

пюре, м; $I = \int_0^{\infty} R^2 \exp(-\frac{\pi^2 a_{np} \tau}{R^2} - pR) dR$;

$C_x = c_x / \rho_{np}$; $\Pi_q = q_v \bar{R}_{03} / r \rho_{np} w_o$;

$A_\theta = 1,5\pi^2 / Pe_{03np}$; $U = w / w_o$;

$dM_{кан} / d\tau = wdM_{кан} / dx$; $X = x / \bar{R}_{03}$;

$Y = M / M_o$; c_{np} – изобарная теплоем-

кость пюре, Дж/(кг·К); $Pe_{03np} = w_o \bar{R}_{03} / a_{np}$

– число Пекле; a_{np} – коэффициент тем-

пературопроводности пюре, м²/с;

$M_{кан}$ – масса капли пюре, кг; $Q_{конц}$ – те-

плота концентрирования, кДж; $Q_{пот}$ – по-

тери теплоты в окружающую среду, кДж.

Библиографический список

1. Вертяков Ф.Н. Новая технология производства пюреобразных фруктовых

концентратов / Ф.Н. Вертяков, А.Н. Остриков, Г.О. Магомедов // Материалы IV Международной научно-практической конференции «Потребительский рынок: качество и безопасность товаров и услуг» / Орловский гос. технич. ун-т. – Орел: ОрелГТУ, 2007. – С. 467-468.

2. Остриков А.Н. Определение дисперсных характеристик при распыливании фруктовых и овощных пюре / А.Н. Остриков, Ф.Н. Вертяков // Известия вузов. Пищевая технология. – 2008. – № 2-3. – С. 76-78.

3. Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации / В.П. Исаченко – М.: Энергия, 1977. – 240 с.

4. Лыков А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.



УДК 631.362:6.621.365.46

И.А. Худонов

ТЕОРИЯ ТЕПЛОМАССОБМЕНА КАК ОСНОВА РЕСУРСОБЕРЕГАЮЩИХ МЕТОДОВ ИК-ЭНЕРГОПОДВОДА В ТЕХНОЛОГИИ ОЗДОРОВИТЕЛЬНОГО ЧАЯ

Ключевые

слова: ИК-энергоподвод, тепломассообмен, сушка, лекарственные растения, термодинамика, соотношение взаимности Онзагера, поток теплоты, поток влаги, капиллярно пористое тело, ряд Маклорена, нагрев.

В числе основополагающих теоретических исследований особое место занимают работы А.В. Лыкова и его учеников, направленные на выявление особенностей процессов тепломассообмена в материалах при ИК-энергоподводе [1-7].

Сушка и термообработка представляют собой чрезвычайно сложный комплекс явлений, развивающихся как внутри высушиваемого материала, так и в среде сушильной камеры. Указанные явления раз-

виваются не изолированно друг от друга, а в самом тесном взаимодействии. Анализ этих явлений и их влияния одного на другое вскрывает механизм переноса тепла и влаги и позволит использовать ресурсосберегающие методы управления ИК-энергоподводом в процессе переработки лекарственных растений в оздоровительный чай.

Явление переноса энергии и вещества при сушке подчиняется общим закономерностям термодинамики необратимых процессов и является их конкретным проявлением. Поэтому для изучения этих явлений целесообразно применить термодинамику необратимых процессов, которая позволяет в неразрывной связи рассматривать явления переноса вещества и энергии.

В отличие от классической термодинамики, в которой изучаются только равновесные процессы, термодинамика необратимых процессов рассматривает реальные процессы (необратимые процессы) во взаимосвязи.

Особенностью метода термодинамики необратимых процессов является то, что при неравновесном состоянии рассматриваемой системы для медленно протекающих процессов можно считать состояния малых элементов равновесными и применять к ним уравнения термодинамики. В целом же процесс рассматривается как неравновесный. Это значит, что процесс объясняется не с точки зрения общего равновесия рассматриваемой системы, а с точки зрения локального равновесия достаточно малых ее элементов, к которым применяются уравнения термодинамики. Неравновесность системы согласно этой теории характеризует не само изменение энтропии внутри системы dS_i , а скорость изменения энтропии во времени $\frac{dS_i}{d\tau}$.

Как известно, в основе термодинамики необратимых процессов лежат два принципа: линейный закон и соотношение взаимности Онзагера [8].

Скорость изменения энтропии по Онзагеру равна сумме произведений потоков на соответствующие термодинамические движущие силы:

$$dS/d\tau = \sum j_i X_i, \quad (1)$$

где j_i – поток переносимой субстанции, вызванный действием термодинамической движущей силы X_i .

Выражение (1) в термодинамике необратимых процессов используется для определения потоков и движущих сил переноса, когда известно изменение энтропии dS .

