

УДК 533.9.01

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЧ-РАЗРЯДА В ЖИДКОМ *n*-ГЕПТАНЕ

© 2016 г. А. В. Татаринов\*, Ю. А. Лебедев\*, И. Л. Эпштейн\*, \*\*

\*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН  
119991, Москва, Ленинский просп., 29

\*\*Московский физико-технический институт (государственный университет)  
141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9

E-mail: lebedev@ips.ac.ru

Поступила в редакцию 27.04.2015 г.

В окончательном виде 28.07.2015 г.

Создана модель и проведено численное моделирование процесса образования газовых пузырей при создании СВЧ-разряда в жидком *n*-гептане при атмосферном давлении в приближении осевой симметрии. Модель основана на совместном решении уравнений Максвелла, уравнений Навье–Стокса, уравнения теплопроводности, балансного уравнения для концентрации электронов (использовалось приближение амбиполярной диффузии), уравнения Больцмана для свободных электронов плазмы, брутто уравнения для термического разложения *n*-гептана. Для описания двухфазной среды использовался метод фазовых полей. Проведенные расчеты позволили описать динамику образования газовых пузырей в жидкости и описать тепловые процессы в системе. Рассчитанная температура газа в газовом пузыре с плазмой находится в согласии с результатами измерений.

**Ключевые слова:** СВЧ-разряд, *n*-гептан, математическое моделирование, двухфазная жидкость.

**DOI:** 10.7868/S0023119316020078

В последние 10 лет появились публикации, в которых исследуются СВЧ-разряды в газовых пузырях в жидких углеводородах: *n*-додекан [1–4], бензол [2], масло для жарки, машинное масло, масляные отходы [2], кремнийсодержащее масло [3], вода с метиленовой синью [5, 6], вода с трихлорэтиленом [6], *n*-гептан [7, 8]. Появились первые работы по моделированию таких разрядов [7] и по спектральной диагностике таких разрядов [9, 10]. Причиной интереса к этому типу разряда по данным разных авторов является возможность получения водорода, покрытий, наночастиц и нанотрубок. Поскольку плазма находится внутри жидкости, эффективность физико-химических процессов под действием ее активных частиц и излучения оказывается большой. Соответственно велики и скорости образования продуктов. Однако реальных данных для определения перспектив применения таких разрядов не достаточно. Во всех перечисленных выше работах для создания плазмы используются СВЧ-разряды, создаваемые антеннами разных типов. Газовые пузыри создаются либо за счет испарения жидкости, либо барботированием газа (аргон), либо воздействием ультразвука. Суммируя результаты, можно сказать, что разрядная система существенно неравновесна и является эффективным средством проведения плазмохимических реакций. Однако

данные отрывочны и систематических исследований не проведено.

В работах [7, 8, 10] подробно описана использованная нами экспериментальная установка. Она представляла собой металлическую камеру, в которую с помощью прямоугольного волновода подводилась СВЧ-энергия от магнетрона (2.45 ГГц, 500 Вт). В камеру помещали изготовленный из жаропрочного стекла стакан, в котором располагалась четвертьволновая СВЧ-антенна на металлическом основании. Насыщенные C7–C16 углеводороды заливались в стакан (объем порядка 50 мл) и полностью закрывали антенну. При подаче СВЧ энергии в области максимального СВЧ-поля на конце антенны углеводород испарялся и в образовавшемся газовом пузыре инициировался СВЧ-разряд. Были исследованы эмиссионные спектры в диапазоне длин волн от 200 до 800 нм. Они оказались сходны для всех использованных углеводородов. Спектры состоят из широкого континуума с наложенными полосами Свана молекулы C<sub>2</sub>. Полученная на основе обработки спектров вращательная (газовая) температура составляла 1600 ± 200 К.

Настоящая работа продолжает исследования в этой области, проводимые в ИНХС РАН [7–8, 10], и посвящена первому этапу моделирования этого типа разряда, связанному с описанием образова-



Рис. 1. Область расчета и распределение жидкой и паровой фаз *n*-гептана в начальный момент. Г-образный участок А–В пронизаем для СВЧ-волны и не пронизаем для *n*-гептана.

