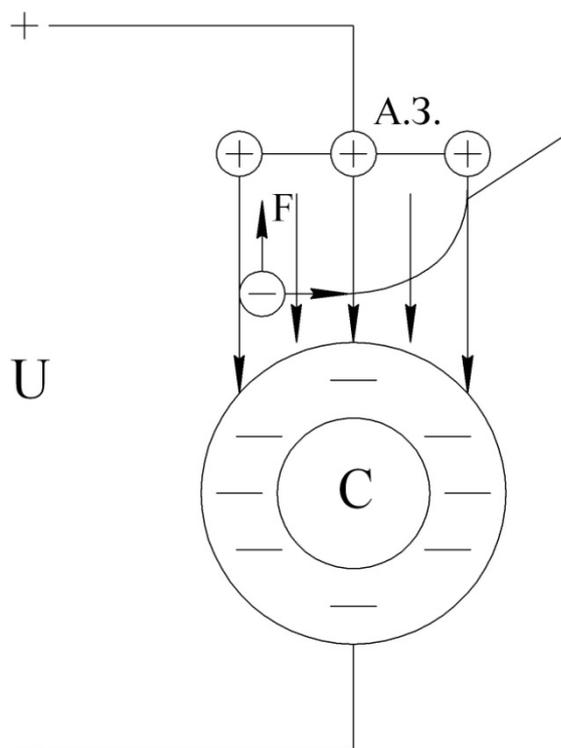


Рис. 11. Отрицательная частица в поперечном электрическом поле

4. Классическая теория дает возможность связать электрические параметры с тепловыми, поскольку кинетическую энергию любого движения любого предмета можно измерить в калориях точно так же, как и в джоулях ( $\frac{1}{2}mV^2 = 1,44 \cdot 10^{-17}$  Дж, а также  $1В = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж на элементарный заряд,  $1А = 6,25 \cdot 10^{18}$  Дж элементарных зарядов в секунду).

5. Однако, несмотря на значительные достижения ученых в развитии теории электрического тока в электролитах, до сегодняшнего дня нет единой ме-

тодологии расчета параметров электрического сопротивления, проводимостей, взаимного влияния положительно и отрицательно заряженных частиц, движущихся в «электролитической ванне» одновременно и противоположно друг другу. В результате неясен механизм взаимодействия электромагнитной энергии источника постоянной или выпрямленной ЭДС с параметрами кажущегося сопротивления, зависящего от изменяющихся диэлектрической и магнитной проницаемостей  $\epsilon$ , джоулевого коэффициента  $R$  и углов преломления  $\varphi_+$  и  $\varphi_-$  потоков, встречно одновременно движущихся положительно и отрицательно заряженных ионов.

Заметим, что помимо положительно и отрицательно заряженных частиц, никакого другого тока в электролитах не образуется. Таким образом, молекулярно-кинетическую схему движения заряженных частиц (ионов) можно представить в виде схемы (рис. 12). Как видим, ток в электролитах обеспечивается одновременным встречным движением положительно и отрицательно заряженных ионов под воздействием постоянно действующего внешнего электромагнитного поля.

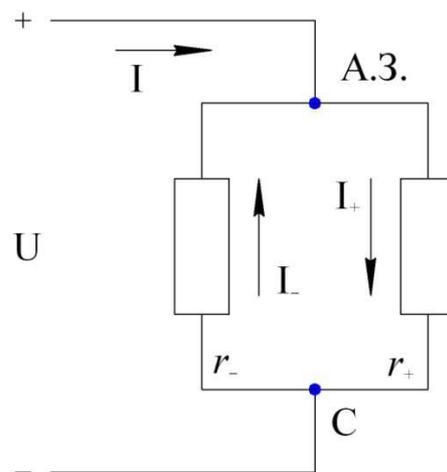


Рис. 12. Молекулярно-кинетическая схема движения ионов в электролите

Из рис. 12 видно, что напряжение  $U$  в электродной системе анод – катод ( $A.3. - C$ ) одно и то же и для сопротивления  $r_+$ , положительно заряженных ио-

нов, и для сопротивления  $r_-$ , отрицательно заряженных. Поскольку в электролите существует одновременное противоположное движение ионов, то молекулярно-кинетические скорости этих движений складываются. Заметим также, что в электродной электрической цепи молекулярно-кинетические и электродинамические процессы происходят под воздействием электродвижущей силы (ЭДС) на электролит и, обратно, электролита на ЭДС. Результатом взаимодействия и является электрический ток. Широко используемое понятие ток делится, ток разветвляется здесь неприемлемо. Ток образуется одновременным противоположным движением заряженных частиц и характеризуется их среднеквадратичной кинетической скоростью.

Направление движения положительно заряженных ионов совпадает с направлением электронного тока. Поэтому ток, образованный движением положительно заряженных ионов, принимаем за электронный ток; ток, измеряемый амперметром,  $- I_+$ . Ток, образованный отрицательно заряженными ионами, обозначим  $I_-$ . Таким образом, амперметр, включенный в электродную электрическую цепь, фиксирует электронный ток. Ваттметр фиксирует суммарную тепловую мощность при изменении энтальпии, которая, в свою очередь, представляется суммой затраченной электромагнитной энергии  $W_{\mathcal{E}}$  (работы) и  $Q$  (теплоты), переданной потоком тепла, образованным суммой кинетических энергий положительно и отрицательно заряженных ионов.

## **5.2. Механизм проводимостей положительно и отрицательно заряженных ионов**

Взаимодействие между материей (средой) и электромагнитным полем обусловливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи. Это заключение сделали Эйнштейн и Лауб в своей знаменитой работе, написанной в 1908 г. [1]. Поэтому сила, дейст-

вующая в электромагнитном поле на элемент объема материи, является результирующей пондеромоторных сил, которые действуют в этом поле на все находящиеся в данном элементе объема электрические и магнитные элементарные частицы. В потенциальном электрическом поле проявляются только силы, воздействующие на электрические заряды, а также силы, воздействующие на диполи поляризованного вещества. Произведение этой силы, действующей на элементарный заряд, на расстояние между электродами получается всегда одинаковым и дает энергию, передаваемую заряду, которая остается всегда постоянной и не зависит от расстояния между электродами. Энергия, сообщаемая элементарному заряду, не зависит и от величины силы тока. Сила, действующая на элементарный заряд, может быть названа Кулоновой ( ${}^c f$ ), и в случае объемно-распределенного заряда она представляется равенством, содержащим только векторы поля:

$${}^c f = E\rho = E\text{div}D, \quad (64)$$

где в общем случае вектор электрической индукции или смещения  $D = \epsilon_0 E + P$ , а в случае линейного диэлектрика  $D = \epsilon_0 \epsilon_r E$  и  $P = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1)E = \epsilon_0 KE$ .

С другой стороны, Кельвин впервые обратил внимание на существование другой силы, действующей на поляризованные напряженные тела в потенциальном поле. Эта сила названа кельвиновой ( ${}^k f$ ). Её отношение к единице объема выражается формулой

$${}^k f = (P_{\nabla})E, \quad (65)$$

$P_{\nabla}$  в Декартовой системе координат

$$P_{\nabla} = P_x \frac{\partial}{\partial x} + P_y \frac{\partial}{\partial y} + P_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Используя идеи Фарадея, Максвелл нашел выражение тензора потенциального поля, дивергенция которого равна общим пондеромоторным силам:

$$E\text{div}D + (P_{\nabla}E = D\text{div}P_{mn}). \quad (66)$$

Раскрывая левую и правую части выражения (66) и применяя операции векторного анализа к векторам электромагнитного поля, Максвелл представил компоненты тензора (потенциального, электрического, безвихревого  $rotE = 0$ ) следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} P_{xx} &= E_x D_x - (\varepsilon_0/2)E^2; \\ P_{xy} &= E_x D_y; P_{xz} = E_x D_z \end{aligned} \right\}$$

или в более общем выражении  $P_{mn} = E_m D_n - (\varepsilon_0/2)E^2 \delta_{mn}$ .

Легко усмотреть при  $rotE = 0$  существование в вихревом поле еще одной силы, определяемой равенством:

$$f = Div P_{mn} = E div D + (P_{\nabla})E - \varepsilon_0 E \cdot rot E.$$

Эта сила названа вихревой ( ${}^B f$ ):

$$({}^B f) = -\varepsilon_0 E \cdot rot E = \varepsilon_0 E \cdot \partial B / \partial t. \quad (67)$$

В самом общем случае тензор натяжений электромагнитного поля можно представить следующей формулой:

$$P_{mn} = E_m D_n - (\varepsilon_0/2)E^2 \delta_{mn} + H_m B_n - (\mu_0/2)H^2 \delta_{mn}. \quad (68)$$

Эта формула верна как для линейных сред, когда  $D = \varepsilon_0 \varepsilon_r E$  и  $B = \mu_0 \mu H$ , так и для общего случая, когда  $D = \varepsilon_0 E + P$  и  $B = \mu_0 H + \mu_0 M$ .

Дивергенция тензора натяжений электромагнитного поля дает соответствующее выражение силы, обусловленное этим полем:

$$f = Div P_{mn} = E div D + (P_{\nabla})E + \mu_0 (M_{\nabla})H - \varepsilon_0 E \cdot rot E - \mu_0 H \cdot rot H. \quad (69)$$

Представляя вихревые составляющие по уравнению Максвелла, К.М. Поливанов показал:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 E \cdot rot E - \mu_0 H \cdot rot H &= \mu_0 \varepsilon_0 E \cdot \partial (M + H) / \partial t - \mu_0 H \cdot (J + dP / \partial t + \varepsilon_0 \partial E / \partial t) = \\ &= (1/c^2) E \cdot \partial M / \partial t - \mu_0 H \cdot (J + dP / \partial t) + (E \cdot \partial H / \partial t) - (H \cdot \partial E / \partial t) / c^2. \end{aligned} \quad (70)$$

Произведя простые преобразования, он представил два последних слагаемых в формуле (70) как производную по времени от вектора Пойнтинга:

$$(E \cdot \partial H / \partial t) - (H \cdot \partial E / \partial t) / c^2 = (1/c^2) \partial (E \cdot H) / \partial t = (\partial \Pi / \partial t) / c^2. \quad (71)$$

Вектор Пойнтинга, деленный на  $c^2$ , представляет собой пространственную плотность импульса  $\Pi/c^2 = tu$  как объемную плотность силы:

$$(\partial\Pi/\partial t)/c^2 = \partial(mu)/\partial t. \quad (72)$$

Представляя плотность потока переноса электромагнитных частиц в системе электрод - грунтовый электролит в виде вектора Пойнтинга, можно выявить закономерность превращения параметров электрического сопротивления под воздействием изменения уровня постоянной или выпрямленной ЭДС. Но прежде чем перейти к выявлению такой закономерности, рассмотрим термодинамические и химические особенности и свойства среды. Введём понятие о диссоциации и рассмотрим драму протолитической теории, а электролитическую среду – в роли токоприёмника.

### ***5.2.1. Понятие о диэлектрической и магнитной проницаемостях и их роль в электродинамических процессах***

Распределение зарядов внутри молекул симметрично, и в обычном состоянии молекула не производит никакого внешнего электрического поля. И только под действием постороннего электрического поля эта симметрия нарушается, и молекула приобретает некоторый электрический момент  $p$ . Электрический момент в единице объема, т.е. поляризация диэлектрика, равна  $n \cdot p$  ( $n$  – число молекул).

Зная величину поляризации, мы можем вычислить и индукцию поля, и диэлектрическую постоянную ( $\varepsilon$ )  $D = E + 4 \cdot \pi \cdot p$ ;  $\varepsilon = 1 + 4 \cdot \pi \cdot K = 1 + 4 \cdot \pi \cdot \frac{n \cdot p}{E}$  ( $K = 0$  – воздух). Тогда при заряде  $e$  и напряжении поля  $E$  сила поля будет  $\bar{e} \cdot E$ , под действием которой электрон смещается со своего положения равновесия на некоторую длину  $x$ , и при небольших смещениях мы можем допустить, что это смещение пропорционально действующей силе:  $\bar{e} \cdot E = b \cdot x$ . Эта сила  $b \cdot x$  и названа квази-упругой силой, по аналогии с явлениями упругости.

По этой теории диэлектрическая постоянная тел с симметричным распределением заряда должна быть тем больше, чем больше число молекул в кубическом сантиметре (т. е. плотность тела), молекула легко ионизируется, и тело хорошо проводит электричество.

Если внешнее электрическое поле ориентирует все молекулы по своему направлению, то тепловое беспорядочное поле сбивает с этого положения. Стало быть, очевидно влияние температуры как на диэлектрическую проницаемость, так и на магнитную. Теоретически обосновал эти явления Ланжевэн, воспользовавшийся формулой Больцмана о распределении молекул, имеющих различную потенциальную энергию.

Легко заметить, что диэлектрическая проницаемость молекул, которые уже обладают некоторым электрическим моментом, должна зависеть от температуры. На основании теории Ланжевэна было доказано, что диэлектрические постоянные газов  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CH_4$  не зависят от температуры, следовательно, молекулы их в обычном состоянии имеют симметричное расположение зарядов и приобретают асимметрию только под действием внешнего электрического поля (например источника катодной защиты). Напротив, молекулы  $NH_3$ ,  $SO_3$ ,  $H_2O$  и различных алкоголей уже обладают электрическим моментом и без действия внешнего поля, поэтому их диэлектрическая постоянная с повышением температуры уменьшается.

Третье предположение (Дебайа), что молекулы обладают некоторым первоначальным электрическим моментом, а, кроме того, еще изменяют этот момент под действием внешнего электрического поля, привело ученого к комбинации двух приведенных выше случаев.

При изучении явления электропроводности газов и электролитов было выяснено, что:

1. Электропроводность обуславливается подвижностью заряженных частиц;

2. Частицы могут быть самого разнообразного состава, и только при разрядах в газах, в катодных лучах, а также в  $\beta$ -лучах отрицательными ионами являются «чистые» электроны;
3. Предполагая, что электропроводность металлов тоже обусловлена «чистыми» электронами, Друде, Рике и Лоренц предложили электронную теорию электропроводности металлов.

По уравнениям кинетической теории газов впервые стало возможным подсчитать эффективную скорость движения электронов в металле. Для водорода при температуре  $0^\circ\text{C}$  получена скорость, равная  $1800\text{ м/с}$ , а поскольку масса электрона почти в  $4000$  раз меньше массы молекулы водорода  $\text{H}_2$ , то скорость движения электронов при тех же условиях будет в  $\sqrt{4000} \approx 63$  раза больше, т.е. более  $100\text{ км/с}$ . Под действием электрического поля к этому беспорядочному движению электронов прибавится движение, направленное в одну сторону против направления тока, потому что электроны несут на себе отрицательный заряд. Если в каждом  $\text{см}^3$  металла находится  $n$  электронов и это добавочное движение будет происходить с некоторой средней скоростью  $v$ , то в проводнике появится ток, плотность которого  $i = n \cdot \bar{e} \cdot v$ . Вполне очевидно, что движение электрона не будет равномерным, поскольку на него действует электрическое поле с силой  $\bar{e} \cdot E$ . Электрон должен двигаться с ускорением  $a = \frac{\bar{e} \cdot E}{m}$  ( $m$  – масса электрона).

Магнитная проницаемость ( $\mu$ ) играет ту же самую роль в магнетизме, что диэлектрическая проницаемость в электричестве. Если диэлектрическая проницаемость определяется формулой  $\epsilon = 1 + 4 \cdot \pi \cdot K$ , то магнитная проницаемость – формулой  $\mu = 1 + 4 \cdot \pi \cdot K'$  ( $K$  – коэффициент электрической поляризации,  $K'$  – коэффициент магнитной поляризации или магнитной восприимчивости).

При электрической поляризации на границах диэлектриков появляются так называемые фиктивные заряды. При этом всякий такой диэлектрик в воздухе или пустоте притягивается магнитом. Между тем в природе существуют тела, которые отталкиваются от магнита. Так, например, между железом, никелем, кобальтом и магнитом возникают силы притяжения, а между цинком, висмутом и магнитом возникают силы отталкивания как от северного, так и от южного полюсов магнита (М. Фарадей назвал тела, которые притягиваются магнитом, парамагнетиками, а тела, которые отталкиваются магнитом – диамагнетиками). Для парамагнитных тел магнитная проницаемость больше единицы, а для диамагнитных тел – меньше единицы, для ферромагнитных тел магнитная проницаемость значительно больше единицы и равна примерно  $10^5-10^6$ . Во всяком случае, коэффициент проницаемости является существенной положительной величиной.

Из рассмотрения понятия электрической проницаемости как основного компонента электрического поля и магнитной проницаемости как основного компонента магнитного поля можно заключить, что в условиях воздействия внешнего электрического поля на границах разных диэлектриков или металлов и различных сред между ними могут возникать как силы притяжения, так и силы отталкивания. По гипотезе Гельмгольца (1879), разность потенциалов получается оттого, что «молекулы различных тел с различной силой притягивают к себе электроны. То тело, молекулы которого притягивают к себе электроны с большей силой, отнимет электроны от соседнего тела и зарядится отрицательно; другое же тело, лишившись электронов, окажется заряженным положительно». Таким образом, на границе двух тел получается тонкий слой, одна сторона которого заряжена отрицательно, а другая положительно. Точно такой же двойной слой получается при соприкосновении, например, двух изоляторов. Однако в этом случае электроны от одного тела к другому перейти не могут, тем не менее молекулы разных тел повернутся друг к другу и будут стремиться

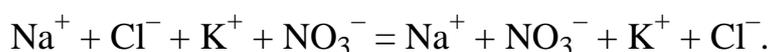
поставить их электрические моменты параллельно (как взаимодействуют две магнитные стрелки). Гипотезой Гельмгольца объясняются следующие явления: **электроосмос**; **катафорез**, а также **диафрагменные токи Квинке** (1859) и **электризация при трении изоляторов** друг о друга.

**Электроосмос.** Поверхность воды с внутренними стенками пор образует двойной поверхностный слой электричества, при этом поверхность воды заряжается положительно и вода проталкивается в направлении электрического тока. **Катафорез.** Мелкие частички пыли, взвешенные в воде, даже если они и не заряжены, движутся в направлении, противоположном электрическому полю. В этом случае опять образуется двойной электрический слой, причем частички пыли заряжаются отрицательно. **Диафрагменные токи Квинке.** При протекании воды получают электрические токи в направлении движения воды, аналогичные явления наблюдаются и при протекании других жидкостей, однако, например, для терпентина и бензола поверхности этих жидкостей заряжаются, в отличие от воды, отрицательно. И, наконец, **электризацию при трении изоляторов** до некоторой степени можно качественно объяснить образованием двойного слоя. Однако количественной теории этих явлений применительно системы катодной защиты до сих пор нет. Нами впервые делается попытка дать количественную оценку на базе электродинамической модели.

Однако прежде чем приступить к решению этой задачи, сначала рассмотрим аналогию протолитических реакций и реакций окисления-восстановления, пропорциональность диссоциирующих сил и диэлектрической постоянной. Рассмотрим электролитическую среду в роли электротехнического токоприемника в замкнутой системе, укажем на существенные недостатки ныне существующих моделей электромагнитных явлений, тем самым в какой-то степени возмещая возможные промахи в описании современных представлений по некоторым затронутым вопросам.

**5.2.2. Аналогия протолитических реакций и реакций окисления – восстановления, пропорциональность диссоциирующих сил и диэлектрической постоянной, электролитическая среда в роли токоприемника**

Согласно классической физической химии необходимым условием течения реакции обмена в растворах электролитов является удаление из раствора среды каких-либо ионов вследствие или трудной растворимости, или летучести, или малой степени диссипации одного из образующихся при реакции веществ. Действительно, если составим ионное уравнение реакции, например хлористого натрия и азотнокислого калия, то получим:



Аналогичные явления наблюдаются и при взаимодействии сильных оснований с солями слабых оснований. Эти реакции имеют, очевидно, много общего с реакцией нейтрализации, так как в результате их течения кислотные и щелочные свойства растворов ослабевают и даже вовсе исчезают. При этом в значительной степени изменяется и электропроводность среды (электролита). Между тем наличие этого сходства совершенно не выявляется теорией электролитической диссоциации, согласно которой нейтрализация рассматривается исключительно как процесс соединения ионов  $\text{H}^+$  с ионами  $\text{OH}^-$ , приводящий к образованию недиссоциированных молекул  $\text{H}_2\text{O}$ . Такое понимание процесса нейтрализации является слишком узким, поскольку оно применимо только к водным растворам и непригодно для растворов других растворителей. Например,  $\text{NH}_4\text{Cl}$  в водных растворах типичная соль, а в жидком аммиаке – сильная кислота и имеет все типичные свойства кислот, вплоть до возможности растворять металлы с выделением  $\text{H}_2$ , хотя ионов  $\text{H}^+$  в этом растворе быть не может. Поэтому были предложены другие теории, среди которых наибольшее распространение получила протолитическая теория, выдвинутая в 1923 году Брентедом и Лаури.

Протолитическая теория значительно расширяет понятия веществ (сред), например таких, как «кислота», «основание», веществ, обладающих одновременно свойствами кислот и оснований – амфитропными и т. д. Эта теория устанавливает аналогию между протолитическими реакциями и реакциями окисления-восстановления. Она позволяет предвидеть поведение различных веществ не только в водных, но и в не водных растворах. Протолитическая теория не нашла широкого распространения, поскольку ее последовательное проведение потребовало бы перестройку существующих электрохимических воззрений. Однако в теорию электролитической диссоциации были введены дополнительные понятия: «активность», «коэффициент активности», «приведенная активность» и т. д., с помощью которых и удалось разрешить возникающие известные в теории электролитической диссоциации противоречия при протекании электрического тока в слабых и сильных электролитах. Было замечено, что при нейтрализации любой сильной кислоты любым сильным основанием на каждый моль образующейся воды выделяется около 57,6 кДж теплоты. Это говорит о том, что подобные реакции сводятся к одному процессу, т. е. нейтрализация любой сильной кислоты любым сильным основанием сопровождается одним и тем же тепловым эффектом. Однако при нейтрализации сильной кислоты слабым основанием, слабой кислоты сильным или слабым основанием тепловые эффекты различны.

Не смешивая растворимость с диссоциацией, приведем еще один пример, позволяющий рассматривать электродную систему катодной защиты под углом зрения распространения электромагнитного поля в замкнутой системе, в которой, кроме электрических сил источника катодной защиты, действуют электрические силы гальванического элемента, образованного защищаемым сооружением и анодным заземлением в соответствующей среде.

Нернст и Дж. Томсон обратили внимание, что диссоциирующая сила различных жидкостей практически пропорциональна величине их диэлектрической постоянной. Диэлектрическая постоянная бензола  $\epsilon = 2,5$ , эфира  $\epsilon = 4,1$ ,

алкоголя  $\epsilon = 25$ , муравьиной кислоты  $\epsilon = 62$ , воды  $\epsilon = 81$ , и в таком же порядке идут их диссоциирующие силы. Соляная кислота  $\text{HCl}$ , растворенная в воде, – хороший проводник, тогда как в эфире она почти не проводит электрический ток. Между положительными и отрицательными ионами в электролите существуют электрические взаимодействия. Мы знаем, что эти электрические силы обратно пропорциональны диэлектрической постоянной той среды, в которую погружены взаимодействующие тела. Нечто подобное, очевидно, будет происходить и с ионами при нахождении их в растворителе. Они будут тем слабее взаимодействовать, чем больше диэлектрическая постоянная растворителя. Заметим также, что скорости ионов малы, а силы, действующие на них, громадны. Каждый грамм-эквивалент несет на себе 96 500 кулонов, или 9650 абсолютных электромагнитных единиц электричества. При напряжении электрического поля  $E \cdot 10^8$  В/м мы получим силу, с которой поле действует на один грамм-эквивалент иона:  $9650 \cdot 10^8 \text{ дин} = \frac{9650 \cdot 10^8}{981 \cdot 10^3} = 0,98 \cdot 10^6 \text{ кг}$ . Этот пример показывает, как велико трение ионов в растворе.

Поскольку электропроводность электролитов зависит, с одной стороны, от концентрации ионов и, с другой стороны, от трения ионов, то при изменении температуры оба эти фактора также изменяются, и весьма разнообразно. Трение с повышением температуры уменьшается, коэффициент диссоциации, зависящий от концентраций ионов, в большинстве случаев увеличивается. От обеих причин электропроводность увеличивается приблизительно на 2,5 % на каждый градус изменения температуры.

В заключение заметим, что средние скорости ионов составляют всего несколько сантиметров в час, в то время как скорость электромагнитного поля сравнима со скоростью света в вакууме и составляет примерно 300 000 км/с. В общем случае ионы движутся с разнообразными скоростями. При своем движении они сталкиваются с другими ионами, с молекулами, т.е. они движутся подобно тому, как движутся молекулы газа, по кинетической теории. В электри-

ческом поле к этому беспорядочному движению прибавляется еще одностороннее упорядоченное движение. При этом скорости движения положительно и отрицательно заряженных ионов могут быть различны. Аналогичные различия наблюдаются между скоростью звука в воздухе, скоростью движения самого воздуха и скоростью движения его молекул.

Очевидно, поэтому в теории электричества и магнетизма среда занимает особое положение. Среда, обладающая электрическими и магнитными свойствами, описывается феноменологическими общеизвестными уравнениями:

$$\begin{aligned} \rho_{эл} &\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 0 - \text{электрически нейтральная} \\ \rho_{эл}(r) - \text{электрически заряженная} \end{array} \right\} \\ j &\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 0 - \text{изолятор} \\ G \cdot E - \text{омический проводник} \\ j(E) - \text{неомический проводник} \end{array} \right\} \\ D = \varepsilon \cdot E + P &\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E - \text{диэлектрик} \\ D(E) - \text{сегнетоэлектрическая} \end{array} \right\} \\ B = \mu_0 \cdot (H + M) &\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \mu \cdot \mu_0 \cdot H - \text{парамагнитная} \\ B(H) - \text{ферромагнитная} \end{array} \right\} \end{aligned}$$

Для вакуума уравнения Максвелла представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= -\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} E; \\ \operatorname{rot} E &= -\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} H; \\ \operatorname{div} E &= 0; \\ \operatorname{div} H &= 0 \end{aligned}$$

и дополняются понятиями вакуума  $\rho_{эл} = 0$ ,  $j = 0$ ,  $D = \varepsilon_0 \cdot E$  и, наконец, из теории распространения электромагнитной энергии  $\varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot c^2 = 1$ .

Таким образом, согласно существующим представлениям, любое вещество, тело, среда характеризуется одним и тем же или одновременно несколькими

электрическими параметрами, отражающими их свойства при воздействии на них электромагнитной энергией:

$$\text{резистивным параметром } r = \frac{U(t)}{I(t)};$$

$$\text{индуктивным параметром } L = \frac{U(t)}{I(t)} \frac{\partial}{\partial t};$$

$$\text{емкостным параметром } C = \frac{I(t)}{U(t)} \frac{\partial}{\partial t}.$$

Эти параметры и характеризуют свойства веществ поглощать, отражать и преобразовывать энергию в другие ее виды. Так, параметр  $r$  обладает свойством преобразовывать электромагнитную энергию в тепловую; параметр  $C$  обладает свойством накапливать электрические заряды (изменять концентрацию); параметр  $L$  обладает свойством создавать собственное магнитное поле. Эти представления о параметрах, характеризующих различные свойства при протекании электрического тока, полностью подтверждаются опытом для замкнутых систем. Поэтому электромагнитную среду катодной защиты можно рассматривать в качестве токоприемника в цепи с внешним источником выпрямленного или постоянного тока, а в качестве «инструмента» для изучения системы можно плодотворно использовать максвелловскую модель электромагнитных явлений, дополнив отдельные моменты понятиями частицы Планка.

### **5.3. Выявление закономерности изменяющихся параметров сопротивления в зависимости от $\epsilon\mu$ в электродной системе**

Известно, что поток электромагнитной энергии  $\Phi$  через некоторую поверхность  $S$  постоянного тока определяется с помощью интегрирования вектора Пойнтинга  $\Pi = [E H]$ :

$$\Phi = \int_S \Pi \cdot dS = E \cdot j \cdot V,$$

где  $E \cdot i = \rho \cdot j^2$  – количество тепла, выделяющееся в единицу времени в единице объема проводника, учитывающего релятивистский подход и инвариантность заряда.

Следовательно, это равенство указывает на то, что энергия, выделяющаяся в виде Ленц–Джоулева тепла, поступает в электролит через поверхность объема, окружающую электроды, в виде энергии электромагнитного поля. И, очевидно, векторы токов электромагнитной энергии в трех измерениях могут быть представлены векторами, проекции которых на оси X, Y и Z будут равны этим векторам (рис. 13).

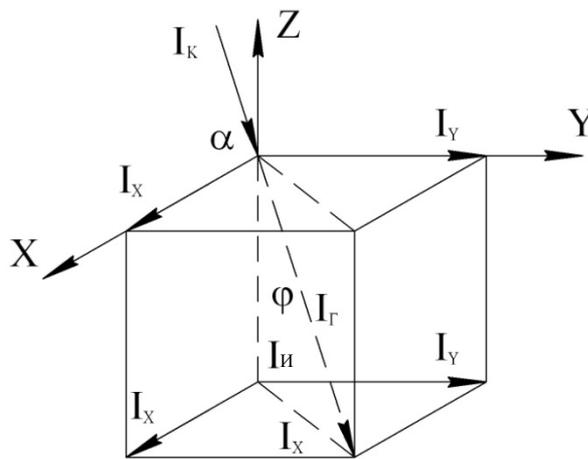


Рис. 13. Вектор Пойнтинга, характеризующий изменение энергии внутри объема

В соответствии с рис. 13

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}. \quad (73)$$

Выразим угол преломления из треугольника через электрические параметры системы:

$$\frac{I_H}{I_\Gamma} = \cos \varphi. \quad (74)$$

С другой стороны,

$$\cos \varphi = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi}. \quad (75)$$

Решая совместно уравнения (73) и (75), находим:

$$\frac{\sin\alpha}{\sqrt{1-\cos^2}} = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}. \quad (76)$$

Откуда

$$1 - \cos^2\varphi = \frac{\sin^2\alpha}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}} \quad \text{или} \quad \cos\varphi = \sqrt{1 - \frac{\sin^2\alpha}{\varepsilon \cdot \mu}}.$$

Из равенства (74) и выражения (76) запишем, что

$$\frac{I_H}{I_\Gamma} = \cos\varphi = \sqrt{1 - \frac{\sin^2\alpha}{\varepsilon \cdot \mu}}. \quad (77)$$

Выразим активную мощность системы через параметр тока источника и активное сопротивление системы:

$$P = I_H^2 \cdot R, \quad (78)$$

а так как  $I_H = I_\Gamma \cdot \cos\varphi$ , то с учетом (78)

$$P = I_\Gamma^2 \cos^2\varphi \cdot R. \quad (79)$$

Из формулы (79) найдем

$$I_\Gamma = \sqrt{\frac{P}{\cos^2\varphi \cdot R}}. \quad (80)$$

Подставляя в  $\cos^2\alpha$  его значение из формулы (77), получаем:

$$I_\Gamma = \sqrt{\frac{P}{[1 - \sin^2\alpha/(\varepsilon \cdot \mu)] \cdot R}}. \quad (81)$$

Электрическое напряжение  $U_\Gamma$ , действующее в цепи системы, разделим на левую и правую части выражения (81):

$$\frac{U_\Gamma}{I_\Gamma} = U_\Gamma / \sqrt{\frac{P}{[1 - \sin^2\alpha/(\varepsilon \cdot \mu)] \cdot R}}. \quad (82)$$

Принимая  $\frac{U_\Gamma}{I_\Gamma} = Z$ , преобразуем выражение (82):

$$Z = \sqrt{\frac{U_\Gamma^2 \cdot R \cdot [1 - \sin^2\alpha/(\varepsilon \cdot \mu)]}{P}}. \quad (83)$$

Тогда, учитывая, что  $\frac{P}{U^2} = g$ , преобразуем (83):

$$Z = \sqrt{[\varepsilon \cdot \mu - \sin^2 \alpha / (g \cdot \varepsilon \cdot \mu)] \cdot R}. \quad (84)$$

Это уравнение устанавливает связь параметра  $Z$  и параметра  $R$  сопротивления электродной цепи [8].

Полученное нами уравнение (84) представляет собой основное соотношение изменяющихся электрических параметров сопротивления и электродной цепи под воздействием источника энергии в зависимости от диэлектрической и магнитной проницаемостей среды.

Если теперь для различных режимов источника (фиксированных напряжений от  $U_{\min}$  до  $U_{\text{nom}}$ ) будем определять ток и активную мощность, то можно обнаружить, что ситуация здесь аналогична хорошо известному случаю эмиссии. Выходя из металла, квазичастица преодолевает потенциальный барьер, совершая при этом «работу выхода».

Квазичастица ведет себя как электронный газ, частицы которого имеют различные скорости. Не каждая квазичастица, преодолевшая потенциальный барьер, может быть зафиксирована в виде  $\sim \frac{dg}{dt}$  (здесь ширина энергетической зоны зафиксированной квазичастицы значительно меньше всех других энергий и может рассматриваться как волна флуктуации массы, как квант энергии). Однако с ростом напряжения частота фиксации растет. Поэтому если определять сопротивление, используя обычные формулы для квазистационарных процессов  $R \sim \frac{U}{I}$ , то параметр  $R$  с увеличением  $Z$  практически не изменяется, при этом остается меньше аналогично изменяющегося параметра, определяемого исходя из активной мощности  $R \sim \frac{P}{I^2}$ . Из приведенных выше простых соображений следует, таким образом, весьма важный вывод о преобразовании элек-

трических параметров сопротивлений постоянному току. Эти преобразования таковы, что их значения находятся в интервале

$$\underline{R} \geq \underline{Z}, \underline{Z} \geq \tilde{R},$$

где  $\underline{R}, \tilde{R}$  – коэффициенты квадрата тока джоулевского тепла за единицу времени соответственно при постоянной и переменной ЭДС;  $Z$  – входное сопротивление, зависящее от изменяющихся параметров ЭДС,  $\gamma, \mu, \varepsilon$ , и определяется в

виде  $Z \sim \frac{U_{II}}{I_{I}}$ .

#### **5.4. Основы методологии и расчета проводимостей в грунтовых и водных средах**

В 1844 г. член Петербургской академии наук Э. Х. Ленц экспериментальным путем выявил зависимость  $Q = I^2 rt$  для постоянного тока в металлическом проводнике. (Одновременно с Э. Х. Ленцем английский ученый Джоуль сформулировал закон, который в настоящее время называется законом Джоуля – Ленца).

Для поддержания постоянного тока в электрической цепи необходимо, чтобы действовали электродвижущие силы неэлектростатического происхождения.

