

РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНЫЙ ПЕРЕНОС ТЕПЛА В СУБ- И СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СРЕДАХ

¹Ф.М. Гумеров, ¹В.А. Аляев, ¹С.Н. Михайлова,
¹В.К. Панфилович, ²Б. Ле Нейндр

¹Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия

²LIMHP CNRS, Université Paris Nord, Villetaneuse, France

Поступила в редакцию 29.01.2007 г.

Представлен обзор теоретических и экспериментальных исследований радиационно-кондуктивного переноса тепла в плоских слоях углеводородов, находящихся в до- и сверхкритической областях. Установлено, что за пределами узкой температурной области вблизи критической точки, где радиационная составляющая теплопроводности стремится к нулю, лучистый поток может достигать значений, сопоставимых по величине с кондуктивным. Как следствие отмечается, что проектирование оборудования без учета этого важного фактора, особенно для процессов деасфальтизации, фракционирования, выделения и очистки тяжелых нефтяных фракций, использующих суб- и сверхкритическое флюидные состояния пропана, пентана, гексана, толуола и других веществ, может приводить к неоптимальности и даже существенной некорректности проекта, сопровождаемых на этапе промышленной реализации неоправданными издержками материальных и энергоресурсов.

Ключевые слова: сверхкритические флюиды, теплопроводность, углеводороды.

ВВЕДЕНИЕ

Хронологически экстракционные циклы явились первыми объектами, в рамках которых особенности поведения суб- и сверхкритических флюидных (СКФ) сред были поставлены на службу энергосбережения и обеспечения экологической безопасности в технологических процессах. Дальнейшее развитие СКФ технологий применительно к задачам сушки, пропитки, диспергирования, а также связанное с осуществлением химических реакций, сохранило неизменной высокую роль теплообменных процессов, в которых теплоносители находятся в суб- или сверхкритическом флюидном состоянии.

В связи с этим хотелось бы особо остановиться на перспективных, а где-то уже давно и успешно реализованных технологиях переработки нефти и, прежде всего, тяжелых нефтепродуктов. Речь идет о процессах деасфальтизации («ROSE», «DEMEX», «LEDA», «Solvahl») [1, 2], фракционирования, к примеру, нефтяного пека [3] или тяжелых ароматических масел [4], очистки и выделения [5, 6] и других. Их особенностью является использование в качестве экстрагентов или растворителей не привычного для многих случаев диоксида углерода, а веществ иной — углеводородной — природы, таких как н-пропан, н-бутан, н-пентан, н-гексан, бензол, толуол и других. Лишь частичная прозрачность последних в области инфракрасного теплового излучения делает проблемным вопрос учета радиационной составляющей в полном тепловом потоке, которая по результатам ряда

исследований [7—9] сильно возрастает с увеличением температуры, а при определенных условиях достигает значений, сопоставимых с характеристиками кондуктивного переноса тепла. И, наконец, на фоне предполагаемой, а в некоторых случаях — уже имеющей место реализации упомянутых выше технологий приходится констатировать, что мы являемся свидетелями ситуации практически полного отсутствия знаний о поведении радиационно-кондуктивного переноса тепла в непосредственной близости к критической точке. То же можно сказать и о его учете при проектировании оборудования.

Напомним, что есть среды, сильно поглощающие инфракрасное излучение. К ним относятся спирты, вода и другие (ассоциированные за счет водородных связей). По причине малости длины свободного пробега фотонов вклад радиационного переноса в них невелик и чаще всего не учитывается.

Еще более простым является положение дел в средах, которые могут рассматриваться как почти прозрачные. Это, как правило, имеет место в газах относительно малой плотности (прежде всего в инертных газах). Здесь перенос тепла излучением сводится лишь к теплообмену между поверхностями, ограничивающими среду.

Ситуация с частично прозрачными средами представляется наиболее сложной [7]. В этом случае, к примеру, кондуктивная теплопроводность (λ_k) сочетается с диффузным переносом энергии излучением (λ_p), заключающимся прежде всего в миграции инфракрасных фотонов, излучаемых и в то же время частично поглощаемых каждым элементом рассматриваемой среды. В наиболее общем случае эффективная теплопроводность ($\lambda_{эф} = \lambda_k + \lambda_p$) может зависеть от размеров системы и многих других факторов. Процесс уже не отвечает дифференциальному уравнению теплопроводности, а описывается сложным интегро-дифференциальным уравнением. Распределение температуры и поле тепловых потоков становятся сложными функциями спектра поглощения инфракрасного излучения, параметров состояния, частотной зависимости показателя преломления и оптических характеристик поверхностей [7]. Известны различные варианты численных решений интегро-дифференциальных уравнений, описывающих радиационно-кондуктивный теплоперенос [10—12]. Они достаточно надежны, однако для их реализации необходим весь перечисленный выше набор характеристик, который в значительной степени отсутствует даже для простых органических соединений. В этих условиях экспериментальные исследования характеристик радиационно-кондуктивного переноса тепла в слоях органических соединений и, в особенности, в области, охватывающей суб- и сверхкритические флюидные состояния сред, являются чрезвычайно актуальными и важными.

ПРИРОДА КРИТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

С точки зрения математики критическая точка является точкой перегиба на критической изотерме и, соответственно, характеризуется соотношениями:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{T_{кр}} = 0; \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_{T_{кр}} = 0, \quad (1)$$

где p — давление, v — удельный объем, $T_{кр}$ — критическая температура.

Из этого следует, что изотермическая сжимаемость K_T , определяемая следующим выражением:

$$K_T = \rho^{-1} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T, \quad (2)$$

где ρ — плотность, T — температура, по мере приближения к критической точке расходуется (рис. 1), стремясь к бесконечности.

