

сины в 1,4 раза, что объясняется более высокой водостойкостью самой модифицированной древесины.

Резюме. Проведенными исследованиями установлена возможность и определены основные параметры технологического режима склеивания карбамидными клеями М-70 и М19-62 древесины березы, модифицированной карбамидно-фурановой смолой КФ-90.

Л и т е р а т у р а

1. Шутов Г.М., Буйвидович Ф.В., Санкович А.И. Получение и применение модифицированной древесины для окантовки лыж. - В сб.: Механическая технология древесины, вып. 5, Минск, 1975. 2. Хрулев В.М., Шутов Г.М., Мельников Е.Г. Склеивание модифицированной древесины и перспективы ее применения. Минск, 1971.

УДК 537.29 + 537.311.33

С.И. Лобко, канд. физ.-мат. наук

О ПОЛЯРИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ДРЕВЕСИНЫ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Исследование поляризации и электропроводности древесины как электротехнического материала представляет интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения. Образец из древесины имеет в первом приближении правильную слоистую структуру, причем каждый слой обладает анизотропией всех физических свойств.

С макроскопической точки зрения рассмотрим характеристики, описывающие поляризацию и электропроводность древесины, считая ее многослойной текстурой растительного происхождения [1, 2]. Диэлектрическую проницаемость и электропроводность каждого слоя образца из древесины будем описывать симметричными тензорами второго ранга ϵ_{ik} и σ_{ik} ($i, k = 1, 2, 3$).

Пусть образец из древесины помещен во внешнее однородное электрическое поле \vec{E} , например между пластинами плоского конденсатора (рис. 1). Без учета электропроводности сначала найдем величину электрического поля внутри произвольного слоя такого многослойного анизотропного диэлектрика. Для случая диэлектриков с конечной электропроводностью ис-

комые значения полей будут соответствовать начальному моменту протекания тока [3]. Согласно [4]

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + A \vec{n}, \quad (1)$$

где A - постоянная величина, \vec{n} - нормаль к границе слоя.

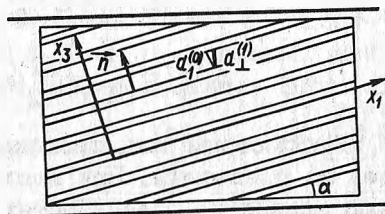


Рис. 1. Многослойный диэлектрик и связанные с ним оси координат в поле плоского конденсатора.

Соотношение (1) вытекает из граничного условия $E_{0\tau} = E_{\tau}$. Постоянную A найдем из условия непрерывности нормальных составляющих вектора электрического смещения \vec{D} :

$$D_{0n} = D_n \quad \text{или} \quad D_{0i} n_i = D_i n_i \quad (2)$$

(здесь и ниже по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Поскольку для анизотропных сред

$D_i = \epsilon_0 \epsilon_{ik} E_k$, то условие (2) примет вид

$$E_{0i} n_i = \epsilon_{ik} E_{ok} n_i + A \epsilon_{ik} n_i n_k.$$

$$\text{Отсюда находим } A = \frac{(\delta_{ik} - \epsilon_{ik}) E_{ok} n_i}{\epsilon_{ik} n_i n_k}.$$

Тогда для вектора \vec{E} внутри произвольного анизотропного слоя получим выражение

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \frac{(\delta_{ik} - \epsilon_{ik}) n_i E_{ok}}{\epsilon_{ik} n_i n_k} \vec{n}. \quad (3)$$

Для упрощения выражения (3) будем считать, что слой и оси координат ориентированы так, что тензор ϵ_{ik} приводится к главным осям. Пусть $\vec{n} \parallel x_3$, тогда $\epsilon_{ik} = \delta_{ik} \epsilon_k$, $\vec{n} = (0, 0, 1)$ и выражение (3) примет вид

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \frac{(1 - \epsilon_3)}{\epsilon_3} E_{03} \vec{n}. \quad (4)$$

Его легко обобщить на случай, когда во внешнее поле помещен образец, состоящий из многих анизотропных слоев, которые вырезаны так, что все слои обладают прямоугольной ани-

зотропией, а тензоры $\epsilon_{ik}^{(1)}$ одновременно приводятся к главным осям. Характеристики поля 1-го слоя $\vec{E}^{(1)}$ и $\vec{D}^{(1)}$ будут иметь вид

$$\vec{E}^{(1)} = \vec{E}_0 + \frac{(1 - \epsilon_3^{(1)}) E_{03}}{\epsilon_3^{(1)}} \vec{n} ; \quad (5)$$

$$D_1^{(1)} = \epsilon_0 \epsilon_1^{(1)} E_{01}, D_2^{(1)} = \epsilon_0 \epsilon_2^{(1)} E_{02}, D_3^{(1)} = \epsilon_0 E_{03}. \quad (6)$$

Рассмотрим ток, протекающий через описанный выше образец из древесины. При прохождении тока (благодаря образованию заряда на поверхностях раздела слоев) происходит перераспределение поля и спадание тока со временем. Начальные значения полей, удовлетворяющие условию (2), изменятся. Новые их значения в двух соседних прилегающих слоях можно найти из условия непрерывности полного тока, состоящего из тока проводимости и тока смещения, на границе раздела слоев, т.е.

$$j_n^{(1)} = j_n^{(m)}. \quad (7)$$

В случае анизотропных сред компоненты полного тока будут равны

$$j_i^{(1)} = \sigma_{ik}^{(1)} E_k^{(1)} + \epsilon_0 \epsilon_{ik}^{(1)} \frac{dE_k^{(1)}}{dt}, \text{ и условие (7) примет вид}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ik}^{(1)} E_k^{(1)} n_i + \epsilon_0 \epsilon_{ik}^{(1)} \frac{dE_k^{(1)}}{dt} n_i = \sigma_{ik}^{(m)} E_k^{(m)} n_i + \\ + \epsilon_0 \epsilon_{ik}^{(m)} \frac{dE_k^{(m)}}{dt} n_i. \end{aligned} \quad (8)$$

Это уравнение следует решать совместно с условием, накладываемым на поля

$$\sum_{i=1}^N E_i^{(1)} d_{\perp}^{(1)} = U, \quad (9)$$

где $d_{\perp}^{(1)}$ — толщина 1-го слоя в направлении, перпендикулярном к электродам. Уравнение (8) заметно упрощается, если все слои обладают прямоугольной анизотропией и если тензоры σ_{ik} и ϵ_{ik} одновременно приводятся к главным осям.

