ЛИТЕРАТУРА

1. *Грешников В. А., Дробот Ю. Б.* Акустическая эмиссия.— М.: Изд-во стандартов, 1976, с. 112—128.
2. *Юдин А. А., Иванов В. И.* Акустическая эмиссия при пластической деформации металлов.— Проблемы прочности, 1985, № 6, с. 92—106.
3. *Баренблатт Г. И.* Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении.— ПМТФ, 1961, № 4, с. 31—39.
4. *Баренблатт Г. И., Салганик Р. Л.* О расклинивании хрупких тел. Автоколебания при расклинивании.— Прикладная математика и механика, АН СССР, 1963, т. XXVII, вып. 3, с. 436—449.
5. *Бовенко В. Н.* Теория акустической эмиссии в деформированных кристаллах.— М.: Душанбе: В сб.: Прогноз землятрясений, 1983, № 4, с. 70—91.

Изв. АН АрмССР (сер. ТН), т. XL, № 4, 1987

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

М. А. КАРАПЕТЯН, Л. О. КАРАХАНЯН, К. Г. КРИКОРЯН

РАСЧЕТ ТЕПЛОВОГО ПОЛЯ В ТАБАЧНОМ ЛИСТЕ

В настоящее время для массовой сушки табачных листьев применяются конвективные сушильные установки, использующие в качестве сушильного агента горячий воздух. Однако известно, что после завершения этой сушки у 10—20% всего количества высушиваемых листьев центральные жилки и черешки оказываются невысушенными. Это обусловлено большим объемом и сравнительно малой поверхностью испарения влаги у жилки и черешка.

Некоторое применение получил способ сушки табачных листьев токами высокой частоты [1], который обеспечивает более высокое качество высушенных табачных листьев и значительную скорость. Но экономически он не может конкурировать с конвективным способом, т. к. требует большого удельного расхода электроэнергии на 1 *кг* испаренной влаги.

В настоящей статье обоснована экономическая целесообразность конвективно-высокочастотного способа сушки табачных листьев, не имеющего недостатков указанных двух способов сушки. Интенсификация процесса сушки достигается за счет создания небольшого положительного температурного градиента внутри табачного листа, необходимого только для перемещения влаги из внутренних слоев листа и жилки на поверхность. Испарение влаги с поверхности происходит за счет более дешевой тепловой энергии.

Для определения оптимальных условий процесса комбинированной сушки необходимо выявить зависимость перепада температур от значения электрофизических параметров, геометрических размеров и объемной концентрации высушиваемых листьев при данной частоте и напряженности выоокочастотного электрического поля. Ниже приводится расчет температурного поля в пластинке табачного листа. При этом пластинка листа может быть рассмотрена как однородное тело, имеющее форму сплюснутого эллипсоида вращения и характеризующееся комплексной диэлектрической проницаемостью $\underline{\varepsilon}_т$ (абсолютная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_т$). Обозначим комплексную диэлектрическую проницаемость окружающей лист среды $\underline{\varepsilon}_0$ (соответственно ε_0).

Для определения теплового поля необходимо решить уравнение теплопроводности, которое в нашем случае, когда источником тепла является электрическое поле, имеет вид:

$$\nabla^2\theta = \frac{c_т}{\lambda_т}\cdot\frac{\partial\theta}{\partial t} - \frac{\gamma_т(\nabla\varphi)^2}{\lambda_т}, \tag{1}$$

$\dot{\varphi}$ — комплексный потенциал высокочастотного электрического поля; θ — перепад температур; $\gamma_т$, $\lambda_т$ — удельная проводимость и теплопроводность материала пластинки; $c_т$ — удельная теплоемкость материала.

