

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОЦЕССОВ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛО- МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ИСПАРЕНИИ КАПЕЛЬ РАСПЫЛЕННОЙ ЖИДКОСТИ**

Гинтаутас Миляускас, Стасис Шинкунас

Каунасский технологический университет, Кафедра тепловой и атомной энергетики,

*Применена методика комбинированного аналитического–численного решения задачи «капли», включающая процессы внутреннего теплопереноса в полупрозрачной жидкости и теплопереноса в газовой среде для моделирования процессов сложного нестационарного тепло–массообмена капель жидкости при кондуктивном нагреве. Для кондуктивного нагрева капель выявлены характерные кривые, описывающие изменение термического состояния капель и параметров фазовых превращений при помощи критерия Фурье. Отклонения от этих кривых позволяют оценить степень влияния граничных условий тепло–массообмена на интенсивность нагрева и испарения капель при сложном нагреве. Результаты численного исследования сопоставлены с результатами эксперимента других исследователей.*

### **Ключевые слова**

капля, кодуктивный и сложный нагрев, испарение, численный расчет.

### **Введение**

Проблема тепло–массопереноса в газок капельных потоках является чрезвычайно актуальной в связи с разнообразием областей применения распыла жидкости, прежде всего в энергетике и химической технологии. В газок капельных потоках имеет место ярко выраженное межфазное энергетическое взаимодействие, которое вызывает интенсивные фазовые превращения на поверхности капель и способствует существенным изменениям термического состояния дисперсной жидкости и несущего газового потока. При этом капли быстро нагреваются и испаряются, меняется состав газовой смеси. Для газок капельных потоков характерны нестационарные сильно взаимодействующие между собой процессы сложного тепло–массопереноса, происходящие под сильным влиянием потока Стефана и сопровождающиеся спектральными эффектами при поглощении теплового излучения полупрозрачными каплями.

Из–за сложности экспериментального изучения процессов сложного переноса в высокотемпературных газок капельных потоках, широко применяются методы теоретического и численного моделирования. Они базируются на основе решения так называемой задачи «капли». В мировой научной литературе опубликованы многочисленные работы по различным аспектам задачи «капли». Весьма систематический обзор с точки методологической оценки применяемых методов при

решении задачи «капли» проведен в [1]. Более строгая постановка задачи «капли» предусматривает решение сопряженной задачи внутреннего и внешнего сложного тепло–массопереноса для нагревающейся и испаряющейся полупрозрачной капли. При этом процессы переноса в капле описываются нелинейной системой интегральных и дифференциальных уравнений, для которой получение аналитического решения и составление схемы ее прямого численного решения связано с существенными трудностями.

При решении сопряженной задачи «капли» все шире применяются методы комбинированного аналитического и численного исследования [2-7] и др. Суть такого исследования состоит в том, что вначале предпринимаются усилия трансформировать выше упомянутую систему интегральных и дифференциальных уравнений в систему интегральных и алгебраических уравнений. Конвергенция этих схем легко поддается контролю. При этом предполагается соблюдение условия квазистационарности процессов переноса. В таком случае температура межфазового контакта подчиняется уравнению баланса энергетических потоков на поверхности капли:

$$\bar{q}_{\Sigma}^{+}(\tau) + \bar{q}_{\Sigma}^{-}(\tau) + \bar{q}_f^{+}(\tau) = 0. \quad (1)$$

В уравнении (1):  $q_{\Sigma}^{+}$  – плотность суммарного теплового потока на внешней границе поверхности капли и представляет интенсивность энергетического воздействия на каплю со стороны газов;  $q_{\Sigma}^{-}$  – плотность суммарного теплового потока на внутренней границе поверхности капли и представляет интенсивность нагрева жидкости в ней;  $q_f^{+}$  – плотность потока энергии фазовых превращений.