Затрата электромагнитной энергии, выделяющейся в форме джоулевой теплоты, компенсируется работой этих электродвижущих сил. Таким образом, «факт существования постоянных токов приводит нас к выводу, напоминающему теорему Ирншоу, в которой введение подобных сил вызывалось необходимостью учесть возможность устойчивого равновесия системы электрических зарядов» [5].

Поэтому мы можем, очевидно, допустить, что на электрические заряды в проводниках может действовать поле сил неэлектростатического происхожде-

ния, которые называются сторонними ( $\mathbf{E}_{\text{стор}}$ ) и которые вызывают существование постоянного тока [6]. В соответствии с этим, если под действием электростатического поля  $\mathbf{E}$  в металлическом проводнике возникает ток плотностью  $\mathbf{j} = \lambda \cdot \mathbf{E}$ , то под совокупным действием поля  $\mathbf{E}$  и поля сторонних сил  $\mathbf{E}_{\text{стор}}$  должен возникать ток плотности  $\mathbf{j} = \lambda(\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{стор}})$ .

Это выражение представляет собой дифференциальную форму обобщенного закона Ома (т.е. при наличии в электрической цепи сторонних ЭДС). Из второго закона Кирхгофа следует, что в любом замкнутом контуре алгебраическая сумма произведений тока  $i_{\text{стор}}$  на сопротивления  $R_{\text{стор}}$  составляет  $\sum i_{\text{стор}} R_{\text{стор}} = \sum E_{\text{стор}}$ .

Поэтому существование сторонних сил должно быть также учтено, поскольку в химически и физически неоднородном проводнике условие электростатического равновесия сводится не к равенству нулю напряженности  $\mathbf{E}$  электростатического поля внутри проводника, а к равенству

$$\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{стор}} = 0 \quad \text{или} \quad \mathbf{E} = -\mathbf{E}_{\text{стор}},$$

ибо только в этом случае не будет тока в проводнике.

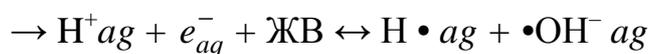
Разделяя все проводники на два класса, отметим, что при изучении токов в металлических проводниках можно не принимать во внимание контактные ЭДС между проводниками, так как сумма этих ЭДС в замкнутой цепи всегда равна нулю [5]. Теплота Томсона и теплота Пельтье являются линейными функциями тока и изменяют знак при изменении направления тока, при этом в практических условиях они составляют незначительную долю теплоты Джоуля, которой также можно пренебречь. Если же в электрическую цепь входят проводники-электролиты, то сумма контактных ЭДС будет отличаться от нуля и в цепи возникнет электрический ток. Как видим, различие проводников-металлов и электролитов сводится к тому, что при прохождении тока в цепи металличе-

ских проводников общая работа контактных ЭДС равна нулю, а при наличии проводников-электролитов – отлична от нуля. В случае электролитов работа контактных ЭДС совершается за счет химической энергии электролитов, прохождение токов по которым всегда сопровождается химическими реакциями в них.

Эта реакция связана с выделением химической энергии, часть которой выделяется в форме теплоты, а часть затрачивается на поддержание тока в цепи, которая помимо нагревания затрачивается на обратную химическую реакцию, сопровождающуюся поглощением энергии. Химические реакции, сопровождающие прохождение тока через электролиты, обусловлены тем, что перенос тока в электролиты осуществляется одновременным противопололярным движением ионов, т.е. заряженных атомов или групп атомов, тогда как носителями токов в металлах служат не ионы, а «свободные электроны» [3].

В отличие от металлов, под действием внешнего электромагнитного поля жидкая вода (ЖВ) проявляет свойства как полимерной структурированной системы, обладающей температурными зависимостями, характерными как для твердой воды (ТТ), так и для ЖВ. Так, И.Б. Рабинович указывал, что при плавлении льда не образуется заметных количеств мономерных молекул воды, а ассоциаты подобны льду. При повышении температуры они становятся мельче, но плотнее (ТТ, «как лед»). При электродинамических воздействиях продуктами разложения ЖВ в неравновесных условиях являются  $H_2$  и  $H_2O_2$ . Наиболее эффективные воздействия (от 2 до 60°C, как на ТТ, выше нет) оказывают фазовые превращения «лёд – ЖВ». В элементарных актах распада, как указывает Г.А. Домрачев, должны образовываться гидратированные атомы  $H \bullet_{ag}$  и радикалы  $\bullet OH_{ag}$ , которые являются дефектными, и аналогично телам их можно отнести к n- и p-типу дефектов. Возможность легкой ионизации n-дефектных ассоциатов  $H \bullet_{ag} \rightarrow H^+ \bullet_{ag} + e_{aq}^-$  и образование гидратированного электрона и гид-

ратированного протона при незначительных энергетических воздействиях приводят к фундаментальным выводам. В электролитической «ванне» катодной защиты под ее влиянием гидратированный электрон вступает в обратимую реакцию с ЖВ:



и, как следствие, изменяется ионное произведение воды, проводимости системы, количества элементарных зарядов, движущихся как в одном направлении (отрицательных), так и в другом (положительных), являющихся мерой переноса заряда (тока в «ванне»).

Различие образования электрического тока в проводниках и электролитах привело к разнообразию подходов к решению вопроса о механизме проводимостей электролитов вообще и в грунтовых и в водных средах в частности.

В электрохимической литературе [13] принимается допущение наличия поляризационного сопротивления при условии соблюдения закона Ома в электролитах

$$I = \frac{U_{K(обр)} - U_{A(обр)}}{R+P},$$

где  $P$  – поляризационное сопротивление.

В феноменологической теории электричества и магнетизма параметры среды  $\epsilon$ , усредненные во временном смысле, принимаются за действительные некомплексные числа, хотя они ими не являются [7]. Таким образом, оба подхода не могут быть использованы для объяснения механизма проводимости электрического тока в электролитах.

Электрохимический подход входит в противоречие с основами практической электродинамики, поскольку не раскрывает роль поляризационного сопротивления в образовании джоулевой теплоты. В электродинамике существует вполне установившееся понятие свойств электрических сопротивлений

$R_{ом}; r_a; x_L; x_C$  и  $Z$ . В связи с этим возникает вопрос – каким свойством обладает поляризационное сопротивление  $P$ :  $R_{ом}$  или  $r_a$ , а может быть, свойствами  $Z$  или  $x_L - x_C$ , поскольку  $\mu = L/L_0$ ,  $\varepsilon = C/C_0$ ?

При втором подходе к механизму проводимости в электролитах, когда при взаимодействии электромагнитного поля с веществом протекают быстротекущие во времени процессы, которые зависят от концентрации частиц и сопровождаются изменениями проводимости, плотности тока, образования двойного слоя и т.д., ошибочно принимать  $\varepsilon\mu$  усредненными во временном смысле в электролитах, как и в металлических проводниках.

При квантовом подходе, который широко используется в электродинамике, осуществляется квантование не только вещества, но и самого электромагнитного излучения и преломления энергии. Отметим также, что законы в микромире хотя и носят квантовый характер, однако практические способы наблюдения и измерения чрезвычайно грубы, чтобы с их помощью можно было обнаружить существование отдельных частиц электричества. Наименьшие электрические заряды, доступные измерению, содержат в себе многие миллионы и миллиарды частиц, отделенных между собой ничтожными расстояниями. Поэтому при макроскопическом изучении электромагнитных явлений, доступном измерению, мы можем не учитывать атомистического строения электричества и пользоваться представлениями «объемных зарядов», и это не будет ошибкой.

Для выявления механизма проводимостей в грунтовых и водных средах автор принял за основу следующие хорошо известные положения теории.

1. «Взаимодействие между электромагнитной энергией и средой  $\varepsilon\mu$  обусловливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи» (Эйнштейн, Лауб).

2. В грунтовых и водных средах помимо положительно и отрицательно заряженных частиц никакого другого тока не образуется. Реально существует только два движения частиц (анионов и катионов). [1, 2]

3. Плотность переноса потоков электромагнитных положительно и отрицательно заряженных частиц представляется в виде вектора Пойнтинга [6].

4. Взаимодействие общего электромагнитного потока с веществом отождествляется с законом распространения света, т.е. с законами Снеллиуса и Максвелла:  $\sin \alpha / \sin \varphi = \sqrt{\epsilon\mu}$ .

Представление плотности тока переноса электромагнитной энергии в рассматриваемой системе «анод–катод» в виде потока Пойнтинга позволило установить соотношение (85) изменения параметров сопротивлений в электрической цепи с учетом влияния сторонних ЭДС и изменения уровня постоянной или выпрямленной ЭДС [8]:

$$Z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2\alpha}{q\epsilon\mu}} \cdot R, \quad (85)$$

где  $Z$  – кажущееся сопротивление, Ом;  $R$  – омическое сопротивление, Ом;  $q$  – общая проводимость положительно и отрицательно заряженных ионов в электрической цепи;  $\frac{\sin\alpha}{\sin\varphi} = \sqrt{\epsilon\mu}$  – соответственно угол падения  $\alpha$  и угол преломления  $\varphi$  потока электромагнитной энергии для данной среды.

Анализируя выражение (85), отметим, что  $\sin\alpha$  может изменяться в самом общем случае от нуля до единицы. Поэтому выражение (3) при  $\sin^2\alpha = 0$  перепишем в виде

$$Z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2\alpha}{q\epsilon\mu}} R = \sqrt{\frac{R}{q}}. \quad (86)$$

В этом случае электромагнитная энергия поглощается как свет абсолютно черным телом. Показатель преломления при этом равен единице  $K_{II} = \sqrt{\epsilon\mu} = 1$ .

Кажущееся сопротивление  $Z$  для любых других значений углов можно определить через угол  $\varphi$ , преобразовав формулу (86), получим

$$Z = \sqrt{\frac{\varepsilon\mu - \sin^2\alpha}{q\varepsilon\mu}} R = \sqrt{\frac{R}{q} \left(1 - \frac{\sin^2\alpha}{\varepsilon\mu}\right)}, \quad (87)$$

где  $\sin^2\alpha = \varepsilon\mu \cdot \sin^2\varphi$ .

Подставляя значение  $\sin^2\alpha$  в формулу (87), получим:

$$Z = \sqrt{\frac{R}{q}} \cos\varphi. \quad (88)$$

Выявленная нами закономерность (88) представляет собой основное соотношение изменяющихся электрических параметров сопротивлений в электродной цепи под воздействием источника постоянной или выпрямленной ЭДС в зависимости от угла преломления суммарного потока положительно и отрицательно заряженных ионов. Поскольку в электрической цепи существует два противоположных движения ионов, то можно предположить, что скорости, проводимости, углы  $\varphi$  для этих движений будут отличаться между собой и изменяться под воздействием уровня приложенной ЭДС постоянного или выпрямленного тока. Обозначим  $\varphi_+$  угол преломления положительно заряженных ионов, а отрицательно заряженных –  $\varphi_-$ .

Соответственно обозначим их проводимости  $q_+$  и  $q_-$ . Тогда кажущееся сопротивление для положительного движения ионов будет определяться формулой

$$Z = \sqrt{\frac{R}{q_+}} \cdot \cos\varphi_+, \text{ а отрицательного } Z = \sqrt{\frac{R}{q_-}} \cdot \cos\varphi_-. \quad (89)$$

Приняв электронный ток равным ионному, направленному от анода к катоду, легко рассчитать полный ток, который является мерой переноса общего заряда, представляющего собой сумму зарядов положительно и отрицательно заряженных ионов. При этом можно проследить изменение энтальпии энергии, которая определяется суммой затраченной электромагнитной энергии  $W_э$  работы и  $Q$  теплоты и не зависит от соотношения  $W_э$  и  $Q$ .

Полная мощность, подведенная к электролитическому токоприемнику, составит

$$P = W_3 + Q = W_3 + I_-^2 r_-, \quad (90)$$

где  $W_3$  – электромагнитная энергия, затраченная на преобразование химической энергии ( $I_+^2 r_+$ );  $I_-^2 r_-$  – мощность, преобразованная в форме теплоты;  $I_+$  и  $I_-$  – соответственно электронный и ионный токи;  $r_+$  и  $r_-$  – сопротивления, соответствующие токам.

Мощности для положительно и отрицательно заряженных ионов распределяются между собой следующим образом:  $P_+ = I_+^2 r_+$ ;  $P_- = I_-^2 r_-$  – и составят

сумму в системе  $P_+ + P_- = P$  или  $P = \frac{U^2}{r_+} + \frac{U^2}{r_-}$ ;  $P = U^2 q$ .

Полная сила тока, являющаяся мерой переноса суммарного заряда положительно и отрицательно заряженных ионов, доступна измерению и легко определяется из формулы

$$I = P/U \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,25 \cdot 10^{18}, \quad (91)$$

поскольку кинетическую энергию движений положительно и отрицательно заряженных ионов, как и движения любого предмета, можно измерить в калориях, а также и в джоулях (исходя из закона Фарадея  $1В = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж/элемент. заряд;  $1А = 6,25 \cdot 10^{18}$  элем. заряд/с).

Ионный ток от катода к аноду ( $I_-$ ) определяется разностью полной силы тока ( $I$ ) и тока от анода к катоду, который мы приняли за электронный ток и который измеряется амперметром:  $I - I_+ = I_-$ .

По данным  $I_+$ ,  $I_-$ ,  $r_+$ ,  $r_-$  можно проследить процесс изменения падений напряжений под воздействием ионного и электронного токов в отдельности и установить закон изменения напряжения на зажимах электролита ( $U$ ) (как, например, на зажимах реальной катушки).

$$U = I_+ r_+; U = I_- r_-; I_- \cdot Z = U''; I_+ \cdot R = U'; U'_{K(обр)} - U''_{A(обр)} = U.$$

Как нетрудно видеть, напряжение на зажимах электролита  $U$  в системе анод–катод является разностью падений напряжений

$$U' - U'' = U,$$

где  $U'$  – падение напряжения под воздействием ионного тока ( $I_-$ ) при кажущемся сопротивлении  $Z$ ;  $U''$  – падение напряжения под воздействием ионного тока ( $I_+$ ) при полном сопротивлении  $R$ .

Поэтому при одном и том же измеряемом напряжении  $U$  на зажимах электродов составляющие его напряжения  $U'$  и  $U''$  могут резко отличаться в разных системах, а следовательно, и измеряемые потенциалы, представляющие собой часть напряжения  $U$  и являющиеся в настоящее время «критериями» у электрохимиков, будут также изменяться, поэтому критериями быть не могут.

Для изучения механизма проводимостей в электролитах под воздействием постоянной или выпрямленной ЭДС была выбрана электродная система с грунтовым электролитом, представляющая собой наибольшие параметры электродов и водной среды, встречающиеся в технике, – катодная защита. Исследования проводились по следующей методике:

1. Измерялась выпрямленная мощность в цепи ваттметром  $P_w$  (Вт·с) при различных фиксированных значениях, возможных для данной установки и измеряемых амперметром токов  $I_+$ , устанавливаемых изменением напряжения по вольтметру  $U$ .

2. Записывались в журнал показания приборов (табл. 1) для каждого фиксированного положения.

*Таблица 1*

**Экспериментальные данные для фиксированных напряжений от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$**

Напряжение $U$ , В.	5	10	15	18	25
Ток $I_+$ , А	3	5	8	10	12
Мощность $P_w$ , Вт·с	43,75	118,75	250	325	550

3. По вышеприведенным формулам рассчитывались количественные величины (табл. 2).

Таблица 2

**Расчетные данные полного, электронного, ионного токов и соответствующих им сопротивлений, мощностей и общей проводимости**

$q = P/U^2, \text{ Ом}^{-1}$	1,75	1,187	1,11	1,0	0,88
$I = P/U \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,25 \cdot 10^{18}$	8,75	11,875	16,66	18	22
$I_+ = U/r_+, \text{ А}$	3	5	8	10	12
$I_- = I - I_+, \text{ А}$	5,75	6,875	8,65	8	10
$r_+ = P_+/I_+^2, \text{ Ом}$	1,66	2	1,875	1,8	2,1
$r_- = P_-/I_-^2, \text{ Ом}$	0,87	1,46	1,72	2,25	2,5
$P - U \cdot I_+ = P_-, \text{ Вт}$	28,75	68,75	130	145	250

4. И, наконец, по выявленным автором формулам  $Z = \sqrt{\frac{R}{q}} \cos \varphi$ ;

$r_+ = \sqrt{\frac{R}{q_+}} \cos \varphi_+$ ;  $r_- = \sqrt{\frac{R}{q_-}} \cos \varphi_-$  определялись  $\cos \varphi$ ,  $\cos \varphi_+$  и  $\cos \varphi_-$ , а также

сумма углов  $\varphi = \varphi_+ + \varphi_-$  (табл. 3).

Таблица 3

**Расчетные данные электронной и ионной проводимостей, углов преломления электромагнитной энергии от соответствующих сопротивлений и соответствующих падений напряжения на них**

$q_+ = 1/Z, \text{ Ом}^{-1}$	0,6	0,5	0,53	0,55	0,48
$q_- = 1/r, \text{ Ом}^{-1}$	1,15	0,67	0,58	0,44	0,4
$\cos \varphi_+ = Z / \sqrt{\frac{R}{q_+}}$	0,5829	0,65	0,69	0,74	0,75

$\varphi_+$	54	50	46	42,20	42
$\cos\varphi_- = Z/\sqrt{\frac{R}{q_-}}$	0,8058	0,7513	0,7239	0,6618	0,6818
$\varphi_-$	36	41	44	49	47
$\varphi_+ + \varphi_-$	90°	91°	90°	91°	89°
$I_- \cdot Z = U'', \text{ В}$	9,545	13,75	16,237	14,4	21
$I_+ \cdot R = U', \text{ В}$	14,5	23,75	31,2	32,5	45,6
$U' - U'' = U$	5,035	10	14,96	18,1	24,6

Приведенные в табл. 1–3 и экспериментальные данные исследований позволили сделать следующие выводы:

1. При изменении уровня приложенного к электродам напряжения изменяется угол преломления потока электрических зарядов от сопротивления ионному току, направленному от анода к катоду, а также изменяется угол ионного тока, направленного от катода к аноду. При повышении уровня приложенного напряжения угол  $\varphi_+$  уменьшается, а угол  $\varphi_-$  увеличивается. При этом сумма углов преломлений для любого режима остается постоянной величиной, равной  $\frac{\pi}{2}$ . Именно это позволяет ответить на вопрос: почему электролиты подчиняются законам Ома и Джоуля–Ленца при быстропеременных во времени процессах, происходящих на электродах системы.

2. Измеряемое напряжение на клеммах электродов в электролитах представляет собой сумму падений напряжений, произведения ионного тока  $I_-$ , направленного от катода к аноду, на соответствующее ему сопротивление  $Z$  и произведения ионного тока  $I_+$ , направленного от анода к катоду, на соответствующее сопротивление  $R$ , при этом полная сила тока (91) является определяю-

щей мерой переноса суммарного заряда положительно и отрицательно заряженных ионов, а не напряжение на клеммах.

3. По расчетным данным  $I_+$ ,  $I_-$ ,  $r_+$ , и  $r_-$  можно проследить процесс изменения падений напряжений под воздействием ионного и электронного токов в отдельности и установить закон изменения напряжения  $U$  на зажимах электродов и определить напряжение внешнего источника, при котором достигается равенство проводимостей и полнота катодной защиты.

4. Достаточным и единственным условием равенства токов в электролите является равенство проводимостей положительно и отрицательно заряженных ионов. Только в этом случае не будет тока в проводнике и наступит электролитическое равновесие, а  $E = -E_{\text{стоп}}$ .

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕОРИИ А. ЭЙНШТЕЙНА С ЦЕЛЬЮ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛНОТЫ КАТОДНОЙ ЗАЩИТЫ ГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Без знания сущности современной научной теории Эйнштейна предшествующая история научной мысли является собранием сплошных ошибок великих мыслителей и основную нить исторического развития нельзя понять.

Как правило, для изучения процессов, происходящих в природе, используется система координат, которая служит для указания положения частиц в пространстве. Движение тел, не находящихся под действием внешних сил, происходит с постоянной скоростью. В такой системе координат всякое свободное движение будет равномерным. Имеется сколько угодно таких координат (систем отсчёта), движущихся относительно друг друга равномерно-поступательно. Все законы природы согласно принципу относительности одинаковы во всех аналогичных системах отсчета, которые принято называть инерциальными. Таким образом, уравнения, выражающие законы природы, инвариантны по отношению к преобразованиям координат и времени от одной инерциальной системы к другой. Это значит, что уравнение того или иного процесса, выраженное через координаты и время в инерциальных системах отсчета, имеет один и тот же вид. Взаимодействие материальных частиц описывается в обычной механике посредством потенциальной энергии взаимодействия, являющейся функцией от координат взаимодействующих частиц. В этом случае принимается, что изменение положения какой-либо из взаимодействующих частиц отражается на остальных частицах в тот же момент времени. Однако мгновенных взаимодей-

ствий в природе не существует. Если с каким-либо телом (или частицей) происходит изменение, то на другом теле это отразится лишь через некоторый промежуток времени. Тогда, разделив расстояние между двумя частицами на этот промежуток времени, найдем «скорость распространения взаимодействия». Очевидно, что эту скорость можно назвать максимальной скоростью распространения взаимодействия, т. е. в природе вообще невозможно движение тел со скоростью больше этой. Согласно принципу относительности скорость распространения взаимодействия во всех инерциальных системах отсчёта является универсальной постоянной скоростью света в пустоте:  $C = 2,998 \cdot 10^{10}$  см/с.

На практике большинство скоростей, с которыми приходится иметь дело, настолько малы по сравнению со скоростью света, что предположение о бесконечности последней практически не влияет на точность результатов. Объединение принципа относительности с конечной скоростью распространения взаимодействия – со скоростью света называется принципом относительности Эйнштейна, а механика, основанная на этом принципе, называется релятивистской. Напротив, принцип относительности Галилея исходит из бесконечности скорости распространения взаимодействия. В предельном случае, когда скорости движущихся тел малы по сравнению со скоростью света, можно пренебречь влиянием конечности скорости распространения взаимодействий на движение. В этом случае релятивистская механика переходит в обычную механику, основанную на предположении о мгновенности распространения взаимодействий. Таковую механику называют ньютоновской, или классической. Переход от релятивистской механики к классической формально может быть произведен переходом скорости света к пределу  $c > \infty$  в формулах релятивистской механики.

Поскольку уже в классической механике пространство относительно, пространственные соотношения между различными событиями зависят от того, в какой системе отсчёта они описываются: утверждение, что два одновременных события происходят в одном и том же месте пространства или на отдаленном

расстоянии друг от друга, приобретает смысл только тогда, когда указано, к каким системам отсчёта это утверждение относится.

Однако время в классической механике является абсолютным, т. е. свойства времени считаются независимыми от системы отсчета – время одно для всех систем отсчета. Напротив, понятие абсолютного времени находится в глубоком противоречии с эйнштейновским принципом относительности. В классической механике, основанной на понятии абсолютного времени, имеет место закон сложения векторов, согласно которому скорость сложного движения равна векторной сумме скоростей, составляющих это движение.

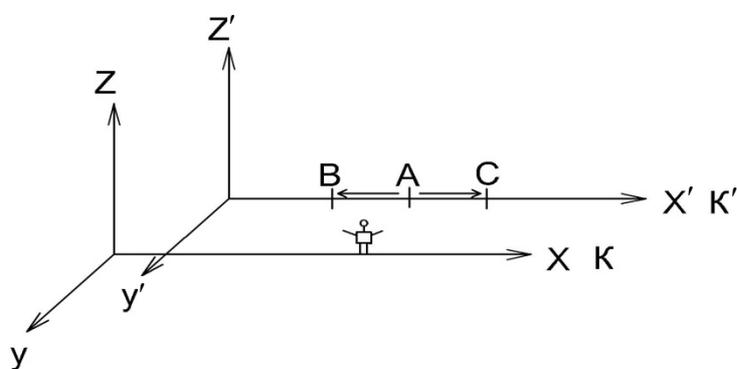


Рис. 14. Инерциальные системы отсчёта

Если бы этот закон был универсальным, то он был бы применим и к распространению взаимодействий. Это означало бы, что скорость этого распространения должна быть различной в

разных инерциальных системах отсчета, что противоречит принципу относительности и опыту Майкельсона, который установил полную независимость скорости света от направления его распространения. Таким образом, время течет по-разному в разных системах отсчета, время не является абсолютным. События, одновременные в некоторой системе отсчета, будут неодновременными в другой системе. Для понимания этого вопроса приведем рисунок, используемый Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем.

На рис. 14 представлены две инерциальные системы отсчета K и K' с осями координат соответственно X YZ и X' Y'Z'. Система K' движется вправо относительно системы K вдоль осей X и X'. Предположим, что событие произошло в точке A на оси X' и сигнал направляется в двух противоположных направ-

лениях. Поскольку скорость распространения сигнала во всякой инерциальной системе равна в обоих направлениях, то сигналы в системе  $K'$  достигнут равноудаленные от точки  $A$  точки  $B$  и  $C$  в один и тот же момент времени. Однако для наблюдателя в системе  $K$  приход сигнала в  $B$  и  $C$  будет отнюдь не одновременным, хотя скорость сигналов относительно системы  $K$ , согласно принципу относительности, равна той же  $C$ . Из рис. 14 легко видеть, что точка  $B$  движется относительно системы  $K$  навстречу посланному в нее сигналу, а точка  $C$  – по направлению от сигнала, посланного из  $A$  в  $C$ , поэтому в системе  $K$  сигнал придет в точку  $B$  раньше, чем в точку  $C$ .

Таким образом, Эйнштейн внес фундаментальные изменения в основные физические понятия, которыми нельзя пренебрегать при выборе или разработке математического аппарата для описания процессов, происходящих в природе вообще и в системе катодной защиты в частности.

Отмечая важность рассмотрения процессов, протекающих при подземной коррозии стальных сооружений, учитывая классические законы электрохимической кинетики, следует отметить, что в соответствии с вышеописываемой логикой относительности Эйнштейна, события, происходящие на анодном заземлении, и события, происходящие на катодном защищаемом сооружении, не могут быть времениподобными. Объяснением этого является многовековой опыт:

1. Поляризация электродов в системе катодной защиты является следствием отставания электродных процессов от тока электронов в гальваническом элементе. Анодный процесс выхода ионов металла в электролит отстаёт от тока электронов от анода к катоду. Катодный процесс ассимиляции электронов отстаёт от поступления на катод электронов, что приводит к увеличению отрицательного заряда на поверхности электрода и делает потенциал катода более отрицательным. [16]

2. Поляризационная кривая является зависимостью напряжения (отклонения потенциала поляризованного электрода от потенциала неполяризованного)

от плотности тока JS. Строго говоря, поляризационные кривые образуют суммарную поляризационную кривую, поэтому непосредственное измерение поляризации невозможно.

3. Двойной электрический слой не обладает свойствами обычного конденсатора – ёмкость двойного слоя зависит от уровня напряжения, приложенного к электродам источника постоянного и выпрямленного тока.

4. Потенциальная система защищаемого сооружения изначально является гальваническим элементом (источником электромагнитной энергии) не ЭДС, а источником тока [14].

Следовательно, для описания процессов, происходящих в системе катодной защиты, необходимо иметь четырёхмерную систему отсчётов X, Y, Z и t с целью определения «интервалов» между событиями на аноде и катоде:  $ds^2 = C^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$ , поскольку получить достоверные результаты происходящих процессов в системе катодной защиты по классическим химико-термодинамическим формулам, по-видимому, невозможно.

При этом напомним [4], что передача любой энергии производится в результате взаимодействий тел, и только в двух формах: в форме работы и теплоты. Передача энергии в форме работы производится в процессе силового взаимодействия тел, а передача энергии путём теплообмена обусловлена различием температур и может осуществляться как при непосредственном контакте тел – теплопроводность и конвективный теплообмен, так и через посредство испускания частиц и электромагнитного излучения – лучистый теплообмен. При взаимодействии между микрочастицами – атомами, электронами, ионами и т.п. – говорят лишь о процессах совершения работы. А энергия, получаемая телом в форме теплоты, может пойти только на увеличение внутренней энергии тела. Все известные до сих пор попытки экспериментально оценить изменения энергии или энтальпии при сольватации катиона или аниона наталкиваются на не-

преодолимое условие электронейтральности [18]. Работа, которую необходимо затратить для перехода одного грамма-иона ионов через границу раздела двух фаз, определяется как  $Z_i \cdot F \cdot \phi$ , где:  $Z_i$  – заряд иона;  $F$  – число Фарадея;  $\phi$  – поверхностный потенциал. Химическая энергия сольватации ионов  $\Delta G_{\text{сольв.}i}^X$  не учитывает работы в фазовом переходе. Таким образом, существует следующее соотношение  $\Delta G_{\text{сольв.}i}^P = G_{\text{сольв.}i}^X + Z_i \cdot F \cdot \phi$ , где заряд иона  $Z_i$  берётся с учётом его знака. Как видим, для количественного нахождения значения  $\phi$  необходимо знать разность потенциалов в разных фазах, измерить эту разность не удаётся, а некоторые исследователи считают, что она не имеет физического смысла. Очевидно, правильно будет, «если будем говорить об изменении реальной ионной сольватации, а не делить изменение энергии при сольватации ионов на ионные составляющие» [18].

Поэтому, чтобы найти систему отсчёта с требуемыми свойствами, необходимо принять во внимание введённые в связи с принципом Эйнштейна понятия: время не является абсолютным; события определяются тремя координатами и моментом времени; всякой частице в пространственных координатах соответствует мировая линия. Понятие интервала между двумя событиями: времениподобные и пространственноподобные – абсолютное.

Будем учитывать, что в любой электрической цепи, в том числе и электродной, электрический ток неразрывно связан с магнитными и электрическими полями, а «взаимодействие между электромагнитным полем и средой обусловливается исключительно заряженными частицами, независимо распределёнными в теле или связанными в диполи». Исходя из того, что ток в электролите является суммарной величиной, образованной встречным и одновременным движением анионов и катионов, и  $1\text{В} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж / эл. заряд, а  $1\text{А} = 6,25 \cdot 10^{18}$  эл. заряд / с, очевидно, в этом случае  $P = 6,25 \cdot 10^{18} \cdot I \cdot 1,6 \times 10^{-19} \cdot U$ . При этом для каждого уровня необходимо отличать ток электронный, измеряе-

мый амперметром в цепи, от тока между анодом и катодом;  $U$  – падение напряжения под воздействием тока от напряжения источника питания.

Полная мощность, подведённая к электролитической «ванне», составляет [5]

$$P = W_{\text{эл.магн.}} + Q,$$

где  $W_{\text{эл.магн.}}$  – электромагнитная энергия на преобразование химической энергии;  $Q$  – мощность, преобразованная в теплоту.

Одновременное и противоположное движение заряженных частиц (анионов и катионов) в электролитической «ванне» позволяет сделать вывод, что молекулярно-кинетические скорости различаются между собой и складываются. Таким образом, максимальное значение тока в системе можно определить по

формуле  $I = \frac{P}{U \cdot 6,25 \cdot 10^{18} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}$  постоянного или выпрямленного напряжения от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$ .

В связи с вышеизложенным представим четырёхмерную систему координат (рис. 15).

В этой системе на осях  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ,  $t$  откладываются соответствующие значения, а началом координат является «мировая» точка события  $O$ . Прямолинейное равномерное движение частиц, проходящих через точку  $O$  ( $X = 0$  при  $t = 0$ ) изображается прямой под углом, тангенс которого равен скорости частиц  $ct$ . Поскольку наибольшая возможная скорость равна  $c$ , то существует наибольший угол, который может образовывать эта прямая с осью  $t$ . Прямые  $ab$  и  $cd$  изображают распространение в противоположных направлениях двух сигналов, проходящих со скоростью  $c$  через событие  $O$ , т.е.  $x = 0$  и  $t = 0$ . Очевидно, что на прямых  $ab$  и  $cd$   $x = \pm ct$ , а все линии, изображающие движения частиц, могут лежать только внутри областей  $aOc$  и  $dOb$ . В области  $aOc$  все точки подчиняются условию  $c^2 t^2 - x^2 > 0$ , а также  $t > 0$ , т.е. все события в облас-

ти  $aOc$  являются абсолютно будущими по отношению к  $O$  во всех системах отсчёта. Аналогично все события в области  $bOd$  являются абсолютно прошедшими по отношению к  $O$ . События в этой области во всех системах отсчёта происходят до события  $O$ . Рассматривая все три пространственные координаты вместо одной, мы имели бы конус  $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0$ . В 4-мерных системах координат  $X, Y, Z, t$ , где ось конуса совпадает с осью  $t$ , кривая  $kd$  определяет процессы, происходящие в данной электродной системе. Кривая  $km$  построена по данным эксперимента, приведённым в табл. 1–3.

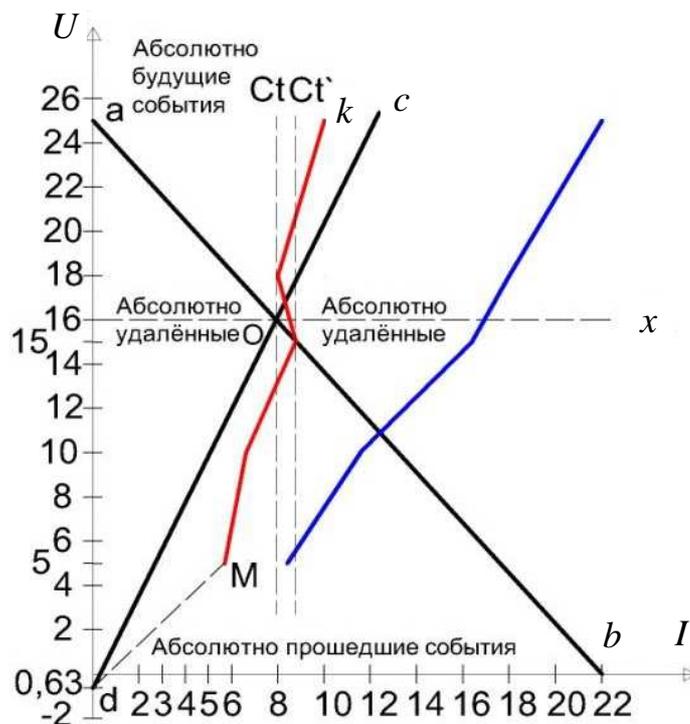


Рис. 15. Две прямые, изображающие распространение двух сигналов в противоположных направлениях со скоростью света, проходящих через событие  $O$

# РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МЕХАНИЗМА ПРОВОДИМОСТЕЙ АНИОНОВ, КАТИОНОВ, ОБЩЕЙ ПРОВОДИМОСТИ. АНАЛОГИЯ ПЕРЕДАЧИ СВЕТОВОЙ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИЙ В ПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА

Исследование количественной стороны явлений есть ступень углубления познания, способствующая раскрытию их законов. Высшая ступень познания невозможна без связи со старыми теориями, без опоры на них и их использования. Познание – синтез всего предшествующего.