Бесконечная величина производной $\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T$ означает, что чувствительность плотности к очень малым флуктуациям давления бесконечно велика. Последнее является причиной, с одной стороны, так называемого гравитационного эффекта, приводящего к существенной стратификации (неоднородности) по плотности в околоскритических слоях жидкостей, а с другой — тех огромных флуктуаций плотности, которые вызывают, в том числе, и критическую опалесценцию.

Одно из наиболее ярких проявлений ближайшей окрестности критической точки — критическая опалесценция, открытая еще Эндрюсом [14], которая заключается в сильном рассеянии падающего на объект света (вещество становится

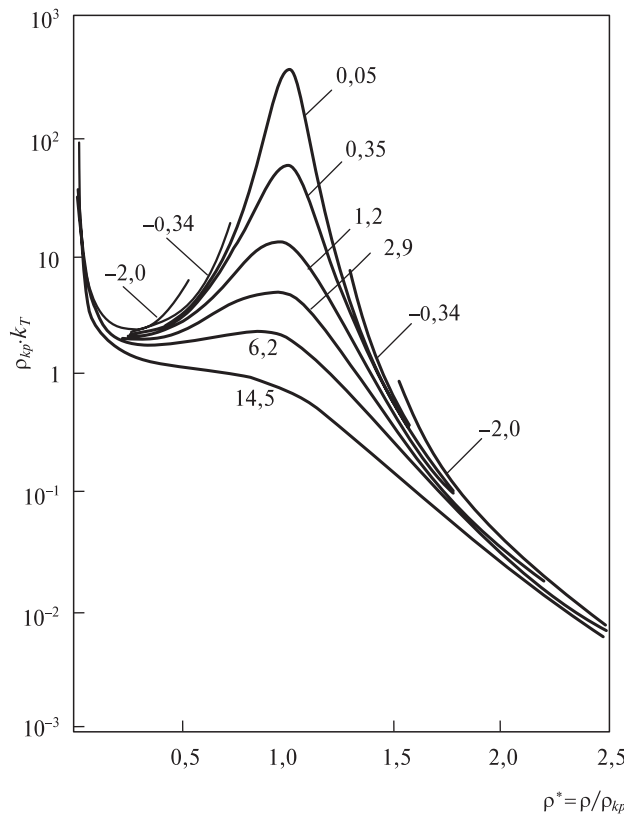


Рис. 1. Изотермическая сжимаемость диоксида углерода вдоль околоскритических изотерм [13]; цифры у кривых — величины приведенной температуры $(T - T_{кр})/T_{кр}$ в процентах

мутным, приобретает молочный цвет). Если вещество в окрестности критической точки, подобно М.А. Анисимову [15], воспринимать как «газ капель», то момент возникновения критической опалесценции в некотором приближении можно трактовать как наступление соизмеримости размеров этих капель с длиной волны падающего света.

В целом, в рассматриваемой области термодинамической поверхности упомянутые «капли», или аномально растущие флуктуации плотности, являются ответственными за сингулярный (аномальный) характер изменения как равновесных, так и переносных свойств вещества, предопределяя, в том числе, универсальность околокритического поведения различных систем. Например, по мере приближения к критической точке изобарная теплоемкость стремится к бесконечности, наблюдается аномальный рост изохорной теплоемкости и теплопроводности, звук затухает, значительно сужается линия Рэля в спектре рассеянного света, взаимная диффузия компонентов практически прекращается и т.д. Учитывая, что предметом обсуждения в настоящей работе является радиационно-кондуктивный пере-