ния паровых пузырей в *n*-гептане при внешнем атмосферном давлении и генерации плазмы под действием СВЧ-энергии. Основной целью работы было описание тепловых процессов, происходящих в *n*-гептане.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Решается двумерная осесимметричная задача с цилиндрической рабочей камерой, внутри которой находится цилиндрический стакан с кварцевыми стенками. Внутри стакана находится жидкий *n*-гептан. Энергия от СВЧ-источника подводится снизу по коаксиальному кабелю. В расчете предполагалось, что стенки стакана бесконечно тонкие и совпадают с металлическими стенками рабочей камеры, кроме участка АВ, пронизаемого для СВЧ-волны (рис. 1). Кроме того на дне “стакана” имеется небольшая цилиндрическая каверна. В начальный момент нижняя часть каверны заполнена перегретым паром. Она является зародышем пузыря перегретого пара, участвующего в дальнейшем процессе кипения. В пузыре возникает плазма газообразного *n*-гептана, что приводит к локальному нагреву и росту пузыря. Положение границ между жидкой и газовой фазой меняется со временем.

Для анализа процесса образования и кипения пузыря использовался метод фазового поля [11, 12]. Этот метод является одним из вариантов одножидкостного подхода к моделированию двухфазных течений, в котором обе фазы описываются одной системой уравнений Навье–Стокса и предполагается, что граница раздела двух сред имеет конечную толщину и характеризуется быстрым, но гладким изменением плотности, скорости и других физических параметров. Для перехода между фазами вводится безразмерная функция индикатора фазы  $\varphi$ ,  $-1 \leq \varphi \leq 1$ ,  $\varphi = -1$  для паровой фазы,  $\varphi = 1$  для жидкой фазы, определяемая из уравнения Кана–Хилларда. Полная свободная энергия системы определяется из соотношения Гинзбурга–Ландау.

В расчетах использовалась двумерная осесимметричная модель, включающая в себя систему уравнений Навье–Стокса для двухфазного дозвукового потока несжимаемой жидкости и сжимаемого газа, уравнение теплопроводности, уравнение Максвелла для СВЧ-поля и уравнение баланса для концентрации электронов.

### Уравнения Максвелла

В случае стационарной структуры ТМ волн уравнения Максвелла сводятся к решению единственного комплексного уравнения для магнитной компоненты волны:

$$\nabla \times ((\epsilon_r - j\sigma/\omega\epsilon_0)^{-1} \nabla \times \mathbf{H}_\varphi) - \mu_r k_0^0 \mathbf{H}_\varphi = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_r = 1 - n_e/n_c$  – относительная проницаемость плазмы,  $\sigma$  – электрическая проводимость плазмы:  $\sigma = f_{col}\epsilon_0 n_e/n_c$ ,  $f_{col}$  – частота столкновений электронов с нейтралами,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $n_c$  – нормировочная плотность электронов, для заданной частоты СВЧ-поля  $f = 2.45$  ГГц  $n_c \approx 3 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $k_0 = 2\pi f/c$  – волновой вектор. Относительная магнитная проводимость среды  $\mu_r$  равна единице.

### Уравнения Навье–Стокса

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla[-p\mathbf{I} + \eta(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \rho \mathbf{g} + G \nabla \varphi, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \dot{m} \delta \left( \frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right). \quad (3)$$

Здесь  $G$  – химический потенциал,  $\eta$  – динамическая вязкость,  $p$  – давление,  $\rho$  – плотность,  $L$  означает жидкую фазу,  $v$  – пар,  $\dot{m}$  – скорость испарения жидкости,  $\delta$  – кривизна поверхности

раздела двух фаз,  $\delta = 6V_{jL}V_{jV} \frac{|\nabla\phi|}{2}$ ,  $V_{jV}$ ,  $V_{jL}$  – объемные доли пара и жидкости. Плотность среды определяется из соотношения  $\rho = V_{jL}\rho_L + V_{jV}\rho_V$ , где  $\rho_L$  и  $\rho_V$  – плотность жидкости и пара, соответственно. Плотность пара определяется из уравнения состояния совершенного газа.

Наряду с силами давления, вязкости и архимедовой силой учитывается сила поверхностного натяжения, записанная в виде объемного источника  $G\nabla\phi$ .

$$G = \frac{\lambda}{\varepsilon^2}(-\nabla\varepsilon^2\nabla\phi + (\phi^2 - 1)\phi). \quad (4)$$

Здесь  $\lambda$  – плотность энергии смешения сред,  $\varepsilon$  – характерный размер капилляра, определяющий масштаб толщины границы раздела сред. Два последних параметра связаны с коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma_s$  соотношением:  $\sigma_s = (2\sqrt{2}/3)\lambda/\varepsilon$ .