Для определения температуры поверхности испаряющейся капли описываемой  $T_R(\tau)$  функцией, формальное уравнение (1) необходимо конкретизировать. Обычно применяются два подхода. В первом случае используются асимптотические решения уравнения энергии, которые описывают нестационарное температурное поле в сферически симметричной испаряющейся капле и не требуют применения итерационных схем численного расчета [2, 4, 6] и др. Это позволяет существенно сократить время численного расчета, что актуально при построении и совершенствовании программных пакет типа CFD, но требует пренебрежения взаимодействием процессов сложного тепло–массопереноса в каплях. При втором подходе комбинированного аналитического и численного решения сопряженной задачи «капли» ставится цель вплотную приблизиться к неизвестным аналитическим решениям уравнения энергии. В этом случае предполагается, что тепло в сферически симметричной капле распространяется излучением и теплопроводностью, а нестационарное температурное поле в капле описывается бесконечным рядом интегральных уравнений [3, 5, 7] и др. Учет взаимодействия процессов сложного теплопереноса в каплях требует итерационной схемы для численного решения уравнения (1). В работах [3, 5] изложена сущность методологии второго подхода комбинированного аналитического и численного решения сопряженной задачи «капли». На примере исследования изменения термического состояния капель воды, испаряющихся в различных условиях их нагрева, показана существенное влияние взаимодействия процессов сложного теплопереноса на нестационарное температурное поле в полупрозрачной капле, приводящее к изменению направления вектора

температурного градиента. Качественно результаты аналогичны и при моделировании термического состояния капель  $n$  гептана [7]. В работе [5] показана важность познания закономерностей изменения термического состояния испаряющихся капель при кондуктивном их нагреве.

Цель данной работы – на примере моделирования термического состояния капель различных жидкостей с единых позиций оценить влияние природы жидкости и условий тепло–массопереноса в газочапельном потоке на взаимосвязь процессов нагрева и испарения капель.

## 1. Методология исследования

Процессы тепло–массопереноса в капле и ее окружении взаимосвязаны. Скорость нагревания капель и интенсивность испарения обуславливается мощностью внешнего энергетического воздействия на них. Нагревание и испарение жидкости оказывает непосредственное влияние на температуры и состав газовой смеси, и тем самым влияют на условия внешнего теплообмена. Представление газочапельного потока в расчетном канале детерминированным ансамблем капель и их симметричное расположение в сечении канала, дает возможность термическое состояние газового потока описать уравнением энергии:

$$\frac{\partial[\rho_g(\tau) \cdot h_g(\tau)]}{\partial \tau} = -4\pi \sum_{n=1}^{N_l} [Y_{l,n}(\tau) \cdot R_{l,n}^2(\tau) \cdot q_{l,n}(\tau)] + q_s(\tau) - q_p(\tau). \quad (2)$$

В уравнении (2):  $\rho_g$  и  $h_g$  -- плотность и энтальпия газов соответственно;  $N_l$  – число групп капель в ансамбле;  $2R_{l,n}$  – характерный диаметр капель в группе  $n$ ;  $Y_{l,n}$  – концентрация  $n$  группы капель в единице объема газочапельного потока;  $q_{l,n}$  – плотность подводимой тепловой энергии со стороны газов к поверхности капли;  $q_s$  и  $q_p$  – тепловыделение и потери теплоты относящиеся к единицу объема газочапельного потока. Природа подводимой тепловой энергии со стороны газов к капле зависит от режима фазовых превращений на ее поверхности. При испарении жидкости она соответствует суммарному тепловому потоку на внешней стороне капли, плотность которого определяют конвективная и радиационная составляющие:

$$q_{\Sigma}^+(\tau) = q_c^+(\tau) + q_r^+(\tau) \equiv q_s(\tau). \quad (3)$$

Во время конденсации паров жидкости на поверхности капли дополнительный вклад вносит теплота фазовых превращений:

$$q_s(\tau) \equiv q_{\Sigma}^+(\tau) + q_f^+(\tau) = q_c^+(\tau) + q_r^+(\tau) + m^+(\tau) \cdot L(\tau). \quad (4)$$

При наличии фазовых переходов на поверхности капли, конвективный поток к капле определяется с учетом поправки потока Стефана:

$$q_c^+ = \left( 1 + \frac{c_{p,g}(T_g - T_R)}{L} \cdot \left[ 1 - \lambda_e \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R^-} / q_c^+ \right] \right)^{-0.7} \cdot \lambda_g \cdot \frac{2 + 0.57 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}}{2R} \cdot (T_g - T_R). \quad (5)$$

Величину плотности парового потока на поверхности капли определяет разница парциальных давлений паров жидкости у капли и в газах, и рассчитывается по диффузионной модели с учетом поправки потока Стефана [8, 9].