Аналогия с равновесной термодинамикой становится более близкой, если выразить термодинамическую силу в другом виде $X_i = X_i T$. Тогда равенство (1) может записаться так:

$$T \cdot dS/d\tau = \sum_{i=1}^n \vec{j}_i \vec{X}_i. \quad (2)$$

Данное выражение является также феноменологическим и записано исходя из известного положения о том, что для всякой реальной изолированной системы энтропия обязательно увеличивается. Выра-

жение (2) является основным соотношением для выбора потоков и термодинамических движущих сил переноса.

Согласно линейному закону поток переносимой субстанции j_i , вызванный действием n обобщенных термодинамических движущих сил X_k ($K=1, 2, 3, \dots$) пропорционален этим силам:

$$j_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} \cdot X_k, \quad (i=1, 2, \dots, n), \quad (3)$$

где L_{ik} – феноменологические (кинетические) коэффициенты Онзагера.

Диагональные коэффициенты L_{ii} характеризуют прямой эффект переноса, вызванного под действием одноименной силы X_k , а коэффициенты $L_{ik} (i \neq k)$ – эффекты, накладываемые на основной перенос, которые называются коэффициентами увлечения.

Справедливость предложения, что в первом приближении связь между потоками j_i и силами X_k является линейной, подтверждена экспериментально для большого количества необратимых процессов. Уравнения (1), (3) могут быть применены ко всем системам, в которых существует взаимодействие или наложение различных процессов при условии, что поток j_i может быть выражен в виде линейной зависимости от термодинамических движущих сил X_i .

Между коэффициентами L_{ik} существует связь, определяемая соотношением взаимности Онзагера.

Соотношение взаимности Онзагера устанавливает, что при соответствующем выборе потоков j_i и сил X_i матрица, составленная из кинетических коэффициентов

$$\begin{matrix} L_{11} & L_{12} & \dots & L_{1n} \\ L_{21} & L_{22} & \dots & L_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ L_{n1} & L_{n2} & \dots & L_{nn} \end{matrix} \quad (4)$$

является симметричной, т.е.

$$L_{ik} = L_{ki}. \quad (5)$$

А.В. Лыков указывает, что при интенсивных нестационарных процессах переноса требование линейности феноменологических законов переноса может нару-

шаться, и потоки j_i будут связаны с термодинамическими силами X_k нелинейными уравнениями, вид которых, вообще говоря, неизвестен. Однако при небольших отклонениях от состояния равновесия для нестационарных процессов переноса эти нелинейные замены могут быть выражены приближенно следующим образом:

$$j_i = L_i j'_i + \sum (L_{ik} X_k + L'_{ik} X'_k), \quad (6)$$

где L_i, L_{ik}, L'_{ik} – постоянные феноменологические коэффициенты переноса;

j'_i и X'_i – производные от потоков и термодинамических сил по времени.

При стационарном процессе совместного протекания неизотермической диффузии и теплопроводности внутри материала поток тепла j_q и поток массы связанного вещества j_m на основе (3) можно написать:

$$\begin{aligned} j_q &= L_{qq} X_q + L_{qm} X_m \\ j_m &= L_{mq} X_q + L_{mm} X_m \end{aligned} \quad (7)$$

где X_q, X_m – соответственно, термодинамические силы переноса тепла и массы;

L_{mm}, L_{qq} – кинетические коэффициенты;

L_{mq}, L_{qm} – коэффициенты увлечения; коэффициент L_{qm} пропорционален коэффициенту Сорэ, а L_{mq} – коэффициенту Дюро.

Равенство диагональных кинетических коэффициентов $L_{qm} = L_{mq}$ согласно соотношению (5) выражает симметрию между влиянием силы диффузии на поток тепла и влиянием тепловой силы на поток вещества.

Взаимовлияние различных потоков может быть установлено в качественном отношении путем дифференцирования (7):

$$\left(\frac{\partial j_q}{\partial X_m} \right)_{X_q} = L_{qm}, \quad \left(\frac{\partial j_m}{\partial X_q} \right)_{X_m} = L_{mq}. \quad (8)$$

На основе соотношения взаимности (1-5) получаем

$$\left(\frac{\partial j_q}{\partial X_m} \right)_{X_q} = \left(\frac{\partial j_m}{\partial X_q} \right)_{X_m}. \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что приращение потока тепла, отнесенное к единице приращения кинетической силы X_m , обуславливающей диффузию, равно приращению потока вещества, отнесенному к единице приращения кинетической силы X_q , обуславливающей теплоперенос.

