

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ НЕИДЕАЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

Золотарев В.В., Карпушенко В.П., к.э.н., Золотарев В.М., к.т.н., Науменко А.А., к.т.н., доц.
ЗАО "Завод Южкабель"
Украина, 61099, Харьков, ул. Автогенная 7.

Розглянуто аналітичний метод розрахунку розподілу напруженості гармонічного електричного поля в системі циліндричних електродів, між якими знаходиться багатослойний кусково-однорідний недосконалий діелектрик. Наведено аналітичні рішення для низки випадків, що мають практичне застосування в кабельній техніці.

Рассмотрен аналитический метод расчета распределения напряженности гармонического электрического поля в системе цилиндрических электродов, между которыми находится многослойный кусочно-однородный несовершенный диэлектрик. Приведены аналитические решения для ряда случаев, имеющих практическое приложение в кабельной технике.

ВВЕДЕНИЕ

Задачи о распределении электрического поля в многослойном диэлектрике имеют важные практические приложения в самых различных отраслях техники и естествознания. В [1, 2] и других работах авторов рассмотрено воздействие однородного внешнего поля на биологические объекты сферической и цилиндрической формы, что даёт решения, зависящие от азимутального угла. В [3] решение дано для осесимметричной коаксиальной модели, но без учёта активной проводимости в слоях. Общее решение задачи для плоского конденсатора с многослойным неидеальным диэлектриком приведено в [4]. Однако, ни одна из приведённых работ не позволяет получить решение задачи для многослойного неидеального диэлектрика, расположенного между коаксиальными проводящими цилиндрами, к которым приложено переменное напряжение низкой частоты для случая, когда электромагнитный процесс можно считать стационарным.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем считать, что диэлектрик состоит из n кусочно-однородных областей $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_i, \dots, \Omega_n$ ограниченных, соответственно, коаксиальными цилиндрами, имеющими радиусы $r_0 - r_1, r_1 - r_2, \dots, r_{i-1} - r_i, \dots, r_{n-1} - r_n$. Пусть в каждой области Ω_i однородный диэлектрик характеризуется относительной диэлектрической проницаемостью ε_i и удельной электропроводностью γ_i , а идеально проводящие электроды для возбуждения поля в диэлектрике имеют радиусы r_0 и r_n (рис. 1). Для описания электромагнитного процесса воспользуемся первым уравнением Максвелла и законом Ома в дифференциальной форме

$$\operatorname{rot} \vec{H}(r, t) = \vec{I}(r, t) + \frac{\partial \vec{D}(r, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\vec{I}(r, t) = \gamma \vec{E}(r, t), \quad (2)$$

где \vec{H} – напряженность магнитного поля; \vec{I} – плотность тока проводимости; \vec{E} – напряженность электрического поля; \vec{r} – радиус вектор точки наблюдения; t – время.

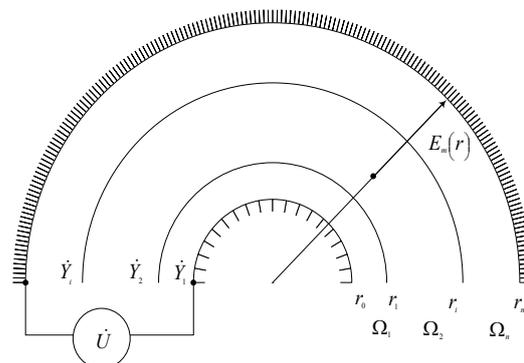


Рис. 1. Расчетная схема для случая многослойного диэлектрика между двумя коаксиальными цилиндрами

Вектор электрической индукции \vec{D} связан с вектором электрической напряженности \vec{E} известным соотношением

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}. \quad (3)$$

Применив оператор дивергенции к (1), используя (2), (3) и учитывая, что дивергенция ротора тождественно равна нулю, получаем

$$\operatorname{div} \left(\gamma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = 0. \quad (4)$$