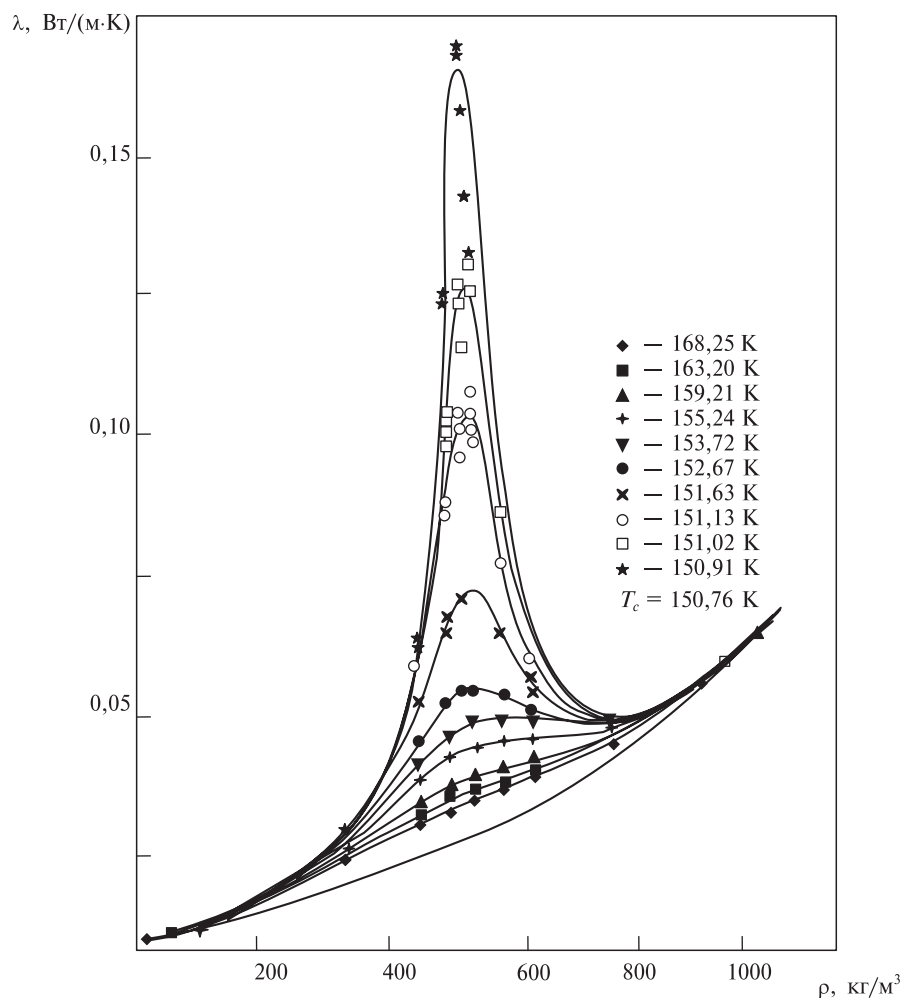


Рис. 2. Теплопроводность аргона на сверхкритических изотермах [16]

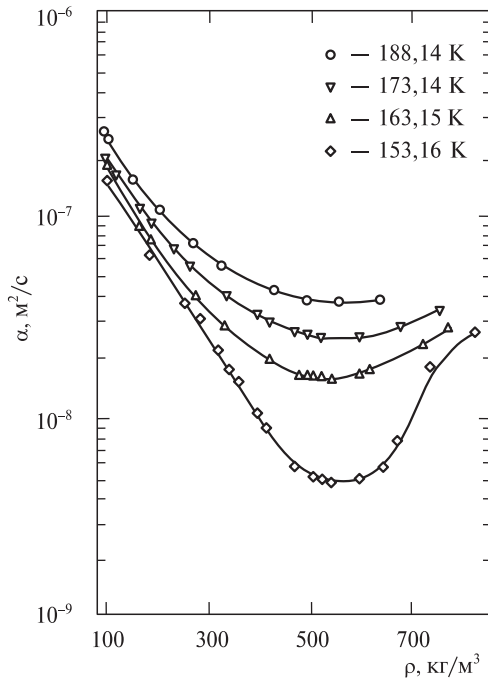


Рис. 3. Температуропроводность аргона на сверхкритических изотермах [17–18]

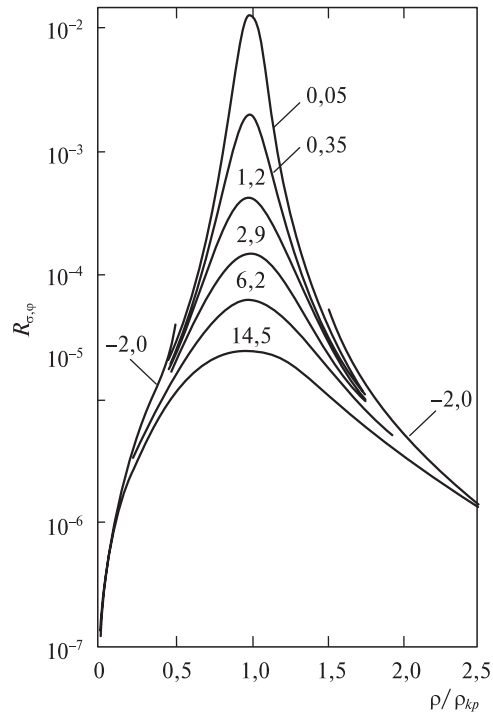


Рис. 4. Коэффициент рассеяния вертикально поляризованного света ($\varphi = 90^\circ$) в околокритическом диоксиде углерода; цифры у кривых — величины приведенной температуры $(T - T_{кр})/T_{кр}$ в процентах; волновое число падающего пучка $k_0 = 10^5 \text{ см}^{-1}$ соответствует излучению гелий-неонового лазера

нос тепла, а точкой отсчета в смысле отсутствия радиационной составляющей теплопроводности являются оптически прозрачные среды, то интерпретацию аномального изменения свойств начнем с демонстрации характера изменения тепло- и температуропроводности аргона в сверхкритической области [16–18] (рис. 2–3).

Дав основные определения явлениям, наблюдаемым в окрестности критической точки жидкостей, и учитывая, что особенности радиационно-кондуктивного переноса тепла в околокритической области будут определяться прежде всего характером рассеяния и поглощения электромагнитных волн, подробнее остановимся на результатах исследований рассеяния света и поглощения звука в обсуждаемой области термодинамической поверхности.

Согласно предположению Смолуховского [19], сильное увеличение рассеяния света вблизи критической точки обусловлено флуктуациями плотности. Эйнштейн [20], предположив, что жидкость состоит из изотропных элементов объема с диэлектрической проницаемостью ε , которая непрерывно меняется вследствие флуктуаций плотности, связал интенсивность рассеяния $R_{\theta,\varphi}$ в однокомпонентной системе с изотермической сжимаемостью:

$$R_{\theta,\varphi} = \frac{k_0^4}{16\pi^2} \sin^2 \varphi \cdot \rho \cdot \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 k_B \cdot T \cdot K_T, \quad (3)$$

где k_0 — волновое число падающей волны, φ — полярный угол рассеяния, θ — азимутальный угол рассеяния, k_B — постоянная Больцмана.

Позднее Орнштейн и Цернике [21 — 23] учли корреляции между флуктуациями в различных микроскопических элементах объема. Они предсказали угловую зависимость интенсивности света, рассеянного вблизи критической точки, и связали эту зависимость с радиусом действия межмолекулярных сил.

