

## НЕКОНГРУЭНТНОЕ ФАЗОВОЕ РАВНОВЕСИЕ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРОДУКТАХ НАГРЕВА ДИОКСИДА УРАНА

*И.Л.Иосилевский<sup>1</sup>, В.К.Грязнов<sup>2</sup>, А.М.Семенов<sup>3</sup>, Е.С.Якуб<sup>4</sup>, В.Е.Фортгов<sup>2</sup>  
C. Ronchi<sup>5</sup>, G.J.Hyland<sup>6</sup>*

- (1) Московский физико-технический институт (ГУ), г. Долгопрудный, Россия  
(2) Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, МО, Россия  
(3) Московский энергетический институт, Москва, Россия  
(4) Одесский Государственный медицинский университет, Одесса, Украина  
(5) European Commission, JRC, Institute for Transuranium Elements, Karlsruhe, Germany  
(6) University of Warwick, Coventry, United Kingdom

### Аннотация

На основе единого теоретического представления («химической модели плазмы») построена модель неконгруэнтного фазового равновесия (испарения) в высокотемпературных продуктах нагрева диоксида урана, как в многокомпонентной, частично ионизованной, сильно взаимодействующей смеси атомов, молекул и атомных и молекулярных ионов. На основе теоретической модели создан эффективный численный алгоритм, реализованный в рамках универсального машинного кода «SANA-IV», позволяющий находить параметры смеси в условиях одновременного химического, ионизационного и фазового равновесия. Выбранный подход позволил впервые корректно воспроизвести общую структуру фазовой границы в продуктах нагрева диоксида урана, по многим признакам радикально отличающуюся от аналогичной структуры фазовой границы испарения «обычных» веществ. Полученные результаты помимо общезначимого интереса имеют важное прикладное значение в свете проблемы безопасности ядерной энергетики.

### Введение. Мотивация исследования

Знание уравнения состояния (УРС) продуктов нагрева  $\text{UO}_2$  необходимо при анализе возможных последствий крупной ядерной аварии на существующих и разрабатываемых на перспективу типах ядерных реакторов, где диоксид урана является штатным топливом. Согласно существующим сценариям такой аварии реально достижимыми в ее процессе могут быть температуры в несколько тысяч градусов, что соответствует оцениваемым давлениям паров во многие сотни атмосфер. Принципиальной особенностью процесса испарения диоксида урана является его *неконгруэнтный* характер, выражающийся в возможности сосуществования фаз с *разной стехиометрией*. Следствием этого является возможность резкого *кислородного обогащения* продуктов испарения диоксида урана, что представляет дополнительную угрозу в ряду гипотетических последствий ядерной аварии.

Неконгруэнтный характер испарения является отличительной чертой фазового равновесия в высокотемпературной химически активной неидеальной плазме [1,1\*]. Неконгруэнтность резко усложняет структуру и свойства высокотемпературной части фазовой диаграммы широкого класса веществ, представляющих собою химические соединения. Проблемы, вытекающие из этого обстоятельства, являются особенно актуальными для теплофизики фазового равновесия во многих объектах ядерной энергетики, таких как диоксид урана,  $\text{UO}_2$  - для действующих реакторов, в особенности для реакторов-размножителей на быстрых нейтронах [1\*]. Это также важно и для многих разрабатываемых

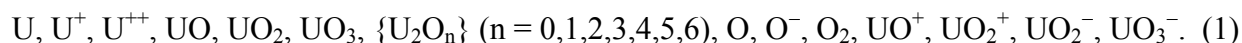
на перспективу ядерных энергоустройств, и, прежде всего для семейства *газофазных ядерных реакторов* (т. наз. схемы «В» [2-5]) в различных вариантах которого в качестве рабочих сред широко представлены смеси урана с различными металлами, водородом и др. веществами [3, 4]. Указанная неконгруэнтность имеет принципиальное значение и для схемы газофазного реактора на гексафториде урана,  $UF_6$  [5, 6]. Согласно обязательной принятой сегодня практике, как эксплуатация и модернизация действующих реакторов, так и разработка любых реакторов перспективных схем, должна сопровождаться помимо расчетно-теоретического и экспериментального исследований штатных режимов, еще и обязательным расчетно-теоретическим (и по возможности экспериментальным) исследованием возможных последствий гипотетических внештатных ситуаций (аварий), включая и их крайние варианты – т. наз. «запредельные» ядерные аварии [1\*].

