

УДК 621.372.8:621.365.5

Исследование процессов СВЧ-нагрева диссипативных сред с учетом конвективного теплообмена: теория и эксперимент

В. В. Комаров

Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия

На примере новой технологии иммерсионной СВЧ-термообработки пищевых изделий анализируются процессы взаимодействия электромагнитных волн с жидкими и твердыми диссипативными средами. Предлагается численная методика решения совместной краевой задачи электродинамики, теплопроводности и свободной конвекции, описывающей эти процессы.

Развитие прикладной электродинамики, теплофизики, методов вычислительной математики и компьютерной техники привело к появлению большого числа разнообразных математических моделей (ММ), создаваемых для решения весьма сложных, в том числе и нелинейных, задач в области СВЧ-термообработки. Одной из них является совместная (связанная) краевая задача электродинамики и теплопроводности, хорошо известная в теории СВЧ-нагрева и базирующаяся на уравнениях Максвелла для электромагнитного (ЭМ) поля и неоднородном, нестационарном уравнении теплопроводности для теплового поля. Как правило, именно такая формулировка встречается в большинстве публикаций, посвященных методам решения совместной задачи [1—5]. Наиболее подробный анализ данной формулировки с учетом особенностей распространения ЭМ-волн в термопараметрических средах был сделан в работе [1]. Еще одна связанная краевая задача электродинамики, тепломассопереноса и термомеханики была рассмотрена в работе [6], где так же, как и в [1], анализировался наиболее сложный самосогласованный вариант совместной задачи для случая нелинейной связи уравнений ЭМ- и теплового поля. Обе модели [1, 6] дают возможность проанализировать процессы взаимодействия СВЧ-излучения с твердыми диэлектриками. Однако при проведении научных исследований и в некоторых технологических процессах воздействию СВЧ-излучения подвергают жидкие среды, что требует для создания ММ привлечения конвекционных дифференциальных уравнений теплообмена. Задача подобного типа встречается также при комбинированном воздействии

ЭМ-волн и потоков горячей воды в иммерсионной СВЧ-технологии термообработки пищевых изделий, впервые предложенной в работе [7] для устранения эффекта краевых перегревов.

В данной работе рассматриваются формулировка совместной краевой задачи электродинамики, теплопроводности и свободной конвекции для процессов взаимодействия ЭМ-волн с жидкими и твердыми диэлектрическими средами и алгоритм численного решения этой задачи для случая, когда свойства нагреваем-

ых материалов являются нелинейной функцией температуры.

Постановка задачи

Независимо от агрегатного состояния линейной, изотропной и однородной среды распространение ЭМ-волн в ней будет описываться уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \sigma_e \bar{E} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial \tau} + \bar{J}_b; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial \tau}; \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \rho + \rho_b; \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0, \quad (4)$$

где \bar{E} и \bar{H} — векторы напряженности электрического и магнитного полей;

$\bar{D} = \varepsilon' \varepsilon_0 \bar{E}$ и $\bar{B} = \mu' \mu_0 \bar{H}$ — векторы электрической и магнитной индукций, соответственно;

τ — время;

σ_e — электропроводность среды;

\bar{J}_b — плотность стороннего тока;

ρ — удельная плотность заряда;

ρ_b — удельная плотность стороннего заряда;

ε', μ' — диэлектрическая и магнитная проницаемость среды;

ε_0, μ_0 — диэлектрическая и магнитная постоянные, соответственно.

Все параметры, входящие в уравнения (1)—(4), в общем виде являются функцией координат и времени: $\bar{E}(\bar{r}, \tau)$, $\bar{H}(\bar{r}, \tau)$, $\bar{D}(\bar{r}, \tau)$, $\bar{B}(\bar{r}, \tau)$, $\bar{J}_b(\bar{r}, \tau)$, $\rho(\bar{r}, \tau)$, $\rho_b(\bar{r}, \tau)$, где \bar{r} — радиус-вектор точки трехмерного пространства.