Пусть электрическое напряжение, возбуждающее электромагнитное поле, изменяется по гармоническому закону $\dot{U} = \dot{U}_m e^{i\omega t}$. Тогда все остальные переменные в силу принятых допущений также будут изменяться по гармоническому закону, т.е. они могут быть представлены в комплексной форме

$$\begin{aligned} \vec{D}(r, t), \vec{E}(r, t), \vec{I}(r, t) &\Rightarrow \\ &\Rightarrow \left\{ \dot{\vec{D}}_m(r), \dot{\vec{E}}_m(r), \dot{\vec{I}}_m(r) \right\} e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\dot{\vec{D}}_m(r), \dot{\vec{E}}_m(r), \dot{\vec{I}}_m(r)$ – комплексные амплитуды, зависящие только от радиуса вектора r ; \dot{U}_m – комплексная амплитуда возбуждающего напряжения; ω – круговая частота; $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица; e – основание натуральных логарифмов.

Учитывая, что в цилиндрических координатах все векторы имеют только радиальную компоненту, в

дальнейшем для простоты опустим стрелки в их обозначениях.

Подставив теперь (5) в (4) и выполнив дифференцирование, получаем

$$\operatorname{div}[\dot{\gamma}\dot{E}_m(r) \cdot e^{i\omega t} + i\omega\varepsilon\dot{E}_m(r) \cdot e^{i\omega t}] = 0. \quad (6)$$

Если ввести комплексную проводимость \dot{Y} среды с помощью соотношения

$$\dot{Y} = \gamma + i\omega\varepsilon, \quad (7)$$

подставить ее в (6) и выполнить необходимые сокращения, то будем иметь

$$\operatorname{div}\dot{Y}\dot{E}_m(r) = 0. \quad (8)$$

Положив потенциал внешнего электрода равным нулю, получаем условия на границе диэлектрика

$$\dot{\phi}_m(r_n) = 0; \quad \dot{\phi}_m(r_0) = \dot{U}_m. \quad (9)$$

Комплексное уравнение (8) с граничными условиями (9) полностью описывают гармонический электромагнитный процесс в неидеальном диэлектрике, состоящем из произвольного количества кусочно-однородных областей.

ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Будем искать комплексную амплитуду напряженности электрического поля в виде

$$\dot{E}_m(r) = -\operatorname{grad}\dot{\phi}_m, \quad (10)$$

где $\dot{\phi}$ – комплексный потенциал.

Подставив (10) в (8), получаем

$$\operatorname{div}[\dot{Y}\operatorname{grad}\dot{\phi}] = 0. \quad (11)$$

В цилиндрической системе координат оператор дивергенции имеет только радиальную компоненту $(1/r)d/dr$, как и оператор градиента, имеющий составляющую d/dr . Поэтому (11) можно записать в виде

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\dot{Y}_r \frac{d\dot{\phi}}{dr} \right) = 0, \quad (12)$$

Общее решение (12) при конечном r имеет вид

$$\dot{Y}_r \frac{d\dot{\phi}}{dr} = \dot{A}, \quad (13)$$

где \dot{A} – некоторая комплексная постоянная.

Учитывая, что

$$-\operatorname{grad}\dot{\phi} = -\frac{d\dot{\phi}}{dr} = \dot{E}_m(r), \quad (14),$$

находим

$$\dot{A} = -\dot{Y}_r \frac{d\dot{\phi}}{dr} = -\dot{Y}_r \dot{E}_m(r). \quad (15)$$

Подставив (15) в (13), имеем дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными

$$\dot{Y}_r d\dot{\phi} = \dot{A} \frac{dr}{r}, \quad (16)$$

или

$$d\dot{\phi} = \dot{A} \frac{dr}{\dot{Y}_r}. \quad (17)$$

Интегрируя теперь (17) в пределах $r_0 - r_n$ и ис-

пользуя граничные условия (9), получаем

$$\int_{r_0}^{r_n} d\dot{\phi} = \dot{A} \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\dot{Y}_r},$$

т.е.

$$\dot{\phi}(r_n) - \dot{\phi}(r_0) = \dot{A} \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\dot{Y}_r}. \quad (18)$$

Подставляя теперь в последнее выражение значение \dot{A} из (15) и учитывая, что $\dot{\phi}(r_n) - \dot{\phi}(r_0) = -\dot{U}_m$, находим $\dot{E}_m(r)$ в явном виде

$$\dot{E}_m(r) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_r \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\dot{Y}_r}}. \quad (19)$$