### **Термодинамическая модель расчета неконгруэнтного фазового равновесия**

В настоящей работе при поддержке ИНТАС [7] была разработана термодинамическая модель высоко нагретого жидкого и газообразного диоксида урана ( $UO_2$ ). Новое уравнение состояния предназначено для описания испарения в уран-кислородной смеси как гипо- так и гипер-стехиометрического состава [1]. Построенная модель принципиально отличается от всех моделей, развитых ранее для описания термодинамики испарения в высокотемпературном диоксиде урана (см. напр. [8, 9]). Настоящая модель впервые корректно учитывает указанную выше неконгруэнтность испарения во всем диапазоне температур, и как следствие этого впервые корректно воспроизводит общую структуру всей фазовой границы, включая районы т. наз. ретроградной конденсации, точки экстремального давления и температуры фазовой границы и, наконец, «истинную» критическую точку неконгруэнтного испарения. Новое уравнение состояния системы уран-кислород описывает известные свойства жидкого диоксида урана вблизи его температуры плавления и используется далее для экстраполяции термодинамического описания свойств  $UO_{2\pm x}$  в области высоких температур, включая параметры перехода газ-жидкость в районе его критической точки. Главной и принципиальной особенностью настоящей модели, отличающей её от предыдущих [8, 9], является то, что термодинамическое описание обеих фаз и соответствующий расчет параметров высокотемпературного равновесия в диоксиде урана строится в рамках *единого теоретического подхода* – квази-химического представления («метод смеси» [СеШп75] – для нейтральных химически реагирующих систем, и т. наз. «химическая модель плазмы» – для частично ионизованной плазмы (см. напр. [3])). Обе сосуществующие фазы, жидкая и газо-плазменная, описываются в едином представлении, как многокомпонентная, сильно взаимодействующая («неидеальная») смесь химически реагирующих атомов, молекул, атомных и молекулярных ионов и электронов.

### **Термодинамическая модель неконгруэнтного испарения в системе уран-кислород**

В непосредственных расчетах термодинамически равновесной системы уран-кислород использовался следующий набор компонент:



При расчете химического и ионизационного равновесия использовались термодинамические константы и статистические суммы возбуждения всех атомно-молекулярных и ионно-молекулярных составляющих системы уран-кислород в соответствии с данными последней версии банка данных ИВТАН-ТЕРМО, критически переработанной Отделом термодинамики ИТЭС РАН под руководством В.С. Юнгмана, Л.Н. Горохова и др. [10, 1, 1\*]. Известно, что указанные индивидуальные термодинамические функции компонент из базы ИВТАН-ТЕРМО предназначены только для расчета химического и

ионизационного равновесия в идеально-газовых условиях. Принципиальным моментом развитого в настоящей работе подхода было то, что использование этих же идеально-газовых индивидуальных термодинамических функции компонент системы уран-кислород экстраполировалось и для расчета химического и ионизованного равновесия в сильно-неидеальной системе уран-кислород, соответствующей жидкому диоксиду урана. В реальных расчетах фазового равновесия указанные выше идеально-газовые характеристики дополнялись целым комплексом так называемых «поправок на неидеальность», самосогласованно учитывающих эффекты всего спектра интенсивных межчастичных взаимодействий в системе [3]. Многочисленные и практически неизвестные заранее параметры межчастичного взаимодействия всех заряженных и нейтральных компонент системы предварительно оценивались теоретически [1, 1\*] и затем окончательно корректировались («калибровались») с целью воспроизвести набор известных термодинамических свойств жидкого диоксида урана (плотность, давление паров и др.) в точке плавления ( $T = 3120$  K).

### **Численный алгоритм и вычислительный код**

Для эффективного поиска параметров сосуществующих фаз в условиях активно протекающих химических реакций, ионизации и интенсивного межчастичного взаимодействия был разработан специальный алгоритм, реализованный в виде универсального кода «SAHA-VI» [1, 1\*]. Базой для его построения послужила модернизация разрабатываемой авторами в течение многих лет методики термодинамического расчета и соответствующего семейства кодов «SAHA» [11, 3], предназначенных для расчета многофазной, многокомпонентной, неидеальной, химически реагирующей плазмы [ГрИоФо00].