## 7.1. Разработка модели исследования системы катодной защиты

*Вводная часть.* При наличии определенного уровня электрического поля, ориентированного в магнитном поле ( $H_0$ ) Земли, поляризация диэлектрика (грунт) может оказаться, пропорциональной напряженности поля  $E$ :  $P = K \cdot E$ , где  $K$  – поляризуемость диэлектрика. Направление вектора  $P$  в изотропных диэлектриках определено из соображений симметрии по направлению поля  $E$  или противоположно этому полю, поэтому в векторной форме

$$P = K \cdot E.$$

В анизотропных средах направление вектора поляризации не совпадает с направлением поля. В этом случае абсолютная величина вектора  $P$  зависит от его абсолютной величины и направления относительно вектора  $E$ . Поэтому в анизотропных диэлектриках следует учитывать распределение проекций по осям:

$$\begin{cases} P_x = K_{11}E_x + K_{12}E_y + K_{13}E_z; \\ P_y = K_{21}E_x + K_{22}E_y + K_{23}E_z; \\ P_z = K_{31}E_x + K_{32}E_y + K_{33}E_z. \end{cases} \quad (92)$$

Для удобства вместо вектора поляризации  $P$  вводится вектор электрической индукции  $D$ , тогда можно записать [5]:  $D = E + 4\pi P$ , при этом одно из основных уравнений электрического поля принимает весьма простой вид:

$$\operatorname{div} D = 4\pi r,$$

если среда вакуум, то  $P = 0$ , вектор индукции  $D$  совпадает с напряженностью  $E$ , и тогда

$$\operatorname{div} E = 4\pi r.$$

Используя теорему Гаусса для любой изотропной среды и вводя элемент объема, получим

$$D = (1 + 4\pi K)E = \varepsilon E,$$

$$\varepsilon = 1 + 4\pi K,$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая постоянная.

По аналогии с диэлектрической постоянной  $\varepsilon$  магнитная проницаемость  $\mu$  среды определяется уравнением

$$\mu = 1 + 4\pi \varkappa, \quad B = \mu H.$$

Однако если поляризация диэлектриков  $P$  пропорциональна напряженности  $E$  электрического поля, т.е.  $P = K \cdot E$ , то магнетики по характеру зависимости их намагничения  $I$  и напряжённости магнитного поля  $H$  подразделяются на три различных класса в соответствии с коэффициентом магнитной восприимчивости  $\varkappa$ :  $I = \varkappa \cdot H$ .

Восприимчивость  $\varkappa$  парамагнитных тел  $\mu > 1$  (как и поляризуемость диэлектриков) имеет положительное значение  $\varkappa > 0$ , т.е. направление намагничения  $I$  совпадает с направлением поля  $H$ . Диамагнетики  $\mu < 1$  отличаются от парамагнетиков тем, что их магнитная восприимчивость  $\varkappa < 0$  отрицательна, т.е. направление намагничения диамагнетиков противоположно направлению намагничивающего их поля  $H$ .

Ферромагнетики не только непропорциональны напряженности поля  $H$ , но и вовсе не связаны простой функциональной зависимостью (там наблюдается гистерезис).

**Локализация электромагнитной энергии. Закон Максвелла, Пойнтинга.**

В практической электротехнике для случаев распространения электромагнитной энергии в различных средах  $\epsilon\mu$  принимается за const. Векторы  $E$  и  $H$  взаимно перпендикулярны и образуют правовинтовую систему (рис. 16), поэтому  $\sqrt{\mu H} = \sqrt{\epsilon E}$ . Таким образом, направление вектора Пойнтинга, направление потока энергии, совпадает с направлением ее распространения:

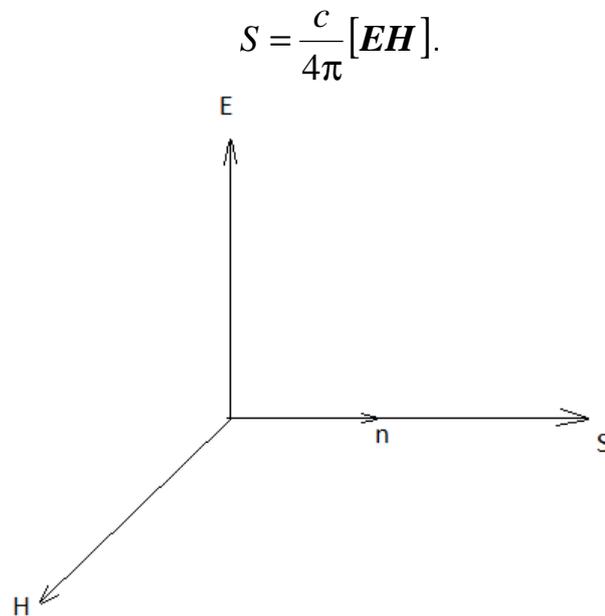


Рис. 16. Направление потока энергии вектора Пойнтинга

Количество энергии  $Sdt$ , протекающее за элемент времени  $dt$  через единичную площадку, перпендикулярную вектору  $S$ , равно  $WC_1 \cdot dt$ , или

$$\frac{C}{C_1} = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (93)$$

**Преломление электромагнитной энергии длинных волн. Эффект Фарадея.**

Законы распространения света были известны еще до выяснения его электро-

магнитной природы. Коэффициент преломления света в диэлектрической среде с постоянной  $\epsilon = 1$  оказывается равным  $\sqrt{\epsilon}$ ; эта формула действительно подтверждается опытом для длинных электромагнитных волн без учета дисперсии света. Аналогичным образом объясняется тот факт, что при изучении света можно считать  $\mu = 1$ . Поэтому при определении скорости света по приведенной формуле (93)  $\mu$  можно пренебречь.

Что касается ферромагнетиков  $\mu \gg 1$ , то в оптическом отношении они не отличаются от диамагнетиков, за исключением таких оптических явлений, как эффект Фарадея (вращение плоскости поляризации в магнитном поле), которое, естественно, зависит от намагничивания, создаваемого в данном теле постоянным магнитным полем.

**Постановка задачи.** Исходя из вышеизложенного, а также некоторой аналогии распространения электромагнитной энергии (93) и света,

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = \sqrt{\epsilon}. \quad (94)$$

С целью получения практических результатов в сложных системах можно разработать модель использования закона Снеллиуса (94) (например, для изучения электрического тока в грунтовых и водных электролитах). Сначала заметим, что отношение  $\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi}$  для любого вещества является неотъемлемым свойством – таким как его температура кипения или плавления. «Любую придуманную модель распространения света (или электромагнитной энергии) можно будет испытать, выясняя вопрос, объясняет ли она второй закон преломления – закон Снеллиуса» [14].

При  $\sqrt{\epsilon\mu} = 1$  сравним формулы (93) и (94), получим  $\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = \frac{C}{C_1}$ ; или

$$C_1 = C \cdot \sin \varphi, \text{ при } \sin \alpha = 1 \quad (95)$$

Используя аналогию понятий Снеллиуса, Максвелла, учитывая локализацию электромагнитной энергии (вектор Пойнтинга) и закон Фарадея (движения

материальных частиц ионов и катионов), можно подобрать математическую функцию, удобную для практического использования данных, полученных прямыми измерениями в проводниках второго рода, а также легко выявить оригинальные связи и явления [16], происходящие в системе катодной защиты, имеющей огромное значение для экологической безопасности и экономики.

### ***Особенности рассматриваемой системы***

1. Грунтовую и водную среды принято считать не изотропными и даже не анизотропными, а гиротропными, поэтому  $\epsilon$  и  $\mu$  принимать за const и исходные данные равными единице (92) нельзя [7].

2. Ток образуется одновременно и противопололярными частицами и движется с разными скоростями от анода к катоду в виде положительных частиц, а от катода к аноду – отрицательных.

3. Система подчиняется законам Ома и Джоуля–Ленца, т.е. «вся» электромагнитная энергия источника, постоянной или выпрямленной ЭДС, превращается в теплоту.

4. Поток энергии заряженных частиц, движущихся в противоположных направлениях, принимается за общий поток вектора Пойнтинга, где локализована энергия источника, который при взаимодействии со средой разделяется на два потока, сложно взаимодействующих между собой, но обязательно в соответствии с законами сохранения баланса энергии, импульса и количества движения.

5. На границах анод–среда и катод–среда под воздействием ЭДС источника образуются два двойных слоя, емкости которых зависят от величины ЭДС источника.

6. Потенциальная система защищаемого сооружения (катода) является гальваническим элементом (источником электромагнитной энергии) не ЭДС, а источником тока [11].

**Выбор базовой модели.** Наиболее простой и понятной исходной моделью для получения количественных показателей на базе прямых измерений в системе анод–катод нами принята модель Снеллиуса–Максвелла: падения, преломления и отражения энергии, локализованной в пространстве вектором Пойнтинга.

Вектор Пойнтинга, как было показано выше, включает в себя напряженность магнитного и электрического полей, характеристику его зависимости от изменения магнитной восприимчивости, диэлектрической постоянной и является законом сохранения энергии (рис. 17).

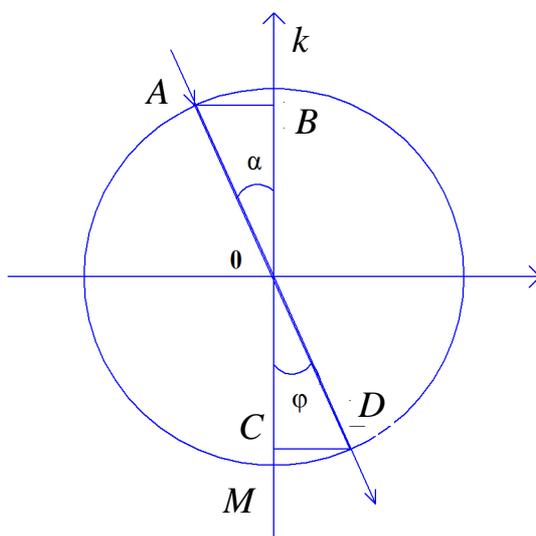


Рис. 17. Геометрическое построение, приводящее к закону Снеллиуса

Здесь  $AB/AO = \sin\alpha$ , а  $CD/OD = \sin\varphi$ . Поскольку  $AO$  и  $OD$  есть радиус одной и той же окружности, то:  $\sin\alpha/\sin\varphi = \sqrt{\epsilon\mu}$ , где  $\sqrt{\epsilon\mu}$  – показатель преломления, аналогично  $C = C_1\sqrt{\epsilon\mu}$ .

Законы Снеллиуса и Максвелла [9] в огромной степени упрощают описание явления преломления света и электромагнитной энергии. Они также позволяют экспериментально проследить изменение отношение синусов углов падения и преломления от изменяющейся среды ( $\epsilon\mu$ ) и от уровня электромагнитной энергии, взаимодействующей со средой [5].

С этой целью предложим следующий порядок рассмотрения. В одной окружности разместим два прямоугольных треугольника ( $\triangle ABO$ , образованный углом падения  $\alpha$  (из рис. 17), и  $\triangle DCO$ , образованный углом преломления  $\varphi$ ) таким образом, чтобы в каждом из них родственные стороны являлись одновременно диаметром окружности. Эти стороны  $OB$  в  $\triangle OAB$  с углом падения электромагнитной энергии  $\alpha$  и сторона  $OD$  с углом преломления  $\varphi$  в  $\triangle ODC$  равны. Тогда получим следующую картину (рис. 18).

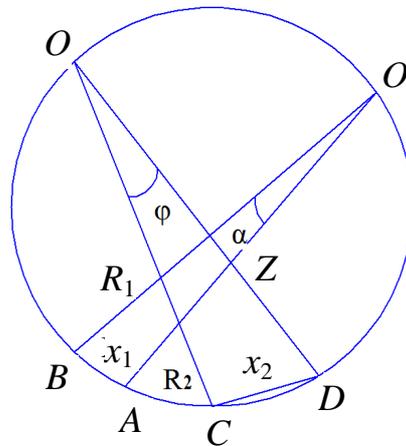


Рис. 18. Геометрическое построение, приводящее к закону Максвелла

Угол  $\alpha$  опирается на катет  $x_1$ , а угол  $\varphi$  опирается на катет  $x_2$ , при этом гипотенузой у обоих треугольников является  $Z$ , диаметр одной и той же окружности. В этом случае  $R_1/Z = \cos\alpha$ ;  $R_2/Z = \cos\varphi$ ;  $R_1 \cos\alpha = R_2/\cos\varphi$  и, наконец,  $R_1 = R_2 \cos\alpha/\cos\varphi$ , а также  $x_1/Z = \sin\alpha$ ,  $x_2/Z = \sin\varphi$ ,  $x_1/\sin\alpha = x_2/\sin\varphi$  и  $x_1 = x_2 \cdot \sin\alpha/\sin\varphi$ , откуда  $\sin\alpha/\sin\varphi = x_1/x_2$ , т.е.  $\sin\alpha/\sin\varphi = \sqrt{\epsilon\mu} = n$ . Примем  $\sin\alpha = 1$  (рис. 19), поскольку энергию отражения в пределах изменения уровня энергии вектора Пойнтинга можно считать незначительной и практически не влияющей на изменение составляющих показателей среды  $\epsilon\mu$ . Тогда на изменение величины и полярности может повлиять только количественная величина вектора Пойнтинга, а  $\sin\alpha$  можно принять равным единице.

На рис. 19 представлены изменения, происходящие в системе при изменении уровня энергии источника постоянного или выпрямленного тока  $IE$ .

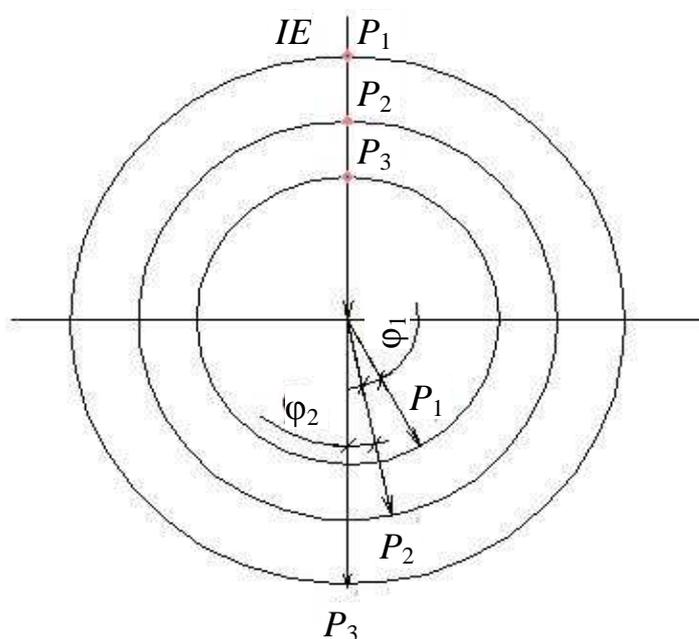


Рис. 19. Изменения, происходящие под воздействием изменения количества энергии

В этом случае при увеличении уровня энергии источника ( $P_1, P_2, P_3$ ) угол преломления потока электрических зарядов, движущихся от катода к аноду, увеличивается, а угол преломления потока частиц, движущихся от анода к катоду, уменьшается, а сумма углов остается постоянной и равной  $\frac{\pi}{2}$  [16].

Это явление, видимо, можно объяснить результатами исследований Лоренц – Лорентца, выявивших, что при увеличении поля диэлектрическая постоянная  $\epsilon$  быстро падает, а поляризация стремится к насыщению при  $\mu$ , практически независимой от величины напряженности магнитного поля.

**Методика исследования.** Для изучения механизма проводимостей в грунтовых электролитах под воздействием постоянной или выпрямленной ЭДС была выбрана электродная система с наибольшими параметрами электродов и

среды, встречающимися в технике, катодная защита. Исследования проводились по следующей методике:

1. Ваттметром измерялась выпрямленная мощность  $P_w$  в цепи при различных фиксированных значениях токов  $I_+$ , измеряемых амперметром, устанавливаемых изменением напряжения по вольтметру  $U$ .

2. Показания приборов (табл. 4) для каждого фиксированного режима источника заносятся в журнал.

Таблица 4

Экспериментальные данные для фиксированных напряжений от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$

Напряжение $U$ , В	5	10	15	18	25
Ток $I_+$ , А	3	5	8	10	12
Мощность $P_w$ , Вт·с	43,75	118,75	250	325	550

3. По выявленным автором формулам [16; 32]

$$z = \sqrt{\frac{R}{g}} \cdot \cos \varphi, \quad z = \sqrt{\frac{R}{g_+}} \cdot \cos \varphi_+, \quad z = \sqrt{\frac{R}{g_-}} \cdot \cos \varphi_-, \quad \text{где } Z = U/I_+; \quad R = P_w / I_+^2; \quad \varphi,$$

$\varphi_+$ ,  $\varphi_-$  – углы преломления потоков движущихся частиц, определялись  $\cos \varphi$ ,  $\cos \varphi_+$ ,  $\cos \varphi_-$ , а также сумма углов  $\varphi = \varphi_+ + \varphi_-$  (табл. 5).

Таблица 5

Расчетные данные электронной и ионной проводимостей, углов преломления энергии в зависимости от соответствующих сопротивлений и падения напряжения на этих сопротивлениях

$g = P_w / U^2$	1,75	1,187	1,11	1,0	0,88
$g_+ = 1/Z$	0,6	0,5	0,53	0,55	0,48
$g_- = g - g_+$	1,15	0,67	0,58	0,44	0,4
$\cos \varphi$	1,6665	1,8698	1,8774	1,8027	0,780
$\cos \varphi_+$	0,5829	0,65	0,69	0,74	0,75
$\cos \varphi_-$	0,8058	0,7513	0,7239	0,6618	0,6818
$\varphi_+^\circ$	54	50	46	42,20	42
$\varphi_-^\circ$	36	41	44	49	47
$\varphi_+^\circ + \varphi_-^\circ$	90	91	90	91	89

Приведенные в табл. 5 расчеты выявили следующее:

– мощность, измеряемая ваттметром, равна произведению падения напряжения на ток, не измеряемый амперметром, а определяемый суммой токов, образованных движением анионов и катионов в соответствии с законом Фарадея:

$$I = P_w : U \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,25 \cdot 10^{18};$$

– при изменении уровня падения напряжения, измеряемого вольтметром, изменяются углы преломления энергий потоков движущихся частиц, направленных от анода к катоду и от катода к аноду;

– при повышении уровня напряжения, приложенного к электродам, угол  $\varphi_+$  уменьшается, угол  $\varphi_-$  увеличивается, сумма углов при этом остается постоянной величиной, равной  $\pi/2$ ;

– проводимости  $g_+$  и  $g_-$  монотонно уменьшаются и в сумме составляют общую проводимость, равную  $g$ . При  $g_+ = g_-$  ток в электролите равен нулю.

## **7.2. Закономерность механизма проводимостей анионов, катионов и общей проводимости проводников второго рода**

*Вместо введения.* Постоянный электрический ток в проводниках первого рода (металлах) и проводниках второго рода (растворах электролитов) обладает лишь тем общим свойством, что если внутри проводника напряженность поля  $E$  отлична от нуля, то в проводнике возникает движение зарядов.

В отечественной и зарубежной электротехнике [1–6] рассматривается образование электрического тока лишь в проводниках первого рода, т. е. в металлах (соответственно в сопротивлениях  $R$ ,  $x_L$ ,  $x_C$ ,  $Z$ ,  $r$ ). В этих сопротивлениях электрический ток не сопровождается химическими процессами, в отличие от проводников второго рода. При этом носителями зарядов являются ионы (заряженные атомы или группы атомов), а в металлах – электроны. Заметим также,

что в квазистационарных замкнутых цепях на электрические заряды действуют силы не электростатического происхождения, в известном отношении напоминающие теорему Ирншоу. Эти силы называются сторонними, а напряженность сторонних сил принято обозначать через  $E^{стор}$ . Для цепей переменного тока сторонние силы сведены к силам переменного электромагнитного поля – к индукционным, и о сторонних силах и полях «как бы не упоминается». Особо отметим, что в цепях постоянного или выпрямленного тока понятие о сторонних силах и сторонней напряженности имеет реальный смысл. Более того, если в проводниках первого рода введение сторонних сил требуется для учета возможности устойчивого равновесия (теорема Ирншоу), с одной стороны, а с другой – обусловлено существованием постоянных токов вообще, то в проводниках второго рода сторонние силы реально существуют и вызваны химической и физической неоднородностью проводника. Задача электронной теории выяснения механизма возникновения всех сторонних сил и сведения их к взаимодействию электрических зарядов в проводниках второго рода практически вышла из-под контроля электродинамики. Это привело к лженаучному определению коррозионного тока в электрохимии [13].

*Отличительные особенности электрического тока в проводниках второго рода.* Приведем основные определения и понятия для решения задачи использования электронной теории в цепях постоянного или выпрямленного тока в проводниках второго рода:

1. Проводники второго рода подчиняются законам Ома и Джоуля – Ленца.
2. Поле кулоновских сил не может являться причиной возникновения постоянного тока (это принципиально!).
3. Цепи постоянного тока должны быть замкнутыми, а на свободно заряженные частицы помимо кулоновских сил действуют сторонние силы ( $E^{стор}$ ).

4. Для проводника, по которому проходит постоянный ток, в любой точке справедливо равенство:

$$E = E_k + E^{cmop}.$$

5. Для проводника сечением  $S$  на участке цепи 1–2 справедливо

$$I \int_1^2 \rho \frac{dl}{S} = \int_1^2 (E_k dl) + \int_1^2 (E^{cmop} dl),$$

где  $I$  – сила тока;  $dl$  – вектор, равный элементу  $dl$  проводника, направленный по касательной к проводнику, как и вектор плотности тока  $j$ :

$$\int_1^2 (E_k + E^{cmop}) = \varphi_1 - \varphi_2,$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  значения потенциалов в точках 1 и 2.

6. Интеграл от вектора  $E^{cmop}$  называется электродвижущей силой на этом же участке цепи 1–2, направленной в противоположную сторону:

$E_{1-2} = \int_1^2 (E^{cmop} dl)$ , т. е. за ЭДС принимается работа по перемещению единичного положительного заряда, совершаемая сторонними силами (а не отрицательного электрона!)

Таким образом, в цепи постоянного тока в проводниках первого рода поле сторонних сил  $E^{cmop}$  создается включенными в нее источниками ЭДС не электростатической силы (гальваническими элементами, аккумуляторами, генераторами и т. д.).

В цепях же постоянного тока в проводниках второго рода поле сторонних сил реально существует. Оно обусловлено химической и физической неоднородностью проводника. Поэтому условие электростатического равновесия сводится не к равенству нулю напряженности поля  $E_k$  внутри проводника, а к равенству  $E_k + E^{cmop} = 0$ , или  $E_k = -E^{cmop}$ , т. е.

$$\varphi_A - \varphi_K = E_{AK}^{cmop}. \quad (96)$$

В этой формуле  $\varphi_A$  – потенциал анода,  $\varphi_K$  – потенциал катода.

Это замечание очень важное, поскольку в проводниках второго рода положительные и отрицательные частицы движутся одновременно навстречу друг другу с различными скоростями и массами.

7. Общий электрический ток обусловлен суммой положительных элементарных зарядов, протекающих за секунду (вызывающих электрический ток в направлении их движения), и отрицательных элементарных зарядов, протекающих за секунду (вызывающих электрический ток в направлении, противоположном их движению). В электрической «ванне» катодной защиты ионы движутся одновременно в обоих направлениях. Положительные ионы, движущиеся от анода к катоду, составляют часть электрического тока в направлении к катоду – электронный ток ( $I_+$ ). Остальная часть этого тока создается отрицательными ионами, движущимися в противоположном направлении, – ионный ток ( $I_-$ ). В проводниках, анодном и катодном кабелях, движущимися заряженными частицами являются электроны. Эти отрицательные частицы движутся в направлении, противоположном направлению электрического тока.

Рассматривая всю цепь, заметим, что электрический ток течет во внешней цепи от анода к катоду. В электролите ток идет, наоборот, от катода к аноду, несмотря на электрическое отталкивание этих частиц от зажимов источника. В этом процессе используется химическая энергия для насильственного перемещения заряженных частиц к зажимам источника. В практике используется единица измерения ЭДС – вольт (или  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж/элемент. заряд), единица заряда – кулон. В этом случае  $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В}$ . Поскольку  $1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/элемент. заряд}$ , то  $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Кл} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/элемент. заряд}$ , поэтому в 1 Кл содержится  $6,25 \cdot 10^{18}$  элементарных зарядов, так как  $1 \text{ Дж} : 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/элемент. заряд}$ . При таком выборе единиц заряда единица силы тока, называемая ампером (А), определяется потоком 1 Кл зарядов/с, поэтому  $1 \text{ А} = 6,25 \cdot 10^{18} \text{ элем. заряд/с}$ . Отметим также, что электрическая сила, действующая на элементарный заряд, одинакова для

всех скоростей между нулем и величиной  $10^7$  м/с. Следовательно, число заряженных частиц, превращающих часть своей кинетической энергии в тепловую и, в конечном счете, на положительном электроде, выражается числом единичных зарядов, полученных при электролизе. Кинетическая энергия, сообщаемая любой частице при ее ускорении на пути от одного электрода к другому равна электрической силе, действующей на один элементарный заряд.

*Постановка задачи.* В данной работе рассматривается расчет электрических параметров и установление электростатического равновесия по величине сторонней напряженности поля  $E^{стор}$  в системе катодной защиты.

Эйнштейн и Лауб в своей знаменитой работе, написанной в 1908 г., показали, что взаимодействие между материей (средой) и электромагнитным полем обуславливается исключительно заряженными частицами, независимо распределенными в теле или связанными в диполи. Поэтому сила, действующая в электромагнитном поле на элемент объема материи, является результирующей пондеромоторных сил, которые действуют в этом поле на все находящиеся в данном элементе объема электрические и магнитные элементарные частицы. В потенциальном электрическом поле проявляются только силы, испытываемые электрическим зарядом, а также силы, испытываемые диполями поляризованного вещества. Произведение силы, действующей на элементарный заряд, на расстояние между электродами получается всегда одинаковым и дает энергию, передаваемую заряду, которая остается всегда постоянной и не зависит от расстояния между электродами. Энергия, сообщаемая элементарному заряду, не зависит и от величины силы тока.

Высоко оценивая справедливость формул Максвелла в самом общем случае и произведя простые преобразования [33], взяв производную по времени от вектора Пойнтинга, Поливанов показал:

$$(\mathbf{E} \cdot \partial \mathbf{H} / \partial t) - (\mathbf{H} \cdot \partial \mathbf{E} / \partial t) / c^2 = (1 / c^2) \partial (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}) / \partial t = (\partial \Pi / \partial t) / c^2. \quad (97)$$

Вектор Пойнтинга, деленный на  $c^2$ , представляет собой пространственную плотность импульса  $\mathbf{\Pi}/c^2 = \text{mi}$  как объемную плотность силы  $(\partial \mathbf{\Pi}/\partial t)/c^2 = \partial (\text{mi})/\partial t$ .

Представляя плотность переноса потока электромагнитных частиц в системе электрод-грунтовый электролит в виде вектора Пойнтинга, мы [8–12] выявили закономерность превращения параметров электрического сопротивления под воздействием изменения уровня постоянной или выпрямленной ЭДС:

$$z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2 \alpha}{g\epsilon\mu}} \cdot R = \sqrt{\frac{R}{g}} \cos \varphi, \quad (98)$$

где  $z$  – кажущееся сопротивление;  $\alpha$  – угол отражения электромагнитной энергии;  $\varphi$  – угол преломления электромагнитной энергии;  $R$  – омическое сопротивление;  $g$  – общая проводимость;  $\cos \varphi = z/\sqrt{R/g}$  – в рассматриваемой системе;  $\cos \varphi_+ = z/\sqrt{R/g_+}$  – для положительно заряженных ионов;  $\cos \varphi_- = z/\sqrt{R/g_-}$  – для отрицательно заряженных ионов.

Анализ формулы показывает, что сумма углов преломления положительно и отрицательно заряженных ионов всегда составляет угол равный  $90^\circ$ .

Последующий анализ показал, что напряжение на зажимах электродов есть разность падений напряжений, соответственно от токов и сопротивлений раздельно анионов и катионов. Поэтому при одном и том же измеряемом напряжении составляющие падения напряжений могут резко отличаться от одной системы к другой, следовательно, критерием процесса они быть не могут. Как тут не вспомнить высказывание творцов ньютоновской механики: «Легко измерять, труднее знать, что ты измеряешь».

Здесь нельзя смешивать падение напряжения с напряжением. В первом случае, если есть ток через участок цепи, то на этом участке падает напряжение. Во втором случае, если есть напряжение (поле) источника, то в проводнике появляется ток.

Необходимо заметить, что мы на зажимах электродов измеряем разность падений напряжений, но экспериментально проследить изменение слагающих разностей в отдельности невозможно.

Если измерять число элементарных зарядов, переносимых за секунду, а ЭДС – в джоулях на элементарный заряд, то можно рассчитать величину тока при определенной мощности:

$$P = U \cdot 1,65 \cdot 10^{-19} \cdot I \cdot 6,25 \cdot 10^{18}; \quad (99)$$

$$I = P / U \cdot 1,65 \cdot 10^{-19} \cdot 6,25 \cdot 10^{18}.$$

Таким образом, генерируемая энергия в электрической электродной цепи оказалась связанной с энергией и количеством движения заряженных микро-частиц ионов, движущихся в противоположных направлениях. При этом легко заметить, что  $I \cdot E \geq I \cdot U$ .

Как уже отмечалось, чтобы поддерживать постоянный ток, необходимо наличие сторонней ЭДС неэлектростатического происхождения, работой которой компенсируется затрата электрической энергии, выделяющейся в форме джоулевой теплоты. Принимая во внимание, что в поле постоянных токов  $E$  обладает потенциалом (формула (96), для замкнутого проводника получим:

$$Q = jE_{AK}^{стоп}; P = jE_{AK}^{стоп} \quad \text{или} \quad E_{AK}^{стоп} = P / j. \quad (100)$$

*Методика исследования.* Для экспериментального исследования выбрана электродная система с грунтовым электролитом, в которой наибольшие параметры электродов и водной среды, встречающиеся в технике, – катодная защита.

Исследования проводились в несколько этапов:

1. Измерялись электрический ток, падение напряжения и активная мощность. Показания приборов и расчетные данные заносились в таблицу для фиксированных напряжений от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$  (табл. 6).

Таблица 6

## Данные прямых измерений в реальной системе катодной защиты

Напряжение $U$ , В	5	10	15	18	25
Ток $I_+$ , А	3	5	8	10	12
Мощность $P_w$ , Вт·с	43,75	118,75	250	325	550

2. По формуле (100) определялась напряженность стороннего поля  $E_{AK}^{stop}$ , соответственно определялась напряженность поля  $E_{AK}$  (табл. 7).

Таблица 7

Расчетная таблица  $E_{AK}^{stop}$ ,  $E_{AK}$ ,  $I_-$ 

Напряженность поля $E_{AK}^{stop} = P/I$ (В)	Напряженность поля $E_{AK} = U \cdot E_{AK}^{stop}$	Ток, образованный катионами $I_- = E_{AK}/Z$	$Z = \frac{U}{I_+}$
14,58	-9,58	-5,75	1,66
23,75	-13,75	-6,875	2,00
31,25	-16,25	-8,66	1,87
32,40	-14,40	-8,00	1,80
46,00	-21,00	-10,00	2,08

3. По формуле  $E_{AK}/Z = I_-$  рассчитывается величина тока, образованного катионами (табл. 7).

4. Определен расчетный ток в системе по формуле (99) (табл. 8).

Таблица 8

## Расчетный ток в системе по формуле (99)

$I = P_w / U \cdot 1,65 \cdot 10^{-19} \cdot 6,25 \cdot 10^{18}$ , А	8,75	11,875	16,66	18	22
--	------	--------	-------	----	----

5. После прямых измерений и расчетов в реальной системе сравнивались теоретические расчетные данные с экспериментальными данными, полученными ранее в многофакторных исследованиях автора [1, 8, 11, 15, 16] (табл. 9, 10).

Расчетная таблица по формуле (98)

Уровень Напряжения, В	$R = \frac{P_w}{I_+^2}$	$\cos \varphi_+ = z / \sqrt{R/g_+}$	$\cos \varphi_- = z / \sqrt{R/g_-}$	$\varphi_+$	$\varphi_-$	$\varphi_+ + \varphi_-$
5	4,86	0,5824	0,8085	54°	36°	90°
10	4,75	0,65	0,7519	50°	41°	91°
15	3,9	0,69	0,7239	46°	44°	90°
18	3,25	0,74	0,6618	42°20′	49°	91°20′
25	3,8	0,75	0,6818	42°	47°	89°

Таблица 10

Расчетная таблица проводимостей: общей проводимости в системе,  
анионов и катионов

Общая проводимость системы $\frac{R}{Z^2} = g, \text{ Ом}^{-1}$	Проводимость анионов $\frac{1}{Z} = g_+, \text{ Ом}^{-1}$	Проводимость катионов $\frac{1}{r_-} = g_-, \text{ Ом}^{-1}$
1,75	0,6	1,15
1,187	0,5	0,67
1,11	0,53	0,58
1	0,55	0,44
0,88	0,48	0,4

Анализ табл. 6–10 дает возможность сделать следующие выводы:

1. При изменении уровня приложенного напряжения к электролитам происходят сложные преобразования параметров стороннего поля, что обусловлено различием процессов, происходящих на аноде и катоде.

2. Движение зарядов от анода к катоду  $I_+$  является мерой переноса только электронного тока. Электрический ток от катода к аноду является мерой переноса ионного тока  $I_-$ . Амперметр (табл. 6) фиксирует ток, образованный движением зарядов от анода к катоду, поэтому ток  $I_-$  изменяется в соответствии с табл. 7, а ток  $I_+$  в соответствии с табл. 6.

3. Ток, рассчитанный по формуле (99) и представляющий собой меру переноса суммарного заряда анионов и катионов, противопололярных и встречно движущихся, позволяет оценить результат исследования по формуле  $I = I_+ + I_-$ . Данные  $I_+$  приведены в табл. 6,  $I_-$  приведены в табл. 7, в табл. 8 приведены данные изменения тока  $I$ .

4. Глубокий анализ формулы (98) и приведенные здесь исследования позволяют с помощью прямых измерений рассчитать проводимости практически в любых электролитах и растворах.