Отсюда получаем решение в квадратурах для комплексной амплитуды электрического поля в кусочно-однородных областях диэлектрика Ω_i , ограниченных, соответственно, радиусами $r_0 - r_1, r_1 - r_2, \dots, r_{n-1} - r_n$

$$\dot{E}_m(r) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_i r \sum_{i=1}^n \int_{r_{i-1}}^{r_i} \frac{dr}{\dot{Y}_i r}}. \quad (20)$$

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ЧАСТНЫХ СЛУЧАЕВ

Рассмотрим приложение полученных результатов к наиболее важным случаям расчета полей силовых кабелей и их отдельных элементов.

1. Рассмотрим вначале случай n -слойного неидеального диэлектрика, находящегося между двумя коаксиальными цилиндрическими электродами. Необходимое решение прямо получается из (20) и принимает следующий вид

$$\dot{E}(r) = \begin{cases} \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_1 r \left(\frac{1}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\dot{Y}_n} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \right)} & r_0 < r < r_1 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_2 r \left(\frac{1}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\dot{Y}_n} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \right)} & r_1 < r < r_2 \\ \dots & \dots \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_n r \left(\frac{1}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\dot{Y}_n} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \right)} & r_{n-1} < r < r_n \end{cases} \quad (21)$$

Из (21) легко получить также выражение для распределения электрического поля в n -слойном идеальном диэлектрике, находящемся между коаксиальными металлическими цилиндрами. Такой случай

является типичным в задачах градирования бумажной изоляции в маслонаполненных кабелях, когда активными токами $\dot{I}_{пр} = \gamma \dot{E}$ в слоях можно пренебречь по сравнению с токами смещения $\dot{I}_{см} = i\omega \epsilon \dot{E}$. Для этого достаточно в последнем выражении для $\dot{E}_m(r)$ принять $\dot{Y} = i\omega \epsilon$. Положив в (21) фазу \dot{U}_m равной нулю, легко убедиться, что комплексный вектор $\dot{E}_m(r)$ будет иметь только действительную составляющую, что совпадает с результатами, полученными для этого случая в [5] и подтверждает правильность общего решения рассматриваемой здесь задачи.

2. Случай трехслойного неидеального диэлектрика между коаксиальными цилиндрами. В последнее время он все чаще встречается на практике в связи с внедрением технологий наложения вулканизированного полиэтилена на технологических линиях с тремя экструдерами, работающими на строенную экструзионную головку. При этом одновременно накладывается основной слой изоляции из высококачественного полиэтилена и два полупроводящих слоя - экран по жиле и экран по изоляции. Все три слоя в общем случае могут иметь различные комплексные проводимости \dot{Y} . Здесь выражение для распределения поля в толще трехслойного диэлектрика ($n = 3$) с комплексными проводимостями слоев $\dot{Y}_1, \dot{Y}_2, \dot{Y}_3$ можно записать так

$$\dot{E}_m(r) = \begin{cases} \frac{\dot{U}}{r \left(\ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{\dot{Y}_1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\dot{Y}_1}{\dot{Y}_3} \ln \frac{r_3}{r_2} \right)} & r_0 < r < r_1 \\ \frac{\dot{U}}{r \left(\frac{\dot{Y}_2}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\dot{Y}_2}{\dot{Y}_3} \ln \frac{r_3}{r_2} \right)} & r_1 < r < r_2 \\ \frac{\dot{U}}{r \left(\frac{\dot{Y}_3}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{\dot{Y}_3}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \ln \frac{r_2}{r_3} \right)} & r_2 < r < r_3 \end{cases} \quad (22)$$

3. Кабель Хохштедтера. Раньше такие кабели с секторными жилами, в которых электрическое поле в фазной изоляции приближается к радиальному, изготавливались на основе бумажной пропитанной изоляции. Они в целом характеризуются более высокими технико-экономическими показателями, чем аналогичные кабели с круглыми жилами в диапазоне рабочих напряжений 10-20 кВ, благодаря тому, что каждая секторная жила имеет проводящий экран из наложенной методом обмотки тонкой медной ленты (рис. 2).