Величина  $\dot{m}$  выражается из величины потока тепла на границе раздела

$$\dot{m} = -\left(\frac{M_w}{\Delta H_{vl}}\right)\mathbf{n} \cdot k_V\nabla T_V. \quad (5)$$

Здесь  $M_w$  – молекулярный вес пара,  $\Delta H_{vl}$  – энтальпия испарения,  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали к границе раздела.

Уравнение Кана–Хилларда для  $\phi$

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla\phi - \dot{m}\delta\left(\frac{V_{jL}}{\rho_L} + \frac{V_{jV}}{\rho_V}\right) = \nabla \cdot \frac{\gamma\lambda}{\varepsilon^2}\nabla\psi. \quad (6)$$

Здесь  $\psi$  – вспомогательная переменная,  $\psi = -\nabla\varepsilon^2\nabla\phi + (\phi^2 - 1)\phi$ ,  $\gamma$  – подвижность, определяющая временной масштаб диффузии Кана–Хилларда.

Уравнение теплопроводности

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p(\mathbf{u} \cdot \nabla)T + \nabla \cdot (-k\nabla T) = \\ = Q_s + Q_{\text{chem}} - \frac{\dot{m}}{M_w}\delta\Delta H_{vl}. \end{aligned} \quad (7)$$

Члены в правой части (7) отвечают за нагрев газа за счет СВЧ поля, тепловой эффект за счет химических реакций и за изменение температуры, связанное с испарением жидкости. Здесь  $c_p$  и  $k$  – теплоемкость и теплопроводность смеси, определяемые с учетом объемной доли каждой фазы:

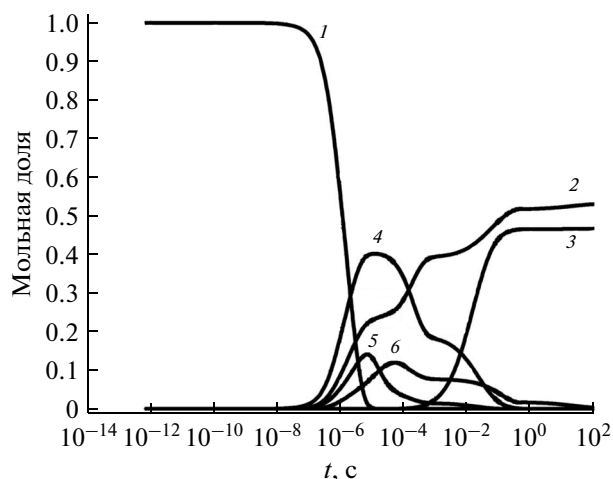


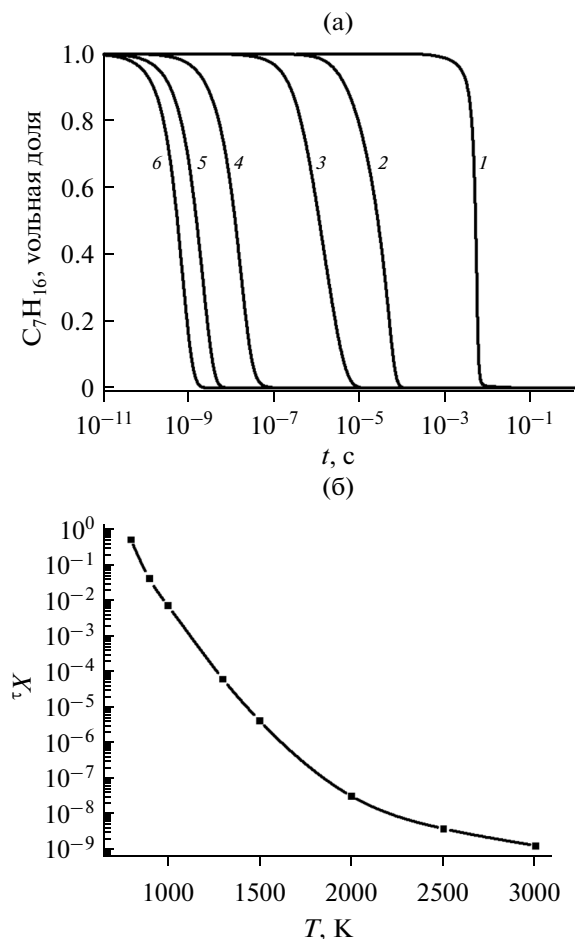
Рис. 2. Мольные доли основных продуктов пиролиза *n*-гептана как функция времени при  $T = 1500$  К: 1 –  $C_7H_{16}$ , 2 –  $H_2$ , 3 – C, 4 –  $C_2H_4$ , 5 –  $C_3H_6$ , 6 –  $CH_4$ . Расчет.