### **7.3. Об аналогии передачи световой и электромагнитной энергии, показателя преломления (от Снеллиуса – к Эйнштейну)**

Электромагнитная энергия и свет имеют аналогичные свойства: отражения, преломления, поглощения [5]. Электромагнитная энергия, а не мощность генерируется, потребляется, передаётся, теряется, преобразовывается. Выявляя аналогию законов распространения света (закон Снеллиуса и Декарта) [2] и электромагнитной энергии (уравнения Максвелла и поток Умова–Пойнтинга) [3, 9] и используя ее во всех случаях без разбора, мы можем очень скоро прийти к ошибочным выводам. Согласно классической феноменологической теории электричества и магнетизма  $\epsilon\mu$ , усредненные во временном смысле, принимаются как действительные некомплексные числа [7; 33]. Однако при взаимодействии электромагнитного и светового излучения с веществом, воспринимающим это излучение, протекают быстропеременные во времени процессы, зависящие от концентрации частиц и множества других факторов. Эти процессы сопровождаются изменениями электропроводности, плотности тока (потока), образованием двойного электрического слоя и т.д. При этом сущность явлений при воздействии света и электромагнитной энергии на вещество наиболее полно отражают законы Снеллиуса и Максвелла. Знаменитое соотношение Снел-

лиуса  $\sin \alpha / \sin \varphi = n$  является «неотъемлемым показателем свойств вещества: температуры плавления». Однако закон Снеллиуса не учитывает изменения, происходящие в веществе под воздействием излучения (они для луча света незначительны) [14], а закон Максвелла  $c_1 = c / \sqrt{\epsilon\mu}$  не раскрывает превращений параметров электрического сопротивления под воздействием ЭДС постоянного тока [14]. С целью выявления этих особенностей приведем выявленное нами уравнение (85), представляя распространение электромагнитной энергии через границу раздела фаз, например «металл–грунт», в виде вектора Умова–Пойнтинга [14, 18]:

$$Z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2 \alpha}{g\epsilon\mu}} \cdot R,$$

где  $Z$  – кажущееся сопротивление;  $R$  – омическое сопротивление;  $\alpha$  – угол падения энергии;  $g$  – общая проводимость анионов и катионов;  $\epsilon\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемость.

Решим уравнение совместно с принятым выражением в практической электротехнике, представляющим собой комплексное (кажущееся) сопротивление последовательно соединенного активного сопротивления с ёмкостным (раздельно и с индуктивным), что имеет место при полном или частичном превращении параметров электрического сопротивления, например, электролитов, тогда имеем:

$$\begin{cases} Z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2 \alpha}{g\epsilon\mu}} \cdot R; \\ Z = \sqrt{R^2 + x^2}. \end{cases} \quad \begin{cases} Z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2 \alpha}{g\epsilon\mu}} \cdot R; \\ Z = \sqrt{R^2 - x^2}. \end{cases}$$

Приравнивая поочередно правые части и освобождаясь от квадратных корней, разделим обе части уравнений на  $R^2$  и получим

$$(\epsilon\mu - \sin^2 \alpha / (g\epsilon\mu R)) = 1 + x^2 / R^2; \quad (\epsilon\mu - \sin^2 \alpha / (g\epsilon\mu R)) = 1 - x^2 / R^2.$$

Заменяв отношение реактивного сопротивления к активному через  $\operatorname{tg} \varphi$ , получим

$$(\epsilon\mu - \sin^2 \alpha / (g\epsilon\mu R)) = 1 + \operatorname{tg}^2 \varphi; \quad (\epsilon\mu - \sin^2 \alpha / (g\epsilon\mu R)) = 1 + \operatorname{tg}^2 \varphi.$$

Учитывая принятое обозначение  $1/R = g$ , получим

$$\operatorname{tg}^2 \varphi = \pm \sin^2 \alpha / (\epsilon\mu). \quad (93')$$

Нетрудно заметить, что это выражение учитывает изменения, происходящие в веществе, и отличается от закона Снеллиуса величиной  $1/\cos \varphi$ . Закон Снеллиуса можно тотчас же получить из выражения, если представить  $\cos \varphi$  через параметры  $Z$  и  $R$ , пренебрегая превращениями параметров под воздействием внешнего источника. Тогда

$$Z^2 g = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / (\epsilon\mu)}, \quad \text{где } Z/R = \cos \varphi, \quad g = 1/R$$

$$\cos^2 \varphi = 1 - \sin^2 \alpha / (\epsilon\mu), \quad \sin \alpha / \sin \varphi = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Выражение (93') учитывает возможные изменения в замкнутой электродной системе как в источнике с результирующим полем  $\mathbf{E}_{\text{рез.}}$ , так и в веществе. Для большей наглядности приведём две графические зависимости по выражению (93):  $\sin^2 \alpha = f(\epsilon\mu)$  при  $\varphi = \text{const}$  (рис. 20, а) и  $\operatorname{tg}^2 \varphi = f(\epsilon\mu)$  при  $\alpha = \text{const}$  (рис. 20, б).

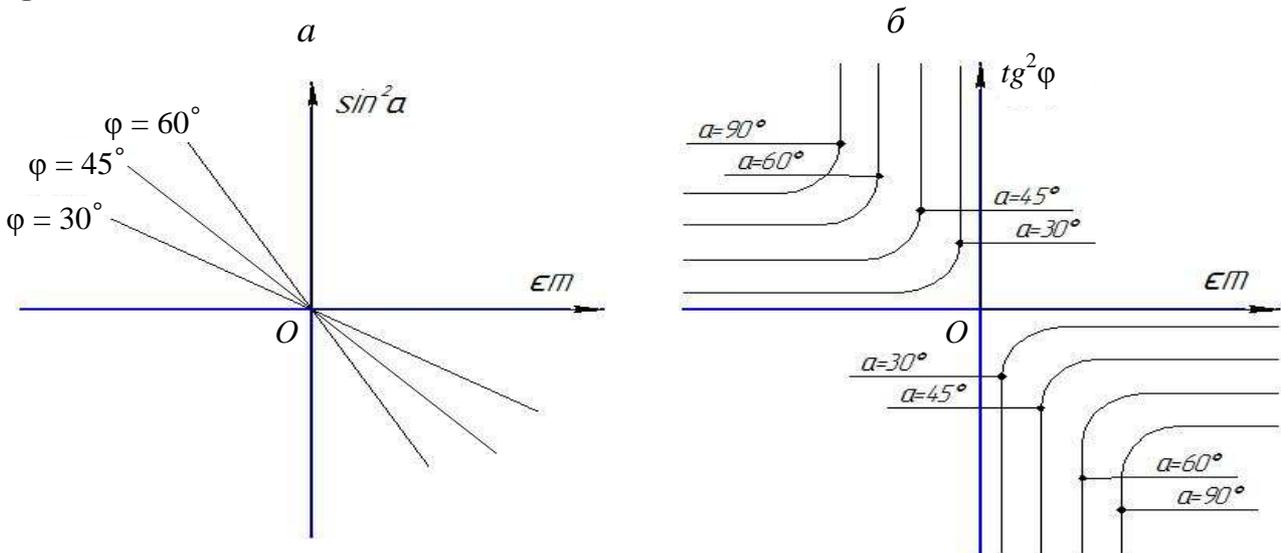


Рис. 20. Теоретические зависимости: а –  $\sin^2 \alpha = f(\epsilon\mu)$ ; б –  $\operatorname{tg}^2 \varphi = f(\epsilon\mu)$

Как видим (рис. 20, *a*), параметр  $\sin^2 \alpha$  имеет линейную зависимость от параметра  $\epsilon\mu$ , а зависимость  $\operatorname{tg}^2 \varphi$  от того же параметра  $\epsilon\mu$  (рис. 20, *б*) представляется равносторонней гиперболой, асимптотами которой являются оси координат [14, с. 75–85].

Закон Снеллиуса по своей сути представляет собой показатель преломления луча света при переходе из одной среды в другую, точнее сказать, он является показателем преломления вещества только относительно воздуха. В таблице в качестве примера представлены показатели ряда веществ.

**Показатели преломления веществ**

Вещество	Показатель преломления	Вещество	Показатель преломления
Стекло	1,5–1,9	Глицерин	1,47
Алмаз	2,42	Этиловый спирт	1,36
Плавленый кварц	1,46	Олеиновая кислота	1,46
Кристаллический кварц	1,54	Вода	1,33

Закон Снеллиуса определяет постоянство величины  $\sin \alpha / \sin \varphi$  для всех углов падения, что в значительной степени упрощает описание явления преломления света. Достаточно знать показатели преломления важнейших сред, которые могут поместиться на одной странице, и многочисленные книги, заполненные графиками типа  $a = f(\varphi)$ , будут не нужны.

Законы Максвелла  $\sin \alpha / \sin \varphi = \sqrt{\epsilon\mu}$  и  $c_1 = c / \sqrt{\epsilon\mu}$  определяют постоянство величины синусов углов относительно среды, которая принимается за const, или постоянство отношения скоростей распространяющейся электромагнитной энергии в среде с постоянными свойствами  $\epsilon\mu$  того или иного процесса. В этих условиях отношения углов  $\alpha / \varphi = \text{const}$ , например, для всех углов не оправдывается. Однако для маленьких углов падения света или электромагнитного луча Пойнтинга отношение углов  $\alpha / \varphi$  постоянно и равно около 1,5 для стекла и 1,38

для воды. При больших углах постоянство, как известно, нарушается, и отношение синусов углов  $\sin \alpha / \sin \varphi$  возрастает.

Хотя данные о преломлении света были хорошо известны еще Птолемею и использовались в течение целого тысячелетия, лишь только в 1621 г. Снеллиус дал изящную формулировку зависимости между величинами  $\sin \alpha$  и  $\sin \varphi$ . Затем спустя 17 лет Декарт опубликовал зависимость, которой мы теперь пользуемся. Открытие Снеллиуса и Декарта поясняется рис. 17.

Луч света входит в среду в точке  $O$ , где он и преломляется. В плоскости прохождения лучей проведена окружность с центром в точке  $O$ , где также проведена нормаль  $KO$ . Длины дуг  $AK$  и  $MD$  пропорциональны углам  $\alpha$  и  $\varphi$ , т.е.  $\sin \alpha / \sin \varphi = AK / MD$ . Это отношение почти постоянно при малых, но не при больших углах. Поэтому работы Снеллиуса и Декарта свелись к рассмотрению отношения полухорд  $AB/CD$  вместо отношения дуг  $AK$  и  $MD$ . Для малых углов хорды и дуги почти одинаковы, но для больших углов длина хорд и дуг существенно отличается. Поэтому отношение хорд и дуг изменяется по-разному. Таким образом, отношение  $AB/AO = \sin \alpha$ , а отношения  $CD/OD = \sin \varphi$ . Поскольку  $AO$  и  $OD$  есть радиус одной и той же окружности, то:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = \frac{AB/AO}{CD/OD} = \frac{AB}{CD}, \text{ поэтому } \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = n,$$

где  $n$  – показатель преломления.

Использование синусов углов  $\alpha$  и  $\varphi$  вместо самих углов  $\alpha$  и  $\varphi$  позволило решить задачу подбора такой функции, которая оставалась бы постоянной как при больших углах, так и при малых. Отношение синусов углов падения и преломления при малых углах падения и при больших для одной и той же среды почти равны. Для других каких-либо веществ отношение  $\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi}$  имеет другие значения. Для любого вещества это отношение является неотъемлемым свойством – таким как его температура кипения или плавления. «Любую придуман-

ную модель распространения света (или электромагнитной энергии) можно будет испытать, выясняя вопрос, объясняет ли она второй закон преломления – закон Снеллиуса».

Закон Снеллиуса и Декарта в огромной степени упрощает описание явления преломления света.

По аналогии с законами преломления света очень важно рассмотреть законы распространения электромагнитной энергии, законы Максвелла. Выявить особенности изменения электрических параметров при использовании переменных и постоянных источников электромагнитной энергии, а также изменений отношений синусов углов падения и преломления в зависимости от изменяющейся среды  $\epsilon\mu$  и уровня напряжения постоянного тока. В классической электродинамике распространение электромагнитной энергии связывают с законами Максвелла и проводят практически полную аналогию с законами распространения света. Эта аналогия исходит из определения скоростей распространения света и электромагнитной энергии в зависимости от параметра  $\epsilon\mu$ , т.е.  $c_1 = c / \sqrt{\epsilon\mu}$  или  $\sin \alpha / \sin \varphi = \sqrt{\epsilon\mu}$ . Используя аналогию понятия законов Снеллиуса и Декарта, Максвелла, Умова–Пойнтинга, легко выявить оригинальные связи и явления, происходящие в электродной системе катодной защиты, имеющей огромное значение в сохранении экологической безопасности и экономике.

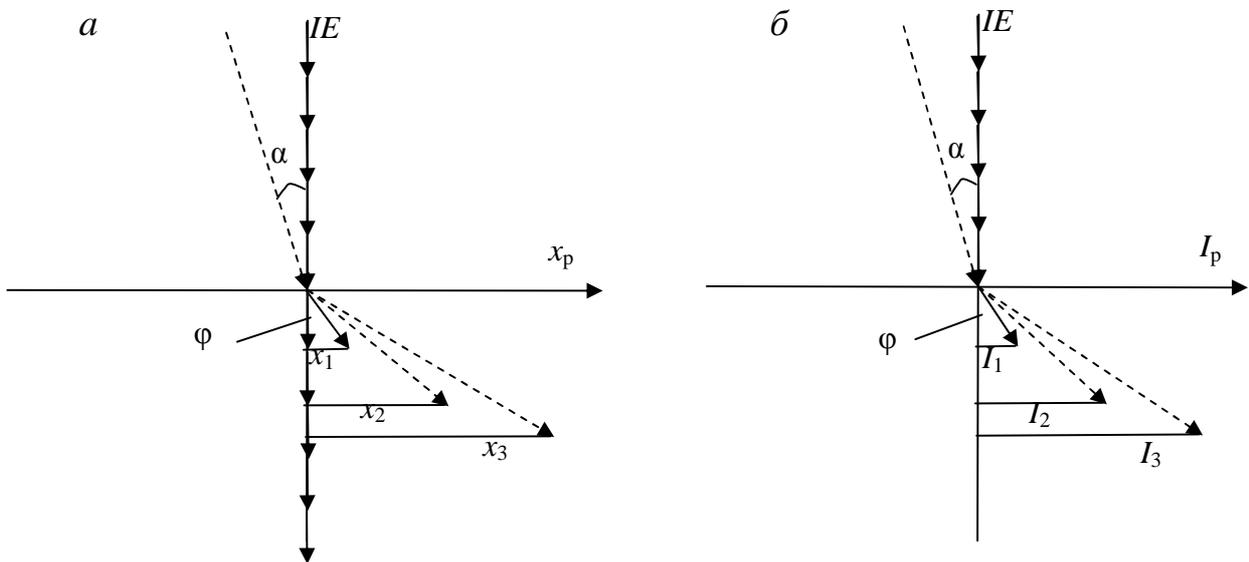
С этой целью предложим следующий порядок исследования. В одной окружности разместим два прямоугольных треугольника ( $\Delta ABO$ , образованный углом преломления  $\alpha$  (из рис. 17) и  $\Delta DCO$ , образованный углом преломления  $\varphi$ ) таким образом, чтобы в каждой из них родственные стороны являлись одновременно диаметром окружности. Сторона  $OA$  в  $\Delta OAB$  с углом падения электромагнитной энергии  $\alpha$  и сторона  $OD$  с углом преломления  $\varphi$  в  $\Delta ODC$  равны. Тогда получим следующую картину (рис. 18).

Угол  $\alpha$  опирается на катет  $x_1$ , а угол  $\varphi$  опирается на катет  $x_2$ , при этом гипотенузой у обоих треугольников является  $Z$ , диаметр одной и той же окружности. В этом случае  $R_1/Z = \cos \alpha$ ;  $R_2/Z = \cos \varphi$ ;  $R_1/\cos \alpha = R_2/\cos \varphi$  и наконец,  $R_1 = R_2 \cdot \cos \alpha / \cos \varphi$ , а также  $x_1/Z = \sin \alpha$ ;  $x_2/Z = \sin \varphi$ ;  $x_1/\sin \alpha = x_2/\sin \varphi$  и  $x_1 = x_2 \cdot \sin \alpha / \sin \varphi$ , откуда  $\sin \alpha / \sin \varphi = x_1 / x_2$ , т.е.  $\sin \alpha / \sin \varphi = n = \sqrt{\epsilon\mu}$ .

Представляя кажущееся сопротивление  $Z$  в рассматриваемой системе формулой  $Z = \sqrt{r^2 + (x_L - x_C)^2}$  для проводников первого рода и проводя аналогию с формулой, выявленной нами, для проводников второго рода  $Z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2 \alpha}{g\epsilon\mu}} \cdot R = \sqrt{\frac{R}{g}} \cos \varphi$ , мы показали, что  $\sin \alpha / \sin \varphi = \sqrt{\epsilon\mu} = x_1 / x_2 = n$ , т.е. показатель преломления  $n$  для электромагнитной энергии в проводниках второго рода, определяется отношением сопротивлений анионов  $x_1$  и катионов  $x_2$ , находящихся в сложной зависимости от их масс, скоростей их движения и от величин дополнительных сил торможения: электростатических и релаксации. На рис. 20 представлены графики изменения величины отношения  $x_1/x_2$  (см. рис. 18) под воздействием изменения уровня электромагнитной энергии (потока Умова–Пойнтинга).

Проводя аналогию теорий Снеллиуса и Декарта, Максвелла и используя вектор Умова–Пойнтинга (энергетического баланса), т.е. закон сохранения энергии с помощью понятия потока энергии, мы приходим к современным понятиям электрического тока в проводниках второго рода. А поскольку процессы, происходящие на анодном и катодном электродах, не являются времениподобными, как это показывает многовековой опыт, поэтому при изучении электролитов обязательным условием является использование явления относитель-

ности. Ибо баланс энергии, определяемый по измеренным потенциалам на границе двух различных фаз, не подтверждается опытом [1, 2, 16, 18].



Изменения, происходящие в системе

*a* – сопротивление в системе увеличивается и при  $I_+ = I_-$ ;  $x \rightarrow \infty$ , где  $I_+ = I_-$  соответственно ток анионов и катионов; *б* – ток в системе уменьшается и при  $I_+ = I_-$ ;  $I \rightarrow 0$

**ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ОСНОВ**

Практика является основой и движущей силой развития теории. В отрыве от практики наука хиреет, начинает заниматься мелкими вопросами или схоластическими рассуждениями «об инновациях», «нанотехнологиях» и т. д.

**8.1. Использование опытных данных для определения полноты катодной защиты по параметрам электромагнитной энергии**

С целью обоснования и получения данных электрических параметров при регулировании энергии  $IE$  в системе катодной защиты [21] составим две схемы замещения источника постоянной или выпрямленной ЭДС.

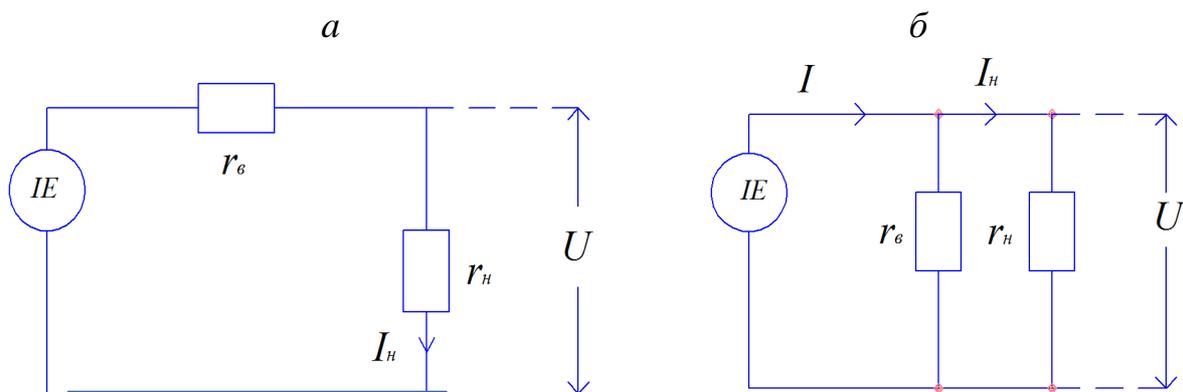


Рис. 21. Схемы замещения источника катодной защиты:

*a* – последовательная схема замещения; *б* – параллельная схема замещения

Как видим, для регулирования могут использоваться обе схемы, которые описываются общими соотношениями:

$$P = P_n + \Delta P \text{ и } P_n = I_n U,$$

где  $P_n$  – мощность нагрузки;  $\Delta P$  – потери.

Однако при переходе от одной схемы к другой, а это происходит в процессе регулирования источника энергии  $IE$  катодной защиты, мощность, развиваемая идеальным источником для схемы  $a$ , составит  $P = I_n \cdot E$ , а для схемы  $b$   $P = I \cdot U$ . Различаются и формулы расчета потерь  $\Delta P$ . В схеме  $a$   $\Delta P = I_n^2 r_g$ , а в схеме  $b$   $\Delta P = U^2 / r_g$ .

Подставляя эти значения в исходные формулы, общие для обеих схем, и разделив каждый из членов уравнения для последовательной схемы замещения на  $I$ , а для параллельной – на  $U$ , получим:

$$E = U + I_n r_g, \quad I = I_n + U / r_g.$$

Сопоставляя эти уравнения, находим, что относительно внешней цепи эти схемы дают одинаковые значения  $U$ ,  $I$ ,  $P_n$  только тогда, когда  $I = E / r_g$  [33, с. 160–168].

При этом отметим очень важный факт, имеющий решающее значение при составлении полной расчетной схемы замещения электрической цепи с грунтовым электролитом в системе катодной защиты.

В последовательной схеме замещения по каждому из элементов проходит реальный ток нагрузки, поэтому развиваемая идеальным источником мощность ( $P = EI_n$ ) и является показателем преобразования какого-либо вида энергии в электрическую.

В параллельной схеме замещения с источником тока (а не напряжения) электрический ток образуется как результат суммы двух противоположных движений ионов, зависит от величины суммарного заряда, поэтому для участков с электролитом  $I \neq E / r_g$ .

При этом, учитывая молекулярно-кинетическую схему движения заряженных частиц (рис. 22), необходимо отметить, что затраченная мощность определяется по формуле  $P = I_n U$ .

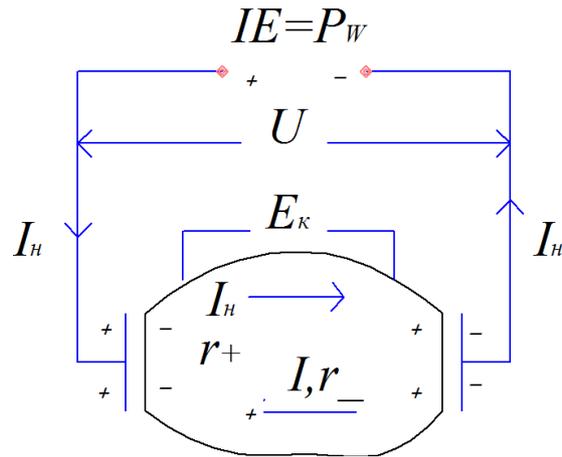


Рис. 22. Молекулярно-кинетическая схема движения заряженных ионов

А для гальванического источника при условии  $U \geq E_k$  мощность определяется по формуле  $P = IU$ . В этом случае можно составить энергетический баланс и определить ток в системе при любом режиме регулирования энергии источника катодной защиты, а именно:

$$P_w = I_H U + IU; \text{ отсюда ток } I = \frac{P_w - I_H U}{U},$$

где  $P_w$  – развиваемая источником защиты мощность, измеряемая ваттметром;  $I_H$  – ток, измеряемый амперметром;  $U$  – напряжение, измеряемое вольтметром;  $I$  – ток, определяемый по данным прямых измерений (направленный суммарный ток материальных частиц в грунт).

Таким образом, по данным прямых измерений можно проследить изменения тока  $I_H - I \Rightarrow 0$ .

При регулировании энергии источника катодной защиты от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$  и достижении  $I_H - I = 0$  наблюдается смена направления суммарного тока в грунте, т. е. достигается эффективная полнота катодной защиты.

Итак, по полученным данным прямых измерений впервые в России и за рубежом предложена инновационная методика определения полноты катодной защиты [8; 16] по параметрам электромагнитной энергии с учетом изменяющихся параметров грунтовых сред  $\epsilon_0$ .

## 8.2. Безопасная эксплуатация катодной защиты

В любом водном растворе имеются положительные и отрицательные ионы, движущиеся в беспорядке. Защищаемое сооружение ( $C$ ), уложенное в земле, и анодное заземление ( $A.З.$ ), предусмотренное в системе катодной защиты, образуют гальванический элемент ( $Г.Э.$ ) (рис. 23).

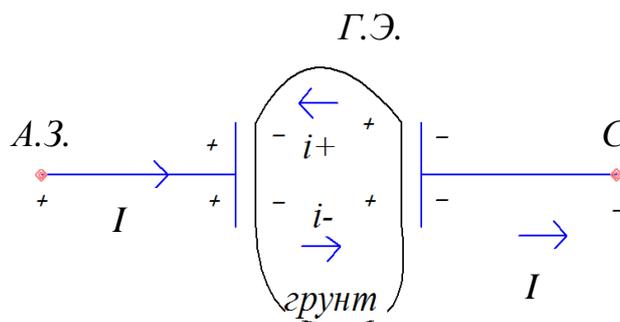


Рис. 23. Гальванический элемент, образованный в системе катодной защиты

Источник катодной защиты постоянного или выпрямленного тока системы катодной защиты подключается к гальваническому элементу  $Г.Э.$  обязательно плюсом к анодному заземлению  $A.З.$  и минусом к защищаемому сооружению  $C$ , Таким образом получается рабочая схема (рис. 24).

В процессе регулирования энергии  $IE$  источника катодной защиты элемент  $Г.Э.$  значительно изменяется. На границе раздела фаз « $A.З.$  – грунт», аналогично и на границе « $C$  – грунт», образуются два так называемых двойных слоя (микроконденсаторов)  $C_1$  и  $C_2$ , величины емкости которых, в отличие от обычных конденсаторов, зависят от величины напряжения, приложенного к электродам  $A.З.$  и  $C$ . При определенной величине энергии  $IE$  возникает такая ситуация, когда токи, образованные ионами, движущимися противоположно с различными скоростями и массами, будут равны:  $\sum i_+ = \sum i_-$ .

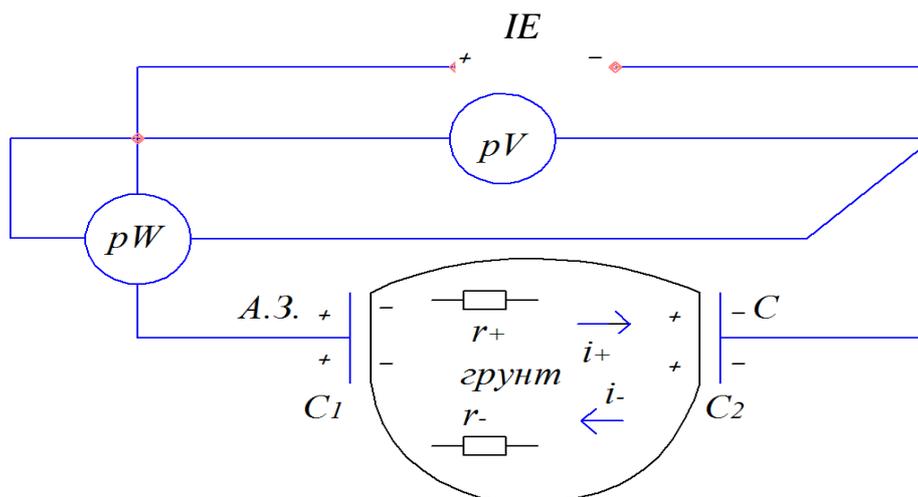


Рис. 24. Принципиальная электрическая схема катодной защиты

Эта ситуация является исходной при определении полноты катодной защиты. Более того, она должна стать нулем отсчета, аналогично тому, как при измерении, например, температуры по Цельсию или по Кельвину, т. е. ноль вольт по Палашову [8, 11, 14, 16], «изолированный катод» в системе катодной защиты при определении ее полноты и безопасности электрического разрушения газонефтепроводов.

### 8.3. О потенциалах относительно далекой земли

#### и в точке дренирования при определении полноты катодной защиты

Экономисты в разных странах постоянно делают попытки оценить ущерб от коррозии для народного хозяйства. В современной экономической ситуации большим спросом пользуются те технологии, которые обеспечивают продление срока эксплуатации подземных сооружений, препятствуя коррозионному разрушению. Поэтому сегодня очень важно на газовом рынке обеспечить долговременную и качественную защиту от коррозии подземного трубопроводного транспорта (газопроводов, нефтепроводов и т. д.).

Подземные стальные трубопроводы, как правило, защищают от коррозии с помощью изоляционных материалов. К сожалению, с течением времени изоляция подвержена старению, образуются микротрещины, микропоры, она постепенно разрушается, и в местах ее повреждений возникают процессы электрохимической коррозии. В лабораториях научно доказано, что если с помощью катодного тока снизить значение потенциала труба-грунт до значения от минус 0,87 до минус 1,1 Вольт, то скорость коррозии становится пренебрежительно малой.

В производственных условиях измерение потенциалов затруднено, поэтому результаты измерений нередко приводят к ошибочным заключениям при экспертизе полноты катодной защиты.

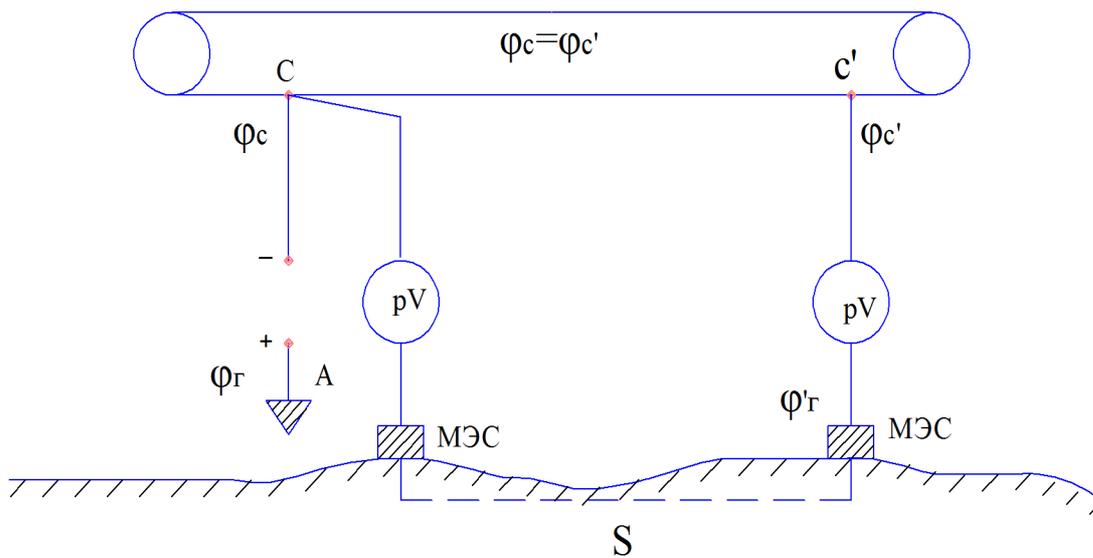


Рис. 25. Вынос потенциала по трубе

Например, в точке С потенциал стального подземного сооружения равен  $\varphi_c$ , на обкладке двойного слоя установится потенциал грунта, равный по величине  $\varphi_c$ , но противоположный по знаку, т. е.  $|\varphi_c| = |-\varphi_g|$ . В то же время потенциал в точке С' на некотором расстоянии S (км) от точки дренажа (рис. 25), потенци-

ал трубопровода по причине выноса потенциала будет оставаться практически равным  $\varphi_c$ , т. е.  $\varphi_c \approx \varphi_c'$ , в отличие от потенциала грунта  $\varphi_2'$  в той же точке  $\varphi_c'$ .

Таким образом,  $U_{\text{изм}} = \varphi_c - \varphi_c'(-\varphi_2 + \varphi_{\text{мэс}})$  для точки  $C$  (в точке дренажа). Для отдаленной точки  $C'$  при  $\varphi_c \approx \varphi_c'$  и  $\varphi_2' \approx 0$ , а  $\varphi_{\text{мэс}} = \text{const}$ , получим измеряемое напряжение в точке дренажа всегда  $U_{\text{изм}} > U'_{\text{изм}}$ , хотя потенциал  $\varphi_c'$  на большом расстоянии  $S$  практически, как выше отмечено, остается равным  $\varphi_c \approx \varphi_c'$ .

Таким образом, измеряемый потенциал по длине трубопровода не позволяет в полной мере судить о полноте катодной защиты.

Трубопровод защищен при условии  $i_A = i_K = 0$  или  $i_C = i_A = i_0'$ , а не при условии  $|\varphi_c| = |-\varphi_2|$ .

#### 8.4. Использование опытных данных для определения электрических параметров в электродных системах

Для расчета электрических цепей широко используются схемы замещения источника электромагнитной энергии. Существуют две схемы замещения источника постоянного тока: параллельная схема замещения и последовательная (рис. 26 а, б).

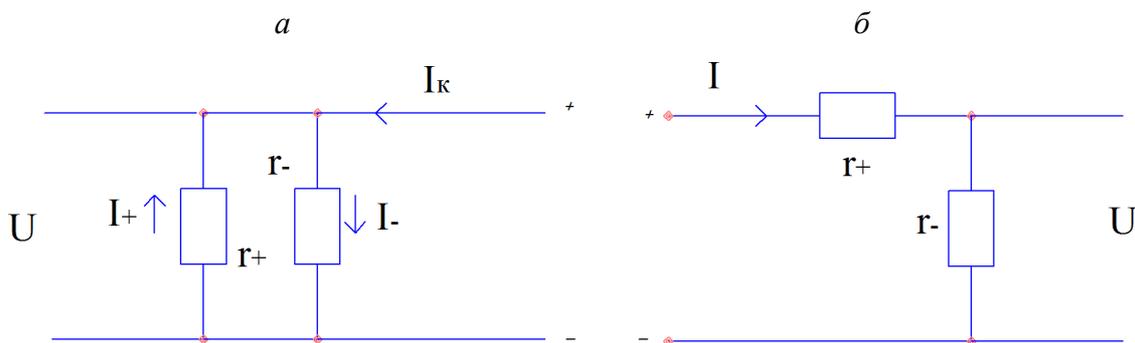


Рис. 26. Схемы замещения источника постоянного тока:

а – параллельная схема замещения; б – последовательная схема замещения

Анализ этих схем показывает, что относительно внешней цепи они дают одинаковые значения  $U$ ,  $I$ ,  $P$  только при условии, когда  $I_k = E/g$ . В схемах с реальными устройствами, конденсаторами, индуктивностями и резисторами, параметры которых практически не изменяются, последовательная схема считается основной.