Для уменьшения влияния микронеоднородностей и эффекта проволочности, по жиле и по изоляции (под проводящим медным экраном) в такой конструкции весьма желательно наложение полупроводящих слоев, одного или двух - в зависимости от конкретных условий. Главный недостаток Н-кабелей,

который сдерживал их широкое распространение в электроэнергетике - более сложная технология изготовления, требующая, в частности, наложения дополнительного медного экрана после операции сушки и пропитки применяемой бумажной изоляции. В связи с освоением отечественной промышленностью технологии одновременного наложения трехслойной шитой полимерной изоляции, появляется возможность изготовления Н-кабелей на гораздо более высоком технологическом уровне в диапазоне рабочих напряжений 10...20 или даже 35 кВ.

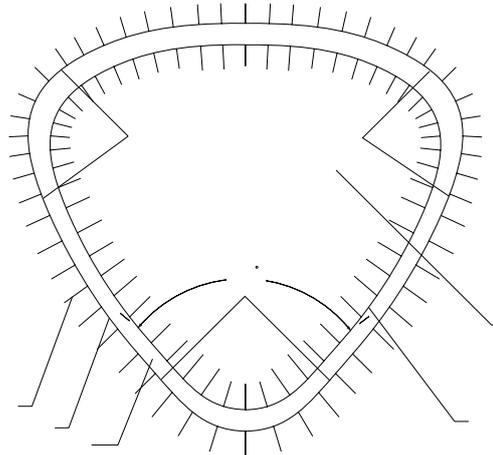


Рис. 2. Схема выполнения секторной токопроводящей жилы с двумя полупроводящими экранами в трехжильном Н-кабеле: 1 - металлическая секторная токопроводящая жила; 2 - полимерная фазная изоляция; экран по жиле (3) и изоляции (4) из проводящего полимера; 5 - экран из металлической ленты

С точки зрения расчета поля, в такой конструкции можно выделить три характерные области. Область *a* у двух боковых и одного внутреннего ребра сектора, область *b* на спинке сектора и область *c* на его плоском участке.

Если толщина изоляции намного меньше наибольшего поперечного размера сектора, что обычно хорошо выполняется на практике, то приближенно можно считать, что электрическое поле здесь такое же, как и поле между двумя коаксиальными цилиндрами. Так, в областях *a* радиус внутреннего цилиндра будет равен, соответственно, технологическому радиусу ребра сплошного сектора или радиусу проволоки наружного повива скрученного сектора, а радиус внешнего цилиндра - внутреннему радиусу медного экрана. В области *b* радиус внутреннего цилиндра равен радиусу спинки сектора, а внешний - внутреннему радиусу медного экрана на этом участке секторного профиля.

Распределение электрического поля в толще изоляции и полупроводящих экранов, как видно, здесь можно представить выражением (22).

Но в области *c* слой изоляции с полупроводящими экранами ограничен плоскими участками электродов и электрическое поле здесь приближенно можно считать таким же, как и поле плоского конденсатора с трехслойным диэлектриком. Однако, выражения для комплексной напряженности \dot{E}_m в толще диэлектри-

ка нельзя получить для этого случая из приведенных выше выражений при r_n , стремящемся к бесконечности. Здесь решение задачи можно получить, если уравнение (11) записать в декартовых координатах для одной только переменной x

$$\frac{d}{dx} \left(\dot{Y} \frac{d\phi}{dx} \right) = 0. \quad (23)$$

Отсюда сразу получается общее решение

$$\dot{Y} \frac{d\phi}{dx} = A, \quad (24)$$

интегрируя которое, в пределах от x_0 до x_n , с учетом граничных условий $\phi(x_0) = \dot{U}_m$, $\phi(x_n) = 0$, имеем

$$\int_{x_0}^{x_n} d\phi = \phi(x_n) - \phi(x_0) = A \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}}. \quad (25)$$

Подставив из (24) значение константы A в правую часть (25), запишем

$$-\dot{U}_m = -\dot{Y} E_m(x) \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}}, \quad (26)$$

откуда получаем решение уравнения (23) в квадратурах

$$\dot{E}_m(x) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y} \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}}}. \quad (27)$$