$$c_p = V_{jL}c_{pL} + V_{jV}c_{pV},$$

$$k = V_{jL}k_L + V_{jV}k_V,$$

$Q_s$  – источник тепла, связанный с СВЧ энергией, идущей на нагрев плазмы:  $Q_s = \alpha\sigma|E_m^2|$ ,  $\alpha$  – доля СВЧ энергии, идущая в тепло. В расчетах величина  $\alpha$  варьировалась от 0.1 до 1.0.  $Q_{\text{chem}}$  – тепловой эффект термической реакции разложения *n*-гептана.

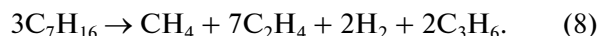
Для определения  $Q_{\text{chem}}$  предварительно был проведен кинетический расчет пиролиза *n*-гептана при различных газовых температурах. Использовалась схема реакций, приведенная в [13]. Она включает в себя 47 компонент и 374 реакции. На рис. 2 приведены результаты расчета при температуре 1500 К. Показаны основные компоненты распада *n*-гептана в разные моменты времени. На первом этапе в расчете не учитывалось образование твердой фазы. В двумерную модель введен только первоначальный этап разложения гептана, сопровождающийся резким падением температуры, которое в свою очередь через изменение плотности может привести к изменению картины течения. Под начальным этапом мы понимаем тот промежуток времени, при котором концентрация *n*-гептана падает более чем на три порядка. Инициирование процесса разложения *n*-гептана происходит при мономолекулярном распаде по C–C связям на два алкильных радикала, а также в меньшей степени при разрыве по C–H связям с образованием атома водорода и различных алкильных радикалов. Распад *n*-гептана происходит при взаимодействии *n*-гептана с радикалами: атомом H и алкильными радикалами –  $CH_3$  и  $C_2H_5$ . Образующиеся при этом радикалы  $C_7H_{15}$



**Рис. 3.** (а) Расчетные зависимости концентрации *n*-гептана от времени при пиролизе для разных газовых температур: 1 –  $T = 1000$  К, 2 –  $T = 1300$  К, 3 –  $T = 1500$  К, 4 –  $T = 2000$  К, 5 –  $T = 2500$  К, 6 –  $T = 3000$  К; (б) Зависимость характерного времени брутто реакции разложения *n*-гептана от температуры. Расчет.

как правило распадаются на молекулу олефина (этилена) и алкильный радикал с меньшим количеством атомов углерода. Проведенный анализ показал, что основными для всех рассмотренных температур являются процессы взаимодействия атома Н с *n*-гептаном. Поскольку концентрация атома Н зависит от множества других процессов и меняется со временем, то напрямую промоделировать скорость пиролиза *n*-гептана с учетом атома Н в рамках пространственной модели не представляется возможным. Поэтому мы использовали упрощенный подход. На рис. 3а показана рассчитанная нами зависимость концентраций *n*-гептана от времени для разных температур, позволившая нам приблизительно оценить характерное время распада *n*-гептана  $\tau_x$  в зависимости от газовой температуры (рис. 3б). Скорость реакции распада *n*-гептана записывалась в виде:  $r_h = [C_7H_{16}]/\tau_x$ . Для расчета теплового эффекта брутто-реакции разложения

*n*-гептана необходимо знать ее продукты. На основании наших кинетических расчетов мы предполагали, что продуктами являются  $CH_4$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_3H_6$ ,  $H_2$ . Брутто реакция для этих продуктов записывается в виде:



Убыль энергии в уравнении (7) определяется тепловым эффектом реакции (8) термического разложения *n*-гептана:  $Q_{chem} = -H_h r_h$ ,  $H_h$ ,  $r_h$  – энтальпия и скорость реакции разложения *n*-гептана.