На основе законов сохранения и термодинамического уравнения Гиббса для однокомпонентной системы при постоянном объеме

$$T \cdot dS/d\tau = dU - \mu dM. \quad (10)$$

Можно показать, что скорость возрастания энтропии в этом случае равна:

$$\frac{dS}{d\tau} = j_q \cdot \frac{\nabla T}{T^2} - j_m \cdot \frac{\nabla \mu}{T}, \quad (11)$$

где U – внутренняя энергия системы;

μ – химический потенциал;

M – масса;

j_q, j_m – соответственно, удельные потоки энергии и вещества в материале.

∇ – оператор Гамильтона, равный

$$\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k};$$

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – единичные векторы по осям x, y, z .

Из соотношений (2) и (11) вытекает, что термодинамические движущие силы могут быть выражены через:

$$\vec{X}_q = -\frac{1}{T} \nabla T; \quad \vec{X}_m = T \nabla \frac{\mu}{T}. \quad (12)$$

Из системы уравнений (7) с учетом (12), т.е. согласно основным положениям термодинамики необратимых процессов, нетрудно перейти к обычному виду уравнений влаготеплопереноса, полученных в теории сушки с применением молекулярно-кинетического метода.

По А.В. Лыкову закон внутреннего массопереноса применительно к сушке лекарственных растений может быть записан так:

$$j_m = -a_m \rho_0 \nabla U - a_m \rho_0 \delta \nabla T, \quad (13)$$

где a_m – коэффициент диффузии, м²/с;

δ – термоградиентный коэффициент, 1/К;

$\nabla U, \nabla T$ – градиенты влажности и температуры, %;

ρ_0 – плотность сухого вещества, кг/м³.

При высокоинтенсивных процессах нагрева лекарственных растений в результате быстрого испарения влаги внутри материала возникает градиент общего давления, который является движущей силой молярного переноса пара, воздуха, а иногда жидкости и даже сухого вещества через микрокапилляры. В этом случае поток вещества выражается так:

$$j_m = a_m \rho_0 \nabla U - a_m \rho_0 \delta \nabla T - \lambda_p \nabla P, \quad (14)$$

где j_m – плотность молярного потока, кг/м²;

λ_p – коэффициент молярного переноса паровоздушной смеси, кг/м.с.Па;

∇P – градиент общего давления паровоздушной смеси, Па/м.

Выражение для потока тепла с учетом переноса энтальпии движущейся влаги имеет следующий вид:

$$\vec{j}_q = -\lambda \nabla T + h \vec{j}_m, \quad (15)$$

где h – эквивалентная удельная энтальпия потока влаги;

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/мК.

А.В. Лыков на основе законов сохранения энергии и массы получил систему дифференциальных уравнений переноса тепла и массы при наличии фазовых превращений с учетом конвективного переноса тепла потоками пара и жидкости в материале при постоянном давлении, которые имеют следующий вид:

$$c \rho_0 \frac{\partial T}{\partial \tau} = -div j_q + \varepsilon r \rho_0 \frac{\partial U}{\partial \tau}, \quad (16)$$

$$\rho_0 \frac{\partial U}{\partial \tau} = -div j_m, \quad (17)$$

где c – удельная теплоемкость материала, Дж/кгК;

r – удельная теплота фазовых превращений влаги, Дж/кг;

ε – критерий фазового превращения.

При завяливании и сушке ИК-излучением лекарственных растений, в случае проникновения и поглощения ИК-излучения на некоторой глубине, внутри материала появляется дополнительный источник теплоты. При этом уравнения переноса теплоты и массы примут вид:

$$c \rho_0 \frac{\partial T}{\partial \tau} = -div j_q + \varepsilon r \rho_0 \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{q_s}{R} \exp(-kx), \quad (18)$$

$$\rho_0 \frac{\partial U}{\partial \tau} = -div j_m, \quad (19)$$

где q_s – удельный поток лучистой энергии, падающей на поверхность влажного тела, Вт/м²;

k – коэффициент ослабления (экстинкции) ИК-излучения, 1/м;

R – характеристический размер тела, м;

X – глубина проникновения ИК-излучений, м.

Удельная объемная мощность источника при сушке лекарственных растений ИК-излучением сильно зависит от терморadiационных свойств влажного материала, а также от спектрального распределения: энергии, в спектре ИК-излучателя.

В теплотехнических расчетах удельный поток лучистой энергии q_s , воспринимаемый материалом, определяется из выражения:

$$q_s = \varepsilon_{1-2} c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{1-2}, \quad (20)$$

где ε_{1-2} – приведенная степень черноты системы тел;

1 – нагретое тело, 2 – нагреваемое тело;

φ_{1-2} – коэффициент облученности;

$c_0 = 5,7$ – коэффициент излучения абсолютно черного тела, Вт/(м²К⁴);

T_1 – температура нагретого тела, К;

T_2 – температура нагреваемого тела, К.