### **Совместные условия химического, ионизационного и фазового равновесия**

Принципиальной особенностью рассматриваемого в данной работе неконгруэнтного фазового равновесия является невозможность поиска параметров сосуществующих фаз при помощи стандартного варианта т. наз. правила «двойной касательной» (либо правила «равных площадей» Максвелла). При равенстве температур и суммарных давлений сосуществующих фаз истинное фазовое равновесие в настоящей работе находилось непосредственно из условий равенства *химических потенциалов* для всех нейтральных компонент обеих фаз (атомов и молекул). Для заряженных же частиц (ионов и электронов) фазовому равновесию соответствует равенство *электрохимических потенциалов* (напр. [12]). Химические же потенциалы заряженных компонент *не равны* в сосуществующих фазах. Прямым следствием этого является наличие стационарной разности электростатического потенциала между сосуществующими фазами [IoDFi]. Реальные выражения для всех указанных химических и электрохимических потенциалов, как и для остальных термодинамических функций обеих фаз, включали соответствующие «поправки на неидеальность», самосогласованно учитывающие влияние всех видов межчастичного взаимодействия, включая интенсивное отталкивание всех частиц на близких расстояниях («собственный объем»), «остаточное» (внехимическое) короткодействующее притяжение, ответственное за само наличие фазового перехода, а также кулоновское взаимодействия заряженных частиц.

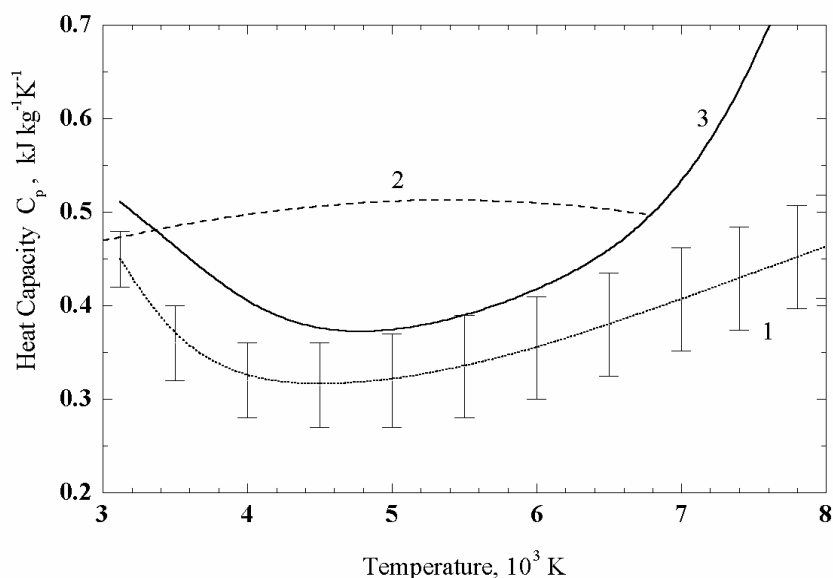
### **Описание эффектов межчастичного взаимодействия**

Описание эффектов короткодействующего отталкивания и притяжения в модели опирается на использование термодинамической теории возмущения, развитой на основе [13], модифицированной с учетом особенностей рассматриваемой многокомпонентной химически реагирующей системы [14, 15, 1]. «Кулоновская» неидеальность описывается в

рамках специальной модификации развитого для ионных жидкостей «средне-сферического приближения» (Mean Spherical Approximation - MSA), модифицированного на случай многокомпонентной смеси [16]. Параметры взаимодействия различных компонент смеси предварительно оценивались теоретически [1], а затем «калибровались» [1, 15] по известным свойствам жидкого диоксида урана  $\text{UO}_{2.0}$  в точке плавления ( $T \approx 3120 \text{ K}$ ). Построенное единое УРС жидкого и газообразного диоксида урана используется далее для расчета параметров равновесия газ–жидкость во всем диапазоне параметров, включая предполагаемый район критической точки ( $T \leq 10\text{-}20 \cdot 10^3 \text{ K}$ ,  $P \leq 1\text{-}2 \text{ GPa}$ ).

### **Валидация модели**

Благодаря вышеуказанной процедуре «калибровки» термодинамическая модель жидкого и газо-плазменного состояния диоксида урана  $\text{UO}_{2.0}$  воспроизводила ограниченный набор свойств жидкого  $\text{UO}_2$  в точке плавления ( $T = 3120 \text{ K}$ ). Дальнейшая экстраполяция модели в область высоких температур и стехиометрий смеси, отличных от  $\text{O/U} = 2.00$  отражала уже свойства модели, внутренне присущие ей, и таким образом, сравнение результатов такой экстраполяции с известными свойствами жидкого и газо-плазменного диоксида урана, *не использовавшимися* в рамках процедуры калибровки, служит проверкой ее экстраполяционных свойств («валидацией» модели). Такое сравнение результатов расчета равновесного давления паров в диапазоне  $T \leq 5500 \text{ K}$  с наиболее надежными экспериментально измеренными данными [17] подтверждает адекватность построенного УРС диоксида урана. Гораздо более жестким тестом для теории является сравнение результатов расчета изобарической теплоемкости  $C_p(T)$  жидкого диоксида урана с данными измерений в диапазоне  $T \leq 8000 \text{ K}$  [18]. Следует подчеркнуть, что построенное в данной работе уравнение состояния  $\text{UO}_2$  является единственным, способным в настоящее время корректно воспроизвести немонотонный характер экспериментально измеренной температурной зависимости  $C_p(T)$  [18] (рисунок 1).