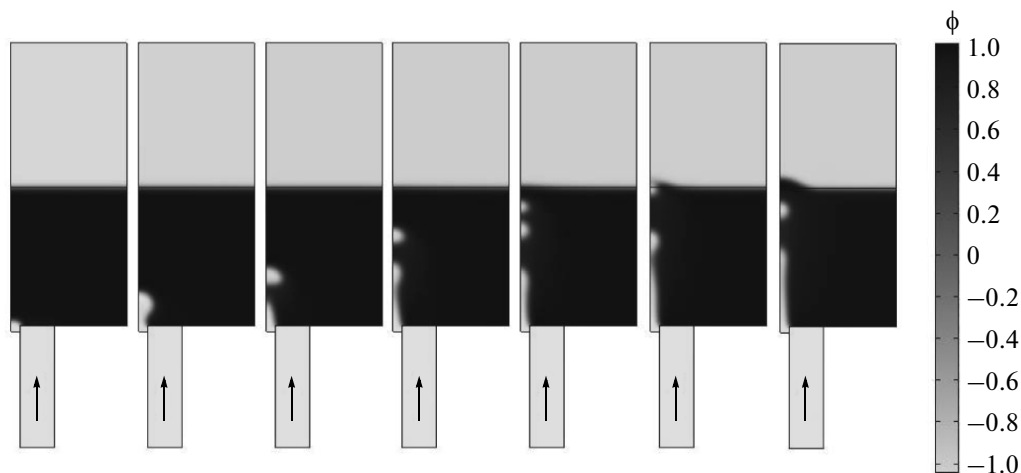
Балансное уравнение для концентрации электронов

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-D_{am} \nabla n_e + n_e \mathbf{u}) = \\ = k_i \left( \frac{E}{N} \right) [C_7H_{16}] n_e - k_{rec} n_e^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $D_{am}$  – коэффициент амбиполярной диффузии,  $D_{am} \approx \mu_i \varepsilon_x$  [14],  $k_i$ ,  $k_{rec}$  – коэффициенты ионизации *n*-гептана и объемной рекомбинации основного иона *n*-гептана,  $\mu_i$  – подвижность основного иона,  $\varepsilon_x$  – его характеристическая энергия.

Для определения коэффициента ионизации была рассчитана функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). Использовалось уравнение Больцмана для стационарной, изотропной части ФРЭЭ, записанное в двухчленном приближении разложения распределения по сферическим гармоникам. К сожалению, необходимый для расчета ФРЭЭ самосогласованный набор сечений для *n*-гептана неизвестен. В таких случаях для описания кинетики электронов в тяжелых углеводородах используется известный набор сечений для более легкого углеводорода [15]. Так, по данным [16], сечения колебательного и электронного возбуждения насыщенных углеводородов С3–С7 близки. Поэтому в первом приближении мы использовали набор сечений для пропана [17]. Для расчета константы ионизации *n*-гептана использовалось суммарное сечение ионизации, измеренное в [18]. Там же приводятся измеренные парциальные сечения ионизации *n*-гептана. Показано, что вблизи порога ионизации (~10 эВ) основным ионом является молекулярный ион  $C_7H_{16}^+$ , а выше 16 эВ основным является ион  $C_3H_7^+$ . Проведенный анализ с учетом рассчитанной нами ФРЭЭ показал, что в области важных для нас значений  $E/N$  (<400 Тд) мы можем с точностью ~20% считать основным ионом ион  $C_7H_{16}^+$ . Для расчета его подвижности использовалось приближенное выражение для подвижности иона в собственном газе [19]:

$$\mu = \frac{0.341e}{N\sigma_{res}(2.13v_T)\sqrt{MT}}$$



**Рис. 4.** Фазовые диаграммы в различные моменты времени при падающей мощности 500 Вт (слева направо): 0.004, 0.035, 0.07, 0.105, 0.14, 0.175, 0.2 с.  $\phi = -1$  – пар,  $\phi = 1$  жидкость.

где  $e$  – заряд электрона,  $M$  – масса иона,  $N$  – число нейтральных частиц,  $(2.13v_T)$  аргумент, указывающий на значение скорости, при которой необходимо брать сечение,  $v_T = \sqrt{2T/M}$  – тепловая скорость иона. Для оценок сечения резонансной перезарядки  $\sigma_{\text{res}}$  использовалось соотношение

$$[14]: \sigma_{\text{res}} = \frac{\pi \hbar^2}{22Ml} \ln^2 \left( \frac{100}{v} \sqrt{\frac{2I}{M}} \right). \text{ Здесь } v \text{ – скорость}$$

иона,  $I$  – потенциал ионизации,  $\hbar$  – постоянная Планка. Для константы электрон-ионной рекомбинации использовалось соотношение [20]:  $k_{\text{rec}} = 3.5 \times 10^{-8} / T_e^{0.68}$  [см<sup>3</sup>/с],  $T_e$  – температура электронов [эВ].