На рис. 4 приведен характер изменения интенсивности рассеяния вертикально поляризованного света в околоскритическом диоксиде углерода, рассчитанный по соотношению (3) [13].

Вдоль критической изохоры в температурном диапазоне для $(T - T_{кр})/T_{кр}$ от 14,5 % до 0,05 % (что отвечает изменению температуры на 45 К) коэффициент рассеяния возрастает на три порядка. В пределе же при приближении к критической точке коэффициент рассеяния стремится к единице. Это и есть та причина, которая вызывает помутнение среды в непосредственной близости к критической точке. К примеру, в работах [17, 18, 24], посвященных интерферометрическому исследованию температуропроводности аргона и ксенона в сверхкритической области в непосредственной близости к критической точке (область критической опалесценции), отсутствовала возможность фиксации интерферограмм нестационарного температурного поля по причине полного рассеяния лазерного луча в оптической ячейке. В упомянутых выше работах в качестве источника света также был использован гелий-неоновый лазер.

В рамках гидродинамической теории для поглощения звука, обусловленного вязкостью и теплопроводностью, для описания величины амплитудного коэффициента поглощения α_s существует соотношение [13]:

$$\alpha_s = \frac{\omega}{2\rho_0 c_0^2} \left[\frac{4}{3} \eta + \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \frac{\lambda}{c_p} \right], \quad (4)$$

где c_0 — скорость звука, ρ_0 — плотность среды, $\omega = 2\pi\nu$, ν — частота, η — сдвиговая вязкость, λ — коэффициент теплопроводности.

Имеются различные подходы [25 — 27] к модификации этого выражения, позволяющие улучшить согласие с экспериментом. В жидкостях поглощение, обусловленное теплопроводностью, обычно составляет малую долю от поглощения, обусловленного вязкостью [13]. В окрестности критической точки наблюдается значительный рост коэффициента поглощения [28 — 30] (рис. 5). Ярко выраженная сингулярность при этом проявляется в узком температурном диапазоне вблизи критической точки (2—3 К).

В свете изложенного очевидна особая роль экспериментальных исследований в процессе изучения критических явлений. Именно результаты многочисленных экспериментов, проведенных в конце 50-х и начале 60-х годов прошлого столетия, вошли в противоречие с существовавшими тогда теоретическими представлениями. Это явилось толчком к новым, еще более интенсивным, поискам решения проблем фазовых переходов II рода и критических явлений, в том числе с позиций теории. Осуществление эксперимента в околоскритической области, пожалуй, как ни в каком другом случае сопряжено с огромными трудностями, в значительной степени обусловленными аномальным характером изменения физических свойств среды.

Концентрация внимания на этом факте связана, с одной стороны, с желанием еще раз подчеркнуть особую роль экспериментальных исследований в обсужда-

емой области, а с другой — с необходимостью указать на те проблемы, которые пришлось решать в процессе постановки экспериментов, результаты которых будут приведены ниже.

Вещество в околокритическом состоянии обладает высокой температурной неустойчивостью, способствующей быстрому возникновению конвективных токов, которые искажают основы методов исследования характеристик молекулярного переноса тепла.

Нерегулярный характер изменения исследуемых величин является причиной завышенных значений, так называемых погрешностей отнесения, связанных с неточностью измерения основных параметров состояния (прежде всего температуры и давления).

Аномально высокая восприимчивость системы к внешним возмущениям (внешние поля, примеси и другое) принципиальным образом затрудняет интерпретацию результатов исследований. В частности, гравитационный эффект, проявляющийся в непосредственной близости к критической точке, часто вынуждает оперировать средними значениями величин по высоте слоя, что также усложняет последующий анализ.

И, наконец, время установления термодинамического равновесия в системе, находящейся в окрестности критической точки, может достигать многих часов и даже суток.

РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНЫЙ ПЕРЕНОС ТЕПЛА В ПЛОСКИХ СЛОЯХ УГЛЕВОДОРОДОВ В ДО- И СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТЯХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В работах [9, 31, 32] представлены результаты исследования радиационно-кондуктивного переноса тепла в плоских слоях n-алканов, осуществленного в широкой окрестности их критических точек.

Прежде остановимся на результатах, полученных в докритической области (рис. 6). Доля радиационной составляющей полного теплового потока сильно возрастает с увеличением температуры, достигая при околокритических температурах значений, при которых радиационный поток становится сопоставим с кондуктивным.

При приближении к критической точке для всех исследованных углеводородов, начиная с температур на $10 \div 15$ К ниже критических (субкритическая область), характерно уменьшение интенсивности роста $\chi = \lambda_{эф}/\lambda_k$ (где $\lambda_{эф}$ — эффективный коэффициент теплопроводности, λ_k — его кондуктивная составляющая). В итоге имеет место некое однозначно аномальное изменение, указывающее на появле-

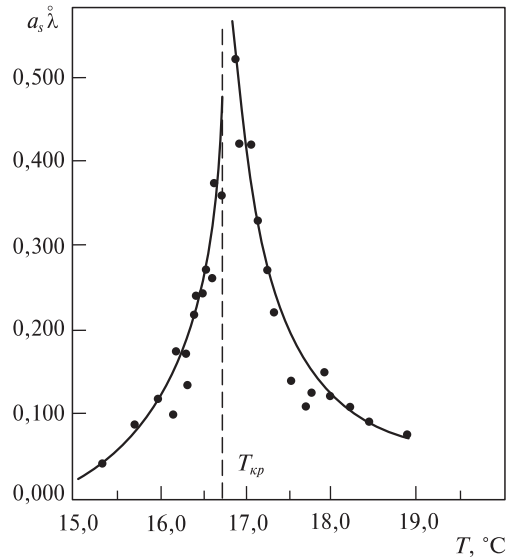


Рис. 5. Коэффициент поглощения звука на частоте 250 кГц в окрестности критической точки ксенона [29]; λ — длина звуковой волны