Интенсивность нагрева капли определяется плотностью суммарного теплового потока на внутренней стороне поверхности капли:  $q_{\Sigma}^-(\tau) = q_c^-(\tau) + q_r^-(\tau)$ . Поверхностью полупрозрачная капля радиационный тепловой поток практически не поглощает. Поэтому  $q_r^-(\tau) \cong q_r^+(\tau)$ . Пренебрегая циркуляцией жидкости в капле, имеем случай радиационно-кондуктивного ее нагрева. Тогда  $q_c^-(\tau) \cong q_l^-(\tau)$  и температурное поле в капле описывается интегральным уравнением:

$$T(r, \tau) = T_R(\tau) + \frac{2}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi r}{R} \int_0^{\tau} f_n(R, t) \exp \left[ -a \left( \frac{n\pi}{R} \right)^2 (\tau - t) \right] dt, \quad (6)$$

в которой функция  $f_n$  учитывает особенности спектрального поглощения теплового излучения полупрозрачной жидкостью капли и скорость ее нагрева [3]. Температура поверхности  $T_R(\tau)$  определяется при итерационном решении уравнения (1). Для известного температурного градиента в капле:

$$q_{\Sigma}^-(\tau) = q_r^-(\tau) + k_c \cdot \lambda_l \cdot \frac{\partial T(r, \tau)}{\partial r} \Big|_{r=R^-}, \quad (7)$$

где эффективный коэффициент теплопроводности  $\lambda \equiv k_c \cdot \lambda_l$  и учитывает вклад конвективного теплопереноса в суммарном тепловом потоке капли [10].

Для построения схемы численного решения сопряженной задачи «капли» применяется переменный интервал изменения времени  $\Delta\tau$ . Это обеспечивает стабильность итерационной схемы численного решения уравнения (1) и высокую точность определения нестационарного температурного поля испаряющейся капли при соблюдении условия прогрева массы капли не более одного градуса во время  $\Delta\tau$  [11]. Для определения функции  $f_n$  уравнения (6) в капле намечаются контрольные сечения, расположение которых однозначно определяет универсальная координата  $\eta = r/R \equiv 0 \div 1$ . Интегрирование по координате  $\eta$  и интегрирование интенсивности излучения по спектру излучения производится методом прямоугольников. Интегрирование по углу падения теплового луча света ведется согласно пятиточечной

схеме Гаусса. Для известной плотности потока пара жидкости на поверхности капли, динамика изменения ее объема определяется при численном решении уравнения:

$$\rho_l(\tau) \frac{\partial R^3(\tau)}{\partial \tau} = R^3(\tau) \frac{\partial \rho_l(\tau)}{\partial \tau} - 3R^2(\tau) \cdot m^+(\tau), \quad (8)$$

Интенсивность распыла жидкости указывает относительный расход газочапельного потока, определяемый соотношением расходов впрыскиваемой воды и газового потока:  $g = G_l / G_g$ . Определив плотность подводимой тепловой энергии со стороны газов к поверхности капли в каждой группе капель  $n$ , при итерационном решении уравнения (2) уточняется состояние несущей фазы газочапельного потока.

## 2. Результаты исследования и их анализ

Используя модель «одиночной капли» ( $g \cong 0$ ) численно смоделировано термическое состояние испаряющихся капель воды, Н гексана, Н гептана и Н декана в потоке сухого воздуха при различных способах нагрева. Условия кондуктивного нагрева моделировались пренебрегая скоростью скольжения капель в газовом потоке. Величина конвективного нагрева задавалась начальным значением критерия Рейнольдса. При сложном нагреве предусматривалось наличие черного источника излучения с температурой разной температуре газового потока. Численный эксперимент проведен в широком диапазоне начальных условий газочапельного потока, которые задавались температурами воздуха и жидкости в сочетании с дисперсностью капель. Результаты численного эксперимента подтвердили предположение о существенном влиянии природы жидкости на динамику нагрева и скорость испарения капель (рис. 1). При комплексной оценке влияния граничных условий тепло-массообмена установлено важность познания закономерностей термического состояния испаряющихся капель при кондуктивном нагреве (рис. 2).