В работе [1] было показано, что установившийся пространственный заряд $\rho(\vec{r}, \tau) \rightarrow 0$ при выполнении условия ортогональности вектора напряженности электрического поля \vec{E} и градиента температур $\text{grad}T$, либо, когда $\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \text{const}$. Здесь ε'' — коэффициент потерь. Приняв первое из этих допущений, а также тот факт, что в данной работе рассматриваются среды с $\mu' = 1$; $\mu'' = 0$, диэлектрические свойства которых в области взаимодействия зависят от температуры $T(\vec{r}, \tau)$, т. е. $\dot{\varepsilon}(T)$, перепишем уравнения Максвелла с использованием метода комплексных амплитуд [8]:

$$\text{rot}\dot{H} = j\omega\dot{\varepsilon}(T)\varepsilon_0\dot{E} + \dot{J}_b; \quad (5)$$

$$\text{rot}\dot{E} = -j\omega\mu_0\dot{H}; \quad (6)$$

$$\text{div}_{\varepsilon_0}\varepsilon'(T)\dot{E} = \dot{\rho}_b; \quad (7)$$

$$\text{div}\dot{H} = 0, \quad (8)$$

где \dot{E} и \dot{H} — комплексные амплитуды электрического и магнитного полей в заданной точке пространства: $E(\tau) = \text{Re}(\dot{E} e^{j\omega\tau})$; $H(\tau) = \text{Re}(\dot{H} e^{j\omega\tau})$.

Преобразуем уравнение (7) следующим образом:

$$\text{div}_{\varepsilon_0}\varepsilon'(T)\dot{E} = \varepsilon'(T)\text{div}\dot{E} + [\dot{E}, \text{grad}\varepsilon'(T)] = \frac{\dot{\rho}_b}{\varepsilon_0}$$

или

$$\text{div}\dot{E} + \left[\frac{\dot{E}}{\varepsilon'(T)}, \text{grad}\varepsilon'(T) \right] = \frac{\dot{\rho}_b}{\varepsilon_0}.$$

Теперь, комбинируя уравнения (5) и (6), получим:

$$\text{rotrot}\dot{E} = \omega^2\varepsilon_0\mu_0\dot{\varepsilon}(T)\dot{E} - j\omega\mu_0\dot{J}_b;$$

$$\text{graddiv}\dot{E} - \nabla^2\dot{E} = \omega^2\varepsilon_0\mu_0\dot{\varepsilon}(T)\dot{E} - j\omega\mu_0\dot{J}_b;$$

$$\begin{aligned} \nabla^2\dot{E} + \omega^2\varepsilon_0\mu_0\dot{\varepsilon}(T)\dot{E} + \text{grad}\left[\frac{\dot{E}}{\varepsilon'(T)}, \text{grad}\varepsilon'(T)\right] &= \\ &= \frac{1}{\varepsilon_0}\text{grad}\left(\frac{\dot{\rho}_b}{\varepsilon'(T)}\right) + j\omega\mu_0\dot{J}_b. \end{aligned} \quad (9)$$

Обозначим $k_0^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0$ — волновое число свободного пространства и используя уравнение непрерывности

$$\text{div}\dot{J}_b = -j\omega\dot{\rho}_b,$$

перепишем (9):

$$\begin{aligned} \nabla^2\dot{E} + k_0^2\dot{\varepsilon}(T)\dot{E} + \text{grad}\left[\frac{\dot{E}}{\varepsilon'(T)}, \text{grad}\varepsilon'(T)\right] &= \\ &= j\omega\mu_0\dot{J}_b - \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\text{grad}\left(\frac{\text{div}\dot{J}_b}{\varepsilon'(T)}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

В случае $\dot{J}_b = 0$ уравнение (10) преобразуется в хорошо известное [4, 9] однородное уравнение Гельмгольца для сред, свойства которых зависят от $T^\circ\text{C}$:

$$\nabla^2\dot{E} + k_0^2\dot{\varepsilon}(T)\dot{E} + \text{grad}\left[\frac{\dot{E}}{\varepsilon'(T)}, \text{grad}\varepsilon'(T)\right] = 0.$$

Аналогичное уравнение относительно \dot{H} приведено в работе [9]. Учитывая, что магнитные процессы не оказывают влияния на среды, анализируемые в данной работе, ограничимся рассмотрением уравнения (10).

Решения этого уравнения должны удовлетворять граничным условиям для нормальной (\dot{E}_n) и тангенциальной (\dot{E}_t) составляющих напряженности электрического поля на металлических стенках:

$$\dot{E}_t = 0; \quad \partial\dot{E}_n / \partial n = 0, \quad (11)$$

и на границе раздела сред при неоднородном заполнении волноводно-резонаторной системы

$$\dot{E}_t^i = \dot{E}_t^{i+1}, \quad (12)$$

где i — номер среды заполнения.

Кроме того, на границе раздела двух сред, одна из которых оптически более плотная и обладает потерями ($\sigma_e \neq 0$), должны быть заданы приближенные граничные условия Леонтовича.