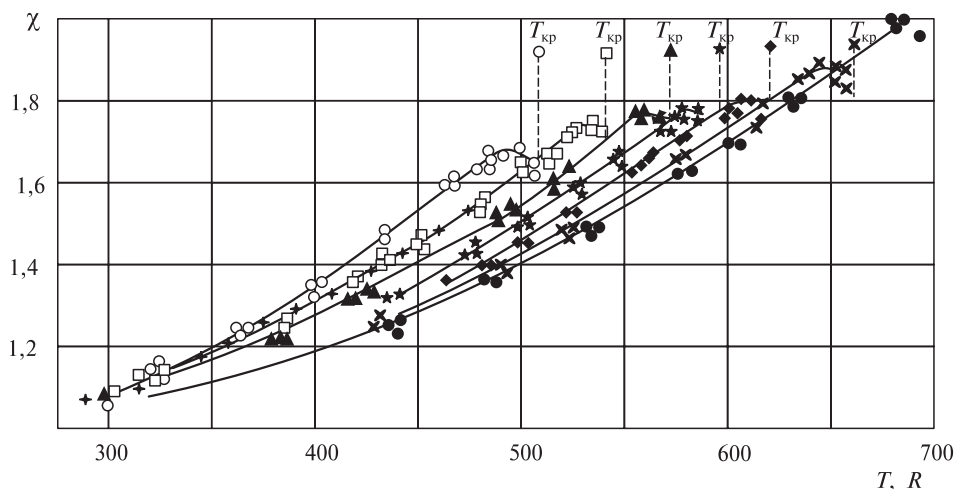


Рис. 6. Температурная зависимость $\chi = \lambda_{\text{эф}}/\lambda_k$ для 5,32-мм горизонтального плоского слоя докритических n-алканов: \circ — гексан; \square — гептан; \blacktriangle — октан; \star — нонан; \blacklozenge — декан; \times — додекан; \bullet — пентадекан; степень черноты поверхностей $\varepsilon = 0,25$

ние дополнительного механизма переноса тепла или же проявлений, свойственных области фазового перехода.

Влияние давления на радиационную составляющую теплопроводности в докритической области в пределах погрешности эксперимента не обнаружено.

На рис. 7 приведено сравнение экспериментальных данных, полученных в докритической области, с расчетами на основе приближенной модели Польца [33] в селективном варианте. Оно позволяет с уверенностью утверждать, что для конденсированных сред при расчетах радиационной составляющей коэффициента теплопроводности λ_p до температур примерно на 30 ÷ 35 К ниже критических можно пользоваться ИК спектрами поглощения, снятыми при умеренных температурах.

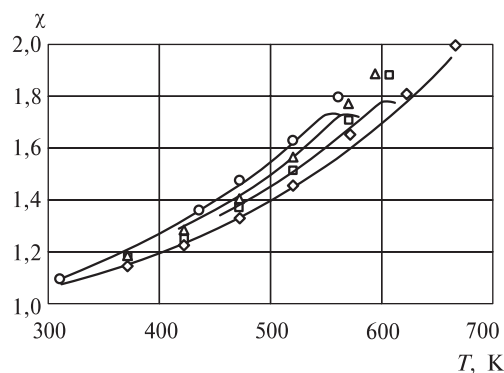


Рис. 7. Сравнение экспериментальных зависимостей χ от температуры с расчетными для докритической области n-алканов; точки — экспериментальные данные для: \circ — n-октана, \diamond — n-нонана, \square — n-декана; сплошная линия — расчет

Проведение же расчетов в непосредственной близости к критической точке аналогичным образом не представляется возможным.

Область сверхкритического флюидного состояния значительно чаще оказывалась объектом внимания исследователей и, соответственно, более изучена.

На рис. 8 приведены результаты исследования величины χ для n-гексана в сверхкритической области. Если в докритической области влияние давления на радиационную составляющую теплопроводности не было обнаружено или оно находится в пределах погрешности проведенных измерений, то иная картина наблюдается в сверхкритической области. Здесь давление существенно

влияет как на величину молекулярной теплопроводности, так и на оптическую плотность среды, что в итоге приводит к сильной барической зависимости χ .

Изменение толщины слоя также оказывает влияние на распределение потоков, механизм которого проявляется через изменение оптической толщины слоя жидкости.

Результаты исследования χ в докритической области н-гексана при толщинах слоя 5,32 мм, 4,23 мм, 2,18 мм представлены на рис. 9.

Резюмируя изложенное, можно отметить, что ближайшая окрестность критической точки ($|T - T_{кр}| < 3 \div 4$ К) — область проявления критической опалесценции и интенсивного рассеяния и поглощения электромагнитных волн — абсолютно не изучена в отношении радиационно-кондуктивного переноса тепла. По этой причине нами, с одной стороны, был проанализирован цикл работ [34—37], позволяющий косвенным образом сформировать некоторые представления по этому вопросу, а с другой — проведены непосредственные измерения χ [38—40].