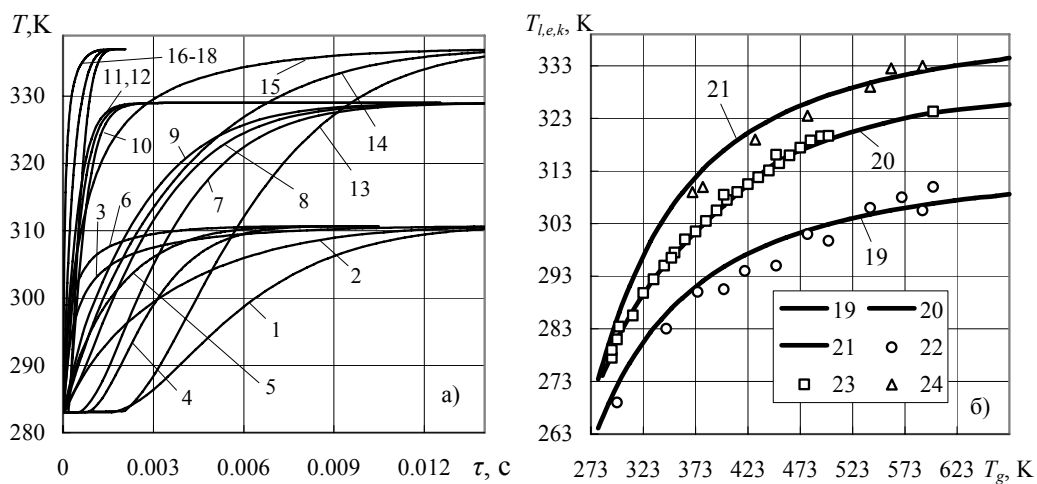


Рис. 1. Зависимость термического состояния (а) и температуры равновесного испарения капель (б) от природы жидкости и температуры газов при кондуктивном нагреве: (1-21) численный расчет; (22-24) эксперимент [12, 13]. (1, 4, 7, 10, 13, 16)  $T \equiv T_C$ ; (2, 5, 8, 11, 14, 17)  $T \equiv T_{l,m}$ ; (3, 6, 9, 12, 15, 18)  $T \equiv T_R$ . (1-6, 19, 22) Н гексан; (7-

12, 20, 23) вода; (13-18, 21, 24) Н гептан.  $T_g = 873$  К.  $R_0 \cdot 10^6$ , м: (1-3, 13-15) 50; (4-6, 7-9) 35; ; (7-9) 25; (10-12, 15-18) 15.

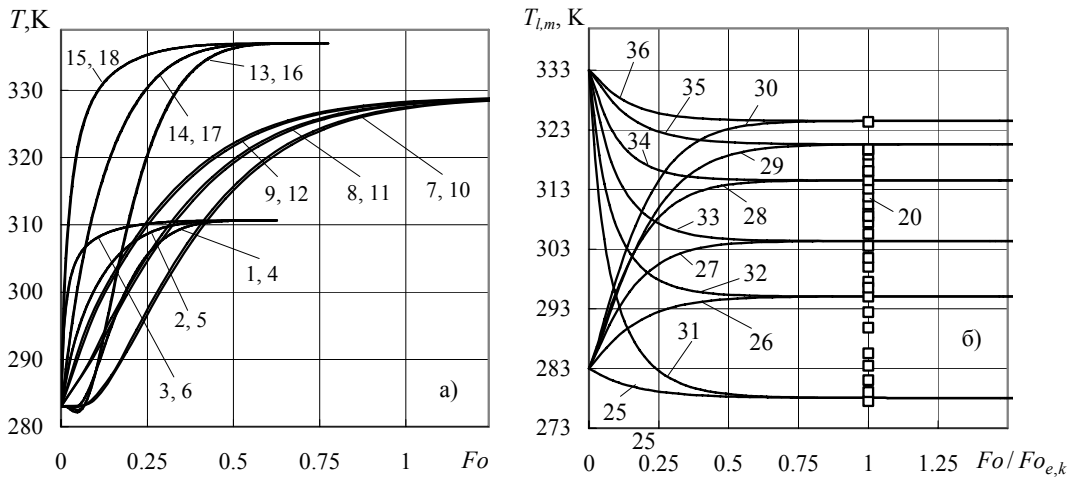


Рис. 2. Динамика нагрева капель в зависимости от критерия Фурье при кондуктивном нагреве.  $T_g$  К: (25, 31) 293; (26, 32) 343; (27, 33) 393; (28, 34) 493; (29, 35) 593; (30, 36) 693. Другие обозначения аналогичны рис. 1.