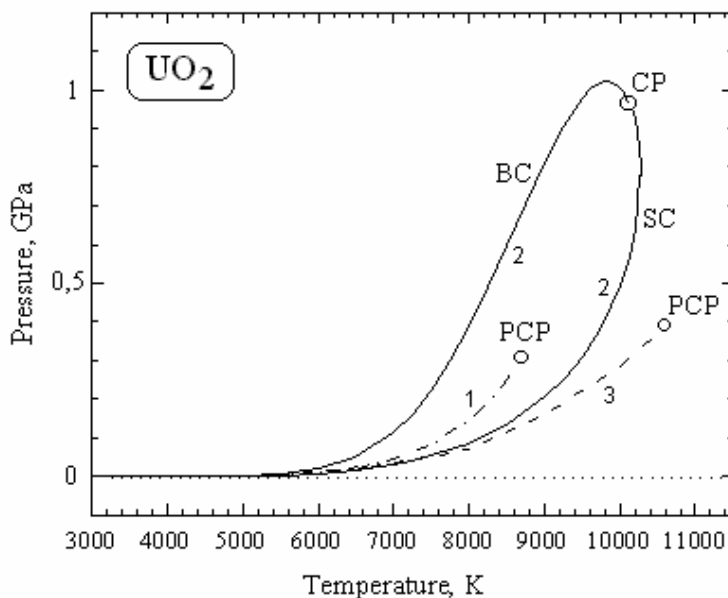


**Рисунок 1.** Изобарическая теплоемкость жидкого диоксида урана ( $\text{UO}_{2.0}$ ). Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными; 1 – данные измерений Ronchi *et al.* [18]; 2 – результаты расчета по модели [9] (E.Fischer-1989); 3 – результаты расчета настоящей работы (EOS INTAS-99) [1, 15].

### **Особенности неконгруэнтного испарения высокотемпературной системы уран–кислород**

Наиболее важным результатом, полученным в рамках настоящей работы, является необычная структура предсказываемой фазовой границы процесса испарения диоксида урана. Результаты расчета демонстрируют принципиальное отличие этой структуры от известных аналогов высокотемпературной фазовой границы в «простых» веществах, например в металлах. Это отличие является прямым следствием указанного выше неконгруэнтного характера испарения в неидеальной химически реагирующей плазме, и в частности, в плазме диоксида урана. Главной отличительной особенностью этого испарения является резкая зависимость его параметров, как давления паров, так и степени их кислородного обогащения, *от скорости испарения* [19]. На языке термодинамики это эквивалентно расщеплению единой прежде зависимости давления насыщенных паров от температуры,  $P_{st}(T)$ , на две различающихся границы: - *кривой кипения* (boiling curve - BC) и *кривой насыщения* (saturation curve - SC) (рисунок 2). Первая граница («BC») соответствует равновесию (химическому, ионизационному и фазовому) жидкого диоксида урана стехиометрического состава,  $UO_{2,0}$ , с нестехиометрической (обогащенной кислородом) паровой фазой,  $UO_{2+x}$  ( $x \geq 0$ ). Динамически это соответствует режиму медленного, полностью термодинамически равновесного испарения  $UO_{2,0}$ , наиболее близкому к режиму, который действительно может реализоваться в процессе гипотетической аварии на ядерном реакторе. Вторая граница («SC»), напротив, соответствует равновесию уже паровой фазы стехиометрического состава,  $UO_{2,0}$ , с нестехиометрическим (кислородно-обедненным) жидким  $UO_{2+x}$  ( $x \leq 0$ ). Динамически это соответствует режиму сверхбыстрого *принудительно-конгруэнтного* режима лишь частично равновесного испарения, при котором стехиометрия пара не успевает измениться при испарении («Forced Congruent Mode» – FCM) [19].

Непосредственным следствием неконгруэнтного характера испарения в диоксиде урана является примечательно высокий уровень максимального давления паров, теоретически предсказываемого на кривой кипения ( $P_{max} \sim 1$  ГПа) (рисунок 2).