Для того, чтобы получить решение в каждом однородном слое толщиной d_1, d_2, \dots, d_n с комплексной проводимостью $\dot{Y}_1, \dot{Y}_2, \dots, \dot{Y}_n$ соответственно, достаточно только представить интеграл в знаменателе (27) в виде суммы n интегралов в n кусочно-однородных областях диэлектрика, каждая из которых имеет толщину $d_i = x_i - x_{i-1}$, ($i = 1, 2, \dots, n$).

$$\dot{E}_m(x) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_i \sum_{i=1}^n \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}_i}} = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_i \sum_{i=1}^n \frac{d_i}{\dot{Y}_i}}. \quad (28)$$

Отсюда получаем в развернутом виде

$$E_m(x) = \begin{cases} \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_1 \left(\frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \dots + \frac{d_n}{\dot{Y}_n} \right)} & x_0 < x < x_1 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_2 \left(\frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \dots + \frac{d_n}{\dot{Y}_n} \right)} & x_1 < x < x_2 \\ \dots & \dots \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_n \left(\frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \dots + \frac{d_n}{\dot{Y}_n} \right)} & x_{n-1} < x < x_n \end{cases} \quad (29)$$

В частности, для интересующего нас случая трехслойного диэлектрика (рис. 3) выражение для

$E_m(x)$ можно записать так

$$E_m(x) = \begin{cases} \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_1 \left(\frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \frac{d_3}{\dot{Y}_3} \right)} & x_0 < x < x_1 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_2 \left(\frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \frac{d_3}{\dot{Y}_3} \right)} & x_1 < x < x_2 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_3 \left(\frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \frac{d_3}{\dot{Y}_3} \right)} & x_2 < x < x_3 \end{cases} \quad (30)$$

Иногда Н-кабель может иметь только один полупроводящий экран, например, только по изоляции или только по жиле. Как видно, для этого случая выражения для \dot{E}_m следует из (22) для участков на ребрах сектора и из (30) - для плоских участков. Полученное решение (30) при $n = 2$ в точности совпадает с решением задачи о распределении поля в двухслойном неидеальном диэлектрике в установившемся режиме при $t \rightarrow \infty$, полученным в [4] для плоского конденсатора. Это подтверждает правильность решения задачи.

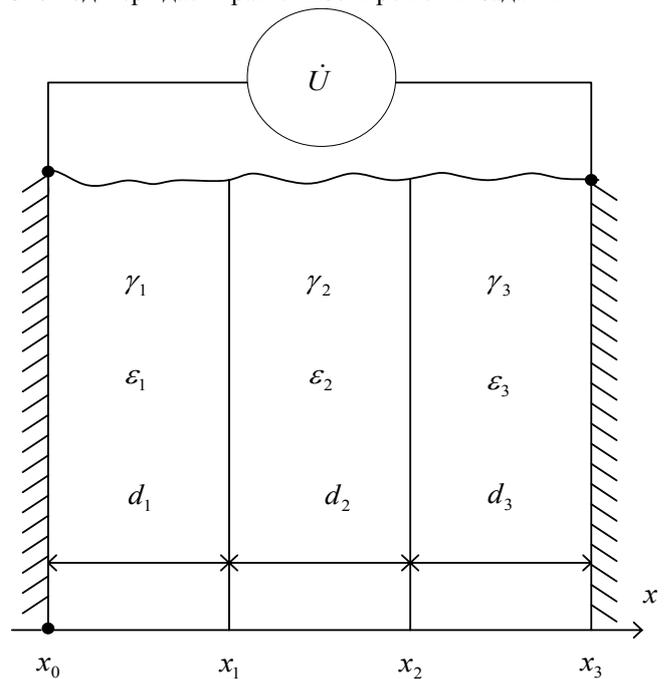


Рис. 3. Расчетная схема к определению поля в трехслойном неидеальном диэлектрике между плоскими электродами

4. Наконец рассмотрим случай расположения многослойного диэлектрика между цилиндрическими электродами, которые в поперечном сечении не являются геометрически подобными. Сюда относится характерный случай расчета поля в кабелях на напряжение 1...10 кВ с круглыми или секторными жилами, находящимися в общей металлической оболочке. Поскольку аналитическое решение уравнения (11) найти обычно не удастся, то необходимо его численное решение.