Для моделирования ЭМ-полей на открытых (входных и выходных) концах СВЧ-многополюсника применяются так называемые поглощающие граничные условия (ПГУ), компенсирующие отраженную волну на поверхности

открытой области. Учитывая специфику численной дискретизации совместной задачи, применим ПГУ второго порядка Эндквиста-Мажда [10]:

$$\nabla_t\dot{E}_t = -jk_0\dot{E}_t + 2jk_0\nabla_n^2\dot{E}_t. \quad (13)$$

Одним из наиболее важных моментов формирования модели электродинамической системы является задание источника ЭМ-поля в одном из портов СВЧ-многополюсника:

$$\dot{E}^{(1)} = M_{11} \exp(-j\beta_{11}z) + \sum_{m=1}^{\infty} S_{1m} M_{1m} \exp(-j\beta_{1m}z).$$

В других портах мы можем идентифицировать составляющие этого поля в виде

$$\dot{E}^{(n)} = \sum_{n,m=1}^{\infty} S_{nm} M_{nm} \exp(-j\beta_{nm}z),$$

где M_{nm} — собственные функции n -й моды m -го порта;
 S_{nm} — параметры матрицы рассеяния;
 β_{nm} — фазовые постоянные n -й моды m -го порта.

Решения уравнения (10), удовлетворяющие граничным условиям (11)—(13), определяют распределение электрического поля внутри электродинамической системы. Энергия этого поля частично тратится на преобразование в тепловую энергию, т. е. на нагрев диэлектрика. Мощность потерь в диссипативной среде определяется из закона Джоуля-Ленца:

$$\dot{P}_a = q_v(\bar{r}, \tau) = 0,5\omega\epsilon_0\epsilon''(T)\dot{E}^2. \quad (14)$$

Для описания полей скоростей тепловых потоков (\tilde{W}) и температур в условиях конвективного теплообмена в жидких средах применяется система дифференциальных уравнений сплошности, движения и энергии [11]. Прежде чем записать эти уравнения, примем ряд допущений в соответствии со спецификой формулируемой задачи. Для однородных жидких сред в отсутствие фазовых переходов мы можем пренебречь выделением тепла за счет вязкой диссипации и работы сил сжатия, термо- и бародиффузионными эффектами [12]. Кроме того, примем приближение Буссинеска, согласно которому плотность среды постоянна ($\rho_t = \text{const}$) во всех точках исследуемой жидкости, за исключением области приложения внешней силы. Учитывая ранее принятое допущение о нулевой объемной плотности свободных зарядов в объеме образца, мы также можем пренебречь влиянием внешних сил, за исключением гравитационного поля, направленного вдоль вертикальной оси. Тогда уравнения движения (Навье-Стокса), энергии и сплошности для несжимаемых жидких диэлектриков записываются в виде:

$$\rho_t(\partial W_x / \partial \tau + (\tilde{W} \nabla) W_x) = \mu_t \nabla^2 W_x - \partial p / \partial x; \quad (15)$$

$$\rho_t(\partial W_y / \partial \tau + (\tilde{W} \nabla) W_y) = \mu_t \nabla^2 W_y - \partial p / \partial y; \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \rho_t(\partial W_z / \partial \tau + (\tilde{W} \nabla) W_z) = \\ = \mu_t \nabla^2 W_z - \partial p / \partial z - g\rho_t\beta_t(T - T_0); \quad (17) \end{aligned}$$

$$\text{div} \tilde{W} = 0; \quad (18)$$

$$\rho_t C_t \left[\frac{\partial T}{\partial \tau} + (\tilde{W} \nabla) T \right] = \lambda_t \nabla^2 T + q_v(\bar{r}, \tau), \quad (19)$$

где $\mu_t = \nu_t \rho_t$ — динамическая вязкость;
 ν_t — кинематическая вязкость;
 g — ускорение свободного падения;
 β_t — коэффициент теплового изменения плотности;
 λ_t — теплопроводность;
 C_t — теплоемкость;

p — давление;
 W_x, W_y, W_z — проекции вектора \tilde{W} на оси декартовой системы координат;
 T_0 — температура окружающей среды.

Для твердых тел, принимая $W_x = W_y = W_z = 0$ в уравнении (19), получим уравнение нестационарной теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a_t \nabla^2 T + \frac{q_v(\bar{r}, \tau)}{\rho_t C_t}, \quad (20)$$

где $a_t = \lambda_t / \rho_t C_t$ — коэффициент температуропроводности.