Считаем величины $\gamma_т$, $\lambda_т$ и $c_т$ заданными, а высокочастотное электрическое поле — потенциальным, т. е. функция потенциала удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\nabla^2\dot{\varphi} = 0. \tag{2}$$

Рассмотрим установившийся режим нагрева пластинки. При наличии отвода тепла от нагреваемого тела установится определенный перепад температур $\theta = \mathrm{const}$, $\frac{\partial\theta}{\partial t} = 0$, тогда уравнение (1) примет вид

$$\nabla^2\theta = -\frac{\gamma_т(\nabla\varphi)^2}{\lambda_т}. \tag{3}$$

Решение уравнения (3) имеет вид [2]:

$$\theta = \theta' + \theta'', \tag{4}$$

где

$$\theta' = -\frac{\gamma_т\cdot\varphi^2}{2\lambda_т}; \tag{5}$$

θ'' — функция, удовлетворяющая уравнению Лапласа.

Из (5) следует, что температура в данной точке сплюснутого эллипсоида пропорциональна квадрату потенциала электрического поля там же. Следовательно, расчет θ' сводится к решению уравнения Лапласа (2).

Рассмотрим сплюснутый эллипсоид вращения, расположенный в однородном электрическом поле E_0. Считаем, что поле направлено по оси вращения эллипсоида. Воспользуемся сфероидальной системой координат и введем координаты ξ, η, α сплюснутого сфероида [2].

Для определения распределения электрического поля внутри и вне рассматриваемого сфероида найдем решение уравнения Лапласа (2) в указанных областях. В системе координат сплюснутого эллипсоида вращения это уравнение с учетом симметрии имеет вид [2]:

$$\nabla^2\varphi = \frac{\partial}{\partial\xi}\left[(1+\xi^2)\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\right] + \frac{\partial}{\partial\eta}\left[(1-\eta^2)\frac{\partial\varphi}{\partial\eta}\right] = 0. \tag{6}$$

Решение уравнения (6) можно представить в виде

$$\varphi(\xi,\eta) = \sum_{m,n} X_{mn}(\xi)\, Z_{mn}(\eta). \tag{7}$$

Разделив переменные, можно убедиться, что $Z_{mn}(\eta)$ и $X_{mn}(\xi)$ удовлетворяют присоединенному уравнению Лежандра и присоединенному уравнению Лежандра чисто мнимого аргумента соответственно, т. е.

$$X_{mn}(\xi) = A_1 P_n^m(j\xi) + B_1 Q_n^m(j\xi), \tag{8}$$

$$Z_{mn}(\eta) = A_2 P_n^m(\eta) + B_2 Q_n^m(\eta). \tag{9}$$

Учитывая аксиальную симметрию задачи, нужно положить $m = 0$, что означает исключение из рассмотрения всех присоединенных функций Лежандра. Следовательно, остается определить функции P_n и Q_n вещественного и мнимого аргумента.

Переменная η в (9) изменяется от значения -1 до $+1$. Функции Лежандра второго рода $Q_n(\eta)$ при $\eta = \pm 1$ не остаются конечными, поэтому в решении уравнения (7) будем иметь только функцию $P_n(\eta)$.

Функция потенциала вне и внутри сфероида выразится следующим образом:

$$\varphi_e(\xi,\eta) = \sum_n [A_n P_n(j\xi) + B_n Q_n(j\xi)]\, P_n(\eta); \tag{10}$$

$$\varphi_i(\xi,\eta) = \sum_n C_n P_n(j\xi)\, P_n(\eta). \tag{11}$$

Постоянные интегрирования определим из предельных и граничных условий:

а) вдали от сфероида при $\xi \to \infty$ его возмущающее влияние должно исчезать, поэтому потенциал должен совпадать с потенциалом внешнего однородного поля;

б) на границе раздела двух сред ($\xi = \xi_0$) нормальная составляющая вектора электрического смещения и потенциал непрерывны:

$$(\varphi_i)_{\xi=\xi_0} = (\varphi_e)_{\xi=\xi_0}; \tag{12}$$

$$\varepsilon_0\left(\frac{\partial\varphi_e}{\partial\xi}\right)_{\xi=\xi_0} = \varepsilon_т\left(\frac{\partial\varphi_i}{\partial\xi}\right)_{\xi=\xi_0}. \tag{13}$$