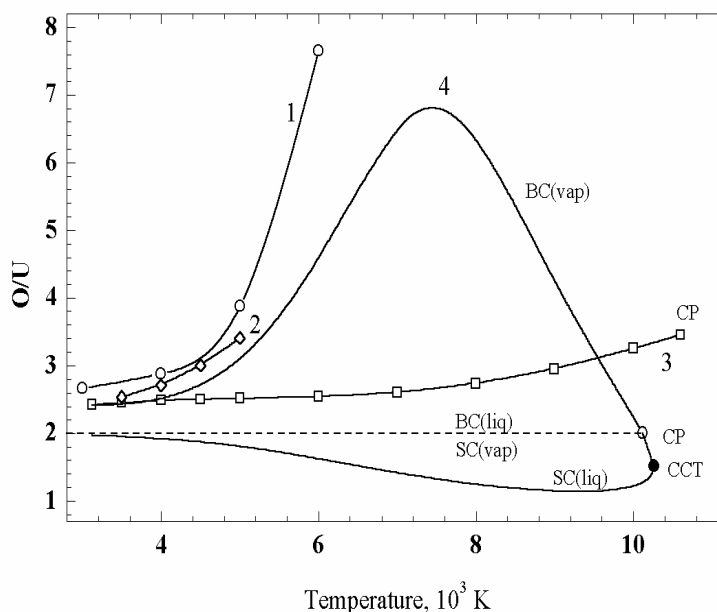


**Рисунок 2.** Фазовая  $P$ – $T$  диаграмма испарения диоксида урана ( $UO_{2,0}$ )

1 – кривая насыщения, построенная по стандартному правилу «двойной касательной» ( $BC = SC$ ), с псевдо-критической точкой (PCP); 2 – истинная граница двухфазной области неконгруэнтного испарения с кривой кипения (BC), насыщения (SC) и истинной критической точкой (CP) по результатам настоящей работы; 3 – полное давление пара на кривой кипения и псевдо-критическая точка (PCP) по данным [9] (расчет по теории «значимых структур»).

Другим важным следствием, предсказываемым настоящей теорией, является чрезвычайно высокая степень максимального кислородного обогащения паровой фазы,

находящейся в равновесии с кипящим диоксидом урана стехиометрического состава,  $\text{UO}_{2.0}$ .  $\{\max(\text{O/U})_{\text{BC}} \sim 7 \text{ при } T \sim 8000 \text{ K}\}$  (рисунок 3).



**Рисунок 3.** Отношение  $\text{O/U}$  сосуществующих фаз в процессе неконгруэнтного испарения диоксида урана ( $\text{UO}_{2.0}$ )

1 – стехиометрия газовой фазы по модели [20]; 2 – то же по результатам расчета равновесного состава в работе [21]; 3 – то же согласно расчетам по теории «значимых структур» (significant structure theory – SST) [9]; 4 – граница двухфазной области неконгруэнтного испарения, вычисленная в настоящей работе (EOS INTAS-99) [1, 15]. Отмечены стехиометрия сосуществующих пара и жидкости в режиме кипения (BC) и насыщения (SC), а также истинная критическая точка (CP) и точка максимума температуры на кривой насыщения (CCT).

Еще одним важным следствием, предсказываемым настоящей теорией, является необычная форма фазовой диаграммы неконгруэнтного испарения в координатах энтальпия-температура (Рис. 4). Форма этой  $H$ – $T$  диаграммы существенно отличается от стандартной формы  $H$ – $T$  диаграммы испарения «обычных» веществ. Наиболее яркой особенностью здесь является резко немонотонная зависимость от температуры для аналога теплоты испарения,  $Q_{\text{vap}} \equiv H(T)_{\text{vap}} - H(T)_{\text{liquid}}$ . Перечисленные выше особенности  $P$ – $T$  и  $H$ – $T$  диаграмм принципиально важны для приложений, связанных с проблемой ядерной безопасности.