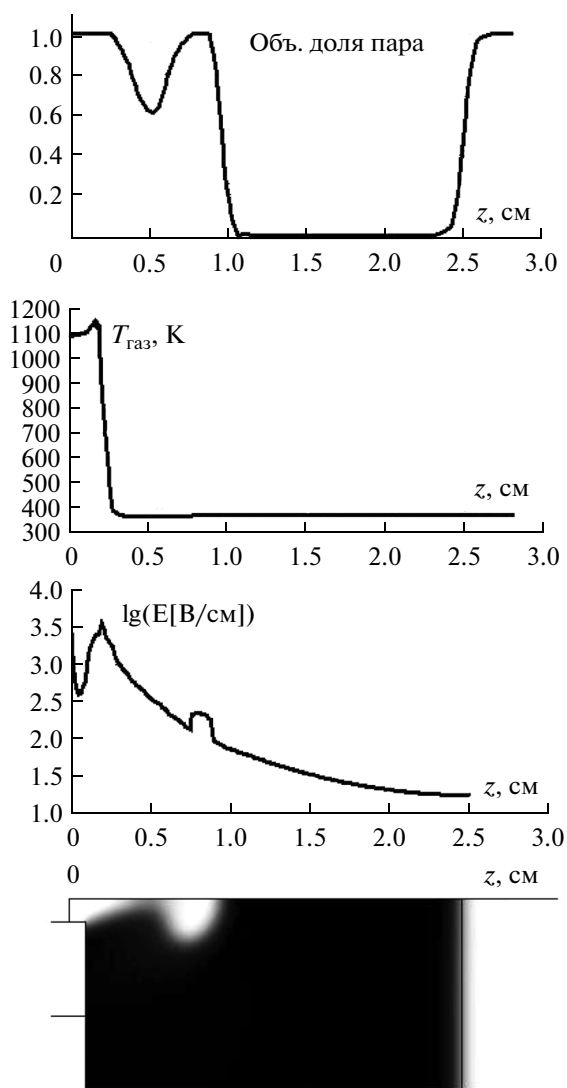
Моделирование проводилось при помощи программы Comsol 3.5a, использующей метод конечных элементов [21]. Расчеты проводились на 12-ядерном процессоре Xeon с частотой 2.3 ГГц и оперативной памятью 32 Гб.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты позволяют проследить эволюцию процесса кипения. В начальный момент внутри каверны задан небольшой пузырек перегретого газа. Сценарий дальнейшего процесса сильно зависит от падающей СВЧ-мощности  $P_0$ . Возможны режимы, когда пузырек пропадает, раздувается и остается на месте, или переходит в столб перегретого пара.

В промежуточном диапазоне мощностей возможен режим периодического образования пузырей и их дальнейшего всплывания. На рис. 4 показана картина течения в различные моменты времени для этого случая. Заметим, что проведенные расчеты позволили определить характерные

времена процессов образования пузыря ( $\sim 10^{-3}$  с), его отрыва ( $\sim 10^{-2}$  с) и дальнейшего всплывания ( $\sim 10^{-1}$  с). Диаметр получающихся пузырей сравним с диаметром каверны. В нашем случае он составляет несколько миллиметров. Скорость всплывания пузырей составляет около метра в секунду. Скорость движения жидкости при перемешивании намного меньше и составляет около сантиметра в секунду. Плазма горит только внутри каверны, в непосредственной близости к центральному электроду. При отрыве пузыря от электрода плазма внутри него исчезает. Это объясняется тем, что СВЧ-поле сосредоточено вблизи торца центрального электрода и очень резко падает вне него (рис. 5). При мощности 500 Вт величина СВЧ-поля на торце электрода достигает  $\sim 10000$  В/см. Проведенные нами трехмерные расчеты СВЧ-поля для рабочей камеры, описанной в [10], дали те же по порядку величины значения. Поскольку параметры плазмы зависят от напряженности СВЧ-поля, это дает основание сопоставлять результаты, полученные в настоящей работе, с результатами [10]. Температура газа в окрестности центрального проводника коаксиальной линии, обусловленная поглощением СВЧ-энергии в плазме и эндотермической реакцией разложения *n*-гептана, составляет  $\sim 1100$ – $1600$  К. Эта величина согласуется с температурой газа, определенной экспериментально [10]. Отметим, что изменение доли СВЧ-энергии, идущей на нагрев газа  $\alpha$  от 0.1 до 1.0, приводит к изменению величины газовой температуры не более чем на 300 К. Максимальная концентрация электронов составляет примерно  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. На рис. 5 показаны осевые профили доли газовой фазы, температуры газа и модуля СВЧ-поля в момент времени отрыва пузыря. Видно, что по мере всплывания пузырь очень быстро остывает за счет испарения кипящей жидкости внутрь пузы-