Параметры, входящие в (15)—(19), в общем виде зависят от температуры: $\rho_t(T)$, $C_t(T)$, $\lambda_t(T)$, $\beta_t(T)$, $\mu_t(T)$. При отсутствии фазовых переходов и высоких температур ($T < 300$ °C) вслед за [1] примем, что $\rho_t = \text{const}$, $C_t = \text{const}$, $\lambda_t = \text{const}$, $\beta_t = \text{const}$, $\mu_t = \text{const}$ в интервале рабочих температур.

Сформулируем граничные условия для совместной краевой задачи свободной конвекции и теплопроводности (15)—(20). Так как жидкая среда соприкасается со стенками резервуара и воздухом, то на границе раздела жидкость—воздух реализуется эффект Марангони:

$$\mu_t \frac{\partial \tilde{W}}{\partial n} = \sigma_t \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (21)$$

где n — нормаль;
 t — касательная к поверхности жидкости;
 σ_t — коэффициент поверхностного натяжения.

Кроме того, для уравнений сплошности (18) и движения (15)—(17) необходимо записать так называемые условия "прилипания" вязкой жидкости на границе раздела жидкость—твердое тело:

$$\tilde{W}_n = \tilde{W}_t = 0. \quad (22)$$

В свою очередь уравнение энергии (19) необходимо дополнить граничными условиями Дирихле (первого рода), Неймана (второго рода) и Ньютона-Рихмана (третьего рода):

$$-\lambda_t \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha_t (T_f - T_0), \quad (23)$$

где T_f — температура на границе раздела сред;
 α_t — коэффициент теплоотдачи, в общем случае зависящий от размеров объекта и целого ряда параметров, в том числе от ρ_t , C_t , λ_t , β_t , μ_t и т. д.

Для расчета α_t применяется теория подобия, причем в зависимости от агрегатного состояния вещества используются различные критерии подобия. В частности:
для твердого тела

$$\alpha_t = Bi \lambda_t L^{-1};$$

для жидкости

$$\alpha_t = Nu \lambda_t L^{-1},$$

где L — определяющий размер образца;
 Bi, Nu — критерии Био и Нуссельта [11].

Гидродинамическая картина в области взаимодействия ЭМ-поля с жидкой средой, особенно в тех случаях, когда перепад температур достаточно высок, является весьма сложной и во многом определяется зависимостью

$$Nu = f(Pr, Gr),$$

где Pr — число Прандтля;

Gr — число Грасгофа [11].

В работе [11] для некоторых жидких диэлектриков представлена эмпирическая формула

$$Nu = 0,069Gr^{1/3}Pr^{0,407},$$

которая дает возможность рассчитать приближенные значения α_t в режиме свободной конвекции жидкости в ограниченном объеме.

Начальное условие при $\tau = 0$:

$$T = T_0(\bar{r}, \tau); \tilde{W} = \tilde{W}_0 = 0. \quad (24)$$

Таким образом, уравнения Максвелла (1)—(4) с граничными условиями (11)—(13), закон Джоуля-Ленца (14), а также уравнения Навье-Стокса (15)—(17), сплошности (18), энергии (19) с граничными условиями Марангони (21), условиями "прилипания" вязкой жидкости (22), Дирихле, Неймана и Ньютона-Рихмана (23) и начальным условием (24) формируют совместную краевую задачу электродинамики, теплопроводности и свободной конвекции, которая лежит в основе описания процессов СВЧ-нагрева диссипативных жидких сред. Она является нелинейной и в настоящее время возможно лишь численное решение этой задачи для частных случаев.

Алгоритм численного решения

Одним из наиболее важных моментов в реализации численного алгоритма решения рассматриваемой совместной задачи является разная скорость протекания таких физических процессов, как распространение ЭМ-волн в диэлектрике и нагрев образца. Как известно, длительность ЭМ-процессов составляет наносекунды, а нагрев может осуществляться в течение нескольких секунд или даже минут. В тех случаях, когда для решения совместной краевой задачи электродинамики и теплопроводности применяются численные методы во временной области, приходится вводить в рассмотрение две шкалы времени: для ЭМ (нс) и тепловых (с) процессов, одновременно контролируя момент времени, когда формируется установившийся режим поглощения СВЧ-мощности и можно приступить к вычислению теплового поля [13].