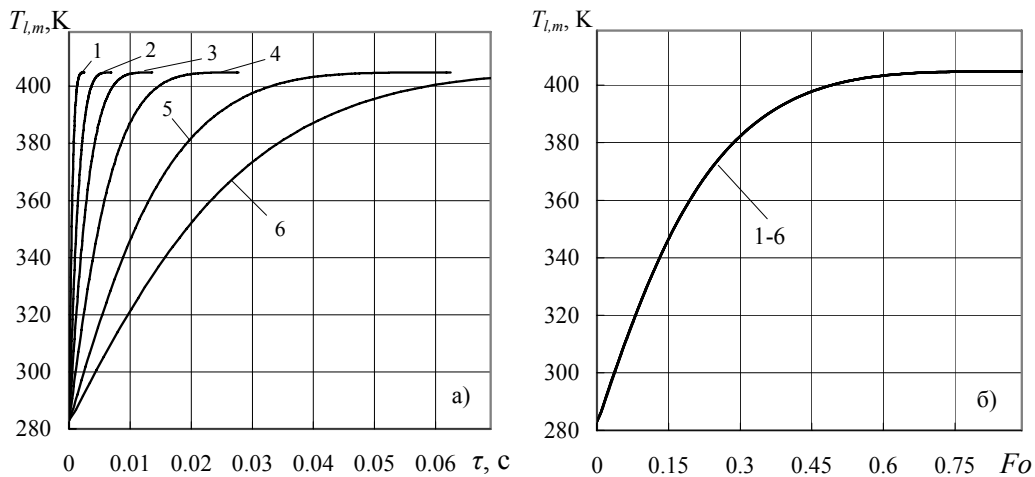


Рис. 3. Динамика нагрева капель Н декана при кондуктивном нагреве.  $R_0 \cdot 10^6$ , м: (1) 15; (2) 25; (3) 35; (4) 50; (5) 75; (6) 100.  $T_g = 873$  К.

Процесс фазовых превращений на поверхности капли целесообразно разделить на нестационарный и равновесный режимы испарения. Начало режима равновесного испарения определяет условие полного включения к капле подводимой тепловой энергии в процесс испарения. На практике определение начала момента равновесного испарения затруднительно. В представленном исследовании принимается условие:  $|T_{l,m}(Fo_e) - T(Fo)| < 0.01$  К, когда  $Fo > Fo_e$ . Особенностью режима равновесного испарения является постоянство термического состояния капель и независимость температуры равновесного испарения жидкости  $T_{l,e,k}$  от дисперсности капель при кондуктивном нагреве (рис. 1 а). При этом температура  $T_{l,e,k}$  строго зависит от природы

жидкости и температуры газового потока (рис. 1). Обработка данных численного эксперимента при помощи критерия Фурье позволяет процесс нагрева капель представить характерными кривыми изменения температуры поверхности и температуры центра капли, а также ее среднемассовой температуры (рис. 2). Эти температуры играют важную роль при взаимодействии процессов тепломассопереноса в каплях и в газовом потоке. При наличии паров жидкости в газовой смеси, на поверхности капли наблюдается конденсационный режим фазовых превращений до ее прогрева до температуры росы. Разница температур поверхности и центра капли показывает степень неизотермичности капли и способствует возникновению естественной циркуляции жидкости в ней, а среднемассовая температура капли наилучшим образом отражает ее термическое состояние.

Характерные кривые представляют динамику изменения термического состояния всех капель определенной жидкости (рис. 3), для которых влиянием слоя Кнудсена можно пренебречь. При этом они зависят от начальной температуры жидкости и температуры газового потока (рис. 2 б). Установлено, что термическое состояние капель при кондуктивном нагреве удобно представить в едином  $0 \div 1$  универсальном интервале продолжительности нестационарного испарения. При этом универсальный масштаб времени определяет нормированный критерий  $\bar{Fo}$ , выраженный соотношением текущего критерия Фурье с его значением в момент установления режима равновесного испарения:  $\bar{Fo} \equiv Fo / Fo_{e,k}$ . Представление динамики нагрева капли изменением нормированной среднемассовой температурой:

$$\bar{T}_m(Fo) = \frac{T_{l,m}(Fo) - T_{R,0}}{T_{l,e,k} - T_{R,0}}, \quad (9)$$

позволяет характерные кривые изменения термического состояния капель в режиме нестационарного испарения представить универсальной кривой, которую можно описать эмпирическим выражением:

$$\bar{T}_m(\bar{Fo}) = 4.78\bar{Fo} - 8.725\bar{Fo}^2 + 7.126\bar{Fo}^3 - 2.184\bar{Fo}^4, \quad (10)$$

при условии  $\bar{T}_m(\bar{Fo}) = 1$ , когда  $\bar{Fo} > 1$ .