### **Параметры критической точки неконгруэнтного испарения диоксида урана**

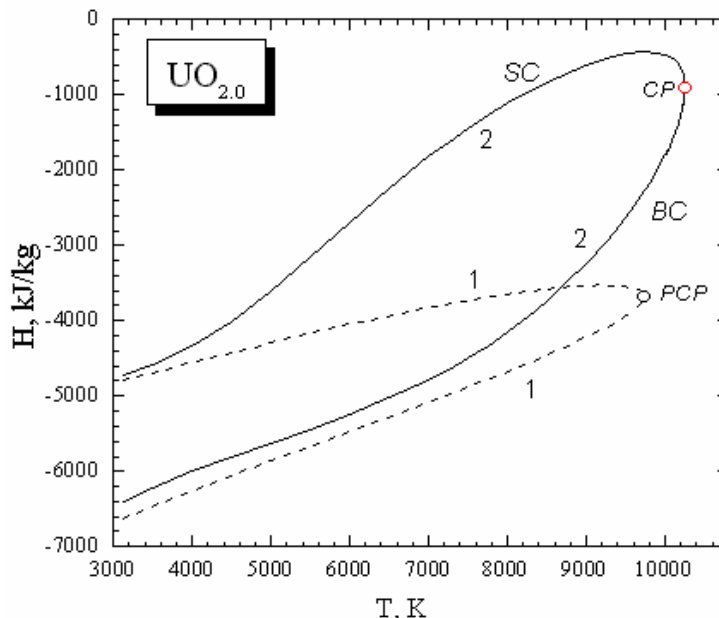
Достоинством теоретического подхода, используемого в настоящей работе, является возможность единого и самосогласованного описания УРС сильно взаимодействующей системы уран-кислород в окрестности истинной критической точки неконгруэнтного фазового перехода. Свойства этой критической точки, как и весь фазовый переход в целом, принципиально отличаются от свойств критической точки «обычного» фазового перехода газ-жидкость, которой соответствует выполнение стандартных соотношений:  $[(\partial P/\partial V)_T = (\partial^2 P/\partial V^2)_T = 0; (\partial^3 P/\partial V^3)_T < 0]$ . В частности, изотермическая сжимаемость системы в критической точке неконгруэнтного фазового перехода не стремится к бесконечности, а оказывается близкой к идеально-газовому значению,  $(\partial \ln P/\partial \ln \rho)_T \sim 1 \neq 0$ . Определяющим же признаком критической точки неконгруэнтного фазового перехода является потеря положительной определенности матрицей  $\|\partial \mu_i/\partial n_k\|$  ( $\mu_i$  и  $n_i$  – хим. потенциал и концентрация

$i$ -того сорта частиц). Настоящая модель предсказывает следующие параметры этой критической точки:

$$T_{кр} \approx 10120 \text{ K} \quad P_{кр} \approx 965 \text{ МПа} \quad \rho_{кр} \approx 2.61 \text{ г/см}^3 \quad S_{кр} \approx 1.84 \text{ кДж/кг*К}$$

$$C_p \approx 1.8 \text{ кДж/кг*К} \quad \beta_T \equiv \rho^{-1}(\partial \rho / \partial P)_T \approx 1.03 \text{e-}04 \text{ [1/bar]} \quad \alpha_P \equiv \rho^{-1}(\partial \rho / \partial P)_T \approx 5.15 \text{e-}04 \text{ [1/K]}$$