В данной работе был использован метод конечных элементов (МКЭ) в частотной области, в котором реализован прием, предложенный в работе [14], где для оценки изменения диэлектрических свойств материала применялся следующий критерий:

$$\zeta' = \left| \frac{\varepsilon'_{i+1}(T_{\max}) - \varepsilon'_i(T_{\max})}{\varepsilon'_i(T_{\max})} \right| < 0,1;$$

$$\zeta'' = \left| \frac{\varepsilon''_{i+1}(T_{\max}) - \varepsilon''_i(T_{\max})}{\varepsilon''_i(T_{\max})} \right| < 0,05, \quad (25)$$

где $i = 0, 1, 2, \dots$ — шаг итерации;

T_{\max} — максимальное значение температуры в интервале $T_{i+1} - T_i$.

Полный алгоритм решения задачи, сформулированной выше, представлен на рис. 1. Главным фактором реализации этого алгоритма являются установленные с помощью экспериментальных или эмпирических методов априорные зависимости $\dot{\varepsilon}(T)$. После того как были введены значения $\dot{\varepsilon}$, C_t , λ_t , ρ_t , β_t , ν_t , g для температуры T_0 и момента времени τ_0 , проводится расчет МКЭ распределений ЭМ-поля и функции плотности тепловых источников $q_t(\bar{r}, \tau)$, а также полей температур и тепловых потоков, в момент времени $\tau_0 + \tau_i$ в соответствии с уравнениями (10), (14)—(19). Далее осуществляется оценка изменений ε' и ε'' с привлечением критерия (25). В том случае, когда этот критерий удовлетворяется, вычисления продолжают лишь для уравнений (15)—(19), пока параметр $\dot{\varepsilon}(T)$ не изменится настолько, чтобы ввести его новые значения, соответствующие температуре T_{i+1} и моменту времени τ_{i+1} . Аналогичным образом итерационный процесс повторяется до тех пор, пока не будет установлена полная функция $T(\tau)$ в заданном интервале температур. Преимуществом такого подхода является использование одной шкалы времени, соответствующей реальному процессу нагрева среды.

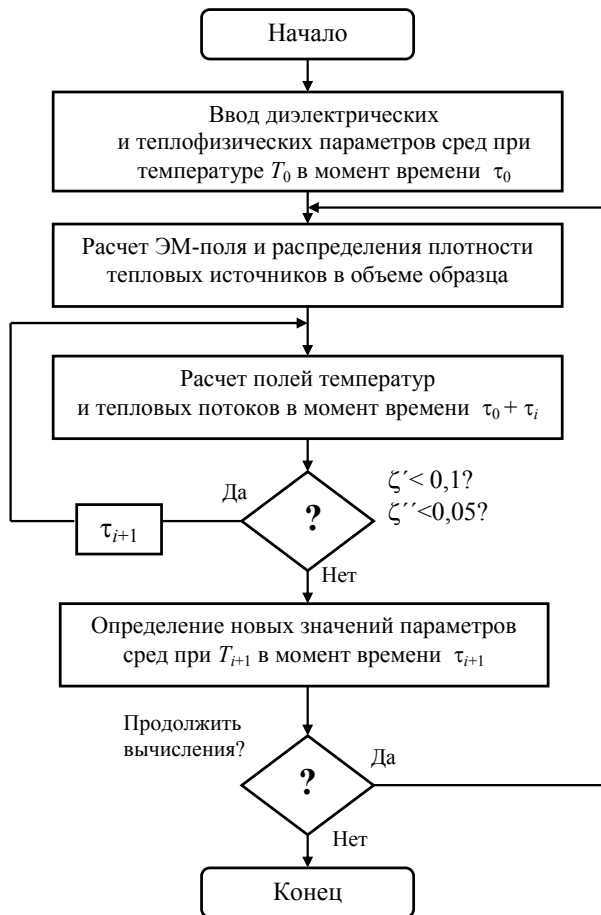


Рис. 1. Алгоритм решения совместной краевой задачи электродинамики, теплопроводности и свободной конвекции

При решении электродинамической части совместной задачи были использованы тетраэдрические векторные конечные элементы (функции формы), адекватно учитывающие изменения нормальной и тангенциальной составляющих ЭМ-поля на границе раздела сред.

Для повышения точности проводимых вычислений в конечно-элементном алгоритме предусмотрена возможность автоматизированной детализации сетки в тех областях, где после предварительных расчетов получены максимальные градиенты полей. Критериальная оценка погрешности для j -го узла любого элемента проводится с помощью функции ошибки:

$$\xi_j = \frac{1}{Q v_j} \left[\sum_{j=1}^Q (v_j - \tilde{v}_j)^2 \right]^{0,5},$$

где Q — число элементов, сходящихся в j -м узле;

v_j — значение поля в j -м узле;

\tilde{v}_j — среднее значение поля в j -м узле этого же элемента.