Отклонения среднемассовой температуры капли от ее значений описываемых уравнением (10) позволяют оценить влияние условий сложного нагрева на термическое состояние капель (рис. 4). Конвективный нагрев вносит существенный вклад в балансе энергетического воздействия газового потока на в нем скользящую каплю и приводит к значительным изменениям ее термического состояния при нестационарном режиме испарения (рис. 4 а). Под воздействием сил трения скорость скольжения капель убывает, конвективный режим нагрева постепенно переходит в кондуктивный, поэтому в равновесном режиме испарения температура капель уменьшается приближаясь к температуре  $T_{l,e,k}$ . Более существенные отклонения от универсальной кривой  $\bar{T}_m(\bar{Fo})$  наблюдается для жидкостей с меньшей температурой равновесного испарения при кондуктивном нагреве. Термическое состояние капель менее чувствительно к

воздействию радиационного нагрева (рис. 4 б). Однако полупрозрачной жидкостью поглощенная энергия теплового излучения в корне меняет процесс нагрева внутренних слоев капли.

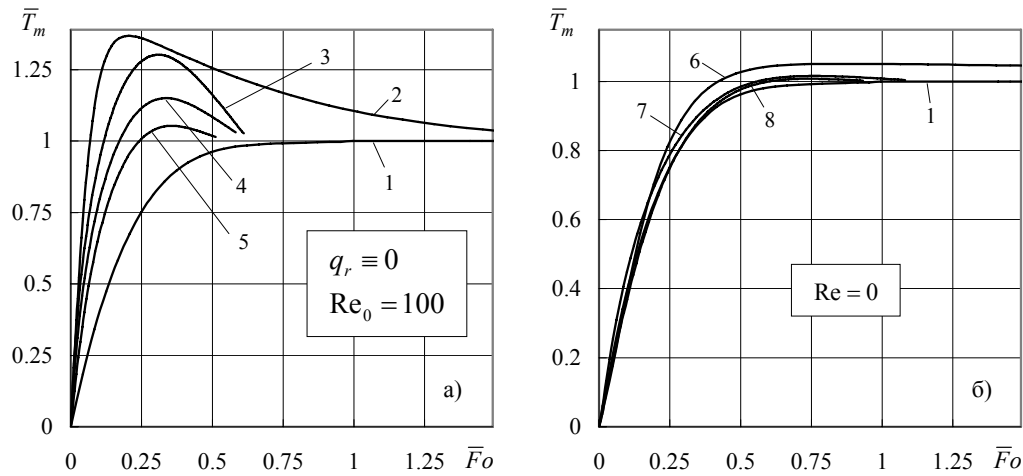


Рис. 4. Влияние скольжения каплей (а) и поглощения теплового излучения (б) на их термическое состояние. (1) универсальная кривая по уравнению (10).  $Fo_{e,k}$  и  $T_{l,e,k}$ , К соответственно: 1,85 и 329 для воды (2, 6); 0,55 и 310,7 для Н гексана (3); 0,7 и 337 для Н гептана (4, 7); 0,97 и 404,8 для Н декана (5, 8).  $T_g = 873$  К.  $R_0 = 0,0001$  м.

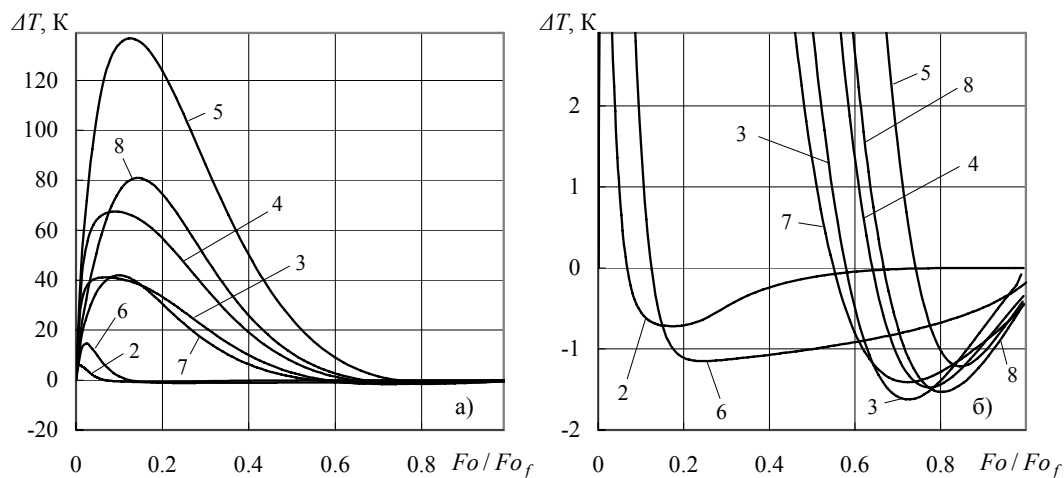


Рис. 5. Влияние способа нагрева капли на ее термическое состояние. Безразмерная продолжительность существования каплей  $Fo_f$ : (2) 5,9; (3) 0,34; (4) 0,47; (5) 0,7; (6) 7,16 (7) 0,76; (8) 0,92. Другие обозначения аналогичны рис. 4.