$$\Gamma_D \equiv e^2 / kT R_D \approx 1.2$$

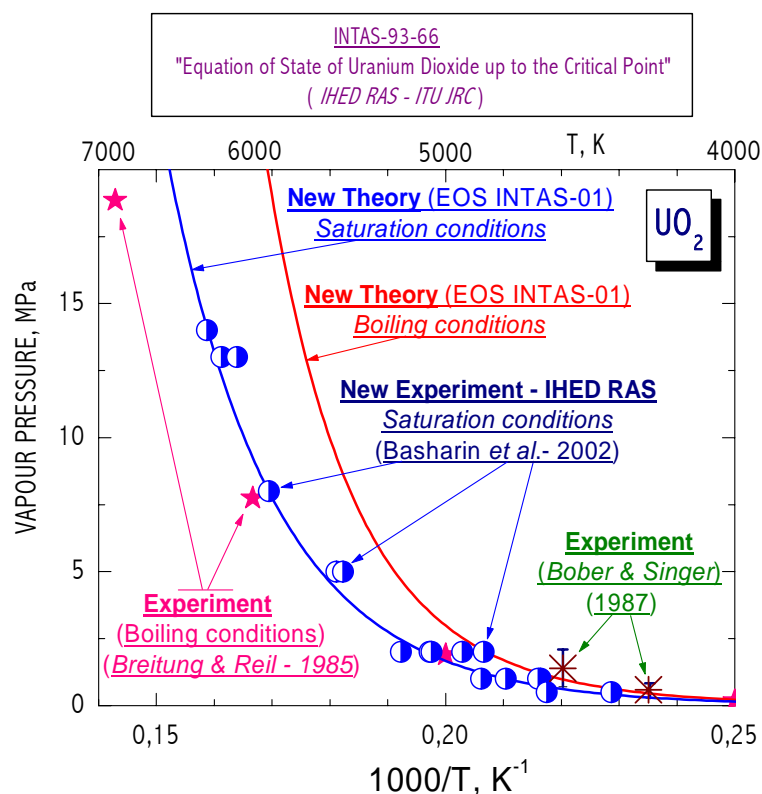


**Рисунок 4.** Фазовая диаграмма энтальпия – температура для неконгруэнтного испарения диоксида урана ( $\text{UO}_{2.0}$ )

1 – граница двухфазной области диоксида урана, описываемого в представлении мономолекулярной системы взаимодействующих молекул  $\text{UO}_2$  (стандартный тип фазовой диаграммы с псевдо-критической точкой (PCP)); 2 – истинная граница двухфазной области неконгруэнтного испарения с кривой кипения (BC), кривой насыщения (SC) и истинной критической точкой (CP) по результатам настоящей работы (EOS INTAS-99) [1, 15];

### Сравнение с результатами экспериментального измерения давления в ИТЭС РАН

В самое последние время в ИТЭС РАН были получены важные результаты по измерению давления паров неконгруэнтно испаряющегося диоксида урана. Детали экспериментальной техники и специальных приемов, использованных для проведения корректных измерений и получения значимых экспериментальных результатов детально обсуждаются в работе А. Башарина и др. [22]. Теоретический анализ проведенный М. Брыкиным (частное сообщение) и авторами настоящей работы привели к выводу о том, что в свете существенной неконгруэнтности испарение диоксида урана, давление пара, измеренное А. Башариным в эксперименте, соответствует условиям не полностью равновесного (квазистационарного) режима кипения, а напротив, режиму быстрого «форсированно конгруэнтного» испарения, что на языке термодинамических режимов неконгруэнтного испарения соответствует режиму *насыщения*, т.е. равновесию кислородно-обедненной жидкости с паром диоксида урана строго стехиометрического состава ( $\text{O/U} = 2.00$ ) (см. рис. 3). Сравнение результатов эксперимента [22] с результатами расчета по описанной выше теоретической модели (проделанными задолго до получения обсуждаемых экспериментальных данных) подтверждает этот вывод и служит дополнительным доводом в пользу адекватности построенного теоретического уравнения состояния высокотемпературной системы уран–кислород (диоксида урана). Указанное сравнение представлено на Рис.5.



**Рисунок 5.** Фазовая  $P$ – $T$  диаграмма испарения диоксида урана ( $\text{UO}_{2.0}$ ).

Сравнение предсказаний теории с результатами измерений.

Результаты расчета: 1 – кривая кипения (BC) 2 кривая насыщения (SC),  
Результаты эксперимента: 3 – Эксперименты А. Башарина с сотр. (ИТЭС РАН) [22] (согласно настоящей теории соответствуют режиму насыщения); 4 – Результаты «ампульного» (“in-pile”) эксперимента (Breitung and Reil, KfK [23]) (согласно настоящей теории соответствуют режиму кипения); 5 – Результаты импульсного лазерного нагрева (Bober and Singer, 1987 [17])

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе единого теоретического представления («химической модели плазмы») построена модель неконгруэнтного фазового равновесия (испарения) в высокотемпературных продуктах нагрева диоксида урана, как в многокомпонентной, частично ионизованной, сильно взаимодействующей смеси атомов, молекул и атомных и молекулярных ионов. На основе теоретической модели создан эффективный численный алгоритм, реализованный в рамках универсального машинного кода «SANA-IV», позволяющий находить параметры смеси в условиях одновременного химического, ионизационного и фазового равновесия. Выбранный подход позволил впервые корректно воспроизвести общую структуру фазовой границы в продуктах нагрева диоксида урана, по многим признакам радикально отличающуюся от аналогичной структуры фазовой границы испарения «обычных» веществ. Полученные результаты помимо общезначимого интереса имеют важное прикладное значение в свете проблемы безопасности ядерной энергетики.

Авторы выражают глубокую признательность В.С. Юнгману, Л.Н. Горохову и другим сотрудникам Отдела термодинамики ИТЭС ИВТАН, критически переработавшим в рамках Проекта INTAS-93-66 всю совокупность термохимических констант и идеально-газовых



свойств (т. наз. «индивидуальных» термодинамических функций [10]) для всего набора атомов, молекул и ионов рассматриваемой системы уран-кислород.