Однако в проводниках второго рода ток в токоприемнике (например, в электролитах) движется одновременно и встречно с различными скоростями, зависящими от величины ЭДС.

При этом условии  $I_k = E/g$  практически всегда нарушается, и тогда последовательная схема не выполняет своей расчетной функции. В проводниках второго рода при регулировании ЭДС источника ток анионов может равняться току катионов, тогда возникает ситуация, при которой ЭДС становится равной напряжению.

В этом случае реальному процессу соответствует параллельная схема замещения. Неопределенность данной ситуации затрудняет применение как одной схемы замещения, так и другой.

В данной работе приводится расчет электрических параметров производственного процесса кадмирования по экспериментальным данным прямых измерений [11, 16].

Исходные данные производственного процесса кадмирования:  $t, ^\circ\text{C} = 18-30$ ,  $\delta = 1-2 \text{ А/дм}^2$ , толщина покрытия 6–9 мкр – продолжительность  $\approx 50$  мин, толщина покрытия 12–15 мкр –  $\approx 80-90$  мин. Состав: 1. Кадмий серно-кислый 50–80 г/л., 2. Кислота серная 50–100 г/л., 3. Эмульгатор ОП-10 5–10 г/л.

*Таблица 11*

**Экспериментальные данные одновременной фиксации  
электрических параметров при производственном кадмировании**

Мощность $P_w$ , Вт	170	70	68	65
Ток $I_+$ , А	22,1	9,5	9,5	8,6
Падение напряжения $U$ , В	1,5	0,75	0,5	1

## Расчеты по данным прямых измерений

Напряженность стороннего поля $E_{AK}^{стор} = P / I, В$	Напряженность поля $E_{AK} = U - E_{AK}^{стор}, В$	Ток, образованный катионами $I_{-} = E_{AK} / z, А$	Кажущееся сопротивление $r_{+} = z = U / I, Ом$
170/22,1 = 7,6923	1,5-7,6923 = -6,192	-6,192/0,0679 = -91,192	1,5/22,1 = 0,0679
70/9,5 = 7,3684	0,75-7,3684 = -6,6184	-6,6184/0,0789 = -83,8834	0,0789
68/9,5 = 7,1579	0,5-7,1579 = -6,6579	-6,6579/0,0526 = -126,576	0,0526
65/8,6 = 7,5581	1-7,5581 = -6,5581	-6,5581/0,1162 = -56,438	0,1162

## Расчетные дополнительные данные

$P_{+} = I_{+} \cdot U, Вт$	33,15	7,125	4,75	8,6
$P_{-} = P_w - P_{+}, Вт$	136,85	62,875	63,325	56,4
Проводимость анионов $g_{+} = P_{+}/U^2, Ом^{-1}$	1,47333	1,26666	19	8,6
Проводимость катионов $g_{-} = P_{-}/U^2, Ом^{-1}$	60,822	111,7777	253,3	56,4
Сопротивление катионам $r_{-} = U/I_{-}, Ом^{-1}$	0,0164	0,0789	0,0526	0,1162
Падение напряжения на активном сопротивлении анионов $U_{+} = I_{+}R$	7,691	7,3682	7,1573	7,5508
Падение напряжения катионов $U_{-} = I_{-} \cdot z$	6,1919	6,6184	6,6579	6,558
Измеряемое напряжение $U = U_{+} - U_{-}$	1,5	0,7498	0,499	0,993

## Выводы

1. Анализ таблиц производственных измерений показывает, что известные схемы замещения не могут быть использованы для расчета электрических параметров с целью определения ситуации, при которой ток в среде становится равным нулю, т. е. критерия прекращения процесса.

2. Из табл. 12 видно, что в процессе кадмирования постоянно изменяются: напряженность стороннего поля, поля источника и величины токов анионов и катионов.

3. Измеряемое напряжение  $U$  (табл. 13) есть падение напряжения, а не напряжение источника, поскольку  $U = U_{+} - U_{-}$ , т. е.  $U$  равно разности падений напряжений анионов и катионов.

4. Для расчета электрических параметров в цепях с проводниками второго рода необходимо применять теорию, учитывающую резкое изменение параметров среды  $\epsilon_r$  [15, 19].

Только в этом случае можно отказаться от многочисленных методических указаний, инструкций для различных сред.

### 8.5. Экспериментальные исследования производственной системы катодной защиты

В настоящее время используется контроль полноты катодной защиты по косвенным измерениям потенциального состояния защищаемого сооружения. Такие измерения часто приводят к ошибочным выводам, снижению надежности и безопасности эксплуатации газопроводов, нефтепроводов и других строительных конструкций. На рис. 27 представлена принципиальная схема системы катодной защиты.

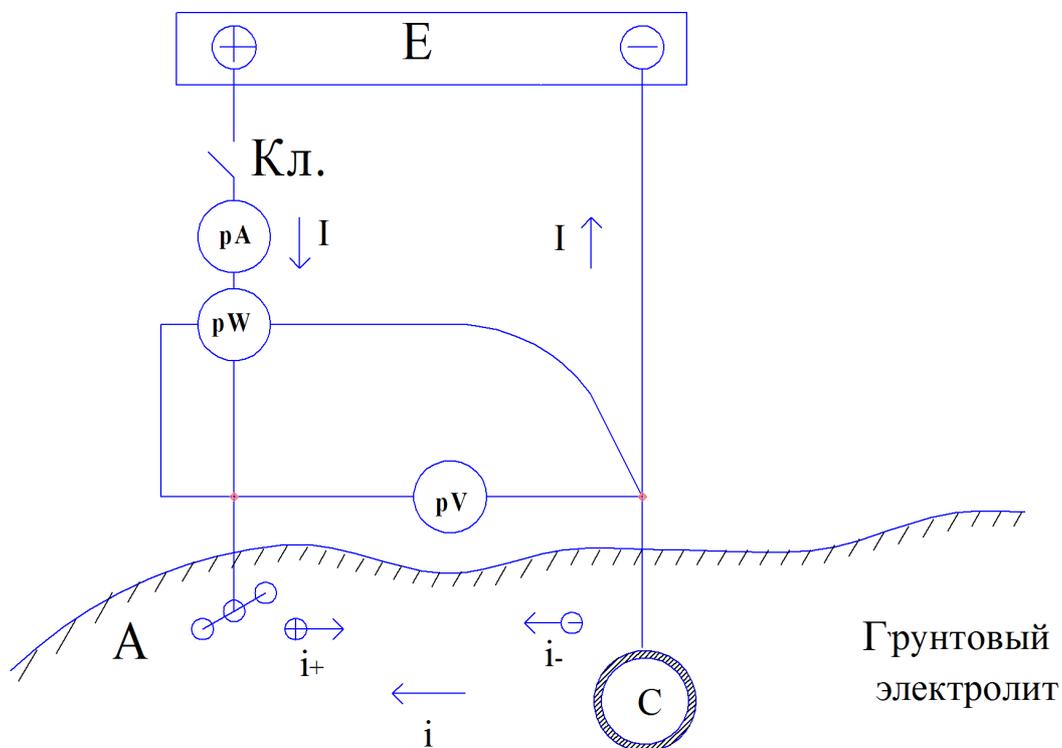


Рис. 27. Принципиальная схема катодной защиты

### **Описание эксперимента**

Если ключ Кл отключен, мы имеем два источника. Один источник выпрямленного напряжения с ЭДС,  $E$  – источник катодной защиты и другой источник тока, образованный гальваническими токами  $i_+$ ,  $i_-$  защищаемого сооружения  $C$  и анодного заземления  $A$ . Одновременно заметим, что локализовать гальванический источник с показателями его электрических параметров с высокой для практики точностью не удаётся. Хорошо известно, что в любой электродной системе, в том числе и в системе катодной защиты, ток обусловлен одновременным и противоположным движением анионов и катионов. Другого тока в электролитах не образуется.

Если КЛ включен, амперметр  $pA$  зафиксирует ток  $I$  в цепи системы катодной защиты, но не ток  $i$  в электролите; вольтметр зафиксирует падение напряжения под воздействием суммарного значения токов  $i_-$  и  $i_+$ , но не напряжение источника; ваттметр зафиксирует  $P$  – полную активную мощность, поскольку  $P = P_+ + P_-$ , где  $P_+$  – затраченная электромагнитная энергия,  $P = IE$  на превращение химической энергии в гальваническом элементе и  $P_-$  – на преобразование в теплоту.

Таким образом, прямыми измерениями можно получить основные и достаточные данные для анализа и контроля полноты катодной защиты.

С этой целью, регулируя источником  $E$  напряжение, получим величину зафиксированных амперметром токов от  $I_{\min}$  до  $I_{\max}$ , вольтметром – падение напряжений и ваттметром – мощностей. Данные сведём в табл. 14.

*Таблица 14*

#### **Данные прямых измерений**

Ток $I$ , А	3	5	8	10	12
Напряжение $U$ , В	5	10	15	18	25
Мощность $P$ , Вт	43,75	118,75	250	325	550

По данным прямых измерений проведем расчеты для каждого фиксированного шага и сведем их в табл. 15.

Таблица 15

Расчетные данные

$g = P/U^2, \text{ Ом}^{-1}$	1,75	1,187	1,11	1,0	0,88
$r_+ = U/I, \text{ Ом}^{-1}$	1,66	2	1,875	1,8	2,1
$g_+ = 1/ r_+, \text{ Ом}^{-1}$	0,6	0,5	0,53	0,55	0,48
$g_- = g - g_+, \text{ Ом}^{-1}$	1,15	0,67	0,58	0,44	0,4

Достаточным и единственным условием резонанса токов в электролите является равенство проводимостей положительно и отрицательно заряженных ионов. Только в этом случае не будет тока в проводнике и наступит электролитическое равновесие, а  $E = -E^{стоп}$ .

По данным  $g_+$  и  $g_-$  для каждого фиксированного напряжения построим зависимости  $g_+, g_- = f(U)$  (рис. 28).

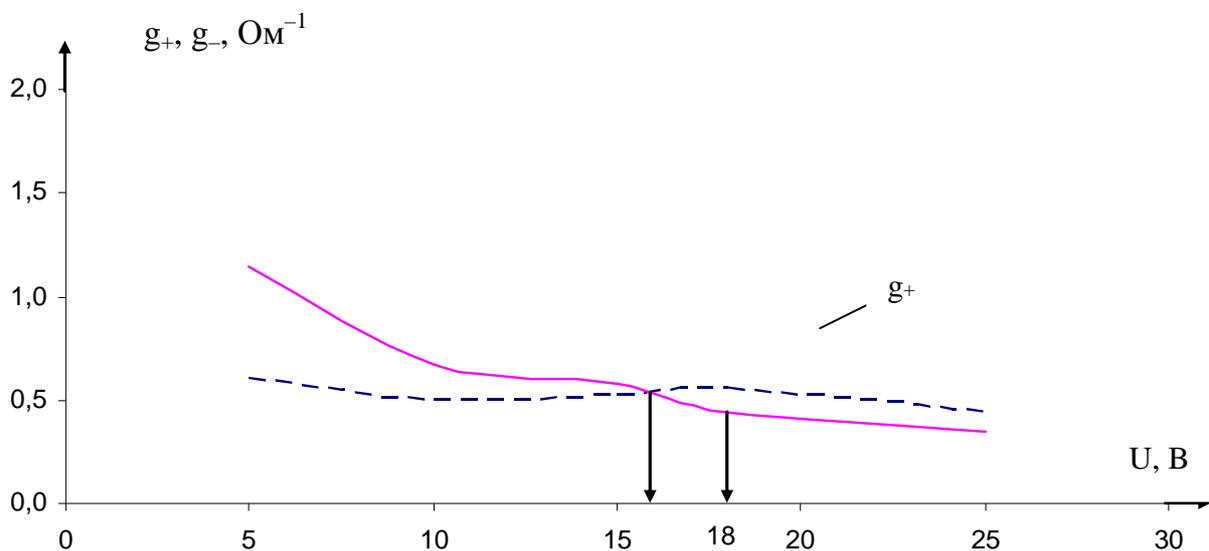


Рис. 28. Зависимости проводимостей положительно и отрицательно заряженных частиц от уровня приложенного напряжения

Как видим, точка пересечения кривых определяет эффективную полноту катодной защиты и величину напряжения, при которой она возможна (реализуется). В этом случае ток анионов  $i_+$  равен току  $i_-$  катионов (наблюдается своеобразный резонанс).

При этом заметим, что измеряемое напряжение на клеммах электродов в электролитах представляет собой сумму падений напряжений, произведения ионного тока  $I_-$ , направленного от катода к аноду, на соответствующее ему сопротивление  $r_-$  и произведения ионного тока  $I_+$ , направленного к катоду от анода на соответствующее сопротивление  $r_+$ , при этом полная сила тока является определяющей мерой переноса суммарного заряда положительно и отрицательно заряженных ионов, а не напряжение на клеммах.

### РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОЛИТОВ ПО ПРОВОДИМОСТИ

Легко измерять, труднее знать, что измеряешь!  
Творцы ньютоновской механики

Для получения данных электропроводности необходимо измерять сопротивление между двумя электродами. Однако известные способы измерения сопротивлений электролитов требуют точного поддержания заданной температуры, устранения поляризации электродов, высокой точности электрических измерительных систем. В эксплуатационных условиях в большинстве случаев ни одно из упомянутых требований не может быть выполнено. Поэтому до настоящего времени на практике используется весьма сомнительный, научно не обоснованный способ определения электролитического равновесия по потенциалу относительно медносульфатного электрода сравнения или другого.

#### **9.1. Взаимодействие диссоциирующей силы и диэлектрической проницаемости под влиянием электромагнитной энергии**

В. Нернст и Дж. Томсон отмечали, что диссоциирующая сила различных жидкостей практически пропорциональна их диэлектрической проницаемости: диэлектрическая проницаемость бензола  $\epsilon = 2,5$ ; эфира  $\epsilon = 4,1$ ; алкоголя  $\epsilon = 25$ ; муравьиной кислоты  $\epsilon = 62$ ; воды  $\epsilon = 81$ . В таком же порядке идут и диссоциирующие силы, способные образовывать электролитические растворы. Этот параллелизм диссоциирующей силы и диэлектрической проницаемости до некоторой степени можно пояснить взаимодействиями между ионами, т. к. электрические силы обратно пропорциональны диэлектрической проницаемости. При этом установлено, что в растворителях с высоким значением  $\epsilon$  электролиты ве-

дуют себя как сильные, а в растворителях со средним и низким значениями  $\epsilon$  – как слабые. При увеличении  $\epsilon$  растворители становятся, как правило, более полярными. Растворители с низкой диэлектрической проницаемостью – неполярные жидкости. По величине диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  известна и их классификация:  $\epsilon > 50$  – сильные электролиты,  $\epsilon < 12-50$  – слабые. В растворе мерой движения являются положительно и отрицательно заряженные анионы и катионы, движущиеся одновременно и встречно друг к другу. Понимая, что под энергией понимается единая мера различных форм движения, а энергия преобразуется только в форме работы и теплоты, можно заключить, что в электрической цепи, где токоприемником является электролитическая «ванна», можно составить математическую модель и молекулярно-кинетическую схему движения микрочастиц [6].

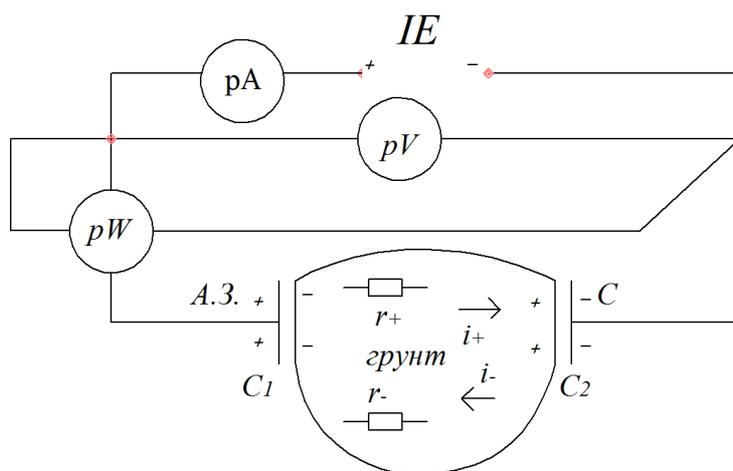


Рис. 29. Молекулярно-кинетическая модель измерения электрических параметров в проводниках первого рода:  $\oint E_S ds = 0$ .

Как видим, в «ванне» (рис. 29) частицы движутся навстречу противоположно соответственно их массам. Следовательно, задача сводится к нахождению общего тока, образованного в электролитической «ванне» анионами с соответствующим им сопротивлением и катионами с другим соответствующим им сопротивлением под воздействием постоянной электромагнитной энергии (а не напряжения и тока, измеряемых в металлическом проводнике первого рода).

Таким образом, ток в электролитической ванне обусловлен величиной положительного заряда в соответствии с законом Фарадея, (выделенного вещества), величиной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a$ , потоком Гаусса, связанного с величиной потока напряженности электромагнитной энергии, поскольку каждая точка поля характеризуется энергией, а потенциалы каждой точки  $\varphi_A$  и  $\varphi_K$  – скалярные величины:  $F = E_A \cdot g = Q \cdot g / 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \epsilon_{at}$ , где  $Q$  – электрический заряд, создающий поле;  $g$  – пробный положительный заряд;  $r$  – расстояние между зарядами;  $\epsilon_{at}$  – диэлектрическая проницаемость среды при соответствующей температуре [7]. Поэтому разность потенциалов двух точек характеризует напряжение, а напряжение характеризуется энергией, затраченной на перемещение единицы пробного положительного заряда  $g$  на расстояние  $l$  между этими точками, т. е.  $U_{AK} = W_{AK}/g = \varphi_A - \varphi_K = F \cdot l/g = E \cdot l$ , тогда  $\varphi = W/g = \text{Дж/Кл} = \text{В}$ . Поскольку энергия, необходимая для вырывания или переноса электрона от одного атома к другому, приблизительно равна 1В, умноженному на элементарный заряд, очевидно, поэтому за единицу измерения в исследованиях химических реакций следует принять электрон-вольт:  $1\text{В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/элемент. заряд}$ , тогда  $1\text{А} = 6,25 \cdot 10^{+18} \text{ элем. зарядов}$ .

Учитывая вышеизложенное, мы предлагаем электродинамический подход к рассмотрению процессов в электродных системах. В этом случае электромагнитная энергия воздействует на токоприемник, в свою очередь токоприемник воздействует на источник и результатом этого взаимодействия является ток между электродами. Электрический ток в «ванне» принимается равным сумме токов, образованных одновременным действием противоположных ионов, и направлен от катода к аноду вопреки отталкиванию этих частиц от зажимов источника энергии. В этом процессе используется химическая энергия для насильственного перемещения заряженных частиц к зажимам источника.

В электрической цепи Ома постоянный или выпрямленный ток является замкнутой субстанцией и определяется направленным потоком заряженных

микрочастиц в единицу времени, т. е.  $I = \frac{Q}{t}$ , Кл/с. Напомним, ток – скалярная величина, плотность тока – векторная. При перемещении положительного заряда совершается работа  $A = \bar{E} \cdot g$ . Поэтому можно принять работу перемещенного единичного заряда по линейному металлическому проводнику как  $A = I \cdot U$  или  $A = I^2 \cdot R$ . Не каждая частица в электролитической системе достигает другого электрода при своем движении, хотя энергия (чтобы частица покинула пределы электрода) затрачена. Очевидно, она преобразована в теплоту и для перестройки структуры электролита (изменения среды  $\epsilon_a$ ), поэтому энергия в электролитической среде равна как бы двум работам. С одной стороны, измеряемой  $A = I \cdot U$  и затраченной (преобразованной) в теплоту  $Q$ , не измеряемой приборами тока и напряжения. С учетом этого электромагнитная энергия электрической цепи Ома с электролитами (проводниками второго рода) равна:  $P_w = I \cdot U + Q$ , поскольку, как выше отмечено,  $\phi_a - \phi_k = U$ , а  $E_a = F \cdot g$ , где  $P_w = I \cdot E$  – энергия системы;  $I$  и  $U$  – ток и напряжение, измеренные включением приборов в линейные проводники первого рода;  $Q$  – энергия, преобразованная в теплоту стороннего поля, где величина освобожденной энергии в каждой точке равна:

$$W_A/g = Q/4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \epsilon_0 \epsilon_r.$$

В проводниках второго рода формулы  $P = I \cdot U$  и  $P = U^2/R$  в отдельности не применимы. Если  $P = I \cdot U$  можно принять за работу, то  $P = U^2/R$  – нельзя. Они неадекватны хотя бы потому, что теплота в системе распределяется между выделенной в источнике и токоприемником, параметры которых резко отличаются друг от друга. Рассматривая перестройку структуры любого электролита под воздействием уровня электромагнитной энергии постоянного или выпрямленного тока (а не переменного, который в отличие от квазилинейного переменного тока может быть и разомкнутым [8]), можно связать закон Ома с количественным законом Фарадея и потоком Гаусса, приняв энергию потока фарадеев-

ских частиц за обусловленную вектором Пойнтинга (энергетическим балансом) [6; 9].

Выявленная, таким образом, закономерность включает в себя изменяющийся параметр  $\epsilon\mu$  в зависимости от уровня приложенной ЭДС выпрямленного или постоянного тока:

$$Z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2 \alpha}{g\epsilon\mu}} \cdot R = \sqrt{\frac{R}{g}} \cos \varphi, \text{ поэтому } Z = r_+ = \sqrt{\frac{R}{g_+}} \cos \varphi_+; Z = r_- = \sqrt{\frac{R}{g_-}} \cos \varphi_-, \quad (78)$$

где  $Z$  – кажущееся сопротивление;  $\alpha$ ,  $\varphi$  – соответственно угол падения и преломления электромагнитной энергии;  $\epsilon\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости;  $R$  – омическое сопротивление движущихся противоположно частиц Фарадея;  $g$  – общая проводимость при определенном уровне энергии;  $g_+$  – проводимость положительных частиц;  $g_-$  – проводимость отрицательных частиц.

Как легко видеть из формулы (78), в электролитах только при  $\epsilon\mu = 1$  и  $\sin^2 \alpha = 0$

$$Z = \sqrt{\frac{R}{g}}, \quad (79)$$

при этом условии наблюдается устойчивое равновесие, проводимость составляет:

$$g = \frac{R}{Z^2}. \quad (80)$$

Таким образом, хорошо известная формула  $g = \frac{P}{U^2}$  для проводников первого рода оказывается аналогичной формуле (80) для проводников второго рода только в идеальном случае, которого в природе не существует.

Поэтому для условно принятого равновесия с высокой степенью точности можно рассчитать изменяющиеся параметры любой электролитической системы при изменении взаимодействия уровня постоянной и выпрямленной ЭДС с электролитическим токоприёмником. Поскольку, как мы только что доказали,

$\frac{P}{U^2} = \frac{R}{Z^2}$ , а это достигается только тогда, когда  $\epsilon\mu = 1$ ,  $\sin^2\alpha = 0$ , при этом

$\epsilon = c/c_0$ ,  $\mu / \mu_0$ , идеальные параметры становятся равными при  $X_L = X_C$ , а параметр  $Z$  проявляет только физические свойства  $R$ . Только в этом случае, исходя из закона Фарадея (выделенного количества материальных частиц), потока Гаусса (связанного с величиной потока напряженности, а не ЭДС), можно принять  $P_w = I_c \cdot U$ . Тогда расчетная формула тока в электролитах (в проводниках второго рода) при любом уровне электромагнитной энергии источника постоянного или выпрямленного тока – закономерность В.В. Палашова для проводников второго рода

$$I_c = \frac{U \cdot R}{Z^2}, \quad (81)$$

где  $U$  – измеряемое падение напряжения;  $P_w$  – измеряемая ваттметром мощность в проводниках второго рода (в отличие от  $P = I_+ \cdot U$  в проводниках первого рода);  $Z = \frac{U}{I_+}$ ;  $I_+$  – ток, измеряемый амперметром (в отличие от  $I_c$  для провод-

ников второго рода).  $I_+ = \frac{U}{R'}$ ;  $I_+ = \frac{E}{R' + r_B}$ ;  $\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R'} = I$  – закон Ома для проводников первого рода.

Сравним полученную формулу (81) для расчета тока в проводниках второго рода с формулой Ома для расчета тока в проводниках первого рода. Легко видеть:  $R \neq R'$ ,  $R \neq R' + r_B$ ,  $Z \neq R'$ ,  $Z \neq R' + r_B$ ,  $P_w \neq P$ , поскольку  $P_w = f(\epsilon_a)$ ,  $P = f(I_+, R')$  или  $P = f(R' + r_B)$ ,  $I_c \neq I_+$ . При этом  $R' = f(\rho, l, s)$ ,  $R = f(\epsilon_a, \text{ионизации})$ .

Таким образом, впервые в России и за рубежом полученные формулы (78–81) являются основополагающими для расчета тока в электролитах, как и формулы Ома и Джоуля – Ленца для проводников первого рода.

## 9.2. Отличительные особенности электропроводимости веществ

По электропроводимости различают проводники первого и второго рода. Электропроводность диэлектриков, как правило, рассматривается отдельно, что приводит иногда к непониманию процессов, происходящих в проводниках второго рода (в электролитах!) [4].

Проводники первого рода обладают электронной проводимостью, проводники второго рода – *ионной* проводимостью. В проводниках первого рода связь между электронами и ядром атома слабая, поэтому свободные электроны под воздействием напряженности электромагнитного поля  $E$  принимают направленное движение [16]. В проводниках второго рода происходит процесс электролитической диссоциации (ионизации), поэтому под воздействием статического поля  $E_{ст}$  и стационарного постоянного  $E$  ионы принимают противоположное движение: положительные ионы движутся к отрицательному электроду, а отрицательные – к положительному. В проводниках первого рода электростатическое поле отсутствует по определению [4, 5]. В проводниках второго рода в результате разделения зарядов внутри электролита создается свое электрическое поле ( $E_{стоп}$ ), направленное от положительных зарядов к отрицательным.

Проводники первого рода обладают положительным температурным коэффициентом, а проводники второго рода, как правило, отрицательным [33]. Поэтому с ростом температуры сопротивление электролитов уменьшается, а сопротивление металлов увеличивается. Особо отметим, что при регулировании напряженности электрического поля резко изменяется скорость процесса ионизации, что в конечном счете приводит к изменению абсолютной диэлектрической проницаемости среды электролита ( $\epsilon_a$ ). При этом в электролите магнитное поле может полностью отсутствовать (эффект сверхпроводимости металлов или отсутствия тока в электролитах при достижении равенства  $E = E_{стоп}$ ). Исключительную роль в этом процессе играет величина диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a$ , резко изменяющаяся под воздействием вектора Гаусса.

### 9.3. Роль диэлектрической проницаемости и потока вектора Гаусса в становлении единиц измерения электрических и магнитных величин

Основным понятием электрического поля является напряженность  $E$ . Это понятие исходит из закона Кулона, который связывает силы взаимодействия  $F$  двух точечных зарядов  $Q$  и  $q$  ( $Q$  – электрический заряд, создающий поле;  $q$  – пробный положительный заряд) с расстоянием  $r$  между зарядами и абсолютной диэлектрической проницаемостью среды  $\epsilon_a$ , где создается силовое поле:

$$F = Q \cdot q / 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \epsilon_a.$$

Тогда можно определить напряженность в одной точке поля:

$$E_A = F/q = Q / 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \epsilon_a. \quad (82)$$

Параметр  $Q$  в законе Кулона связан в теореме Гаусса с потоком вектора напряженности электрического поля:

$$N = Q / \epsilon_a. \quad (83)$$

Принятие в качестве исходного положения, что поток напряженности статического поля есть векторная величина, позволило создать систему единиц измерения электрических и магнитных величин. Так, например, величина потенциала в каждой точке электрического поля определяется выражением

$$\varphi_A = Q / 4 \cdot \pi \cdot r \cdot \epsilon_0 \epsilon_a.$$

Каждая точка поля характеризуется энергией, а потенциалы каждой точки  $\varphi_A$  и  $\varphi_K$  – скалярные величины. Тогда разность потенциалов двух точек электрического поля характеризует напряжение ( $U$ ), а напряжение характеризуется энергией  $W_{AK}$ , затраченной на перемещение единицы положительного пробного заряда  $q$  на расстояние  $l$  между этими точками:

$$U_{AK} = W_{AK} / q = \varphi_A - \varphi_K = Fl / q = E \cdot l. \quad (84)$$

В этом выражении за единицу напряженности электрического поля принята единица измерений вольт на метр, т.е. В·м, т.к.

$$E = U_{AK} / l. \quad (84)$$

Поскольку напряженность в одной точке поля, как было отмечено в формуле (82),  $E_A = F/q$ , то за единицу измерения диэлектрической проницаемости, естественно, принята Кл/В·м = Ф/м. Определена диэлектрическая проницаемость вакуума  $\epsilon_0 = 10^9/36\pi$  Ф/м =  $8,25 \cdot 10^{12}$  Ф/м и является электрической постоянной. Диэлектрическую постоянную любой среды выражают через электрическую постоянную  $\epsilon_0$  и диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_r$  – табличную величину, которую называют относительной, поскольку  $\epsilon_r = \epsilon_a / \epsilon_0$ , т.е.  $\epsilon_a = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ . Табличная величина  $\epsilon_r$  связана с пробивной напряженностью диэлектрика, а напряжение, при котором происходит пробой диэлектрика, связано с толщиной диэлектрика:

$$E_{np} = U_{np}/l, \text{ кВ/мм.} \quad (85)$$

Сущность пробоя заключается в отрыве электрона от атома в диэлектрике. Происходит так называемая ионизация диэлектрика (и он становится проводником). Процессы превращения диэлектрика в проводник различных сред (твердых, жидких) отличаются между собой, поэтому табличная величина для различных сред не может раскрыть характера изменения любой среды и является, по существу, сравнительным показателем, определяющим, во сколько раз абсолютная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_a$  среды больше электрической постоянной  $\epsilon_0$ . Однако без учета характера изменения среды (например, скорости преобразования одного вида энергии в другие) сравнительные величины являются несоизмеримыми. Отсюда следует, что в электрической замкнутой цепи Ома под энергетической характеристикой нужно понимать силу  $F/q = W_A$ , а не ЭДС источника. Отсюда следует, что если заряд не движется, то энергию он не расходует, образуя статическое поле определенной напряженности  $E_{ст}$ . Если в проводниках первого рода статическое поле отсутствует по определению, то в проводниках второго рода оно реально существует и реально влияет на процессы, происходящие в электролитах. В этих случаях энергетический ба-

ланс (основной закон сохранения и превращения энергии) может быть удовлетворен только при условии равенства сил этих двух полей: статического и стационарного постоянного, в отличие от переменного квазистационарного [8].

Анализируя вышеизложенное, заметим: 1. Энергия передается заряженным частицам и может быть отнята от них в виде тепловой энергии. 2. Не может быть электрического тока без некоторого превращения энергии. 3. При наличии тока источник доставляет энергию со скоростью  $I \cdot E = (\text{число элементарных зарядов/с}) \cdot (\text{Дж/элемент. заряд}) = \text{Дж/с}$ . 4. Скорость, с которой энергия сообщается цепи, является единицей измерения мощности и называется ваттом и равна  $1 \text{ Дж/с} = \text{Вт}$ . Таким образом, только при измерении тока в цепи с электролитами числом элементарных зарядов, представляющих собой сумму положительных и отрицательных противоположно движущихся материальных микрочастиц за секунду, а ЭДС в Дж/элемент. заряд мощность равна  $I \cdot E$  и может быть названа энергией потока Гаусса, величина которой  $P_w$  и измеряется ваттметром. 5. Поскольку каждая точка поля характеризуется энергией, а разность потенциалов двух точек – напряжением, очевидно, можно говорить о различии энергетической сущности статического и стационарного полей. В статическом поле энергия передается при переходе с одного энергетического уровня на другой (микроизмеряемые величины). В стационарном поле энергия передается от одной точки проводника к другой по длине проводника (макроизмеряемые величины). Напряженность статического поля связана с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a$ , а напряженность стационарного – с напряжением и скоростью ионизации. Так что в цепях постоянного тока с электролитами и растворами рассчитать энергетический баланс по законам Ома (11) для проводников первого рода не представляется возможным.

#### 9.4. Расчет электрических параметров электролитов в цепях постоянного (или выпрямленного) тока

Основным законом для расчета параметров в цепях постоянного тока является закон Ома:

$$I = \frac{\Phi_A - \Phi_B}{R}; \quad I = \frac{E'}{R + r}; \quad I = \frac{U}{R}; \quad I \cdot R = \int_1^2 E_s dS. \quad (86)$$

Легко усмотреть во всех приведенных примерах использования закона Ома отсутствие диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a$ . Это означает, что закон Ома в таких формах без связи с потоком Гаусса и закона Кулона не может использоваться для расчета параметров в электролитах.

Рассматривая известные схемы замещения источника постоянного тока, К.М. Поливанов показал [33], что все уравнения этих схем дают одинаковые значения  $U, I, P$  относительно внешней цепи только тогда, когда  $I = E/r$ , где  $E$ , напомним, в соответствии с законом Кулона есть  $F/q$ , а  $q$  – единичный положительный заряд. При этом в проводниках первого рода движутся отрицательно заряженные микрочастицы – электроны, т. е. возникает электронная проводимость. В электролитах – ионная проводимость: движутся атомы, группы атомов с различными кинетическими скоростями. Это происходит потому, что процесс взаимодействия полей статического и стационарного, реально существующих в электролитах, оказывает существенное влияние на степень ионизации при изменении величины внешнего поля.

Автору на базе выявленных закономерностей удалось разработать расчет электрических параметров с учетом влияния изменяющейся среды  $\epsilon_a$ .

На рис. 30 представлена схема измерения электрических параметров с линейным токоприемником первого рода, а на рис. 31 – с токоприемником второго рода.

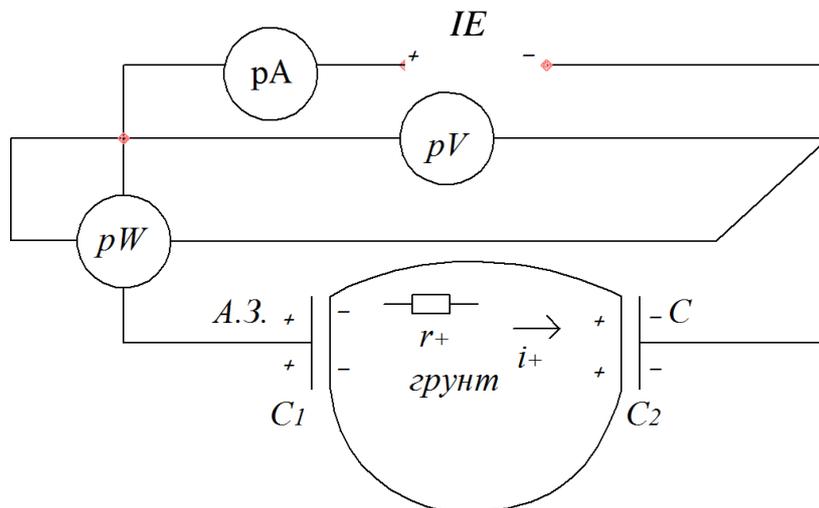


Рис. 30. Схема измерения электрических параметров в проводниках первого рода  
 $\oint E_s ds = 0$ .