Итак, авторы работ [34—37], используя метод плоского слоя, провели исследование поведения коэффициента теплопроводности водяного пара на пятнадцати изобарах со значениями давления в интервале от 20,1 МПа до 30,1 МПа. При этом зазор между пластинами в процессе измерений имел величину 1,405 мм. Для установления факта отсутствия влияния конвекции на результаты измерений [36] (в дополнение к процедуре использования различных наклонов измерительного узла) авторы провели измерения λ для зазора 0,405 мм. Эти измерения были проведены в более ограниченном, чем ранее, интервале параметров состояния. Поскольку при соответствующем учете радиационной составляющей λ_p полученные в этом случае результаты [36, 37] хорошо согласуются со значениями,

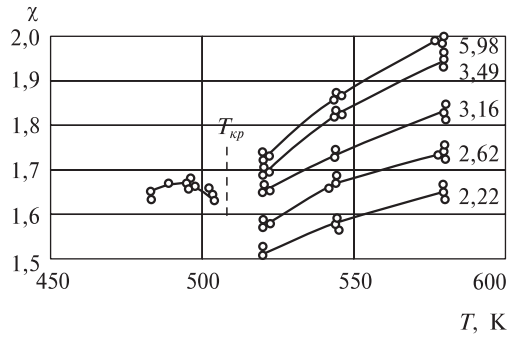


Рис. 8. Температурная зависимость χ для 5,32-мм горизонтального слоя н-гексана ($T_{кр} = 507,85$ К, $P_{кр} = 3,031$ МПа, $\varepsilon = 0,25$); область температур, превышающих критическую, представлена соответствующими изобарами со значениями давления в МПа

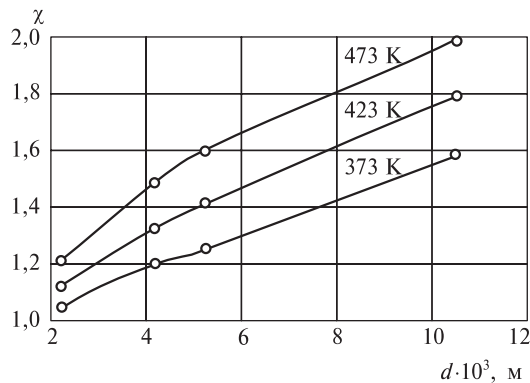


Рис. 9. Зависимость величины χ от толщины слоя в н-гексана на соответствующих изотермах. $\varepsilon = 0,25$

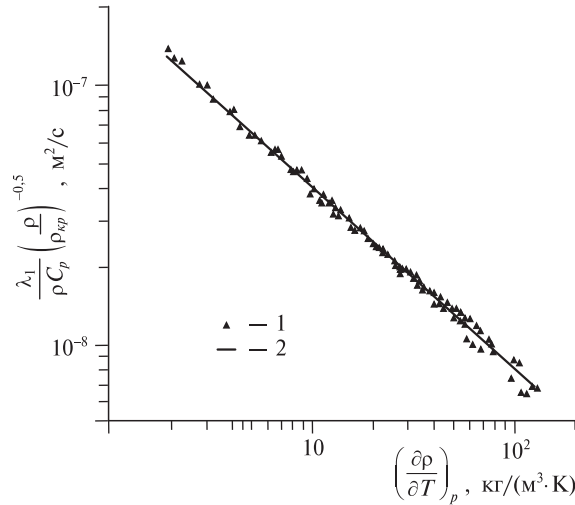


Рис. 10. Температуропроводность водяного пара в широкой окрестности критической точки: 1 — по экспериментальным результатам работы [35]; 2 — описание по методике [41, 42]

установленными для величины зазора 1,405 мм, то проанализируем лишь результаты, полученные при зазоре 1,405 мм.

Сосредоточим внимание на трех типах значений коэффициента теплопроводности, полученных в результате этих исследований [35]: λ_1 — без поправки на излучение; λ_2 — с поправкой на излучение (рассчитан в предположении, что исследуемая среда является прозрачной; в этом случае лучистый поток определяется лишь коэффициентами излучения поверхностей пластин); λ_3 — с приближенным учетом оптической плотности среды по формуле Польца [33].

На рис. 10 приведено описание экспериментальных значений λ_1 по методике, представленной в работах [41, 42]. Описание всех охарактеризованных выше типов λ приведено на рис. 11. Учет радиационной составляющей, как и следовало ожидать, приводит к более низким значениям. При этом необходимо обратить особое внимание на характер усредняющих линий в исследованном интервале параметров состояния. Экстраполяция этих лучей в область высоких значений $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p$, а стало быть, в ближайшую окрестность критической точки, с очевидностью указывает на тот факт, что при определенном значении аргумента эти линии сойдутся, что будет указывать на отсутствие радиационной составляющей теплопроводности. Структура формулы Польца [33] не противоречит этому предположению. Результаты непосредствен-

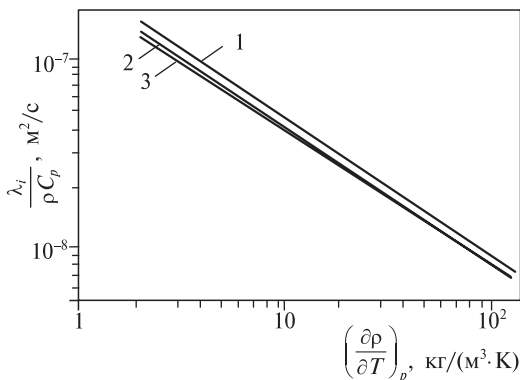


Рис. 11. Температуропроводность водяного пара:
1, 2, 3 — усредняющие зависимости соответственно для λ_1 , λ_2 , λ_3

но указывать на отсутствие радиационной составляющей теплопроводности. Структура формулы Польца [33] не противоречит этому предположению. Результаты непосредствен-