Подставляя выражения φ_i и φ_e по (10) и (11) и их производных в (12) и (13), определяем B_1 и C_1 и для функций потенциалов φ_e и φ_i получаем:

$$\varphi_i(\xi, \eta) = -E_0 c \frac{P_1(j\xi)\, P_1(\eta)}{1 - k\dfrac{1+\beta^2}{\beta^3}(\beta - \operatorname{arctg}\beta)}; \tag{14}$$

$$\varphi_e(\xi, \eta) = \left[-E_0 c P_1(j\xi) - E_0 c \frac{k\dfrac{1+\beta^2}{\beta^3}(\beta - \operatorname{arctg}\beta)}{1 - k\dfrac{1+\beta^2}{\beta^3}(\beta - \operatorname{arctg}\beta)} \right] Q_1(j\xi)\, P_1(\eta). \tag{15}$$

Подставляя выражения φ_e и φ_i в (5), получаем функции θ_i' и θ_e' внутри и вне сфероида:

$$\theta_i' = \frac{c^2\gamma_i E_0^2}{2\lambda_i} \frac{1}{k_1 k_1^*} \xi^2\eta^2; \tag{16}$$

$$\theta_e' = -\frac{c^2\gamma_0 E_0^2}{2\lambda_0} \left[1 + \frac{1 + \dfrac{1+\beta^2}{\beta^3} Q_1(j\xi)\, k}{k_1} \right] \left[1 + \frac{\dfrac{1+\beta^2}{\beta^3} Q_1(j\xi)\, k^*}{k_1^*} \right] \xi^2\eta^2, \tag{17}$$

где

$$k_1 = 1 - \frac{1+\beta^2}{\beta^3}(\beta - \operatorname{arctg}\beta)\, k; \quad k_1^* = 1 - \frac{1+\beta^2}{\beta^3}(\beta - \operatorname{arctg}\beta)\, k^*,$$

k^* — комплексное число, сопряженное с k.

Функции θ_i' и θ_e' должны выбрать так, чтобы они удовлетворяли уравнению Лапласа, а функции θ_i и θ_e следующим граничным условиям:

$$\theta_e \Big|_{\xi=\infty} = 0; \quad (\theta_i)_{\xi=\xi_0} = (\theta_e)_{\xi=\xi_0}; \quad \lambda_i \left(\frac{\partial \theta_i}{\partial \xi} \right)_{\xi=\xi_0} = \lambda_0 \left(\frac{\partial \theta_e}{\partial \xi} \right)_{\xi=\xi_0}. \tag{18}$$

Решение уравнения (6) аналогично выражениям (10) и (11) при $n = 2$ и $n = 0$.

Таким образом, функции превышения температуры внутри и вне сфероида, согласно (4), принимают вид:

$$\theta_i = -\frac{c^2\gamma_i \cdot E_0}{2\lambda_i} \cdot \frac{1}{k_1 k_1^*} \xi^2\eta^2 + A'(3\xi^2 + 1)(3\eta^2 - 1) + B_i'; \tag{19}$$

$$\theta_c = -\frac{e^2\gamma_0 E_0^2}{2\lambda_0}\left[1+\frac{\frac{1+\beta^2}{\beta^3}kQ_1(j\xi)}{k_2}\right]\left[1+\frac{\frac{1+\beta^2}{\beta^3}kQ_1(j\xi)}{k_2^*}\right]+$$

$$+c'(3\xi^2+1)(3\eta^2-1)+D'(3\eta^2-1)\times$$

$$\times\left[(3\xi^2-1)\,j\,\mathrm{arctg}\,\xi-\frac{3}{2}j\xi\right]+Fj\,\mathrm{arctg}\,\xi. \qquad (20)$$

Постоянные интегрирования определяем из граничных условий (18).