Как видим, в схеме рис. 30 амперметр и вольтметр измеряют скалярные величины. Ваттметр измеряет тепловую мощность, полученную от движущихся электронов. В схеме рис. 31, наоборот, амперметр и вольтметр измеряют векторные величины. Амперметр измеряет величину  $I_+$ , вольтметр измеряет разность падений напряжений соответственно на сопротивлениях  $r_+$  и  $r_-$ . Ваттметр определяет пространственную плотность  $\Pi$  вектора Пойнтинга, поделенного на

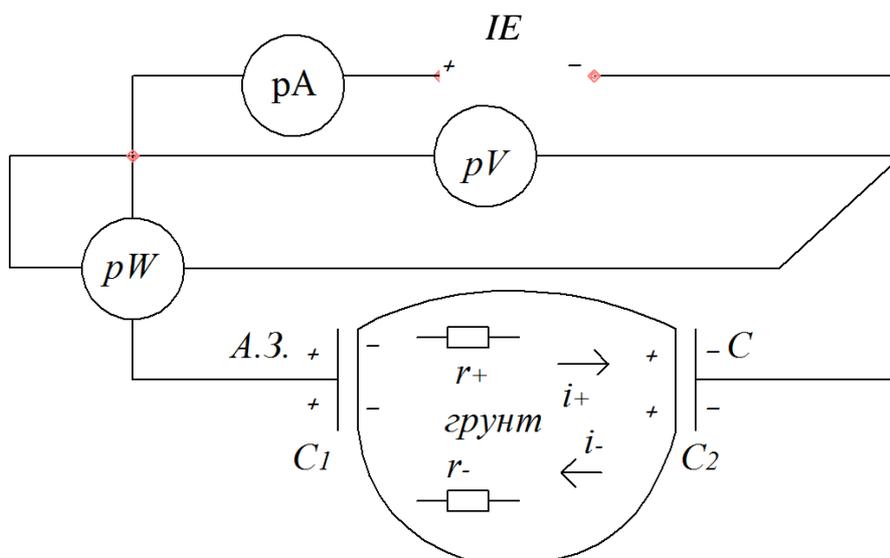


Рис. 31. Схема измерения электрических параметров в проводниках второго рода.  
 $\oint E_s^{сноп} ds \neq 0$ .

$c^2$ , т.е.  $I_C \cdot E$ , поскольку в электролитах (проводниках второго рода) электро- движущая сила измеряется в джоулях на элементарный заряд и число элемен- тарных зарядов, переносимых за 1 секунду. «Легко измерять, сложнее знать, что ты измеряешь!»

Таким образом, в схеме рис. 30 энергетические параметры элементов одно- значно определяются по основному закону постоянного тока – закону Ома:  $I_+ = E/(R + r_b)$ ;  $\varphi_A - \varphi_K = U_1$ ;  $P = I_+^2 r_+ = I_+ U_1 = U_1^2 / r_1$ ;  $g = P / U_1^2 \oint E_S ds = 0$ . В схеме постоянного тока (рис. 31) с проводником второго рода, как выше было отмечено, реально существует стороннее поле  $\oint E_S^{comp} ds \neq 0$ . В этих условиях электролитическое равновесие может наступить только при условии равенства сил статического и стационарного полей, т.е.  $\oint E_S ds = \oint E_S^{comp} ds$  или  $\oint E_S ds = -\oint E_S^{comp} ds$ . При этом следует заметить, что процессы, происходящие в рассматриваемых полях, резко отличаются, разнятся и единицы измерения от микро- до макроединиц. Поэтому закон Ома для проводников первого рода использовать для расчета энергетических параметров в цепях Ома с электролита- ми не представляется возможным. Однако заметим, в теоретической электро- химической литературе закон Ома формулируется и для жидкостей в виде [14]:  $j = F/N_A \cdot Z_+ \cdot n_{0+} \cdot (u_+ + u_-) E$ , где  $F$  – число Фарадея,  $N_A$  – число Авогадро,  $Z_+$  – ва- лентность положительных ионов в единице объема электролита,  $u_+$  и  $u_-$  – под- вижность соответственно положительных и отрицательных ионов. По извест- ным причинам этот закон не используется в промышленной электротехнике.

Итак, амперметр ( $pA$ ) фиксирует ток  $I_+$  движущихся положительно заря- женных ионов соответственно сопротивлению  $Z = r_+$  и затраченной системой энергии энергетических полей источника  $I \cdot E$ . Вольтметр ( $pV$ ) фиксирует раз- ность падений напряжений (на сопротивлениях  $r_+$  и  $r_-$  соответствующих им то- ков  $I_+$  и  $I_-$ , т.е.  $I_+ \cdot r_+ = I_- \cdot r_- = U$ ).

Ваттметр ( $P_W$ ) в соответствии с принятыми единицами измерения, приведенными выше, фиксирует затраченную энергию обоих полей: статического и стационарного, т. е.  $I \cdot E = P_W = W_{AK} = I_+ \cdot U + Q$ , где  $Q = I_- \cdot U$ . В этом выражении нельзя смешивать физическую суть слагаемых энергий  $I_+ \cdot U$  и  $Q = I_- \cdot U$ ;  $I_+ U$  – энергия в форме работы,  $I_- U$  – энергия в виде теплоты. Эта энергия в соответствии с законом Ома постоянного тока для проводников первого рода (86) составляет:  $P_+ = I_+ \cdot U = I_+^2 \cdot r_+ = U^2/r_+$ ;  $I_- \cdot U$  – энергия в форме теплоты, затраченная источником на преобразование среды  $\epsilon_a$ , может быть определена по формуле  $P_W - P_+ = P_-$  или  $P_- = I_-^2 \cdot r_-$ ;  $P_W$  измеряется ваттметром или определяется:  $P_W = I_+^2 \cdot R$ , откуда

$$R = P_W / I_+^2. \quad (87)$$

$P_W = I_-^2 \cdot r_-$ , где  $r_-$  контролируется изменяющейся средой  $\epsilon_a$  и определяется тепловой энергией, полученной в результате превращения энергии от ионизации среды (поскольку напряженность статического поля определяется формулой (82)).

Таким образом, в электролитах под воздействием источника постоянной или выпрямленной ЭДС можно выделить две физические сущности передачи энергии токоприемнику: передача энергии в форме работы и передача энергии в форме теплоты [4; 16]. В случае макроскопического тела приращение кинетической энергии может быть либо работой, либо теплотой. Если передача кинетической энергии происходит в макронаправленной форме, то среда получает энергию в виде работы (в нашем случае направленное движение в проводниках первого рода  $P_+ = I_+ \cdot U$ ).

В случае отдельных частиц (на микроуровне) приращение кинетической энергии всегда является теплотой. В макронаправленной форме теплота при переходе частиц с одного уровня на другой связана с напряженностью статического поля ( $P_- = I_- \cdot U$ ).

Поскольку параметр  $R$  при одном и том же напряжении  $U$  (рис. 30) характеризует полную энергию (87) в рассматриваемой системе, а параметр  $r_-$  –

энергию теплоты, полученную в совокупности с процессом ионизации, то величина энергии  $P_-$  может оказаться инструментом проверки теоретических данных опытом, а именно:

$$P_- = I_+^2 \cdot (R - r_+), \text{ тогда } IE = P_W = P_+ + P_- . \quad (88)$$

### 9.5. Методика и пример расчета реальной электролитической системы

1. Измерить мощность, ток и напряжение в электролитической цепи ( $P_w, I_+, U$ ).
2. Определить по известным формулам кажущееся сопротивление  $Z$  и

$$\text{омическое сопротивление } R: Z = \frac{U}{I_+}, \quad R = \frac{P_w}{I_+^2}.$$

3. Определить ток в электролитической системе по предложенным автором формулам (78–81), а также другие параметры, которые могут потребоваться для исследования электрохимических процессов.

Для примера выбрана электролитическая система с наибольшими параметрами электродов и среды, встречающаяся в технике, – катодная защита. Поскольку направление движения положительно заряженных ионов совпадает с направлением электрического тока (рис. 29), то ток положительно заряженных ионов принимаем за электронный ток, измеряемый амперметром,  $I_+$ , а ток отрицательно заряженных и движущихся в противоположную сторону ионов – за  $I_-$ . Тогда  $U/I_+ = r_+$ , а  $U/I_- = r_-$  и соответственно определяются их проводимости:  $g_+ = 1/r_+$ , а  $g_- = 1/r_-$ , где  $r_+, r_-, g_+, g_-$  – соответственно сопротивления и проводимости положительно и отрицательно заряженных ионов. Исследования проводились автором по вышеприведенной методике:

1. Измерялась мощность  $P_w$  ваттметром, Вт·с, при измеряемых амперметром, А, различных фиксированных значениях токов, которые устанавливались изменением напряжения по вольтметру, В.
2. Показания приборов для каждого фиксированного режима заносятся в журнал (табл. 1).

Таблица 1

Экспериментальные данные для фиксированных напряжений от  $U_{min}$  до  $U_{max}$ 

Режимы	1	2	3	4	5
Напряжение $U$ , В	5	10	15	18	25
Ток $I_+$ , А	3	5	8	10	12
Мощность (энергия) $P_w$ , Вт·с	43,75	118,75	250	325	550

Из табл. 1 по показаниям ваттметра  $P_w > P = I_+ \cdot U$ , т.е.  $43,75 > 5 \cdot 3$  (см. первый режим и последующие).

3. По формуле (81) определяются ток  $I_c$  и параметры  $R$  и  $Z$ , для каждого фиксированного режима, что позволяет проследить тренд процесса и сделать соответствующие выводы по прямым измерениям (табл. 2).

Таблица 2

Расчетные данные параметров  $I_c$ ,  $R$  и  $Z$ 

Режимы	1	2	3	4	5
Расчетный ток $I_c$ , А	8,75	11,875	16,66	18	22
Омическое сопротивление $R = P_w / I_+^2$ , Ом	4,86	4,75	3,9	3,25	3,8
Кажущееся сопротивление $Z = U / I_+$ , Ом	1,66	2	1,875	1,8	2,1

Из табл. 2 следует, что  $I_c \geq I_+$ , при этом  $I_c = I_+$  только тогда, когда  $\epsilon\mu = 1$ ,  $\sin^2\alpha = 0$ . При  $\epsilon\mu \neq 1$   $I_c > I_+$ , что соответствует понятиям движения материальных микрочастиц Фарадея и Эйнштейна, а также базовым понятиям [5–9]: роли диэлектрической постоянной, потока вектора напряженности  $E$  и теоремы Гаусса в ныне действующих единицах измерения электрических величин.

4. Данные расчетов приведены в табл. 3.

Таблица 3

Расчетные данные параметров  $I_-$ ,  $g_+$ ,  $g_-$ ,  $r_+$ ,  $r_-$ 

Режимы	1	2	3	4	5
$I_- = I_c - I_+$ , А	5,75	6,875	8,66	8	10
$g_+$ , Ом <sup>-1</sup>	0,6	0,5	0,53	0,55	0,48
$g_-$ , Ом <sup>-1</sup>	1,15	0,67	0,58	0,44	0,4
$r_+$ , Ом	1,66	2	1,875	1,8	2,1
$r_-$ , Ом	0,87	1,46	1,72	2,25	2,5
$g$ , Ом	1,75	1,187	1,11	1	0,88

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В науке неизбежные задачи в развитии, могут быть направлены не вперед, а назад, выражать отдельные моменты движения вспять, регресса в угоду практике.

Всеми силами автор стремился сохранить единый стиль изложения. Однако вряд ли это удалось! Столь малый объем книги и стремление к ясности и простоте, ради чего была использована терминология трех дисциплин, усложнили эту задачу.

I. По замыслу, плану, подбору материала, методике, манере изложения книга оказалась во многих отношениях своеобразной. Математическая сторона представлена в значительно меньшем объеме, как это обычно делается. Тем самым автор стремился свести к минимуму алгебраические формулы и не отвлекать читателя от сути изложения материала. Наиболее сложные вопросы, где рассматриваются механизмы проводимостей, дается обоснование закона Джоуля – Ленца и приводится концепция полноты катодной защиты по параметрам электромагнитной энергии, намеренно выносятся в приложения. В разделе, касающемся электротехники, излагается материал на элементарном уровне и наряду с этим автор показывает, что феноменологические уравнения Максвелла являются последними достижениями ньютоновской механики, поскольку не противоречат понятию количества движения фотонов, движущихся со скоростью света, физика которых рассматривается в теории относительности Эйнштейна. Проницательный читатель с определенным уровнем знаний сразу же будет искать ответ на вопрос: чем отличается ньютоновская теория, описывающая макромир, от теории относительности микромира в познании единого и неделимого мира? И здесь автор не стесняет себя в выборе материала, черпая его как из самой физики, так и из смежных областей теоретического и прикладного характера.

Книга построена по оригинальному плану, значительно отличающемуся от обычно принятого порядка изложения какого бы то ни было учебника: физики, электротехники, термодинамики или электродинамики. Наряду с элементарным описанием электрических цепей дается локализация сложных элементов, входящих в токоприемник, с использованием анализа и синтеза сложного понятия распространения электромагнитной энергии и ее превращений. Представляя теорему Умова – Пойнтинга, автор трактует ее как уравнение энергетического баланса. При этом особо отмечается, что ток в проводниках первого рода отличается от тока в проводниках второго рода, где ток создается одновременным движением положительно и отрицательно заряженных материальных микро-частиц, (ионами), движущихся в противоположных направлениях с различными скоростями. Поэтому плотность тока в электролитах (проводниках второго рода) равна объемной плотности переносимых зарядов на скорость их движения, а, следовательно, циркуляция  $\text{rot } \vec{H}$  в формулах Максвелла будет являться функцией и от диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , и в особых случаях от магнитной проницаемости среды  $\mu$ , изменяющейся под воздействием уровня постоянной или выпрямленной ЭДС. И здесь проницательный (уже подготовленный) читатель может поставить задачу: «Если в практической электротехнике существует токоприемник, структурированный свойствами  $X_L$ ,  $X_C$ ,  $R$ ,  $z$ , где  $z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$ , то, очевидно, для токоприемника с электролитом должна существовать закономерность, которая будет определяться свойствами среды  $\epsilon\mu$ .

Тем более (см. гл. 5), что Нернст и Дж. Томсон в своё время обратили внимание, что диссоциирующая сила различных жидкостей практически пропорциональна величине их диэлектрической постоянной.

Поставленная задача и ее решение привели автора к выявлению закономерности для проводников второго рода:

$$z = \sqrt{\frac{\epsilon\mu - \sin^2 \alpha}{g\epsilon\mu}} R.$$

Анализ этой закономерности позволил упростить ее:

$$z = \sqrt{\frac{R}{g}} \cdot \cos\varphi,$$

где  $\alpha$  – угол отражения электромагнитной энергии;  $\varphi$  – угол преломления электромагнитной энергии;  $R$  – омическое сопротивление;  $g$  – общая проводимость;  $z$  – кажущееся сопротивление

Анализ электрической цепи с электролитом, в свою очередь, позволил определить отдельно проводимости и сопротивления анионов и катионов:

$$r_+ = \sqrt{\frac{R}{g_+}} \cdot \cos\varphi_+; \quad r_- = \sqrt{\frac{R}{g_-}} \cdot \cos\varphi_-.$$

Последующий анализ показал, что напряжение на зажимах электродов есть разность падений напряжений, соответственно от токов и сопротивлений отдельно анионов и катионов. Поэтому при одном и том же измеряемом напряжении составляющие падения напряжений могут резко отличаться от одной системы к другой, следовательно, критерием процесса они быть не могут. Как тут не вспомнить высказывание творцов ньютоновской механики: «Легко измерять, труднее знать, что ты измеряешь».

Здесь нельзя смешивать падение напряжения с напряжением. В первом случае если есть ток через участок цепи, то на этом участке падает напряжение. Во втором случае если есть напряжение (поле) источника, то в проводнике появляется ток.

Применительно к электродной системе необходимо заметить, что мы на зажимах электродов измеряем разность падений напряжений, и экспериментально проследить изменение слагающих разностей в отдельности не представляется возможным.

Если измерять произведение силы тока на ЭДС ( $I \cdot E$ ) числом элементарных зарядов, переносимых за секунду, а ЭДС – джоулями на элементарный заряд, то можно рассчитать мощность в системе:

$$P = U \cdot 1,65 \cdot 10^{-19} \cdot I \cdot 6,25 \cdot 10^{18}.$$

Таким образом, генерируемая энергия в электрической электродной цепи оказалась связанной с энергией и количеством движения заряженных микро-частиц ионов, движущихся в противоположных направлениях.

Законы в микромире носят квантовый характер и рассматриваются в квантовой теории и теории относительности Эйнштейна.

Объём книги не позволяет останавливаться на этих теориях. Поэтому для дополнения к шестой главе приводятся некоторые данные из теории Планка и Эйнштейна.

II. Справочные данные с элементами их получения. Энергия одного фотона определяется следующим образом:

$$E = n \cdot \nu,$$

где  $n = 6,62 \cdot 10^{-34}$  – постоянная Планка (Дж·с);  $\nu$  – частота испускания фотона.

Длина волны видимого света  $\lambda = 5000 \text{ \AA} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ .

$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$ ;  $\text{ \AA}$  – ангстрем.

Таким образом, частота

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 6 \cdot 10^{14} \text{ периодов/с}.$$

Следовательно, фотон, соответствующий этой длине волны, обладает энергией, равной

$$(6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж/с})(6 \cdot 10^{14} \text{ периодов/с}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Как видим, энергия отдельного фотона очень мала по сравнению с энергией обычных механических систем. Поэтому желательно применение более удобной единицы для выражения энергии электронов. Такой единицей является электрон-вольт.

Соотношение между энергией фотона и длиной волны света:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{n \cdot c}{n \cdot \nu} = \frac{n \cdot c}{E_{\text{фотона}}},$$

$$n \cdot c = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 1,99 \cdot 10^{-25} \text{ Дж} \cdot \text{м}.$$

Учитывая, что  $1\text{ м} = 10^{10} \text{ \AA}$ , а  $1\text{ Дж} = 6,25 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ , имеем:

$$n \cdot c = 1,99 \cdot 10^{-25} \text{ Дж} \cdot \text{ м} \cdot 10^{10} \text{ \AA} / \text{ м} \cdot 6,25 \cdot 10^{18} \text{ эВ} / \text{ Дж} = 1,24 \cdot 10^4 \text{ эВ} \cdot \text{ \AA}$$

и получим:

$$\lambda \text{ (в ангстремах)} = \frac{1,24 \cdot 10^4}{E},$$

где  $E$  – энергия фотона, эВ. Точнее, энергия фотона составляет:

$$\lambda \cdot E = 12397 \text{ эВ} \cdot \text{ \AA}.$$

Энергия в несколько электрон-вольт на фотон относится к области низких энергий, но, несмотря на это, они могут вызывать существенные химические изменения и создать соответствующие возмущения электронов внутри атома или даже выбросить их за пределы атома.

Теория Максвелла не рассматривает свойства фотона, однако она не противоречит понятию количества движения фотонов. Согласно электромагнитной теории, «любое количество лучистой энергии  $E$ , распространяющейся в определенном направлении, должно переносить в том же направлении количества движения  $E/c$ ». «Фотоны с энергией  $h \cdot \nu$  и количество движения  $n \cdot \nu/c$  подчиняются этому же соотношению». Следовательно, большое число фотонов может привести к таким же эффектам, как и непрерывная световая (электромагнитная) волна.

Данные опыта Артура Комптона, что электрон выбивается, приобретая почти всю энергию и все количество движения, теряемое изотопом, позволили сделать очень важный вывод: «в комптоновском столкновении фотон не поглощается». После столкновения фотон сохраняется, претерпевая рассеяние и обладая меньшими энергиями и количеством движения, и движется в некотором новом направлении. Электрон отскакивает, испытывая отдачу после столкновения, также унося с собой некоторую энергию и некоторое количество движения. В каждом таком столкновении энергия, приносимая падающим фото-

ном, разделяется на две части: энергию электрона отдачи и энергию рассеянного фотона. При этом количество движения сохраняется, как и энергия. В результате получено убедительное доказательство, что величина  $p = n \cdot v / c = \frac{n}{\lambda}$  есть количество движения фотона.

Соотношения  $p = m \cdot v$  и  $E_k = \frac{m \cdot V^2}{2}$  для медленно движущихся тел здесь неприменимы. Вместо них мы имеем  $p = h \cdot v / c$  и  $E = h \cdot v$ , что дает  $E = p \cdot c$ . Здесь мы встретились с выводами теории относительности, которая вносит изменения в законы механики для движений со скоростями, близкими к скорости света, которыми нельзя пренебрегать, для описания процессов в электродной системе катодной защиты.

III. Анализ законов ряда учёных XVIII и XIX веков [15] и обобщение триумфальных идей Фарадея позволили автору прийти к следующим умозаключениям. Если  $1В = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж/элементарный заряд,  $1Дж = 1Кл \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж/элементарный заряд, а  $1А = 6,25 \cdot 10^{18}$  элементарный заряд/с и поскольку электродвижущая сила источника питания, действующая на каждый элементарный заряд, одна и та же для всех скоростей от  $0 - 10^7$  м/с, то, следовательно, число заряженных частиц, превращающих часть своей кинетической энергии в тепловую, и в конечном счёте на положительном электроде, выражается числом единичных зарядов, полученных при электролизе. Здесь необходимо принципиально новый скачок познания в связи с отсутствием молекулярно-кинетических соотношений работы и теплоты. В молекулярно-кинетической теории известны два способа превращения работы в теплоту, но до настоящего времени отсутствовали расчётные формулы для вычисления работы и теплоты даже в простейших термодинамических процессах. Потребовалась разработка стадийности превращений работы в теплоту и, наоборот, теплоты в работу и определение количества и качества этих превращений [4]. Скорость распространения энергии (кванта Планка) на несколько по-

рядков больше скорости распространения энергии при теплопроводности (энергии теплоты с сопутствующим ей градиентом теплоты ( $\text{grad } T$ )). Отсюда неравноценность способов подвода энергии. При подводе энергии в виде теплоты скорости распределены так же хаотически, как и скорости материальных частиц, до воздействия внешней силы. Поэтому векторное сложение скоростей вырождается в более простое – скалярное.

В случае подвода энергии в виде работы можно воспользоваться теорией, известной из механики об изменении кинетической энергии.

В связи с этим, если источник – ЭДС, сообщим энергию в форме работы хаотически движущимся частицам, это приведёт к повышению и давления, и температуры. Таким образом, на уровне отдельных частиц (ионов) приращение кинетической энергии всегда является работой, а на уровне макроскопического тела (системой частиц) суммарное приращение кинетической энергии (на макроуровне) может являться либо работой, либо теплотой. Итак, если передача кинетической энергии происходит в макронаправленной форме, то макротело (среда) получает энергию в виде работы. Если же передача кинетической энергии происходит в макроненаправленной форме, то макротело (среда) получает энергию в виде теплоты. Поэтому, передав рабочему телу определённое количество теплоты, невозможно получить от него такое же количество работы (например, в цикле Карно). При подводе одного и того же количества энергии в форме работы или теплоты получим различные результаты, поскольку силы, действующие на единицу неделимой частицы, будут разные.

Подведём электромагнитную энергию постоянного или выпрямленного тока к электродной «ванне» и составим энергетический баланс:

$$EI = A + Q,$$

где  $EI$  – энергия, Вт·с,  $A$  – работа источника выпрямленного тока по преобразованию химической энергии;  $Q$  – тепловая энергия.

$$E = \frac{F}{N} = \frac{96500}{N},$$

где  $N$  – число Лошмидта =  $60,6 \cdot 10^{22}$ .

Проведённые исследования по данным (табл. 1, 2) показали:

$$\eta_1 = \frac{UI}{P} = \frac{15}{43,75} = 0,34; \quad \frac{50}{118,75} = 0,4; \quad \frac{120}{250} = 0,48; \quad \frac{180}{325} = 0,55; \quad \frac{300}{550} = 0,54$$

$$\eta_2 = \frac{Q}{P} = \frac{28,75}{43,75} = 0,65; \quad \frac{68,75}{118,75} = 0,58; \quad \frac{130}{250} = 0,52; \quad \frac{145}{325} = 0,44; \quad \frac{250}{550} = 0,45$$

$$\eta_1 + \eta_2 = 0,99; \quad 0,98 \quad 1,0; \quad 0,99; \quad 0,99.$$

Нетрудно видеть, что с повышением ЭДС источника питания, подведённой к «ванне», коэффициенты отношения соответственно энергии в форме работы и теплоты к общей энергии системы для каждого из фиксированных режимов изменяются, при этом их сумма всегда остаётся равной  $\eta_1 + \eta_2 = 1$ . Это доказывает, что электролит – активный токоприёмник, в связи с чем и поставлена задача изучения механизма проводимостей, явлений, а также законов в проводниках второго рода, поскольку ионы под воздействием ЭДС движутся с разными молекулярно-кинематическими скоростями и в противоположных направлениях.

IV. В книге приведены методика расчета и расчет электрических параметров в системе катодной защиты. Дано описание полноты катодной защиты и ее определение по параметрам электромагнитной энергии.

В шестой главе книги приводится графический расчет полноты катодной защиты с использованием теории Эйнштейна как доказательство того, что измеряемые потенциалы относительно электродов не могут быть критериями полноты катодной защиты, поскольку в соответствии с логикой теории Эйнштейна события, происходящие на аноде и на катоде, не являются временноподобными. Объяснением этого факта является многовековой опыт исследований, приведенных в пп. 1–4 главы 6. Подводя итоги описания структуры монографии, заметим, что впервые в России и за рубежом систематизированы факты

защиты стальных подземных сооружений от коррозии и на этой базе выявлены закономерности [4; 16], которые указывают на направления, по каким должна развиваться теория электрического тока в проводниках второго рода. Наиболее удачной теорией, на наш взгляд, для расширения познания послужила теория квантов Эйнштейна, которая и явилась основой новой теории электрического тока в проводниках второго рода, где структура и содержание старой теории служат существенной проверкой новой теории. Однако в работе не обошлось без использования теории поля Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [9].

Предложенный Л. Д. Ландау способ построения теории поля является в настоящее время наиболее простым, ясным, полным, логически связанным с теорией электромагнитного поля и включает в себя эйнштейновскую (релятивистскую) теорию относительности [5].

Положение двух любых взаимодействующих частиц в пространстве описывается системой отсчета, системой координат. Время течет по-разному в разных системах отсчета. И это действительно подтверждается опытом. Достаточно вспомнить оригинальные измерения Майкельсона, которые показали независимость скорости света от направления его распространения по отношению к направлению вращения Земли. Таким образом, скорость взаимодействия, введенную Эйнштейном, можно назвать наибольшей (максимальной) скоростью распространения взаимодействий не только в пустоте, но и в любой другой среде, где  $\epsilon\mu \neq 1$ . И поэтому если принять «скорость взаимодействия» двух элементарных частиц одинаковой и наибольшей во всех инерциальных системах, то она становится как бы универсальной для всех процессов, которые малы по сравнению со скоростью света и которые мы наблюдаем на практике. Таким образом, мы получили принципиально новый не мир природы, а материалистический «инструмент» познания скоростей света и малых скоростей, например, движения элементарных частиц в растворах электролитов.

## Приложение 1

---

### ОБ АДСОРБЦИИ И ДВОЙНОМ СЛОЕ НА ГРАНИЦЕ СООРУЖЕНИЕ – ГРУНТ. ГАЛЬВАНИ- И ВОЛЬТА-ПОТЕНЦИАЛЫ

В любом водном растворе имеются положительные и отрицательные ионы, движущиеся в беспорядке. Если в такой раствор погрузить пластину из металла (электрод), то в нем образуется граница раздела фаз «электрод – водный раствор». Среди явлений на границе раздела можно выделить два наиболее характерных. Одно из них получило название адсорбции.

Сущность ее заключается в том, что частицы по мере удаления от границ раздела фаз «электрод – раствор» на поверхности металла и в растворе характеризуются различным энергетическим состоянием.

В основе современной теории электрохимической кинетики [10] лежат представления об изменении концентрации в равновесных условиях по мере удаления от границы раздела фаз. Концентрация вблизи границы раздела фаз или увеличивается, или уменьшается, а на достаточно большом расстоянии от фазы постоянна. При увеличении или уменьшении концентрации та или иная компонента  $K$  электрода или раствора занимает выгодное энергетическое положение на границе фаз. Увеличение концентрации вызывает положительную адсорбцию и означает, что компоненте  $K$  выгоднее находиться на границе фаз, чем в объеме. Уменьшение концентрации, наоборот, связано с отрицательной адсорбцией и означает, что компоненте  $K$  выгоднее находиться в объеме раствора. Так, на границе раздела фаз происходят качественные изменения, которые количественно в ряде случаев могут быть описаны уравнением Гиббса

$$dS = -\sum A_K \cdot dx_K, \quad (1\Pi)$$

где  $S$  – поверхностная работа увеличения границы раздела на  $1 \text{ см}^2$  в равновесных условиях, эрг/ $\text{см}^2$  или дин/ $\text{см}$ ;  $A_K$  – адсорбция, моль/ $\text{см}^2$  или г-экв/ $\text{см}^2$ ;  $x_K$  – химический потенциал  $K$ -й компоненты.

Другое явление связано с образованием двойного электрического слоя (рис. 1П) вследствие пространственного разделения зарядов и возникновения электрических разностей потенциалов.

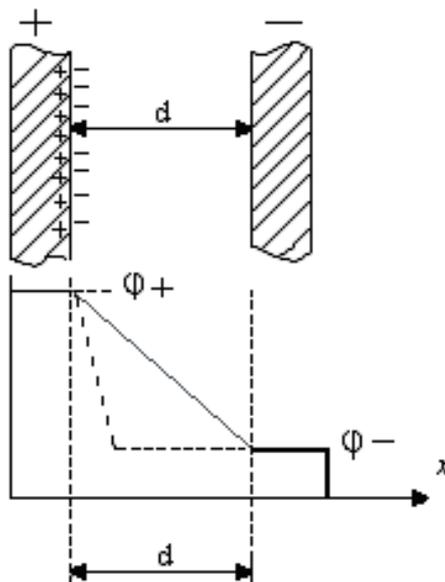


Рис. 1П. Структура двойного электрического слоя и значения потенциалов на различных расстояниях от электродов до образования двойного слоя (сплошная кривая) и после его образования (пунктирная кривая)

В двойном электрическом слое одному слою заряженных отрицательных ионов электролита противостоит слой положительных ионов на поверхности электролита. Таким образом, у поверхности образуется двойной электрический слой, заряд и мощность которого будут расти до тех пор, пока скачок потенциала  $\varphi_2 - \varphi_1 = 4 \cdot \pi \cdot \tau$  в этом слое не станет равным приложенной извне разности потенциалов  $\varepsilon$ . Тогда ток через раствор прекратится, ибо всё изменение потенциала будет сосредоточено лишь в тонком двойном слое у положительного электрода, во всей же остальной толще раствора потенциал примет постоянное значение

и напряженность поля  $E$  станет равной нулю (электростатическое равновесие). Рассматривая свойства двойного слоя, нельзя проводить аналогию с «микроконденсатором» (плоским конденсатором). Они имеют принципиальные различия. В обычном конденсаторе ёмкость не зависит от приложенного напряжения, а ёмкость двойного слоя зависит от величины и полярности приложенного напряжения. При этом в системе катодной защиты необходимо различать два двойных электрических слоя: «металл анодного заземления – грунт» и «металл защищаемого сооружения – грунт». Это положение приводит к тому, что под действием источника катодной защиты происходит перераспределение как величин зарядов на этих двойных электрических слоях, так и их полярности.

Изменение знака полярности на границе «металл защищаемого сооружения – грунт» является показателем возможности протекания обратимой или необратимой реакции на защищаемом сооружении.

Распределение частиц раздела фаз «электрод – раствор» характеризуется поверхностной работой, которая является скалярной величиной. Поэтому действующие силы первых слоёв раствора от фазы раздела существенно отличаются от сил хаотического распределения в объёме. На поверхности раздела фаз возникает соответствующая, наиболее выгодная ориентация молекул растворителя, что может привести к пространственному разделению зарядов и возникновению разности потенциалов. В технической литературе [10] отмечают электрическую разность потенциалов, возникающую из-за различного расположения анионов и катионов в растворе от границы раздела фаз. Эту разность потенциалов принято называть поверхностным потенциалом.

Внешним потенциалом называют работу перенесения свободного единичного (пробного) заряда из бесконечности к поверхности элементарного шарика с радиусом, который определяется по закону электростатики:

$$\varphi = \frac{q}{R}. \quad (2\Pi)$$

Растворы, как и металлы, могут нести свободные электрические заряды, поэтому различают внешний потенциал фазы раствора  $\varphi_P$  и внешний потенциал фазы металла  $\varphi_M$  [10]. Суммарная алгебраическая величина внешнего и поверхностного потенциалов определяет внутренний потенциал металла или раствора  $\varphi'_M$  и  $\varphi'_P$ :

$$\varphi'_M = \varphi_{П.М.} + \varphi_M; \quad (3П)$$

$$\varphi'_P = \varphi_{П.Р.} + \varphi_P.$$

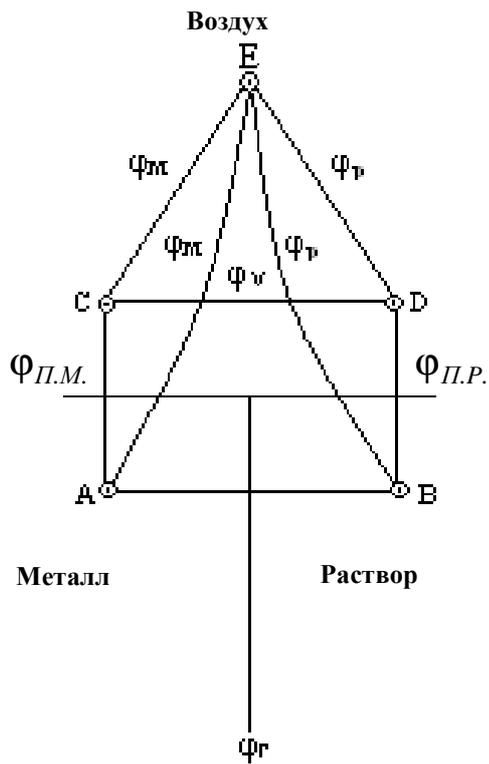


Рис. 2П. Потенциал на границе раздела двух фаз. гальвани- и вольта-потенциалы

Рассмотрим величину разности потенциалов между двумя точками, находящимися в различных фазах относительно границы раздела «металл–раствор–воздух» (рис. 2П).