**Рис. 5.** Слева направо: осевые профили ( $r = 0$ ) доли газовой фазы, температуры газа и СВЧ-поля в момент времени  $t = 0.055$  с при падающей мощности 500 Вт. Справа изображена фазовая диаграмма  $n$ -гептана, соответствующая этому моменту времени.

ря, и его температура становится примерно равной температуре кипения. Осевой профиль СВЧ-поля подтверждает сделанные нами ранее выводы о резком падении СВЧ-поля вне каверны. Наличие небольшого пика СВЧ-поля вблизи верхней части пузыря, по-видимому, связано со скачком диэлектрической проницаемости на границе жидкой и газовой фазы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены первые результаты моделирования СВЧ-разряда в жидком  $n$ -гептане. Они позволили изучить тепловые процессы в системе, приводящей к образованию газовых пузырей при

возбуждении разряда, а также определить характерные времена и динамику процесса парообразования. В дальнейшем предполагается расширить кинетическую схему процессов в плазме для детального учета термических процессов и процессов под действием электронного удара, а также образование твердой фазы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, проект № RFMEF157514X0060.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nomura S., Toyota H. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. P. 4503.
2. Nomura S., Toyota H., Tawara M., Yamashita H. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 231502.
3. Nomura S., Toyota H., Mukasa S., Yamashita H., Maehara T. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 211503.
4. Nomura S., Toyota H., Mukasa S., Yamashita H., Maehara T., Kawashima A. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 073306.
5. Ishijima T., Sugiura H., Satio R., Toyada H., Sugai H. // Plasma Sources Sci. & Technol. 2010. V. 19. P. 015010.
6. Ishijima T., Hotta H., Sugai H. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 121501.
7. Buravtsev N.N., Konstantinov V.S., Lebedev Yu.A., Mavlyudov T.B. // Microwave Discharges: Fundamentals and Applications (Proc. VII Int. Workshop, 10–14 September, 2012, Zvenigorod, Russia), Ed. by Lebedev Yu.A. Moscow: Yanus K., 2012. P. 167.
8. Лебедев Ю.А., Константинов В.С., Яблоков М.Ю., Щеголихин А.Н., Сурич Н.М. // Химия высоких энергий. 2014. Т. 48. С. 496.
9. Camerotto E., De Schepper R., Nikiforov A.Y. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 435201.
10. Lebedev Yu.A., Epstein I.L., Shakhatov V.A., Yusupova E.V., Konstantinov V.S. // High Temperature. 2014. V. 52. P. 319.
11. Sun Y., Beckermann C. // Physica D. 2004. V. 198. P. 281.
12. Jamet D. <http://pmc.polytechnique.fr/mp/GDR/docu/Jamet.pdf>.
13. Curran H. J., Gaffuri P., Pitz W. J., Westbrook C.K. // Combustion and Flame. 1998. V. 114. P. 149.
14. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
15. Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu. // Combustion and Flame. 2009. V. 156. P. 221.
16. Словецкий Д.И. В сб.: Химия плазмы под ред. Смирнова Б.М. М.: Энергоиздат, 1981. 189 с.
17. Morgan database, [www.lxcat.net](http://www.lxcat.net), retrieved on August 29, 2014.
18. Vacher J.R., Jorand F., Blin-Simiand N., Pasquiers S. // International Journal of Mass Spectrometry. 2010. V. 295. P. 78.
19. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
20. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука, 2000. Т. 1, разд. II.4.5.
21. COMSOL 3.5a (<http://www.comsol.com>).