Данная работа проделана при поддержке Гранта INTAS-93-66 (1995-1998), Гранта №-2550 “Университеты России” (1999-2000), Гранта CRDF № MO-011-0, и Научной программы РАН «Физика и химия экстремальных состояний вещества» за 2001-2002 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.К. Грязнов, И.Л. Иосилевский и др. // *Уравнение состояния диоксида урана*, Известия РАН, Серия физическая. **63**(11) 2258 (1999);
- 1\*. Final Reports of INTAS-93-66 (1997, 1999), European Commission, JRC-ITU, Karlsruhe, Germany.
2. В.М. Иевлев // Известия АН СССР, Серия Энергетика и транспорт. **6**(6) 24 (1977).
3. В.К. Грязнов, И.Л. Иосилевский и др. // *Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора*, Ред. В.М.Иевлев, Москва, АТОМИЗДАТ, 1980, 310с..
4. И.Л. Иосилевский, Н.И. Кузнецова // *Ракетная и космическая техника*. 1975, серия IV (вып. 25-26), Москва.: ГОНТИ-8, НТО НИИТП, с. 341.
5. А.С. Коротеев, А.А. Павельев и др. // *Ядерные двигатели и энергоустановки*. 2001, М.: Машиностроение, 450с.
6. И.Л. Иосилевский // *Термодинамические свойства продуктов нагрева гексафторида урана*. 1979, М.: НТО НИИТП № 9165, ГОНТИ-8, 40с.
7. Project INTAS-№ 93-66, Catalogue of Projects 1993-1995, INTAS, Brussels, 1996. p.1526-1527,
8. R.W. Ohse, J-F. Babelot *et al.* // *Journal of Nuclear Materials* **130** 165 (1985).
9. Е.А. Fischer // Reports KfK №№ 4084 (1987), 4889 (1992), Karlsruhe; *Journ. of Nucl. Sci. and Eng.* **101** 97 (1989).
10. Л.В. Гурвич, И.В. Вейц и др. // *Термодинамические свойства индивидуальных веществ*: Справочник, М.: Наука, 1982; L.V. Gurvich, V.S. Iorish *et al.* // IVTANTHERMO –Database, CRC Press, Inc. Boca Raton, 1993.
11. И.Л. Иосилевский, В.К. Грязнов в сб. “*Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы*” /Ред. В.М.Иевлев, М., Наука, 1976, с.25.; // М.: НТО НИИТП № 2851 (1971), № 6929 (1974); см. также
12. Л.И. Андропов // *Теоретическая электрохимия*. М.: Высшая школа, 1969, 509с.
13. J. Barker, D. Henderson // *Journal of Chemical Physics* **47** 4714 (1967); L. Verlet, J. Weiss // *Molecular Physics*. **26** 1013 (1976).
14. Е.С. Якуб // *Журнал Физической Химии*. **60** 2184 (1986); *Molecular Physics*. **77** 845 (1992); *TBT* **14** 893 (1976).
15. I.L. Iosilevski., G.J. Hyland *et al.* // *Transactions of the American Nuclear Society*. **81** 122 (1999); *International Journal of Thermophysics*. **22** 1253 (2001)
16. V.K. Gryaznov, I.L. Iosilevski *et al.* // Ionic Model for Liquid Uranium Dioxide, in: “*Strongly Coupled Coulomb Systems*”, /Eds. G. Kalman, K. Blagoev, and M. Rommel/, Plenum Press, NY–London, 1998, p. 147; V.K. Gryaznov, I.L. Iosilevski *et al.* // *Journal de Physique IV*, **10 Pr5** 363 (2000).
17. M. Bober, J. Singer // *Nuclear Science & Engineering*. **97** 344 (1987).
18. C. Ronchi, J-P. Hiernaut *et al.* // *Nuclear Science & Engineering* **113** 1 (1993).
19. M. Bober, W. Breitung, *et al.* // *Journal of Nuclear Materials*. **60** 20 (1976).
20. D. Green and L.J. Leibovitz // *Journal of Nuclear Materials*. **105** 184 (1982).
21. R.W. Ohse, J-F. Babelot *et al.* // *Journal of Nuclear Materials*. **130** 165 (1985).
22. Башарин А.Ю. *Исследование неконгруэнтного испарения диоксида урана* Доклад на конференции ТСВ-2002, Казань.
23. Breitung W. and Reil K. *Nucl. Sci. Eng.* **101** 26 (1989); *ibid* **105** 205 (1990)