Чем меньше ξ_j (обычно $\xi_j < 0,15$), тем меньше локальный градиент поля и, соответственно, погрешность его расчета в локальной области определения.

Программная реализация данного алгоритма выполнялась с привлечением интерфейса пакета FEMLAB

(www.comsol.com) и системы математических расчетов MatLab V.6.0.

Экспериментальная апробация

Для проведения экспериментальных исследований и отработки основных режимов иммерсионной СВЧ-технологии авторами работы [15] была разработана конструкция установки, представленной на рис. 2. Непосредственное взаимодействие ЭМ-волн с диссипативными диэлектриками (водой и пищевыми продуктами) на частоте 915 МГц осуществляется в прямоугольной резонаторной камере, снабженной двумя диэлектрическими окнами, выполненными из пластикового материала Ultem ($\epsilon' = 3,5 - j 0,0013$). ЭМ-энергия от СВЧ-генератора поступает на вход тройникового соединения, делится пополам с фазовым сдвигом 180° и через волноводные повороты в Е-плоскости и рупоры попадает в область взаимодействия (резонатор). Одновременно с помощью специальной системы в камеру под давлением заливается водопроводная вода, нагретая до определенной температуры автономным электронагревателем. Размеры базового узла установки, который был использован в данной работе для построения геометрической модели при решении совместной задачи МКЭ, показаны на рис. 3, а. Герметично запаянные образцы пищевых материалов в пластиковой упаковке (см. рис. 3, б) размещаются на специальном поддоне из материала Ultem и помещаются в центре резонатора, причем максимальный размер образца ориентирован вдоль оси Y .

Измерения тепловых полей проводили двумя методами: с помощью оптических сенсоров FISO (см. рис. 3, б) и инфракрасной (ИК) камеры AGEMA470 (рис. 4). При этом регистрация распределений температуры по тепловому излучению выполнялась сразу по завершении процесса комбинированного нагрева и извлечения образца из резонатора, а функция $T(\tau)$ определялась непосредственно в ходе технологического процесса оптическими сенсорами.

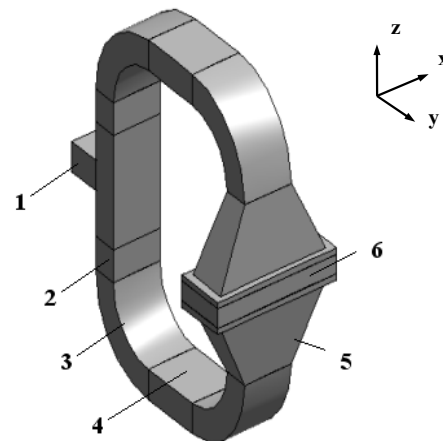
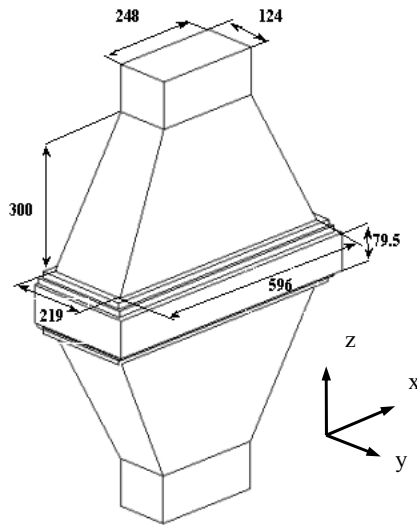


Рис. 2. Экспериментальная камера СВЧ-термообработки пищевых изделий:

1 — тройник; 2 — отрезок волновода; 3 — поворот; 4 — направленный ответвитель; 5 — рупор; 6 — резонатор



а



б

Рис. 3. Конфигурация СВЧ-резонатора с элементами возбуждения (а) и вспомогательные элементы модели (б)