Между электродами  $A$  и  $B$ , как это было показано выше, имеется разность потенциалов:

$$\varphi_{\Gamma} = \varphi_A - \varphi_B. \quad (4П)$$

Эта разность представляет собой работу перенесения единичного заряда, не взаимодействующего с фазами металла и раствора, из точки  $A$  в точку  $B$  или из точки  $C$  в точку  $D$ , находящиеся в воздухе вблизи фаз металл и раствор:

$$\varphi_V = \varphi_C - \varphi_D. \quad (5П)$$

Величина  $\varphi_{\Gamma}$  определяет гальвани-потенциал, а  $\varphi_V$  – вольта-потенциал.

Работа по перенесению единичного заряда не зависит от пути переноса [10], поэтому вместо  $\varphi_{\Gamma}$  можно записать

$$\varphi'_M - \varphi'_P = \varphi_{\Gamma}, \quad (6П)$$

а вместо  $\varphi_V$

$$\varphi_M - \varphi_P = \varphi_V. \quad (7П)$$

Итак, на границе раздела фаз «металл – раствор» происходит разделение зарядов и образование микроконденсатора – двойного электрического слоя. Это определяет динамическое равновесие, соответствующее той или иной разности потенциалов. Динамическое равновесие различных металлов в одном и том же растворе, равно как и одного и того же металла в различных растворах, наступает при различной разности потенциалов двойного электрического слоя.

Разность потенциалов при динамическом равновесии на границе «металл – раствор» определяет равновесный потенциал металла или потенциал двойного слоя металл – раствор.

Динамическое равновесие металлов, обладающих большей способностью отдавать ионы в раствор, наступает быстрее, чем у металлов, в меньшей степени обладающих этой способностью. Другими словами, равновесие наступает при меньшем равновесном потенциале у металлов с большей способностью отдавать ионы в раствор и, наоборот, при большем равновесном потенциале – у металлов с меньшей способностью. Чем активнее металл, тем большим отрицательным равновесным потенциалом он обладает. Металлы, обладающие малой способностью посылать свои ионы в раствор, могут получать ионы из раствора, тем самым заряжаться положительно и приобретать более положительный равновесный потенциал.

Рассмотренные взаимодействия металла с раствором, приводящие к равновесию, показывают, что скачок потенциала на границе «металл – раствор» препятствует дальнейшему окислению или восстановлению. Поэтому равновесный потенциал может служить мерой максимальной работы, которая стремится самопроизвольно совершиться на металле в растворе.

Потенциал электрода в растворе зависит не только от структуры металла, но и от концентрации раствора. Зависимость равновесного потенциала от концентрации раствора выражается классическим уравнением В. Нернста:

$$\varphi = \varphi_0 + (0,029 + 2 \cdot 10^{-4} \cdot (t - 18)) \lg C. \quad (8П)$$

Это выражение справедливо при  $t = 18 - 20^\circ \text{C}$  для однозарядных ионов;  $\lg C$  – десятичный логарифм концентрации ионов металла в растворе.

Для двухзарядных ионов справедливо следующее выражение:

$$\varphi = \varphi_0 + (0,058 + 2 \cdot 10^{-4} \cdot (t - 18)) \lg C. \quad (9\text{П})$$

Величина  $\varphi_0$  – значение потенциала в однонормальном растворе. Она называется нормальным, или стандартным, электродным потенциалом.

Исходя из того, что металлы при равновесном потенциале не теряют и не приобретают электроны, которые являются электрически заряженными частицами и только их передвижение создает электрический ток, получаем:

$$i_A = i_K = 0, \quad (10\text{П})$$

где  $i_A$  – плотность тока, определяющая скорость ионизации металла;  $i_K$  – плотность тока, определяющая скорость разряда ионов.

Если анодная и катодная плотности тока равны 0, разрушение металлов от коррозии в растворах не происходит.

Металлические подземные сооружения находятся в постоянно изменяющихся грунтовых условиях (растворах). Подземные сооружения подвергаются воздействию изменяющихся во времени химических, физических и биологических факторов грунта, которые, в свою очередь, обладают различными свойствами. Основными из них являются химический состав грунта, плотность горизонта, новообразования и включения. Именно эти показатели и определяют взаимодействие подземного сооружения на границе раздела фаз «металл – грунт». Поскольку грунт является своеобразным раствором, постоянно изменяющимся по своему составу, температуре, концентрации солей, ионов водорода, электропроводности, очевидно, нельзя говорить о динамическом равновесии подземного сооружения на границе раздела фаз «металл – грунт», следовательно, определение «равновесный потенциал» для подземного сооружения теряет смысл.

Состояние электрохимического равновесия подземного сооружения на границе раздела фаз «металл – грунт» обозначается выражением:

$$i_A = i_K = i'_0 \text{ или } i_A = i_K \neq 0, \quad (11\Pi)$$

где  $i'_0$  – ток обмена, определяющий скорость реакции обмена.

Суммарная скорость реакции окисления металла подземного сооружения:

$$i_C = i_A - i_K. \quad (12\Pi)$$

Это выражение справедливо для скорости реакции местного характера. Если необходимо определить скорость реакции окисления участка или всего сооружения, то вместо плотности тока  $i_C$  надо пользоваться силой тока  $i_C \cdot S$ , где  $S$  – поверхность участка сооружения.

При  $i_A \neq 0$ ,  $i_K \neq 0$  возможны 3 случая:

- 1)  $i_A = i_K$ ;
- 2)  $i_A > i_K$ ;
- 3)  $i_A < i_K$ .

Первый случай можно рассматривать как частный для подземного сооружения с поляризацией от внешнего источника, при котором устанавливается материальный баланс. Здесь наблюдается равновесие между металлом подземного сооружения и грунтом, а через границу раздела фаз протекает ток обмена  $i_0$ . Никакого окисления, в конечном счете, на границе «металл – грунт» не происходит.

При сдвиге потенциала в положительную сторону от равновесного, что представляет собой второй случай, металл окисляется. Через границу раздела с поверхности металла в раствор протекает результирующий ток, определяемый выражением (12Π).

И, наконец, третий случай, когда  $i_K > i_A$ , металл восстанавливается, а через границу раздела фаз протекает результирующий ток, обусловленный реакцией восстановления:

$$i_C = i_K - i_A \quad (13\Pi)$$

Во всех рассмотренных случаях на границе раздела фаз подземного сооружения «металл – грунт» образуется двойной электрический слой и возникает соответствующая разность потенциалов. Поскольку в грунтовых условиях, без поляризации внешним источником, потенциал металла сооружения, как правило, сдвигается в положительную сторону от равновесного, то через границу раздела фаз будет протекать ток только одного направления (12П), а металл сооружения будет окисляться. На протяженном подземном сооружении, расположенном в различных, постоянно изменяющихся грунтовых условиях, потенциалы, образующиеся по длине сооружения на границе раздела фаз «металл – грунт», различны. Поэтому потенциал всего сооружения не может отражать наступления равновесия реакции на поверхности металла. Каждый потенциал по длине сооружения характеризует местные грунтовые условия. Эти положения хорошо согласуются с классическим уравнением (8П, 9П) В. Нернста. На рис. 3П схематично показано протяженное подземное сооружение L в трех различных почвенных условиях (зонах).

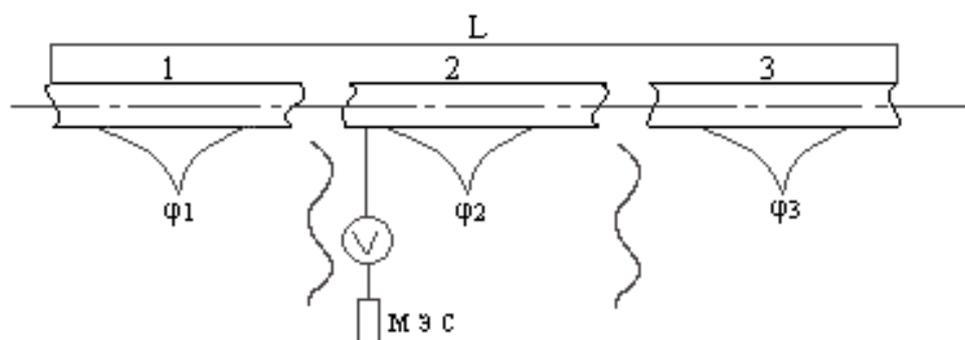


Рис. 3П. Схема протяженного подземного «однородного» сооружения в трех различных грунтовых условиях

Для большей наглядности сооружение разделим на участки 1, 2, 3, соответствующие их грунтовым условиям. На границе раздела фаз «металл – грунт» каждого участка будут происходить количественные изменения по уравнению (1П) и соответствующее разделение зарядов (образование двойного электрического слоя). Выше было отмечено, что образование двойного электрического

слоя на границе раздела фаз «металл – раствор» соответствует определенной разности потенциалов. Так, для одного и того же металла в различных грунтовых условиях разность потенциалов неодинакова.

Пусть потенциал подземного сооружения участка 1 на границе фаз «металл – грунт», определяемый по выражению (8П, 9П), равен  $\varphi_1$ , участка 2 –  $\varphi_2$  и участка 3 –  $\varphi_3$ . Тогда через границу раздела фаз «металл – грунт» в соответствии с выражением (12П) на всех трех участках будет протекать ток одного направления, но различной величины.

Если же сооружение целостное, то при различной величине потенциалов и одинаковых знаках потенциалов  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_3$  возникает реальный разностный ток, замыкающийся по сооружению.

Как видим, гальвани-потенциал и вольта-потенциал, определяемые соответственно по выражением (6П) и (7П) для разных участков, различны. Поскольку внутренние потенциалы металла и грунта, определяемые выражением (3П), существенно зависят от поверхностного потенциала, а разностный, очевидно, существенно влияет на концентрацию ионов металла сооружения в грунте, то измеряемый потенциал  $\varphi_0$ , как это принято относительно медно-сульфатного электрода сравнения, не характеризует наступления динамического равновесия и представляет собой сложную интегральную зависимость от химических, физических и биологических факторов, постоянно изменяющихся в пространстве и времени.

Другими словами, на стальном подземном сооружении на границе фаз «металл – грунт» одновременно протекают несколько реакций, каждой из которых соответствует определенная величина равновесного потенциала. Измеряемый же потенциал, как это убедительно показано, представляется по природе неравновесным, а по скорости протекания реакции – стационарным. Поэтому потенциал подземного сооружения на границе раздела фаз «металл – грунт» получил название стационарного.

## Приложение 2

---

### О РАБОТЕ, ТЕПЛОТЕ, ЭНЕРГИИ, ОБОСНОВАНИИ ЗАКОНА ДЖОУЛЯ – ЛЕНЦА И О «ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ» СОПРОТИВЛЕНИИ В СИСТЕМЕ КАТОДНОЙ ЗАЩИТЫ

Катодная защита стальных подземных сооружений является одной из разновидностей гальванических систем. В гальванических системах используются источники постоянного или выпрямленного тока. В таких электрических цепях принято считать [5], что ток представляет собой направленное движение частиц с постоянной скоростью в проводниках (электронов) и электролитах (ионов). При этом отмечаются следующие особенности [5]:

1. Поле постоянного или выпрямленного тока стационарно, но токовое состояние его не совместимо с условиями электростатики.

2. Протекание постоянного тока возможно только при наличии «сторонних» сил. Эти силы должны быть неэлектростатического происхождения и способны действовать на заряженные частицы. Естественно, если бы действовали только одни сторонние силы, то направленное движение частиц было бы равномерно ускоренным, а не равномерным. Равномерность движения достигается благодаря торможению, обусловленному трением заряженных частиц (ионов) в электролитах [2] и столкновениями заряженных частиц в металлах (примесными атомами, электронов друг с другом и с ионами решетки) [5].

Это различие существенно влияет на развитие понятий о молекулярно-кинетических закономерностях работы, теплоты, энергии – базовых понятий термодинамики (законов сохранения и превращения энергии) вообще и для электротехнических систем катодной защиты в частности. Для предметности дальнейшего изложения приведем впервые полученные нами молекулярно-кинетические формулы для работы и теплоты в термодинамике [4] и уравнение,

которое устанавливает связь параметра  $Z$  (кажущегося сопротивления) и параметра  $R$  (активного сопротивления) в электродинамике [11]. На основании этих представлений, общих для термодинамики и электродинамики, рассмотрим примеры некорректного использования закона Джоуля – Ленца и понятия «поляризационного» сопротивления в системе катодной защиты.

Приведем полученные нами молекулярно-кинетические (МК) формулы (14П, 15П) для работы  $L$  и теплоты  $Q$  ( $l, q$  – их удельные величины), а также известные МК формулы (18 П, 21 П) для температуры  $T$ , давления, внутренней энергии  $u$ , энергии давления  $pV$ , энтальпии  $h$  с учетом исходной среднеквадратичной скорости  $W_{TI}$  теплового движения молекул ( $m$  – масса молекулы;  $n, n_V$  – их количество в единице массы газа и в единице объема его;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $W_D, W_H, \Delta e_{KL}, \Delta e_{KQ}$  – приращения скоростей движения молекул и их кинетических энергий в случаях совершения газом работы  $L$  или получения теплоты  $Q$ ):

$$\Delta e_{KL} = l = n \cdot m \cdot \frac{W_L^2 - W_T^2}{2}; \quad \Delta e_{KQ} = q = n \cdot m \cdot \frac{W_Q^2 + W_T^2}{2}; \quad (14П, 15П)$$

$$W_L^2 = W_T^2 + W_D^2 + 8 \cdot \frac{W_D \cdot W_H}{\pi^2}; \quad W_Q^2 = W_T^2 + W_H^2 + 8 \cdot W_T \cdot W_H; \quad (16П, 17П)$$

$$T = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{k_B} \cdot m \cdot \frac{W_T^2}{2}; \quad p = \frac{2}{3} \cdot n_V \cdot m \cdot \frac{W_T^2}{2}; \quad u = n \cdot m \cdot \frac{W_T^2}{2}; \quad (18П, 19П)$$

$$pV = \frac{2}{3} \cdot n \cdot m \cdot \frac{W_T^2}{2}; \quad h = \frac{5}{3} \cdot n \cdot m \cdot \frac{W_T^2}{2}; \quad h = u + pV. \quad (20П, 21П)$$

Формулы (16П, 17П) учитывают, что скорости  $W_H$  направлены с равной вероятностью в любом из возможных направлений (так же как скорости  $W_T$ ), т.е. макроненаправлены (МНН), а скорости  $W_D$  макронаправлены (МН) в сторону вектора силы при совершении частицами работы  $L$ , частицы получают приращение энергии МН движения (МНД), а получая теплоту  $Q$ , получают

энергию МНН движения (МННД). Напомним, что систему формул (14П–21П) необходимо рассматривать как единую. Это означает, что численные значения  $u_L$  (и других параметров состояния) в результате первого этапа любого процесса (этапа получения  $L$  или  $Q$ ) до наступления второго этапа процесса (этапа перераспределения полученной энергии между  $u$  и  $pV$  – в соответствии с уравнениями (19П–21П) системы) являются промежуточными и в этом смысле виртуальными.

Как видим, представленные формулы отражают основные отличительные молекулярно-кинетические признаки работы и теплоты. *Работа* – это приращение энергии в форме макронаправленного движения, т.е. изменяющееся количество энергии макронаправленного движения (потока) рабочего тела или его части: макроколичества (групп, слоев, струек, молекул, атомов, электронов и других частиц) на этапе превращения энергии. *Теплота* – это приращение количества энергии макроненаправленного (хаотического, теплового) движения молекул.

Особо отметим, что при любом реальном процессе существуют либо теплота, либо работа, либо теплота и работа, при этом существует изменение энергии, изменение количества энергии, содержащегося в рабочем теле. Эти изменения количества энергии и составляют теплоту, работу или то и другое и являются основными параметрами и показателями любого процесса. Приведенный анализ показывает, что с целью получения достоверных показателей, очевидно, необходимо разрабатывать молекулярно-кинетические зависимости работы и теплоты, механизмы распространения тех или иных возмущений от работы или теплоты с учетом физических параметров среды и изменения энергии. В этом случае разность между средней кинетической энергией направленного движения потока среды и средней кинетической энергией материальных частиц, их беспорядочного движения, реально существует и служит в роли критерия,

учитывающего параметры среды, а также фактически предопределяет значение модуля сил, действующих между электрическими зарядами. Математический аппарат квантовой теории поля в основном использует статистические методы, которые в большинстве своём не позволяют вскрыть физику происходящих процессов [4; 11].

Нами получено уравнение, которое устанавливает связь параметра  $Z$  и параметра  $R$  сопротивления в электродной цепи [8]:

$$Z = \left( \frac{\varepsilon \cdot \mu - \sin^2 \alpha}{g \cdot \varepsilon \cdot \mu} \cdot R \right)^{\frac{1}{2}},$$

где  $\varepsilon, \mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемость среды;  $\alpha$  – угол макро-направленного движения частиц;  $g$  – проводимость в электродной цепи.

Полученное уравнение представляет собой основное соотношение изменяющихся электрических параметров сопротивления в электродной цепи под воздействием источника энергии в зависимости от изменяющихся диэлектрической и магнитной проницаемостей среды.

Рассматривая электродную систему, заметим, что, выходя из металла анода, квазичастица преодолевает потенциальный барьер, совершая при этом «работу выхода». Квазичастица ведет себя как электронный газ, частицы которого имеют различные скорости и направления. Не каждая квазичастица, преодолевшая потенциальный барьер, может быть зафиксирована в виде  $i \sim \frac{dq}{dt}$ . (Здесь ширина энергетической зоны «зафиксированной» квазичастицы значительно меньше всех других энергий и может рассматриваться как волна флуктуации массы, как квант энергии.) При этом заметим, что потери (теплота) являются воплощением необратимости. В электродинамических системах электромагнитная энергия превращается в тепловую только в параметре  $R$  электрического сопротивления. Поэтому нельзя отождествлять процесс под воздействием рабо-

ты и процессы – под воздействием столкновения заряженных частиц. Они разные. Это следует из формул (14П–21П). При работе больше возрастает  $p$ , меньше  $T$ , а при столкновениях заряженных частиц (при адиабатном торможении повышается температура) – наоборот. Очевидно, поэтому закон Джоуля – Ленца до настоящего времени не имеет адекватного обоснования, так как принятое условие равномерности движения частиц, благодаря эффекту трения, свойственно электролитам, а не металлам. Теплота, выделенная за счет трения в электролите, не равнозначна теплоте, выделенной в металлическом проводнике за счет столкновения электронов между собой и ионами кристаллической решетки при затрате одной и той же работы. Рассмотрим это положение наиболее подробно.

При равномерном движении ускорение и сумма всех сил равна нулю, поэтому для силы  $\bar{e} \cdot E'$  находят работу  $dA$  над частицей за время  $dt$  [5]:

$$dA = \bar{e} \cdot E' dl = \bar{e} \cdot E' v dt,$$

где  $dl$  – элемент пути частицы;  $\bar{e}$  – заряд частицы;  $E'$  – суммарная напряженность электрического поля;  $v$  – скорость частицы

Поскольку сила  $\bar{e} \cdot E'$  равна силе трения  $f$ , то для работы над частицей выводится формула  $dA = -fdl = k \cdot v^2 dt$ . Трение всегда сопровождается выделением теплоты (т.е. сила трения равна количеству теплоты), получаемой окружающей средой, поэтому работа, совершаемая силой  $\bar{e} \cdot E'$ , полностью переходит в теплоту, выделяемую в проводнике. Теплота, отнесенная к одной частице, определяется джоулевой теплотой и равна  $k \cdot v^2 dt$ . Умножая их произведение на плотность частиц  $n$ , получаем джоулеву теплоту  $dq$ , выделяемую в единице объема проводника за время  $dt$ .  $dq = n \cdot k \cdot v^2 dt$  или  $dq = \frac{1}{G} j^2 dt = \rho \cdot j^2 dq$ ,

где  $j = \bar{e} \cdot n \cdot v$ ,  $G = \frac{\bar{e}^2 \cdot n}{k}$ ,  $\rho = \frac{1}{G}$ . Таким образом доказывается, что джоулева

теплота, выделяемая во всем проводнике за время  $t$ , определяется формулой  $Q = t \int_V \rho \cdot j^2 dV$ . Учитывая параметры линейного проводника, легко убеждаемся в справедливости формулы  $Q = t \int_S \rho \cdot \frac{I^2}{s} dl$ . Если сила тока постоянна вдоль всего проводника, тогда сопротивление проводника определяется как  $R = \int_S \frac{\rho}{s} dl$ , поэтому  $Q = I^2 \cdot R \cdot t$ . Однако напомним, что формула получена при условии равномерности движения частиц благодаря эффекту трения, свойственного электролитам, а не металлам. Как уже было отмечено, равномерность движения, суть постоянного тока в металлах, обусловлена не трением, а столкновениями заряженных частиц в металлах под воздействием «сторонних» неэлектростатических сил. Таким образом, закон Джоуля – Ленца не имеет корректного теоретического обоснования (а точнее, в его обосновании совершен научный подлог, подмена одного понятия другим). Нельзя отождествлять процессы, происходящие под воздействием энергии в форме работы, и процессы – как результат столкновения заряженных частиц, где превалирует теплота. Они не равноценны. При работе больше возрастает давление  $p$ , меньше температура  $T$ , а при столкновениях заряженных частиц – наоборот, т.к. при адиабатном торможении повышается температура [4]. При работе процесс обратим, при теплоте необратим.

Закон Джоуля – Ленца опытным путем устанавливает количественную зависимость выделяющейся теплоты  $Q$  от величины тока  $I$ , сопротивления  $R$  и времени  $t$ :  $Q = I^2 \cdot R \cdot t$  (Дж). Таким образом, закон Джоуля – Ленца при условии замены на основании закона Ома  $I \cdot R = U$  отражает переход электромагнитной энергии  $W_{\text{Э}} = I \cdot U \cdot t$  в тепловую  $W_Q = I^2 \cdot R \cdot t$ . Здесь уместно заметить, что электромагнитная энергия может также переходить (в зависимости от про-

цессов) в механическую, в химическую, световую и другие виды энергии. И здесь основной задачей является количественное определение параметров и видов составляющих энергий в процессе. Однако вернемся к анализу закона Джоуля – Ленца. Разделим левую и правую части выражения на время  $t$ , получим  $\frac{Q}{t} = I^2 \cdot R$ . Физическим смыслом левой части является скорость изменения теплового потока и соответственно подчиняющегося законам его распределения. Тогда как правая часть является активной мощностью электромагнитной энергии, которая реально легко измеряется ваттметром. Если принять, что вся теплота получена в результате работы по перемещению электрона (как это принято) и образованию тока  $i \sim \frac{dq}{dt}$ , то, очевидно, левую часть  $\frac{Q}{t}$  можно приравнять работе за этот же промежуток времени  $\frac{A}{t}$ . Только в этих условиях теплота равна работе, а активная мощность равна  $I^2 \cdot R$ . В других же условиях принимать  $A \equiv Q$  не корректно. Поэтому активная мощность равна  $P = I^2 \cdot R$  только в тех случаях, когда среда (сопротивление для электромагнитного потока), в которой образуется (не течет) ток при воздействии электродвижущей силы, обладает свойством преобразовывать электромагнитную энергию только в одну тепловую. Такие свойства в практической (количественной) электродинамике принято называть активными для переменного (или квантового) воздействия (идеальные активные сопротивления  $R$ ).

Сопротивления, обладающие свойством преобразовывать электромагнитную энергию только в магнитную или только в электрическую, называются идеальными, соответственно реактивно-индуктивными  $X_L$  и реактивно-ёмкостными  $X_C$ . Известно [5, 7], что при отдельном изучении энергий электрического и магнитного полей полная энергия соответственно электрического

и магнитного полей представляется в виде:  $W_{\mathcal{E}} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot \int_V \varepsilon \cdot E^2 dV = \frac{C \cdot u^2}{2}$ ;

$W_M = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot \int_V \mu \cdot H^2 dV = \frac{L \cdot i^2}{2}$ ; в уравнениях  $\frac{C}{C_0} = \varepsilon$ ;  $\frac{L}{L_0} = \mu$ ,  $E$  и  $H$  соответ-

ственно напряженности электрического и магнитного полей;  $V$  – объем соответственно изолятора и соленоида;  $C$  – емкость конденсатора;  $L$  – индуктивность катушки.

Сопоставим выражение энергии магнитного поля с выражением электрического поля и энергии пружины (потенциальной и кинетической, соответственно

$W_{\Pi} = \frac{k \cdot x^2}{2}$ ,  $W_K = \frac{m \cdot v^2}{2}$ ). Из сопоставления видно, что электрическая энергия

аналогична потенциальной энергии сжатой пружины (где  $x$  – смещение пружины,  $k$  – её упругость), а магнитная энергия – кинетической. При этом обратная

величина  $\frac{1}{c}$  аналогична упругости пружины, а индуктивность – массе тела. Про-

ведя сопоставления, заметим ещё одну аналогию, не требующую доказательства:

энергию сжатого газа под поршнем и энергию сжатой пружины. В реальном ми-

ре среда силового поля обладает совокупными свойствами и поэтому очень час-

то качественная картина явления не может быть использована для получения ко-

личественных показателей. Широко известно также, что в идеальном случае

электрическая энергия превращается в магнитную и магнитная в электрическую

без потерь. Только теплота является воплощением необратимости.

Приведенный анализ показывает, что с целью получения достоверных по-

казателей, очевидно, необходимо устанавливать молекулярно-кинетические за-

висимости работы и теплоты, механизмы распространения тех или иных воз-

мущений от работы или теплоты с учетом физических параметров среды и из-

менения энергии.

Другим примером некорректного теоретического обоснования является введение «поляризационного» сопротивления в понятие эффективных электродных потенциалов [13].

Этот вопрос рассмотрим наиболее подробно. С этой целью отметим следующее. При одинаковой плотности анодного и катодного токов без наложения внешнего тока на границе раздела фаз «металл – грунт» устанавливается электронейтральность. В случае такого равновесия потенциал металла при известной концентрации его ионов легко определяется из уравнения Нернста. Это положение принято за основу при экспериментальном определении полноты катодной защиты по значению защитного потенциала, так как равновесный потенциал растворения металла в данном растворе электролита отрицательнее (менее благороден), чем равновесный потенциал восстановления окислителя. Грунтовые электролиты обычно вообще не содержат ионов корродирующего металла или содержат их в малом количестве, поэтому равновесный потенциал в них более положителен, чем коррозионный, а стационарный, устанавливающийся в действительности, находится между потенциалом растворения металла и потенциалом восстановления окислителя.

Плотность тока катодной поляризационной кривой осаждения железа очень мала и не влияет на значение коррозионного потенциала, а следовательно, и на скорость коррозии. Частные реакции (катодная и анодная) при равновесном потенциале протекают с одинаковой скоростью, поэтому частицы в раствор не переходят. Установить значение этого потенциала при катодной защите очень важно, но сложно, так как равновесный потенциал растворения железа в конкретных условиях никак не связан с коррозионным потенциалом, а защитный связан, поэтому использование критериев катодной защиты по потенциалу на границе фаз «металл – грунт» почти лишено смысла.

Из асимптотического вида анодной кривой следует, что при снижении потенциала уменьшение растворения железа становится все значительнее, причем

небольшие отклонения от точного значения потенциала едва заметны. Кроме того, чем меньше концентрация ионов корродирующего металла в электролите, тем меньше отрицательный равновесный потенциал, вычисляемый из уравнения Нернста. При концентрации ионов, равной нулю, потенциал равен  $-\infty$ , т.е. является неопределенным.

Следует также учитывать, что определение точки излома поляризационной кривой в грунтах с более высоким удельным сопротивлением затруднено вследствие наложения омического падения напряжения на потенциал между поверхностью металла и местом положения электрода сравнения. Поэтому, несмотря на применение для измерений совершенных электронных устройств, падение напряжения в грунте обуславливает большую погрешность. В свою очередь, появление излома поляризационной кривой объясняется с помощью гипотез, основанных на данных частных экспериментов, условия проведения которых весьма отличны от реальных. При всём при этом в электродных системах наблюдается уменьшение тока через электролит.

Все изменения  $i \sim \frac{dq}{dt}$  сосредотачиваются в двойном слое у положительного электрода. Во всей остальной толще раствора потенциал принимает постоянное значение, и напряженность поля  $E$  становится равной нулю. Как видим, образование двойного слоя может обусловить явление поляризации электродов. Однако особо отметим, во-первых, что это же явление может быть обусловлено рядом других причин, во-вторых, само образование двойного электрического слоя является результатом процесса, а не его причиной.

Например, в физико-химическом анализе различают три вида поляризации: электрохимическую, концентрационную и химическую.

Электрохимическая поляризация наблюдается под влиянием электролиза и сопровождается возникновением разности потенциалов между погруженными в раствор или грунт электродами. Электрохимическая поляризация не зависит от плотности тока.

Концентрационная поляризация сопровождается возникновением дополнительной разности потенциалов в растворе в связи с обеднением приэлектродного слоя соответствующих ионов. Величина концентрационной поляризации находится в зависимости от плотности тока. При малой плотности тока концентрационная поляризация приэлектродного слоя остается практически равной концентрации всей массы раствора. С увеличением плотности тока между электродами выделение вещества происходит быстрее, чем приэлектродный слой пополняется соответствующими ионами из раствора, и возникает концентрационная поляризация.

Химическая поляризация наблюдается в газообразных веществах и сопровождается, как показал Л.Л. Фрумкин, задержкой процесса восстановления водорода, а также других ионов. Поэтому для разложения, например, воды, вместо 1,07 В необходимо напряжение около 1,7 В.

Для объяснения поляризации электродных процессов, как выше было отмечено, вводится понятие эффективных электродных потенциалов и принимается [13]

$$I \neq \frac{U_{K(обр)} - U_{A(обр)}}{R},$$

где  $I$  – установившееся значение силы генерируемого тока;  $U_{K(обр)} - U_{A(обр)}$  – потенциалы гальванического элемента в разомкнутом состоянии

В электролитах соблюдается закон Ома, а поэтому

$$I = \frac{U_{K(обр)} - U_{A(обр)}}{R + P},$$

где  $P$  – поляризационное сопротивление.

Как видим, вводится понятие «поляризационного» сопротивления. В электродинамике, методами которой пользуются электрохимики, существует, как выше было показано, вполне установившееся понятие видов сопротивления протеканию электрического тока: омическое сопротивление  $R_0$ , активное со-

противление  $R_A$ , реактивное сопротивление (емкостное  $X_C$  и индуктивное  $X_L$ ) и полное (кажущееся  $Z$ ). В электрохимии, существенно не изменяя представление качественного, а следовательно, для неизменяющейся ЭДС источника и количественное электрическое сопротивление под действием электрического тока, путем введения дополнительного для электродинамики «поляризационного» сопротивления, строится теория коррозии и защиты металлов. При этом известное положение о скачкообразном переходе тока из среды с одной проводимостью в среду с другой проводимостью убеждало электрохимиков (да это и правильно) в скачкообразном изменении потенциала на границе этих сред (фаз), измерения которого затруднены. В действительности сопротивление  $R + P$ , которое принимается в электрохимии за  $R + P \rightarrow \text{const}$  и определяется по закону Ома:  $R + P = \frac{U_K - U_A}{I}$ , есть кажущееся сопротивление  $Z$ , изменяющееся под действием ЭДС источника катодной защиты, работающего на изменение ЭДС гальванического элемента [14].

Попробуем разобраться в механизмах распространения возмущений от работы и теплоты и изменения энергии на примере введенного понятия «поляризационное сопротивление» в электрохимической кинетике. Под углом зрения МК формул (14П–21П) и уравнения (60) проанализируем процесс теплообмена и стадии превращения энергии в форме работы или теплоты в системе катодной защиты, выявим физический смысл «поляризационного» сопротивления.

Идентифицируя процесс горения с процессом коррозии как протекающий физико-химический процесс окисления, сопровождающийся выделением энергии (в том числе в форме электромагнитных волн) и повышением температуры, выявим стадии работы  $L$  (ранее говорили только о теплоте  $Q$ ). В процессе коррозии высвобождается энергия химических связей молекул реагирующих веществ, т.е. энергия притяжения и отталкивания внутри молекул. Эта энергия

идет на повышение энергии МНД. Продукты коррозии, получающие эту энергию в кинетической форме макронаправленно отлетают от поверхности (стадия работы  $L$ ). У поверхности процесса коррозии (горения) возникает повышение давления ( $\text{grad } p$ ). Следовательно, возникающая волна давления со скоростью звука макронаправленно распространяется от поверхности металла (опять стадия работы). Одновременно возникает МНД продуктов окислителя в зоны коррозии. Излучение электромагнитных волн в процессе коррозии также есть приращение энергии МНД, т. е. превращение энергии в форме работы (стадия  $L$ ). Компенсация энергии коррозионному слою происходит в форме потока теплоты (стадия теплоты  $Q$ ). Анализируя с точки зрения МК физический смысл введенного поляризационного сопротивления  $P$  в электрохимию [13], заметим, что здесь омическое сопротивление  $R$  связано с адиабатным торможением потока заряженных частиц при прохождении электрического тока через  $R$  сопротивление (столкновение заряженных частиц с примесными атомами электронов друг с другом и с ионами решетки) и, как следствие, повышением температуры (например, обычной электрической спирали электроплиты и появлением теплового потока (стадия теплоты  $Q$ )). Когда же речь идет о «поляризационном» сопротивлении  $P$ , то на стадии работы  $L$  затрачиваемая энергия идет на электрическую поляризацию, т.е. на создание новой разности потенциалов, которая сама является источником работы (еще одна стадия работы  $L$ ). Отличительная особенность этого случая заключается в том, что отсутствует стадия теплоты  $Q$ . Следовательно, отсутствуют потери, связанные с необратимостью процесса передачи теплоты, т.е., как было отмечено выше, неравноценностью работы и теплоты. Этот случай аналогичен тому, как стадия работы по сжатию пружины при обратном ходе пружины опять проявляется в форме работы. Подобные процессы происходят в электрохимических аккумуляторах, в электрических емкостях.