В предельном случае, когда $\gamma_0=0$, $\lambda_1 \gg \lambda_0$, можно считать $\lambda_1\to\infty$ и предельным переходом для θ_i будем иметь:

$$\theta_i=\frac{\gamma_T e^2 E_0^2}{\lambda_0}\cdot\frac{(1+\beta^2)\,\mathrm{arctg}\,\beta}{3\beta(1-N_2k)(1-N_2k^*)}. \qquad (21)$$

Формула (21) позволяет рассчитать значение температуры внутри пластины табачного листа при известных значениях параметров γ_T, ε_T, ε_0, λ_0, коэффициента деполяризации N_2, напряженности и частоты внешнего электрического поля.

В таблице приведены результаты расчета превышения температуры θ_p в центре табачных листьев при частоте $f=25$ *МГц*, $E_0=31\,000\ \frac{В}{м}$ и при различных начальных влагосодержаниях W.

Таблица

W_T, %	20	21	23	31	58	67
θ_p, °C	21,7	24,6	35,6	23,6	25,8	39,3
$\theta_э$, °C	18,5	21	31,5	20	21,5	35
h, %	14,7	14,8	11,6	15,4	16,7	10,9

Приведены также экспериментальные значения температуры в центре табачного листа и относительные расхождения h между экспериментальными и расчетными величинами.

Сопоставление теоретических (θ_p) и экспериментальных ($\theta_э$) результатов подтверждает достаточную для практики точность расчетов теплового поля.

ЕрПИ им. К. Маркса 27. 11. 1986

Մ. Ա. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Է. Հ. ԿԱՐԱԽԱՆՅԱՆ, Գ. Կ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԴԱՇՏԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ԾԽԱԽՈՏԻ ՏԵՐԵՎՈՒՄ

Ամփոփում

Ուսումնասիրված է ջերմաստիճանի բարձրացումը ծխախոտի տերևի ներսում, երբ այն գտնվում է բարձր հաճախության էլեկտրական դաշտում։ Ցույց է տրված, որ ջերմաստիճանի բարձրացումը կախված է տերևի երկրաչափական ձևից, չափերից, ինչպես նաև նրա խոնավությունից և էլեկտրաֆիզիկական հատկություններից։

Հաշվարկային տվյալները համեմատված են փորձնական եղանակով ջերմաստիճանի չափման արդյունքների հետ՝ սկզբնական խոնավության տարբեր արժեքների դեպքում։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авакян Д. П.* Исследование процесса сушки табачных листьев в электрическом поле высокой частоты:— Автореф. дис.... канд. техн. наук.— Волгоград, 1975.— 23 с.
2. *Арфкен Г.* Математические методы в физике.— М.: Атомиздат, 1970.— 712 с.

Изв. АН АрмССР (сер. ТН), т. XL, № 4, 1987

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

С. Д. ХОЛОДНЫЙ, Э. А. ХАН, А. С. АБЕЛЯН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНКООБРАЗОВАНИЯ ЭМАЛЕЙ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ ИЗОЛИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПРОВОДОВ

Для сверхпроводящих проводов, изготовляемых в настоящее время, в связи с возможным снижением критического тока, максимальная температура термообработки составляет 300° С [1]. Поэтому целесообразно использовать эмаль на основе полиамидимидных лаков (провод ПЭТ-200). Такие провода можно длительно эксплуатировать при температуре 200° С, а при кратковременных перегревах и при более высоких температурах. Эта эмаль обладает также высокой механической прочностью.

Для расчета технологических режимов было проведено исследование кинетики процесса пленкообразования указанных эмалей. В процессе пленкообразования происходит реакция поликонденсации, в результате которой полимер переходит в неплавкое и нерастворимое состояние. Общее число активных групп, вступающих в реакцию, обозначим N_0. В заданный момент времени остается N групп, еще не вступивших в реакцию, а число групп, уже вступивших в реакцию, равно