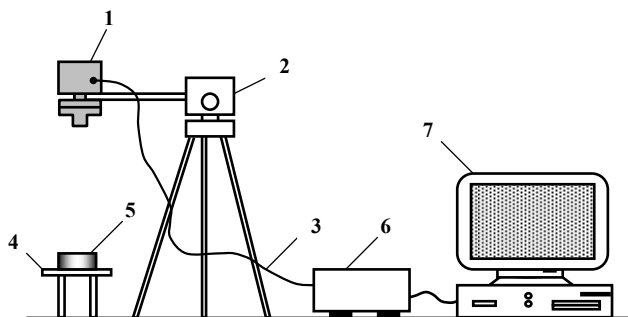


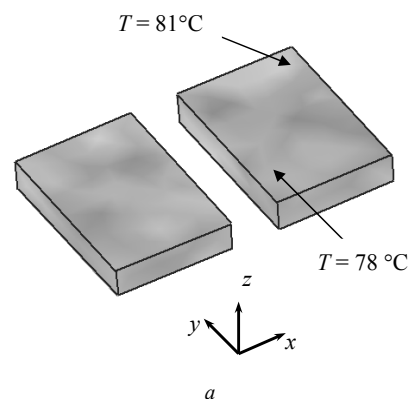
Рис. 4. Измерительная схема для определения температуры в образцах пищевых материалов:

1 — видеокамера регистрации и визуализации ИК-излучения АГЕМА470; 2 — штатив с держателем; 3 — кабель; 4 — лабораторный столик; 5 — образец; 6 — блок управления; 7 — компьютер

На примере взвешенных протеиновых гелей в данной работе были проведены исследования двух сходных физических процессов: СВЧ-пастеризации ($T_{\max} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$) и СВЧ-стерилизации ($T_{\max} =$

$= 121,2 \text{ }^\circ\text{C}$) с привлечением иммерсионной технологии. Несмотря на некоторую аналогию, эти процессы различаются не только максимальной температурой, но и некоторыми особенностями их реализации при комбинированном воздействии горячей воды и СВЧ-излучения на образцы пищевых материалов. В частности, на начальном этапе изменения $T(\tau)$ сначала используется вода, нагретая до некоторой величины $T \text{ }^\circ\text{C}$, а лишь затем включается СВЧ-генератор, и происходит комбинированный нагрев. Это значение $T \text{ }^\circ\text{C}$ для пастеризации и стерилизации различно и обычно задано в программе автоматизированного управления СВЧ-установкой.

В ходе решения совместной задачи МКЭ были найдены приближенные значения коэффициента теплоотдачи $200 < \alpha_s, \text{ Вт/м}\cdot\text{К} < 600$, соответствующие ламинарному течению воды при значениях числа Рейнольдса $Re < 4,2 \cdot 10^5$. На рис. 5 приведены итоговые данные расчета МКЭ теплового поля в двух образцах протеиновых гелей, нагретых до $T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$. Для сравнения здесь же даны цифровые результаты измерения температуры в правом образце двумя экспериментальными методами. Три оптических сенсора размещались в центральном слое образца как показано на рис. 5, б. Применение сенсорных устройств, соединенных с регистрирующей аппаратурой, позволяет измерить темп нагрева для таких процессов. Одновременно в ходе решения совместной задачи можно проследить аналогичную зависимость, полученную численно. Сравнение этих двух подходов для процесса СВЧ-стерилизации протеиновых гелей представлено на рис. 6. Для центральной точки исследуемого объекта достигнуто хорошее совпадение двух методов исследования. Несмотря на некоторое отличие значений $T \text{ }^\circ\text{C}$ в трех разных точках на промежуточных этапах нагрева $T(\tau)$, в конце временного интервала ($\tau = 240 \text{ с}$) необходимая температура $T = 121 \text{ }^\circ\text{C}$ наблюдается во всем объеме образца. Таким образом, достигнуто хорошее совпадение данных математического моделирования и измерения тепловых полей в образцах пищевых материалов при их иммерсионной СВЧ-термообработке.



а

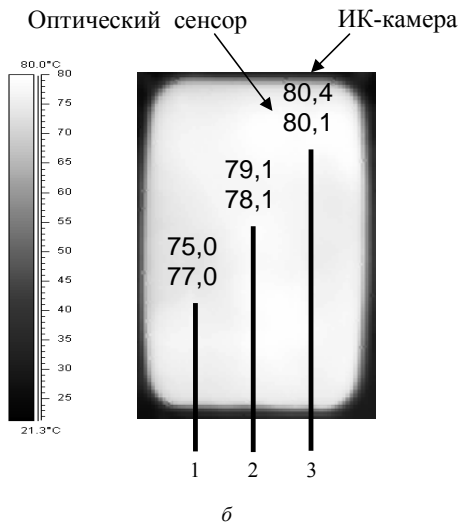


Рис. 5. Результаты моделирования (а) и измерений (б) теплового поля в образцах пищевых материалов, нагреваемых СВЧ-полем и горячей водой