### Приложение 3

---

#### О ВОЗДЕЙСТВИИ НАЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ В ДВОЙНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ

Наука о коррозии и защита от нее исторически развивалась на базе химических законов. Однако объяснить кинетику электродных процессов, происходящих на границе раздела двух фаз («металл–воздух», «металл–электролит», «металл–грунт» и т.д.), только с помощью «обратимых» законов химии оказалось невозможно. Хотя в процессе любой химической реакции явно выделяется или поглощается теплота, однако, несмотря на это, Квинке и Гельмгольц, авторы первой электрохимической модели взаимодействия компонентов раствора с электродом, а также их последователи Гьюи – Чепмен, Штерн, Парсонс, А.М. Фрумкин и др. представляли только «электростатические силы». И если проследить ход развития понятия о двойном электрическом слое вплоть до наших дней, то можно убедиться в том, что проблемы несоответствия с опытом, возникающие в той или иной «электрохимической» модели, можно отнести к несовершенству «инструмента», с помощью которого изучалось взаимодействие электрода и раствора – неизученности электрокинетики самого магнитного поля. Действительно, на практике можно лишь установить изменения энергии, а не ее абсолютную величину [5]. Поэтому можно предположить, что при перемещении электрических зарядов силы кулонова взаимодействия между зарядами совершают определенную работу, а всякая система зарядов (например, двойной электрический слой) обладает энергией взаимодействия, за счет убыли которой и совершается работа [5]. Так, энергию двух точечных зарядов, находящихся на некотором расстоянии друг от друга, можно рассчитать, предположив, что один из зарядов неподвижен относительно другого, а другой перемещается из одной точки в другую:

$$W = e_1 \cdot \varphi_1 = \frac{e_1 \cdot e_2}{R_{12}}, \text{ аналогично } W = e_1 \cdot \varphi_1. \quad (22\Pi)$$

Если заряды  $e_1$  и  $e_2$  имеют противоположные знаки, то взаимную электрическую энергию зарядов можно выразить как

$$W = \frac{1}{2}(e_1 \cdot \varphi_1 + e_2 \cdot \varphi_2). \quad (23\Pi)$$

Взаимная энергия зарядов системы  $n$  составит:

$$w = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{k=n} e_k \cdot \varphi_k, \quad (24\Pi)$$

где  $\varphi_k$  – потенциал поля в точке заряда  $e_k$ .

Потенциал поля произвольной системы точечных зарядов  $e_1, e_2, e_3, \dots, e_n$  равен сумме потенциалов полей каждого из этих зарядов в отдельности:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \frac{e_i}{R_i}. \quad (25\Pi)$$

Чтобы выяснить зависимость взаимной энергии  $W$  от взаимного расстояния зарядов, воспользовавшись (25П), получим:

$$\varphi_k = \sum_{i=1}^n \frac{e_i}{R_{ki}} \quad (i \neq k). \quad (26\Pi)$$

В этом выражении суммирование распространяется по всем индексам  $i$ , кроме  $i = k$ .

Подставив выражение (26П) в выражение (24П), получим

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,k} \frac{e_k \cdot e_i}{R_{ki}} \quad (i \neq k). \quad (27\Pi)$$

Напомним, что приведенные формулы могут применяться только лишь в тех случаях, когда заряды системы отделены друг от друга расстояниями, достаточно большими по сравнению с размерами этих зарядов, т.е. тогда, когда заряды можно принять инвариантными. Плотность заряда  $\frac{g}{V}$  не является инвариантной (зависит от времени и от координат), и чтобы освободиться от такого ограничения, рассмотрим объемные и поверхностные заряды. С этой целью

разлагают систему зарядов (27П) на совокупность элементарных зарядов  $p dV$  и  $G dS$  и, переходя от суммирования к интегрированию, получают

$$W = \frac{1}{2} \int (p \cdot \varphi) dV + \frac{1}{2} \int (G \cdot \varphi) dS, \quad (28П)$$

где  $\varphi$  – потенциал поля объемных и поверхностных зарядов.

Эта формула выражает полную энергию электрических зарядов, в то время как формула (24П) не учитывает «собственную энергию» зарядов  $e_k$  и поэтому уравнение (28П) разнится от уравнения (24П) по своей сути.

Полагая, что в природе заряды распределяются равномерно и алгебраическая сумма зарядов любого элементарного объема равна нулю, процесс заряда любого элемента можно представить как перенос на этот элемент, либо снятие с него некоторого количества заряженных микрочастиц. Тогда физический смысл выражения (27П) формально может быть истолкован следующим образом: электрическая энергия есть энергия взаимодействия электрических зарядов на расстоянии (*actio in distans*). Уравнение (27П) выражает электрическую энергию через сумму энергий взаимодействия каждой пары зарядов. Механическая теория электромагнитных явлений вкладывала в физическое содержание вектора напряженности смысл меры деформации гипотетической упругой среды (эфира), а электромагнитная энергия принималась за упругую энергию деформированного эфира. Поскольку в каждом элементе объема деформированного тела заключается определенное количество упругой энергии, пропорциональное квадрату величины деформации этого элемента, то, очевидно, объемная плотность упругой энергии эфира в электрическом поле должна быть пропорциональна квадрату напряженности поля.

Уравнение (28П), представляющее собой преобразованную форму уравнения (27П) и эквивалентное ему с математической точки зрения, позволяет выразить электромагнитную энергию в виде бесконечной суммы слагаемых, каж-

дое из которых равняется  $\frac{1}{8\pi} \cdot E^2 \cdot dV$  и относится к определенному элементу объема  $dV$ . Таким образом, уравнение (28П) позволило изменить существующее мнение на прямо противоположное. Носителем электрической энергии является электрическое поле, а энергия поля локализована в пространстве так, что в каждой единице объема содержится количество энергии, равное:

$$W = \frac{1}{8\pi} \cdot E^2,$$

где  $W$  – объемная плотность электрической энергии;  $E$  – напряженность поля в данном элементе объема

В настоящее время можно считать установленным, что механическое истолкование электрических явлений не выдерживает критики, более того, как мы теперь знаем, сами упругие свойства материальных тел объясняются электрическим взаимодействием атомов этих тел. Однако благодаря полной эквивалентности формул (27П) и (28П) энергия  $W$  в выражении (28П) не может принимать отрицательных значений, тогда как в (27П) учитывается лишь взаимодействие точечных инвариантных зарядов, но не взаимодействие отдельных элементов  $\frac{g}{V}$  каждого такого заряда между собой. «Собственная энергия» заряда всегда положительна, зависит от его размеров и равна работе, «которую совершили бы силы взаимного отталкивания между элементами заряда, если бы эти элементы разлетелись в стороны и удалились бы в бесконечность» [5]. Полная энергия (собственная плюс взаимная) двух зарядов  $e_1$  и  $e_2$  (расположенных на противоположных «обкладках» микроконденсатора двойного электрического слоя) при соответствующем возбуждении полей  $E_1$  и  $E_2$  (каждым из них) возбуждает результирующее поле  $E = E_1 + E_2$ .

Таким образом, собственная энергия зарядов всегда больше или равна их взаимной энергии, которая, как выше было показано, может быть как положи-

тельной, так и отрицательной. При этом очень важно отметить, что энергия электрического поля не обладает свойством аддитивности: например, при возрастании напряженности поля в  $n$  раз энергия поля возрастает в  $n^2$  раз.

Как видим, ток в двойном электрическом слое (микроконденсаторе) определяется, по крайней мере, суммой двух составляющих (производных  $E_1$  и  $E_2$ ) в зависимости от диэлектрической и магнитной проницаемостей (электропроводности среды), величины приложенного напряжения (скорости обмена ионами); при этом оба слагаемых играют разную роль. Поэтому ток в микроконденсаторе может оказаться как больше, так и меньше измеряемого в цепи тока, а в частном случае даже может стать равным нулю. Это объясняется тем, что результирующее поле устанавливает определенную разность плотности зарядов у каждого электрода и определенный объем заряженных частиц при электродном слое, а поскольку заряд на обкладке микроконденсатора пропорционален площади обкладки  $S$  и электрическому смещению  $D$ , то плотность полного тока будет определяться их изменениями и превращениями:

$$j_n = j + S \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (29\Pi)$$

Приведем три хорошо известных в классической физике факта:

1. Два шарика металлический и парафиновый притягиваются в воздухе и отталкиваются в ацетоне при зарядении металлического шарика. Объяснение этого факта физика сводит к следующему. Сила, действующая на поверхность шарика, зависит от результирующего заряда  $g_1 - g_2$  ( $g_1$  – плотность поляризационных зарядов на поверхности шарика и  $g_2$  – плотность поляризационных зарядов противоположного знака). Заметим, что диэлектрическая проницаемость у ацетона ( $\epsilon \approx 26$ ) больше, чем диэлектрическая проницаемость у парафина ( $\epsilon \approx 2$ ). Поэтому если диэлектрическая проницаемость среды  $\epsilon_1 > \epsilon_2$ , то  $g_1 > g_2$ , а при  $\epsilon_1 < \epsilon_2$  и  $g_1 < g_2$ , т. е. результирующий заряд на границе раздела

двух фаз  $g_1 - g_2$  изменяет знак, и тогда сила притяжения переходит в силу отталкивания.

2. Необходимо 10...15 молекул, чтобы возникло различие в скоростях, достаточно близкое к нормальному распределению. Практически принято 20...30 молекул считать фазой твердой (или жидкой). Между молекулами металла и фазой среды действуют силы притяжения или отталкивания. Эти силы действуют не только на один слой молекул. Влияние этих сил распространяется и в глубь фазы, как бы по эстафете, т.е. внешний слой молекул притягивается силами взаимодействия ко второму, второй – к третьему и т. д.

В конце концов где-то на глубине четвертого-седьмого молекулярных слоев действие сил становится пренебрежимо малым. Представим так качественную картину по молекулярно-кинетической теории взаимодействия электрода с электролитом, заметим, что твердая электропроводная частица, попав в пространство между пластинами анод – катод, приобретает электрический заряд и устремляется к электроду противоположного знака. При ударе о пластину заряд меняется на противоположный, и частица летит к другому электроду. Очевидно, можно подобрать параметры электрического поля в системе «анод – катод» таким образом, чтобы все частицы или, по крайней мере, большинство из них находились в режиме устойчивых вынужденных колебаний в пространстве между электродами.

Нетрудно догадаться, что такая ситуация будет достигнута, если силы притяжения или отталкивания на катоде сменяют знак.

Электродная система характеризуется тем, что при определенном напряжении на электродах и определенном токе в проводнике (а не между электродами) наступает электростатическое равновесие ( $\lambda iw$  – разъединяю). Поскольку электромагнитное поле связано интегральными зависимостями с током и напряжением, а масса вещества  $\sum m$ , перешедшая в среду, связана со скоростью

распространения электромагнитного поля, то классическая физика утверждает,

что  $\sum m = \frac{\sum m_0}{\sqrt{1 - \frac{c_1^2}{c^2}}}$ , т. е. при  $c_1 \approx c_2$  или  $c_1 = 0$   $\sum m = \sum m_0$ , что соответствует

изолированной системе катода.

Анализируя вышесказанное и приведенные три примера, хорошо иллюстрирующие взаимодействие электрода со средой по существующим ныне представлениям, можно сделать единственно правильное предположение, что момент создания «изолированного катода» достигается при смене знака результирующего заряда на границе «металл – электролит», «сооружение – грунт».

## Приложение 4

---

### КОНЦЕПЦИЯ И ОБОСНОВАНИЕ ПОЛНОТЫ КАТОДНОЙ ЗАЩИТЫ ПО ПАРАМЕТРАМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

Практически все задачи, связанные с электрохимической защитой от коррозии стальных подземных сооружений, базируются сегодня на законах электростатики и сводятся к определению поля скаляра  $\phi$ , т. е. введенного для удобства понятия, определяющего три функции точки, слагающие вектора напряженности электрического поля  $E$ . Зная плотность поверхностных и объемных зарядов, можно определить потенциал поля и, наоборот, зная градиент потенциала  $\phi$  – можно определить распределение зарядов по дивергенции этого градиента  $\nabla^2 \cdot \phi$  и по величине скачков его нормальной слагающей на поверхности разрыва. Однако практически невозможно измерить плотность зарядов или градиент потенциала во всех точках поля в грунтовых условиях. При этом разность потенциалов двойного слоя  $d$  между двумя бесконечно близкими друг другу точками составит

$$d\phi = -A = -EdS.$$

Разность же потенциалов между двумя точками  $A_1$ ,  $A_2$ , находящимися на конечном расстоянии, определяется интегралом:

$$\phi_1 - \phi_2 = - \int_{A_1}^{A_2} EdS.$$

Понятие потенциала поля вектора  $E$ , содержащееся в уравнениях, применимо к полю произвольного вектора, удовлетворяющего условию, сводящемуся к требованию, чтобы циркуляция вектора  $E$  по любому замкнутому пути равнялась нулю. Очевидно, что потенциалу  $\phi_2$  произвольной точки  $A_2$  всегда можно приписать любое выбранное значение, а поэтому путем измерения рабо-

ты может быть определена лишь разность потенциалов двух точек поля, но не абсолютная величина потенциала.

Обычно аддитивную постоянную выбирают так, чтобы потенциал бесконечно удаленных точек равнялся нулю:

$$\varphi = \varphi_{\infty} - \int_{\infty}^{A_2} E dS = \int_{\infty}^{A_2} E dS \quad (\varphi_{\infty} = 0),$$

тогда  $\varphi = \int \frac{\sigma}{R} dS$  – потенциал поля поверхностных зарядов, где  $de = \sigma dS$ ;

$\varphi = \int \frac{\rho}{R} dV$  – потенциал поля объемных зарядов, где  $de = \rho dV$ .

В системе сферических координат при известном определении элемента объема в этих координатах формула принимает вид

$$\varphi = \iiint p \cdot R \sin\varphi \cdot d\alpha d\varphi dR.$$

Приведенные рассуждения применимы при условии строго стационарного поля, где силы, действующие на помещенное в поле тело, зависят от положения, но не от скорости этого тела. В системе катодной защиты испускаемые материальные частицы имеют разные скорости, векторы токов определяются вероятностной оценкой случайных проекций на плоскость, поэтому оценить защищенность, основанную на принципе измерения поляризованного потенциала, чрезвычайно затруднительно, а с научной точки зрения бессмысленно, поскольку в статических полях поляризация проводников если и существует, то полностью маскируется явлениями проводимости [5].

Из-за трудностей решения рассматриваемых задач с помощью математики использование их с целью математического описания и составления электродинамических моделей определения полноты катодной защиты в подземных условиях не представляется возможным. Поэтому в настоящее время используется весьма приближенный, противоречиво обоснованный метод контроля полноты защиты, базирующийся на взаимодействии электрических зарядов на рас-

стоянии (*actio in distans*) в двойном электрическом слое. Использование понятия двойного электрического слоя оказалось весьма привлекательным по ряду причин:

1) при прохождении тока через электролит при известных условиях наблюдаются явления так называемой поляризации электродов;

2) сила тока, проходящего через электролит при неизменной разности потенциалов, приложенной к электродам извне, с течением времени уменьшается и может упасть в ряде случаев практически до нуля;

3) потенциал замкнутого двойного слоя равен нулю во всем внешнем пространстве и равен  $+4 \cdot \pi \cdot \tau$  при прохождении через поверхность слоя. Существенным оказалось и то, что точно такой же скачок  $+4 \cdot \pi \cdot \tau$  испытывает и потенциал любого незамкнутого слоя. С учетом этого допускаем, что двойной слой является поверхностью разрыва сплошности потенциала, а значит если  $\varphi_1$  есть значение потенциала отрицательной стороны слоя, а  $\varphi_2$  – у положительной, то легко определяется  $\varphi_2 - \varphi_1 = 4 \cdot \pi \cdot \tau$ .

Это позволило с некоторым приближением экспериментально определить явление поляризации электродов и истолковывать его следующим образом. Ионы (носители тока в электролите), подойдя к притягивающему их электроду, не отдают ему своего заряда (по тем или иным причинам), а лишь располагаются слоем у поверхности соответствующего электрода. Тогда слою частиц на поверхности, например, положительного электрода будет противостоять слой отрицательных частиц (ионов) в электролите. Заряд и мощность такого слоя будут расти до тех пор, пока скачок потенциала  $\varphi_2 - \varphi_1 = 4 \cdot \pi \cdot \tau$  в этом слое не станет равным приложенной извне разности потенциалов. Естественно, течение тока через раствор прекратится. Все изменения  $\frac{dg}{dt}$  сосредоточатся в самом двойном слое у положительного электрода. Во всей остальной толще раствора

потенциал примет постоянное значение, и напряженность поля  $E$  станет равной нулю. Как видим, образование двойного слоя может обусловить явление поляризации электродов. Однако особо отметим, что это же явление может обуславливаться также рядом других причин, это во-первых, и, во-вторых, само явление образования двойного электрического слоя является результатом процесса коррозии, а не ее причины. В-третьих, поляризационное сопротивление  $P$ , введенное в знаменатель  $I = \frac{U_{к(обр)} - U_{а(обр)}}{R + P}$  [13] с целью описания электродных процессов, не имеет физического смысла, а поскольку оно изменяется, как это показывает опыт, то только подтверждает, что использование законов электростатики здесь неправомерно. И, наконец, как это показано выше, поляризация металлов если и существует, то полностью маскируется [5] явлениями проводимости и в быстроизменяющихся полях может быть определена с учетом отражения и преломления электромагнитного излучения [14–15].

Прежде чем две частицы – одна на поверхности металла, а другая в грунтовом электролите – начнут взаимодействовать друг с другом, необходимо, чтобы они двигались ускоренно относительно друг друга и при этом прошли определенный путь в направлении ускорения:

$$m \cdot \Delta \cdot \bar{V} \cdot \Delta x \geq h,$$

где  $h$  – постоянная Планка ( $h = 6,63 \cdot 10^{-4}$  Дж · с).

Только при этих условиях частицы могут «обнаружить» друг друга и начнут взаимодействовать. Если скорость не меняется, то частицу вообще нельзя обнаружить, следовательно, никакого взаимодействия не произойдет. Нужно также отметить, что частицы обнаруживают себя не строго в точке с координатами  $X, Y, Z$ , а в некоторой полосе пространства  $X + \Delta X, Y, Z$  и  $X, Y, Z$ . Их относительная скорость также не может быть определена точно, а в каком-то диапазоне. Заметим также, что если ускорение и перемещение частицы взаимно пер-

пендикулярны (частица совершает вращательное движение), то её «обнаружить» также не удастся.

Таким образом, «сообщая» о себе, частица существенно изменяет свою кинетическую энергию, а получить информацию о других частицах она сможет, лишь изменив свою кинетическую энергию. Следовательно, две частицы, вращающиеся вокруг общего центра поля, не взаимодействуют с окружающими их частицами и не излучают электромагнитной энергии. Такую систему можно принять за равновесную. При этом может сформироваться система не только двух частиц, но и многих частиц. В этой ситуации возникает количественная значимость, если каждой частице поставить в соответствие некоторую функцию пространства и времени и связать ее с импульсом и кинетической энергией частицы так, чтобы при их изменении она «обнаружилась» в некоторой узкой области пространства. В то же время, если импульс и кинетическая энергия частицы не изменяются, то этой функции должна быть присуща та же скорость, что и частице. Аналогом такой функции в макромире является волна. Волна не имеет определенных координат и времени, но при этом имеет скорость, энергию и импульс. В этом случае движение волны запишем в виде

$$A = A_m \sin(\omega \cdot t - k \cdot x),$$

где  $A$  – текущая координата;  $A_m$  – её амплитуда;  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot x$  – угловая частота колебаний;  $t$  – частота колебаний;  $k$  – волновое число,  $k = \frac{\omega}{V}$ .

Величины  $\omega$  и  $k$  связаны с кинетической энергией и импульсом частицы соотношением

$$\omega = 4\pi \frac{W_k}{h}, \quad k = 2\pi \frac{j}{h},$$

где  $W_k$  и  $j$  – кинетическая энергия и импульс частицы:

$$W_k = \frac{m \cdot V^2}{2}, \quad j = m \cdot V.$$

Поэтому физическую картину в электродной системе можно представить следующим образом. Электромагнитная энергия от источника катодной защиты (от анода к катоду) распространяется как свет – претерпевает преломление при выходе из анода в грунт и из грунта в сооружение. При этом скорость распространения энергии в кабелях можно принять равной скорости  $c$ , а скорость распространения кванта энергии в среде за  $c_1$ , она оказывается ниже скорости движения  $c$ . Поскольку электромагнитное поле связано интегрально с током и напряжением в замкнутой системе катодной защиты, то, очевидно, масса вещества, перешедшая в грунт и связанная со скоростями распространения потока

энергии в проводнике и в грунте  $\sum m = \frac{\sum m_0}{\sqrt{1 - \frac{c_2^1}{c_2^1}}}$ , будет также связана с током и

напряжением в цепи катодной защиты. Катодная защита характеризуется тем, что при определенном напряжении на анодном заземлении и защищаемом сооружении и определенном токе наступает состояние «равновесия» на границе «сооружение – грунт». Тогда  $\sum m_k = \sum m_0 \cdot k$ , что и соответствует изолированной системе.

Поэтому если качественно достигается защита от коррозии, то, очевидно, количественно для определенных значений напряжений и токов можно определить момент наступления такого «равновесия». С этой целью процессы в катодной защите представим следующим образом.

Сооружение разрушается под воздействием импульса квантов энергии, направленных в грунт. При переходе заряженных частиц сооружения в грунт происходит «потеря» (отражение) энергии, зависящая от диэлектрических и магнитных свойств грунта, под влиянием которых существует та или иная контактная разность потенциалов сооружение–грунт. С точки зрения волновой теории отражение происходит без изменения длины волны, исходя же из кван-

товой теории длина волны может изменяться, если изменятся размер кванта и частота испускания частиц.

Сооружение не разрушается, если под воздействием источника катодной защиты импульс энергии от анодного заземления будет, наоборот, направлен из грунта на сооружение и равен импульсу, направленному с сооружения. Тогда катодную защиту можно представить в виде системы, которая испускает, поглощает и отражает кванты энергии в произвольном направлении с определенным импульсом, а поскольку энергия, выделяющаяся в виде ленц – джоулева тепла, поступает в грунтовый электролит через поверхность объема, окружающую электроды, в виде электромагнитного поля, то, очевидно, векторы токов электромагнитной энергии в трех измерениях могут быть представлены векторами, проекции которых на оси X, Y, Z и t будут равны этим векторам.

## Список литературы

---

1. Эйнштейн, А. О пондеромоторных силах, действующих в электромагнитном поле на покоящиеся тела. 1908 г. / А. Эйнштейн, И. Лауб // Эйнштейн, А. Собрание научных трудов: в 4 т. – Москва, 1965. – Т. 1. – С. 126–134.
2. Физика: пер. с англ. / А.С. Ахматов, М.М. Кусаков, Д.М. Толстой, Б.Н. Финкельштейн / под ред. А.С. Ахматова. – Москва: Наука, 1965. – 899 с.
3. Яворский, Б.М. Справочник по физике / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. – Москва: Наука, 1974. – 930 с.
4. Молекулярно-кинетическая закономерность превращения энергии в форме работы или теплоты: свидетельство о регистрации научной идеи №304 / В.В. Палашов, З.Ф. Немцев, В.Б. Горский, В.И. Горелкин. – рег. 20.04.04 г. – Москва.
5. Тамм, И.Е. Основы теории электричества / И.Е. Тамм. – Москва: Наука, 1966. – 624 с.
6. Савельев, И.В. Курс общей физики. В 3 т. Т. 2 / И.В. Савельев / Москва: Наука, 1978. – 480 с.
7. Бессонов, Л.А. Теоретические основы электротехники / Л.А. Бессонов. – Москва: Высшая школа, 1967. – 756 с.
8. А.с. 784383 СССР, М. Кл. С 23 Г 13/00. Способ катодной защиты стальных подземных сооружений от коррозии / В.В. Палашов, В.Н. Пулин. – 2793558/22-02; заявл. 09.07.79; не подлежит опубликованию в открытой печати. – 12 с.
9. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – Москва: Наука, 1988. – 509 с.
10. Дамаскин, Б.Б. Введение в электрохимическую кинетику / Б.Б. Дамаскин, О.А. Петрий. – Москва: Высш. шк., 1975. – 416 с.

11. Палашов, В.В. Электродинамический расчёт полноты катодной защиты / В.В. Палашов, И.В. Палашов, С.Н. Жилиев // Известия академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. – Москва; Н. Новгород, 2005. – Т. 15. С. 106–109.
12. Ацюковский, В.А. Материализм и релятивизм в современной теоретической физике / В.А. Ацюковский. – Жуковский: Петит, 1999. – 28 с.
13. Жук, Н.П. Курс теории коррозии и защита металлов / Н.П. Жук. – Москва: Metallurgia, 1976. – 568 с.
14. Палашов, В.В. Расчёт полноты катодной защиты / В.В. Палашов. – Ленинград: Недра, 1988. – 137 с.
15. Палашов, В.В. Расчёт электрического тока в грунтовых и водных средах (молекулярно-кинетический подход): монография / В.В. Палашов; Нижегород. гос. архитектур.-строит. ун-т. – Нижний Новгород: ННГАСУ, 2006. – 93 с.
16. Палашов, В.В. Закономерность изменения углов преломления потоков электромагнитной энергии заряженных ионов, движущихся встречно под воздействием ЭДС в грунтовых и водных средах // Открытие: диплом № 403 / В.В. Палашов. – Москва, 2010. – рег. № 506.
17. Эванс, Ю.Р. Коррозия, пассивность и защита металлов: пер. с англ. / Ю.Р. Эванс; под ред. Г.В. Акимова. – Москва: Metallurgizdat, 1941. – 112 с.
18. Крестов, Г.А. От кристалла к раствору / Г.А. Крестов, В.А. Кобенин. – Москва: Химия, 1977. – 108 с.
19. Молекулярно-кинетическая закономерность превращения энергии в форме работы или теплоты / В.В. Палашов, З.Ф. Немцев, В.Б. Горский, В.И. Горелкин // Открытие. – Москва, 2004. – рег. № 304.
20. Палашов, В.В. Диэлектрическая постоянная  $\epsilon_0$ , поток вектора напряженности  $E$  и потока Гаусса  $N = E_H \cdot S$ , основа становления единиц измерения электрических величин: метод. разработка к курсам электротехники: для студентов специализации 270.100 / Нижегород. гос. архитектур.-строит. ун-т. – Нижний Новгород: ННГАСУ, 2014. – 13 с.

21. Палашов, В.В. Контроль катодной защиты стальных подземных сооружений: монография / В.В. Палашов. – Ленинград: Недра, 1996. – 100 с.

22. Палашов В.В. Электродинамическая модель определения полноты катодной защиты: монография / В.В. Палашов, В.В. Притула, И.В. Палашов. – Москва: Акела, 2004. – 195 с.

23. А.С. 1213778 СССР, SU 1213778AC23F13/00. Устройство для контроля полноты катодной защиты по параметрам электромагнитной энергии / В.В. Палашов. – № 3758994/22-02; заявл. 01.06.84. – 2 с.

24. Палашов, В.В. О механизме проводимостей в проводниках второго рода / В.В. Палашов // Международный сборник статей лауреатов конкурсов. – Нижний Новгород, 2015. – Вып. 15. – С. 178–181.

25. А.С. № 1325369 СССР SU 1325369 A1 G 01 19/00. Способ измерения смещения поляризационного потенциала металлического подземного сооружения относительно грунта / В.В. Палашов. – № 3883155\24-21; заявл. 11.03.85; опубл. 23.07.87, Бюл. № 27. – 3 с.

26. О работе, теплоте и необратимости в инженерной физике / З.Ф. Немцев, В.Б. Горский, В.В. Палашов [и др.] // Инженерно-физические проблемы новой техники: тез. докл. Пятого Междунар. совещ.-семинара, 19–22 мая 1998 г. / Моск. гос. техн. ун-т им. Н.Э. Баумана. Москва, 1998. – С. 282–283.

27. ПАТ 2151218 Российская Федерация, 7 С 23 F 13/02. Схема катодной защиты двух или более сооружений / В.В. Палашов, А.Н. Светлов, В.В. Притула; Нижегор. гос. архитектур.-строит. ун-т. – № 99116931/02; заявл. 03.08.1999; опубл. 20.06 2000, Бюл. № 17. – 4 с.

28. Молекулярно-кинетическое содержание работы, теплоты, необратимости / З.Ф. Немцев, В.Б. Горский, В.В. Палашов [и др.] // Молекулярная экология, химия и физика неравновесных систем: материалы 6-й Междунар. научн. конф. – Иваново-Плес, 2002. – С. 313–318.

29. ПАТ 2102532 Российская Федерация, 6 С 23 F 13/22. Автоматическая катодная станция / В.В. Палашов, А.Н. Светлов; Нижегород. гос. архитектур.-строит. акад., – 1996; заявл. 16.05.1996; опубл. 20.01.98, Бюл. № 2. – 5 с.

30. А.с. 1317986 СССР, SU 1317986 С 23 F 13/00. Устройство для измерения поляризационных потенциалов / В.В. Палашов, В.Н. Пулин, В.И. Калентьев [и др.]. – 3916879\22-02; заявл. 26.06.85; для служебного пользования. – 4 с.

31. Палашов В.В. Электродинамическая модель управления коррозией в подземных условиях / В.В. Палашов // Международная академия авторов научных открытий и изобретений. Альманах. – Москва, 2001 г. С. 109–113.

32. Палашов, В.В. Молекулярно-кинетическая модель проводимостей положительно и отрицательно заряженных ионов в грунтовых и водных средах / В.В. Палашов, А.А. Каталов // Приволжский научный журнал / Нижегород. гос. архитектур.-строит. ун-т. – Нижний Новгород, 2007. – № 3. – С. 82–86.

33. Поливанов, К.М. Электродинамика движущихся тел / К.М. Поливанов. – Москва: Энергоиздат, 1982. – 192 с.

## Оглавление

---

От автора .....	3
Предисловие .....	4
Основополагающие понятия .....	5
Анализ моделей электромагнитных явлений .....	8
Некоторые вопросы и ответы .....	9
<b>Глава 1. Основные понятия о распространении электромагнитной энергии и ее превращениях. Структурирование электрической цепи .....</b>	<b>11</b>
1.1. О распространении электромагнитной энергии и ее превращениях в электролитах .....	11
1.2. Структурирование электрической цепи. Параметры тока и напряжения .....	18
1.2.1. Структурирование электрической цепи .....	18
1.2.2. Параметры тока и напряжения .....	22
1.2.2.1. Электрический ток .....	22
1.2.2.2. Электрическое напряжение .....	25
1.3. Уравнения состояния электрической цепи .....	27
1.4. Локализация электромагнитной энергии в грунтовых и водных средах .....	28
<b>Глава 2. Схемы замещения .....</b>	<b>39</b>
Схемы замещения источников постоянного тока (с источником ЭДС и с источником тока) .....	39
<b>Глава 3. Электрический синусоидальный ток в цепях с идеальными элементами <math>r, L, C</math> .....</b>	<b>42</b>
3.1. Электрическая цепь с идеальным резистором .....	42
3.2. Электрическая цепь с идеальной индуктивной катушкой .....	43
3.3. Электрическая цепь с идеальным конденсатором .....	44

<b>Глава 4. Электрический постоянный или выпрямленный ток в цепях с идеальными элементами <math>r, L, C</math> .....</b>	<b>46</b>
4.1. Электрическая цепь источника постоянного тока с идеальным резистором .....	46
4.2. Электрическая цепь источника тока с идеальной индуктивной катушкой .....	47
4.3. Электрическая цепь источника постоянного тока с идеальным конденсатором ...	48
<b>Глава 5. Электротермодинамический механизм образования тока в электролитах .....</b>	<b>50</b>
5.1. Классический подход образования электрического тока в электродных системах .....	50
5.2. Механизм проводимостей положительно и отрицательно заряженных ионов ...	62
5.2.1. Понятие о диэлектрической и магнитной проницаемостях и их роль в электродинамических процессах .....	65
5.2.2. Аналогия протолитических реакций и реакций окисления-восстановления, пропорциональность диссоциирующих сил и диэлектрической постоянной, электролитическая среда в роли токоприемника .....	70
5.3. Выявление закономерности изменяющихся параметров сопротивления в зависимости от $\epsilon\mu$ в электродной системе .....	74
5.4. Основы методологии и расчета проводимостей в грунтовых и водных средах ...	78
<b>Глава 6. Использование теории А. Эйнштейна с целью определения полноты катодной защиты графическим методом .....</b>	<b>90</b>
<b>Глава 7. Разработка модели исследования закономерности механизма проводимостей анионов, катионов, общей проводимости. Аналогия передачи световой и электромагнитной энергий в проводниках второго рода .....</b>	<b>98</b>
7.1. Разработка модели исследования системы катодной защиты .....	98
7.2. Закономерность механизма проводимостей анионов, катионов и общей проводимости проводников второго рода .....	107
7.3. Об аналогии передачи световой и электромагнитной энергии, показателя преломления (от Снеллиуса – к Эйнштейну) .....	116

<b>Глава 8. Примеры использования теоретических основ</b> .....	124
8.1. Использование опытных данных для определения полноты катодной защиты по параметрам электромагнитной энергии .....	124
8.2. Безопасная эксплуатация катодной защиты .....	127
8.3. О потенциалах относительно далекой земли и в точке дренирования при определении полноты катодной защиты .....	128
8.4. Использование опытных данных для определения электрических параметров в электродных системах .....	130
8.5. Экспериментальные исследования производственной системы катодной защиты .....	133
<b>Глава 9. Развитие теории и экспериментального исследования электролитов по проводимости</b> .....	137
9.1. Взаимодействие диссоциирующей силы и диэлектрической проницаемости под влиянием электромагнитной энергии .....	137
9.2. Отличительные особенности электропроводимости веществ .....	143
9.3. Роль диэлектрической проницаемости и потока вектора Гаусса в становлении единиц измерения электрических и магнитных величин .....	144
9.4. Расчет электрических параметров электролитов в цепях постоянного (или выпрямленного) тока .....	147
9.5. Методика и пример расчета реальной электролитической системы .....	151
<b>Заключение</b> .....	153
<b>Приложение 1. Об адсорбции и двойном слое на границе сооружение–грунт. Гальвани- и вольта-потенциалы</b> .....	162
<b>Приложение 2. О работе, теплоте, энергии, обосновании закона Джоуля – Ленца и о «поляризационном» сопротивлении в системе катодной защиты</b> .....	171
<b>Приложение 3. О воздействии наложенного напряжения на процессы, происходящие в двойном электрическом слое</b> .....	184
<b>Приложение 4. Концепция и обоснование полноты катодной защиты по параметрам электромагнитной энергии</b> .....	191
Список литературы .....	198

Палашов Валентин Васильевич

Элементы теории образования  
электрического тока в грунтовых и водных средах  
(проводниках второго рода)

*Монография*

Редактор Т.Л. Батаева

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет»  
603950, Нижний Новгород, ул. Ильинская, 65.  
Полиграфический центр ННГАСУ, 603950, Н.Новгород, Ильинская, 65  
<http://www.nngasu.ru>, [srec@nngasu.ru](mailto:srec@nngasu.ru)