Тогда $\vec{n}(0,01), \sigma_{ik} = \delta_{ik} \sigma_k, \epsilon_{k1} = \delta_{k1} \epsilon_1$, и уравнение (8) примет вид:

$$\sigma_3^{(1)} E_3^{(1)} + \epsilon_0 \epsilon_3^{(1)} \frac{dE_3^{(1)}}{dt} = \sigma_3^{(m)} E_3^{(m)} + \epsilon_0 \epsilon_3^{(m)} \frac{dE_3^{(m)}}{dt} \quad (8')$$

Для решения уравнения (8') в соответствии с рис. 1 допустим, что образец из древесины может быть представлен как совокупность плоских слоев двух сортов, чередующихся друг с

другом и имеющих соответственно толщины $d_1^{(o)}$ и $d_2^{(o)}$ [5].

Предположим, что между электродами помещается одно и то же число m слоев обоих сортов. Тогда условие (9) переписывается в виде

$$m (d_{\perp}^{(1)} E^{(1)} + d_{\perp}^{(2)} E^{(2)}) = U \quad (9')$$

Из рис. 1 видно, что $d_{\perp}^{(o)} = d_{\perp}^{(k)} \cos \alpha, E_3^{(k)} = E^{(k)} \cos \alpha, k = 1, 2,$

где α - угол наклона слоев к плоскости электродов. Следовательно, (9') примет вид

$$\sum_{k=1}^2 d_{\perp}^{(o)} E_3^{(k)} = \frac{U \cos^2 \alpha}{m} \quad (9'')$$

Решая (8') при условии (9'') в согласии с [3] получим:

$$E_3^{(1)} = \frac{(\epsilon_3^{(2)} \sigma_3^{(1)} - \epsilon_3^{(1)} \sigma_3^{(2)}) d_2^{(o)} U \cos^2 \alpha}{N_1 N_2 m} e^{-\frac{t}{\theta}} + \frac{U \cos^2 \alpha \cdot \sigma_3^{(2)}}{m N_1};$$

$$E_3^{(2)} = \frac{(\epsilon_3^{(1)} \sigma_3^{(2)} - \epsilon_3^{(2)} \sigma_3^{(1)}) d_1^{(o)} U \cos^2 \alpha}{N_1 N_2 m} e^{-\frac{t}{\theta}} + \frac{U \cos^2 \alpha \cdot \sigma_3^{(1)}}{m N_1} \quad (10)$$

где $N_1 = \sigma_3^{(1)} d_2^{(o)} + \sigma_3^{(2)} d_1^{(o)}; N_2 =$

$= \epsilon_3^{(1)} d_2^{(o)} + \epsilon_3^{(2)} d_1^{(o)}; \theta = \frac{\epsilon_0 N_2}{N_1}$ - постоянная для

данного образца величина, характеризующая время перераспределения поля. Из (10) видно уменьшение поля с течением времени, что приводит к спаданию тока через образец. При $t = 0$ из (10) получим начальные значения полей

$$E_3^{(1)} = \frac{U \cos^2 \alpha \cdot \epsilon_3^{(2)}}{N_2 m}; E_3^{(2)} = \frac{U \cos^2 \alpha \cdot \epsilon_3^{(1)}}{N_2 m}, \quad (11)$$

которые определяют максимальный ток и удовлетворяют граничному условию $D_1 n^2 = D_2 n^2$. Остаточный ток будет определяться статическим значением полей при $t \rightarrow \infty$, т.е.

$$(E_3^{(1)})_{ст} = \frac{U \cos^2 \alpha}{m N_1} \sigma_3^{(2)}; (E_3^{(2)})_{ст} = \frac{U \cos^2 \alpha}{m N_1} \sigma_3^{(1)}. \quad (12)$$

Резюме. Выражения (4) и (10) дают значения полей в образце из древесины, рассматриваемой как многослойный анизотропный диэлектрик, помещенный во внешнее поле соответственно без учета и с учетом проводимости. Из (4) и (10) можно получить соотношения, удобные для экспериментальной проверки анизотропии диэлектрической проницаемости и электропроводности [5, 6], а также для изучения их влияния на быстроту спадания тока со временем.

Л и т е р а т у р а

1. Баженов В.А. Пьезоэлектрические свойства древесины. М., 1959.
2. Спиридонов В.М., Лобко С.И. Об анизотропии электропроводности древесины комнатно-сухого состояния. - В сб.: Механическая технология древесины, вып. 4. Минск, 1974.
3. Желудев И.С. Физика кристаллических диэлектриков. М., 1968.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
5. Лобко С.И., Туманов С.Д., Грожек В.Ф. Об анизотропии диэлектрической проницаемости древесины. - В сб.: Механическая технология древесины, вып. 6. Минск, 1976.
6. Спиридонов В.М. Исследование электропроводности древесины некоторых пород, произрастающих на территории Белорусской ССР. Автореф. канд. дис. Минск, 1967.