Методику численного решения подобных задач методом конечных элементов можно найти, например, в [6] и других работах авторов. В заключение заметим, что из полученных выше общих решений для случаев многослойного диэлектрика нельзя формально получить решение для частного случая однослойного диэлектрика. В самом деле, при $n = 1$ выражения (21) или (29) получаются не зависящими от комплексной проводимости слоя диэлектрика \dot{Y}_1 . Это обстоятельство связано с автомодельностью уравнения Лапласа, к которому сводится уравнение (11) для распределения одного и того же потенциала φ в однослойном диэлектрике. Нетрудно видеть, что топология поля будет одинаковой для распределения в диэлектрике как активной γE , так и реактивной $i\omega\epsilon E$ компоненты комплексного вектора плотности полного тока $\dot{I} = \gamma E + i\omega\epsilon E$. Интегрируя нормальную компоненту вектора плотности полного тока \dot{I}_n по контуру L поперечного сечения одного из электродов, имеем

$$\oint_L \dot{I}_n dl = \oint_L \gamma E dl + \oint_L i\omega\epsilon E dl = I_a + iI_p, \quad (31)$$

где I_a , I_p – соответственно, активная и реактивная компоненты полного тока, протекающего в системе электродов с однослойным неидеальным диэлектриком.

Отсюда находим тангенс угла диэлектрических потерь δ в диэлектрике

$$\operatorname{tg}\delta = I_a/I_p = \gamma/\omega\epsilon, \quad (32)$$

который в однородной среде, как и следовало ожидать, равен отношению активной и реактивной компонент ее комплексной проводимости \dot{Y} . В случае кусочно-однородного несовершенного диэлектрика с многими слоями, выражения для тангенса угла диэлектрических потерь получаются достаточно сложными. Однако, для рассмотренных выше случаев, допускающих аналитические решения, их всегда можно записать в явном виде, используя полученные выражения (21) и (29), для произвольного числа слоев n с произвольными комплексными проводимостями \dot{Y}_i в слоях.

ВЫВОДЫ

Найдено аналитическое решение задачи о распределении электрического поля в многослойном неидеальном диэлектрике, находящемся между двумя коаксиальными цилиндрами для случая стационарного электромагнитного процесса с учетом произвольных диэлектрических проницаемостей и активных проводимостей в слоях.

Получены зависимости для напряженности электрического поля в слоях неидеального диэлектрика для цилиндрической и плоской геометрии при произвольном количестве его слоев.

Результаты решения задачи для частных случаев могут быть использованы при расчете параметров многослойной кабельной изоляции, в первую очередь получающих все более широкое распространение высоковольтных кабелей с полиэтиленовой вулканизированной изоляцией и полупроводящими неметаллическими экранами в диапазоне рабочих напряжений 10-500 кВ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бойко Н.И., Бондина Н.Н., Левченко Е.В., Михайлов В.М. Моделирование воздействия электрического поля на объекты, имеющие многослойную структуру // Электронное моделирование. – 2002. – 24, № 1. – С. 70-83.
- [2] Левченко Е.В., Михайлов В.М. Моделирование воздействия импульсного электрического поля на биологическую клетку // Электронное моделирование. – 2004. – 26, № 5. – С. 99-109.
- [3] Рудаков В.В., Рудаков С.В. Оптимизация конструкции коаксиального кабеля с многослойным диэлектриком // Электротехника и электромеханика. – 2004. – № 4. – С. 70-73.
- [4] Сканиви Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). – М. – Л.: Гос. издат. физ.мат. лит.-ры. – 1958. – С. 20-27.
- [5] Ларина Э.Т. Силовые кабели и кабельные линии. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 368 с.
- [6] Шидловский А.К., Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н., Золотарев В.М., Карпушенко В.П., Антоненко Ю.А., Василец Л.Г. Моделирование и анализ неоднородных электрических полей в высоковольтных силовых кабелях // Техническая электродинамика. Тематический выпуск. Силовая электроника и энергоэффективность. – 2006, Ч. 1. – С. 96-105.

Поступила 18.12.2007