но указывать на отсутствие радиационной составляющей теплопроводности. Структура формулы Польца [33] не противоречит этому предположению. Результаты непосредствен-

но указывать на отсутствие радиационной составляющей теплопроводности. Структура формулы Польца [33] не противоречит этому предположению. Результаты непосредствен-

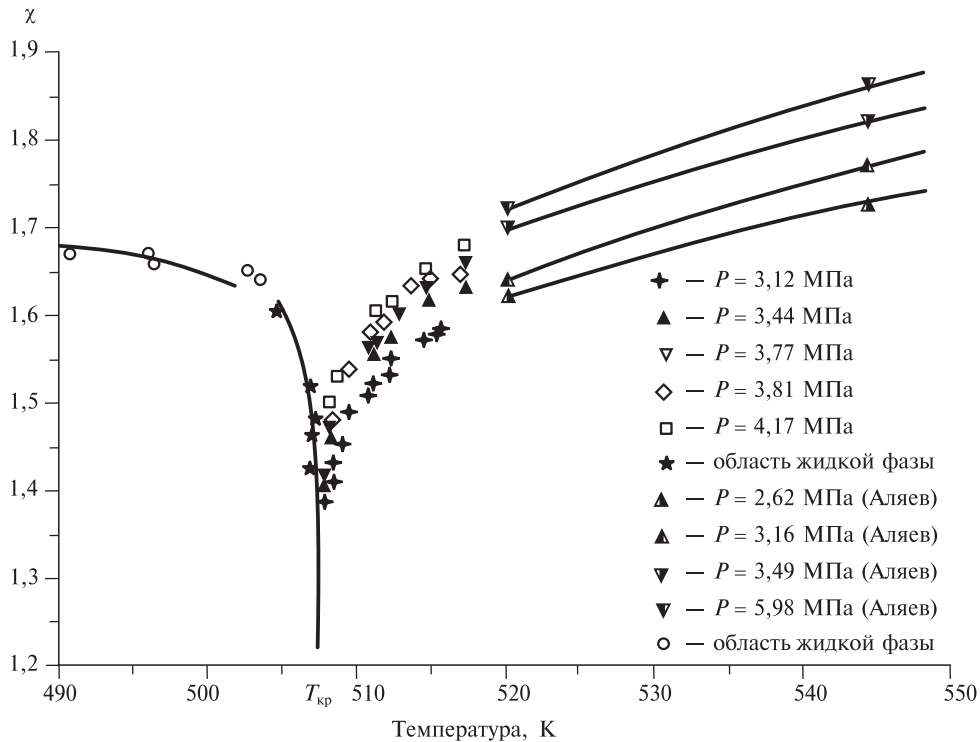


Рис. 12. Изменение χ н-гексана в околокритической области

ного измерения χ в ближайшей окрестности критической точки н-гексана [38—40] также указывают на подобное поведение (рис. 12). И, наконец, этот вывод подтверждается результатами теоретических исследований: в работе [43] установлено, что когда среда только рассеивает излучение, температурное распределение в слое имеет вид, характерный для чистой теплопроводности.

Таким образом, сильное рассеяние излучения, имеющее место вблизи критической точки (критическая опалесценция), является основной причиной отсутствия радиационного переноса тепла в этой области.

Однако области до- и сверхкритического флюидного состояний далеко выходят за пределы рассмотренной выше узкой области термодинамической поверхности вблизи критической точки, для которой справедлив сделанный вывод. Вне этой области, прежде всего у углеводородов и при высоких температурах, радиационная составляющая теплопроводности становится сопоставимой по величине с кондуктивной теплопроводностью. Как следствие, неучет этого значимого фактора может привести и приводит к неоптимальным, а где-то даже к некорректным проектным решениям, что вызывает в процессе промышленной реализации неоправданные издержки материальных и энергетических ресурсов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жузе Т. П. Роль сжатых газов как растворителей. М.: Недра, 1981. 165 с.
2. Behar E., Mikitenko P. Revue de l'institut Francais du Petrole. 1985. Vol. 40. No. 1. P. 33.
3. Hutchenson W., Roebbers J. R., Thies M. C. J. of Supercritical Fluids. 1991. Vol. 4. No. 1. P. 7.
4. Park S.-J., Kim C.-J., Rhee B.-S. Ind. Eng Chem. Res. 2000. Vol. 39. No. 12. P. 4897.