Поглощенная энергия теплового излучения способствует формированию в капле отрицательного градиента температурного поля при нестационарном режиме ее испарения (рис. 5). В случае конвективного нагрева, вектор градиента температурного поля меняет свое направление в момент перехода на режим равновесного испарения. При обоих случаях нагрева в равновесный режим испарения переходят максимально нагретые капли. На начало равновесного испарения капля при конвективном нагреве



указывает переход кривых  $\Delta T(Fo) = T_R(Fo) - T_C(Fo)$  через нулевое значение (рис. 5, кр. 2-5). Начало равновесного испарения капле при радиационном нагреве указывает второй экстремум в кривых  $\Delta T(Fo)$  (рис. 5, кр. 6-8). При сложном нагреве влияние упомянутых эффектов суммируется, но начало равновесного испарения определяет особенности радиационного нагрева.

Зависимость термического состояния капле от способа нагрева оказывает существенное влияние на динамику их испарения. Во время нестационарного испарения при кондуктивном нагреве существуют характерные кривые изменения размера капли (рис. 6), существование которых обеспечивают особенности плотности пара на поверхности капле (рис. 7).

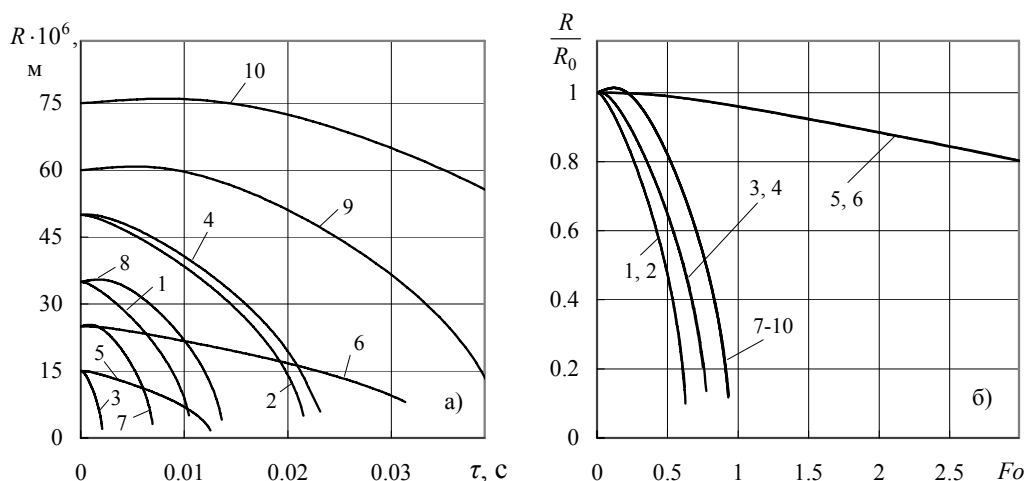


Рис. 6. Динамика испарения капле при кондуктивном нагреве: (1, 2) Н гексан; (3, 4) Н гептан; (5, 6) вода; (7-10) Н декан.  $T_g = 873 \text{ K}$ .  $T_{l,0} = 283 \text{ K}$ .