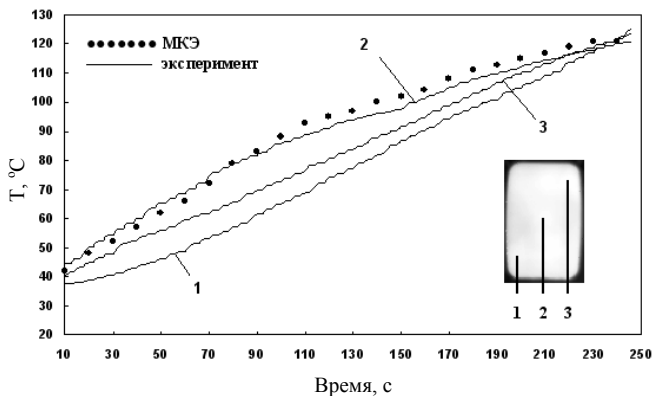


Рис. 6. Темпы нагрева образца пищевого материала в экспериментальной камере: 1—3 — аналогично процессам на рис. 5

Заключение

Теоретические и экспериментальные исследования процессов взаимодействия в установке иммерсионной СВЧ-термообработки (см. рис. 1) показали существенное влияние механизмов конвективного теплообмена на формирование теплового поля в образцах пищевых материалов, диэлектрические свойства которых изменя-

ются в процессе нагрева. Математическая модель, предложенная в данной работе, позволила установить зависимость коэффициента равномерности теплового поля в образцах и параметров матрицы рассеяния СВЧ-системы от числа, формы и типа одновременно нагреваемых различных пищевых изделий, начальной температуры комбинированного режима обработки, скорости циркуляции воды в камере и некоторых других параметров.

Основные экспериментальные результаты работы были получены при технической поддержке группы микроволнового нагрева университета штата Вашингтон (www.wsu.edu), США.

Л и т е р а т у р а

1. Коломейцев В. А. Взаимодействие электромагнитных волн с поглощающими средами и специальные СВЧ-системы равномерного нагрева: Дис. д-ра техн. наук. — Саратов, Саратов. гос. техн. ун-т, 1999.
2. Архангельский Ю. С. СВЧ-электротермия. — Саратов: Саратов. гос. техн. ун-т, 1998.
3. Alpert Y., Jerby E.// IEEE Trans. on Plasma Science. 1999. V. 27. № 2. P. 555.
4. Ayappa K. G., Davis H. T., Davis E. A., Gordon J.// AIChE Journal. 1991. V. 37. № 3. P. 313.
5. Sekkak A., Pichon L., Razek A.// IEEE Trans. on Magnetics. 1994. V. 30. № 5. P. 3347.
6. Архангельский Ю. С., Тригорный С. В. СВЧ-электротермические установки лучевого типа. — Саратов: Саратов. гос. техн. ун-т, 2000.
7. Guan D., Gray P., Kang D. H. et al.// Journal of Food Science. 2003. V. 68. № 4. P. 1428.
8. Баскаков С. И. Электродинамика и распространение радиоволн. — М.: Высш. шк., 1992.
9. Гагарина Л. Г., Холод И. С., Бондаренко С. М.// Известия вузов. Электроника. 2003. № 5. С. 94.
10. Yao Bi J. L., Nicolas L., Nicolas A.// IEEE Trans on Magnetics. 1996. V. 32. № 2. P. 848.
11. Юдаев Б. Н. Техническая термодинамика. Теплопередача. — М.: Высш. шк., 1988.
12. Полежаев В. И., Бунэ А. В., Везуб Н. А. и др. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса. — М.: Наука, 1987.
13. Torres F., Jecko B.// IEEE Trans. 1997. V. MTT-45. № 1. P. 108.
14. Liu B., Marchant T. R., Turner I. W., Vegh V.// Microwave and Radio Frequency Applications. The American Ceramic Society. 2003. P.17.
15. Pathak S. K., Lui F., Tang J.// J. Microwave Power and Electromagnetic Energy. 2003. V. 38. № 1. P. 37.

Статья поступила в редакцию 26 декабря 2005 г.

Investigation of microwave heating processes taking into account convection heat exchange: theory and experiment

V. V. Komarov

Saratov State Technical University, Saratov, Russia

Processes of electromagnetic waves interaction with liquid and solid dissipative media are analyzed on an example of new technology of food samples immersion microwave treatment. Numerical

technique of coupled boundary electrodynamic, heat conduction and free convection problem solution, which describes such processes, is proposed.

* * *