5. *Audeh C.A., Yan T.Y.* Supercritical selective extraction of hydrocarbons from asphaltic petroleum oils. US Patent No. 4.354.928. 1982.
6. *Petermann M., Kareth S., Weidner E., Hammer E.* Proceedings of the 6th Intern. Symp. on Supercritical Fluids. Versailles (France). 2003. Vol. 1. P. 487.
7. *Варгафтик Н. Б., Филиппов Л. П., Тарзиманов А. А., Тоцкий Е. Е.* Справочник по теплопроводности жидкостей и газов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 352 с.
8. *Кравчун С. Н., Филиппов Л. П.* Тепло- и массообмен в химической технологии. Казань, 1985. С. 2.
9. *Аляев В. А., Ветошкин В. Н., Усманов А. Г., Яновский Л. С.* ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1189.
10. *Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д.* Теплообмен излучением. Л.: Энергия, 1971. 294 с.
11. *Зигель Р., Хауэлл Дж.* Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
12. *Андреанов В. Н.* Основы радиационного и сложного теплообмена. М.: Энергия, 1972. 463 с.
13. *Темперли Г., Роулинсон Дж., Раибрук Дж.* Физика простых жидкостей. Экспериментальные исследования. М.: Мир, 1973. 400 с.
14. *Andrews T.* Phil. Trans. Roy. Soc (London). 1869. Vol. 159. P. 575.
15. *Анисимов М. А.* Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. 272 с.
16. *Tiesinga B. W.* De kritische anomale in de Warmteteleidingscoefficient van argon. Ph. D. Thesis University of Amsterdam. Krips Repro Meppel. 1980. 161 p.
17. *Gumerov F. M., Amirkhanov D. G., Usmanov A. G., Le Neindre B.* Intern. J. of Thermophys. 1991. Vol. 12. No. 1. P. 67.
18. *Гумеров Ф. М., Сабирзянов А. Н., Максудов Р. Н., Усманов А. Г.* ИФЖ. 1991. Т. 61. № 4. С. 605.
19. *Smoluchowski M.* Ann. Phys. 1908. Vol. 25. P. 205.
20. *Einstein A.* Ann. Phys. 1910. Vol. 33. P. 1275.
21. *Ornstein Z. S., Zernike F.* Proc. Acad. Sci. Amsterdam. 1914. Vol. 17. P. 793.
22. *Ornstein Z. S., Zernike F.* Proc. Acad. Sci. Amsterdam. 1916. Vol. 19. P. 1312.
23. *Ornstein Z. S., Zernike F.* Phys. Zs. 1926. Vol. 27. P. 761.
24. *Гумеров Ф. М., Сабирзянов А. Н., Максудов Р. Н., Усманов А. Г.* Сибирский физико-технический журнал. 1992. Вып. 5. С. 116.
25. *Sakady Z.* Proc. Phys. Math. Soc. Japan. 1941. Vol. 23. P. 208.
26. *Meixner J.* Acustica. 1952. Vol. 2. P. 101.
27. *Hunt F. V. J.* Acoust. Soc. Am. 1955. Vol. 27. P. 1019.
28. *Schneider W. G.* Can. J. Chem. 1951. Vol. 29. P. 243.
29. *Chynoweth A. G., Schneider W. G.* J. Chem. Phys. 1952. Vol. 20. P. 1777.
30. *Ноздрев В. Ф.* Применение ультразвуки в молекулярной физике. М.: Изд-во физико-математической литературы, 1958. 456 с.
31. *Аляев В. А.* Радиационно-кондуктивный перенос тепла в углеводородах (включая околокритическую область): Кандидатская диссертация. Казань, 1989. 143 с.
32. *Аляев В. А.* Радиационно-кондуктивный теплообмен в плоских слоях органических жидкостей при повышенных температурах: Докторская диссертация. Казань, 2004. 311 с.
33. *Poltz H.* Int. J. Heat and Mass transfer. 1965. Vol. 8. No. 4. P. 515.
34. *Сирота А. М., Латунин В. И., Беляева Г. М.* Теплоэнергетика. 1973. № 8. С. 6.
35. *Сирота А. М., Латунин В. И., Беляева Г. М.* Теплоэнергетика. 1974. № 10. С. 52.
36. *Сирота А. М., Латунин В. И., Беляева Г. М.* Теплоэнергетика. 1976. № 1. С. 61.
37. *Сирота А. М., Латунин В. И., Беляева Г. М.* Теплоэнергетика. 1976. № 5. С. 70.
38. *Михайлова С. Н.* Исследование радиационной составляющей теплопроводности n-гексана в окрестности критической точки: Кандидатская диссертация. Казань, 1999. 143 с.
39. *Alyaeu V. A., Mikhailova S. N., Panphilovich V. K., Gumerov F. M.* Proceedings of the 6th Asian Thermophysical Properties Conference. Guwahati (India). 2001. P. 194.
40. *Михайлова С. Н., Панфилович В. К., Аляев В. А., Гумеров Ф. М., Ле Нейндр Б.* Сверхкритические флюиды: теория и практика. 2007. Т. 2. № 1. С. 69.
41. *Сабирзянов А. Н., Гумеров Ф. М., Кружилин Г. Н., Усманов А. Г.* Доклады АН СССР. 1991. Т. 320. № 6. С. 1366.
42. *Гумеров Ф. М., Сабирзянов А. Н., Максудов Р. Н., Усманов А. Г.* ТВТ. 1993. Т. 31. № 4. С. 556.
43. *Рубцов Н. А.* Теплообмен излучением в сплошных средах. Новосибирск: Наука, 1984. 277 с.

**COMBINED RADIATION-CONDUCTION HEAT TRANSFER
IN SUB- AND SUPERCRITICAL FLUID MEDIA**

**¹F.M. Gumerov, ¹V.A. Alyaev, ¹S.N. Mikhailova, ¹V.K. Panfilovich,
²B. Le Neindre**

*¹Kazan State Technological University, Kazan, Russia
²LIMHP CNRS, Universite Paris Nord, Villetaneuse, France*

Theoretical and experimental studies of combined radiation-conduction heat transfer in flat layers of hydrocarbons in sub- and supercritical regions of parameters are reviewed. Within a narrow temperature region around the critical point the radiation constituent of thermal conductivity approaches nil, but outside it the radiant flux can be comparable with the conductive one. It must be noted that this important factor must be taken into account while the equipment for several processes involving hydrocarbons is developed. This is of special importance for such processes as heavy oil treatments and fractionation, which employ propane, pentane, hexane, toluene and other hydrocarbons in sub- and supercritical state. The neglect of this factor may lead to non-optimal and even incorrect technical solutions and also to unjustified material and energetic expenses on the stage of industrial implementation.

Key words: supercritical fluids, thermal conductivity, hydrocarbons.