Определение удельного потока q_s с помощью выражения (20) представляет большие трудности, которые обусловлены сложностью определения приведенной степени черноты системы тел ε_{1-2} .

При сушке лекарственных растений ИК-излучением наиболее удобно величину удельной мощности источника представить с учетом терморadiационных свойств влажных материалов и выразить следующим образом:

$$\frac{E}{l} (1 - R_\lambda) [1 - \exp(-kx)], \quad (21)$$

где E – облученность увлажненного материала, Вт/м²;

R_λ – коэффициент отражения материала в узкой области спектра ИК-излучателя;

l – толщина лекарственного растения, м.

Таким образом, система дифференциальных уравнений внутреннего теплообмена в лекарственных растениях, подвергающихся завяливанию и сушке ИК-излучением с учетом оптических свойств влажных материалов, записывается так:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a_m \nabla^2 T + \varepsilon \frac{r}{c} \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{1}{c\rho_0} \cdot \frac{E}{l} (1 - R_\lambda) [1 - \exp(-kx)]', \quad (22)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = a_m \nabla^2 U + a_m \delta \nabla^2 T. \quad (23)$$

Система уравнений (22) и (23) устанавливает связь между временными и пространственными изменениями потенциалов переноса. Иначе говоря, она описывает внутренний теплообмен в лекарственных растениях, которые являются капиллярно пористыми телами. Для однозначного определения полей этих потенциалов в конкретном процессе, в частности в процессах завяливания и сушки, необходимо задать начальное распределение потенциалов в материале, закон взаимодействия поверхности материала с окружающей средой, теплофизические характеристики, а также форму исследуемого образца. Для ИК-завяливания и ИК-сушки начальными условиями являются:

$$\begin{aligned} T(x,0) &= T_0 = const \\ U(x,0) &= U_0 = const \end{aligned} \quad (24)$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} -\lambda(\nabla T)_n - rj_m - \alpha[T_n(R, \tau) - T_c(\tau)] + q_{изл} &= 0 \\ a_m \rho_0 (\nabla U)_n + a_m \rho_0 \delta (\nabla T)_n + j_m &= 0, \end{aligned} \quad (25)$$

где $-\lambda(\nabla T)_n$ – количество теплоты, ушедшего от поверхности внутрь материала;

$q_{изл}$ – количество теплоты, подведенного к поверхности материала излучением;

$-rj_m$ – количество теплоты, затраченного на испарение жидкости;

$-\alpha[T_n(R, \tau) - T_c(\tau)]$ – количество теплоты, затраченного на конвективный теплообмен поверхности материала с окружающей средой;

$j_m(\tau)$ – поток массы влаги, отведенный с поверхности материала в окружающую среду;

$a_m \rho_0 (\nabla U)_n$ – поток массы влаги, подведенный к поверхности материала под действием градиента потенциала массопереноса;

$a_m \rho_0 \delta (\nabla T)_n$ – поток массы влаги, подведенный к поверхности материала под действием градиента потенциала теплопереноса.

На основании исследований были выбраны закономерности регулирования широтно-прерывными, частотно-прерывными (и их комбинациями) методами управления ИК-энергоподводом в технологии оздоровительного чая. Описание этих закономерностей совпадает с разложением степеней функции в ряд Маклорена. Результаты экспериментальных исследований по проверке теоретических основ широко представлены в монографии [9].

Библиографический список

1. Лыков А.В. Явления переноса в капиллярно-пористых телах / А.В. Лыков. – М.: ГИТТЛ, 1954. – 296 с.
2. Лыков А.В. Тепло- и массообмен в процессах сушки / А.В. Лыков. – М.: Госэнергоиздат, 1956. – 464 с.
3. Лыков А.В. Теория переноса энергии и вещества / А.В. Лыков, Ю.А. Михайлов. – Минск: Изд-во АН БССР, 1959. – 330 с.
4. Лыков А.В. Теоретические основы строительной теплофизики / А.В. Лыков. – Минск: Изд-во АН БССР, 1961. – 520 с.
5. Лыков А.В. Теория тепло- и массообмена / А.В. Лыков, Ю.А. Михайлов. – М.: Госэнергоиздат, 1963. – 536 с.
6. Лыков А.В. Теория сушки / А.В. Лыков. – М.: Госэнергоиздат, 1968. – 472 с.
7. Лыков А.В. Теплообмен / А.В. Лыков. – М.: Энергия, 1971. – 560 с.
8. Ден Биг К. Термодинамика необратимых процессов / Биг К. Ден. М., 1954. – 120 с.
9. Худоногов И.А. Основы технологии оздоровительного чая: монография / И.А. Худоногов, Е.Г. Худоногова. – Иркутск: Глазковская типография, 2006. – 343 с.