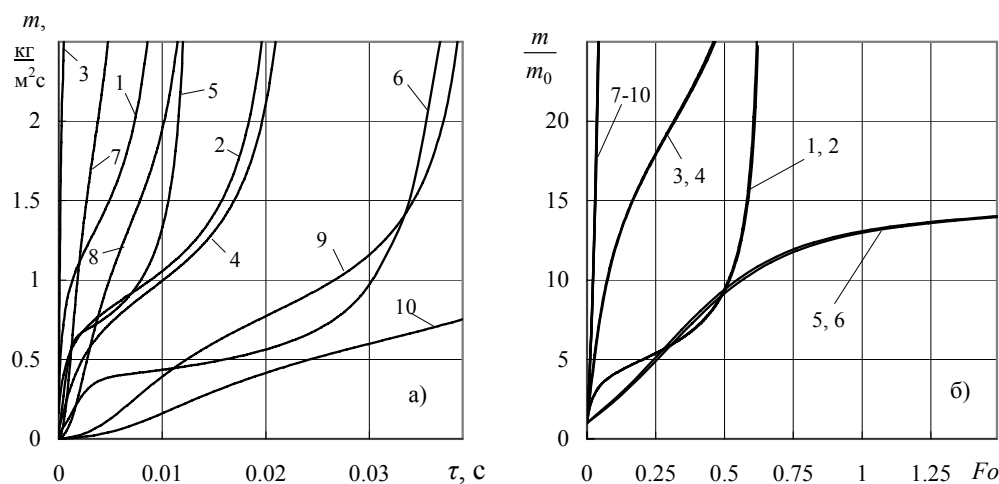


Рис. 7. Динамика испарения капле при кондуктивном нагреве. Обозначения аналогичны рис. 6.

В начальной стадии нестационарного испарения капли интенсивно нагреваются. Для жидкостей с наиболее высокой температурой равновесного испарения в начальной стадии фазовых превращений диаметр капле может и расти (рис. 6 а). Это указывает,

что эффект расширения жидкости при интенсивном нагреве преобладает над процессом испарения жидкости. В момент образования экстремума на кривых изменения радиуса капель испарение жидкости становится преобладающим.

### **Выводы**

1. Природа жидкости, ее начальная температура, дисперсность капель и температура газового потока в сочетании с условиями нагрева являются основными факторами, определяющими особенности термического состояния капель при нестационарном и равновесном режимах испарения.
2. При кондуктивном нагреве капель жидкости существуют характерные кривые изменения термического состояния капель и параметров фазовых превращений определенной жидкости, независимые от размера умеренно крупных капель.
3. Обобщение результатов численного расчета среднемассовой температуры испаряющихся капель различных жидкостей в условиях кондуктивного нагрева приводит к предположению о существовании универсальных кривых дающих возможность описать термическое состояние и процесс фазовых превращений независимо от природы жидкости.

### **Литература**

1. Sazhin S.S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation // Progress in Energy and Combustion Science. 2006. Vol. 32. P. 162–214.
2. Dombrovsky L. A. Sazhin S. S. A simplified non-isothermal model for droplet heating and evaporation // International Communications in Heat and Mass Transfer. Vol. 30. P. 787-796.
3. Miliauskas G. Regularities of unsteady radiative- conductive heat transfer in evaporating semitransparent liquid droplets // Int. J. Heat Mass Transfer, 2001. Vol. 44. P. 785-798.
4. Sazhin S. Modeling of heating, evaporation and ignition of fuel droplets: combined analytical, asymptotic and numerical analysis // J. of Physics: Conference Series. 2005. Vol. 22. P. 174-193.
5. Miliauskas G., Sabanas V. Interaction of transfer processes during unsteady evaporation of water droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 2006. Vol. 49. P. 1790-1803.
6. Sazhin S. S., Krutitskii P. A., Abdelghaffar W. A., Sazhina E. M., Mikhalovsky S. V., Meikle S. T., Heikal M. R. Transient heating of diesel fuel droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. Vol. 47. P. 3327-3340.
7. Miliauskas G. U., Montvilas R. M., Bankauskas R. B., Gudzinskas Yu. B. Special features of transfer processes in an evaporating droplet depending on the method of heating // Heat transfer research. 2007. Vol. 38. P. 669-382.
8. Кузиковский А.В. Динамика сферической частицы в мощном оптическом поле // Известия ВУЗ Физика. 1970. №. 5. С. 89-94.
9. Шорин С. Н. Теплопередача. Москва: Высшая школа. 1964.
10. Abramzon B., Sirignano, W.A. Droplet vaporization model for spray combustion calculations // Int. J. of Heat Mass Trans. 1989. Vol. 32. P. 1605-1618.
11. Miliauskas G. Optimisation of computation no steady combined heat transfer in spherical volume // Mechanics. 1997. No 1. P 5-13.
12. Щукин Е.Р., Красовитов В.Г. Яламов Ю.И., Испарение и конденсационный рост крупных и умеренно крупных капель в газообразных средах при произвольных перепадах температуры // ВИНТИ № 3706-В091. 1991. 142 с.

13. Elperin T. , Krasovitov B. Radiation, thermal diffusion and kinetic effects in evaporation and combustion of large and moderate size fuel droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 1995. Vol. 38. P. 409-418.