

УДК 541.8

К ОЦЕНКЕ СОСТОЯНИЯ СОБСТВЕННОГО МАКРОСКОПИЧЕСКОГО СИЛОВОГО ПОЛЯ ЖИДКОСТЕЙ**В.Н. Карцев¹, С.Н. Штыков², К.Е. Панкин³**¹ООО "Техносферная безопасность", Саратов, Россия

E-mail: kartsev1948@mail.ru

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Россия

E-mail: shtykovsn@mail.ru

³Саратовский государственный аграрный университет им. Н.И. Вавилова, Россия

E-mail: texmexium@mail.ru

Статья поступила 30 декабря 2016 г.

В статье совместно проанализированы литературные данные о зависимости внутреннего давления жидкостей от термодинамических параметров состояния и теоретические представления о природе внутреннего давления. Анализ позволил сформулировать гипотезу: величина температурного коэффициента внутреннего давления жидкости соответствует состоянию ее силового поля, а динамика этого коэффициента следует ходу развития изменений в макроскопическом силовом поле жидкости. Гипотеза послужила основанием для построения шкалы состояний собственного силового поля жидкостей. Для обоснования состоятельности этой шкалы, а следовательно и состоятельности сформулированной гипотезы, проведено тестирование шкалы по воде. Предложена единая шкала состояний силовых полей ассоциированных жидкостей.

DOI: 10.15372/JSC20170410

Ключевые слова: жидкости, внутреннее давление, шкала эволюции макроскопического поля.**ВВЕДЕНИЕ**

Межмолекулярные силы создают конденсированные среды и определяют их структуру. К сожалению, ни в одном эксперименте межмолекулярные силы не измеряют. Измеряют величины, функционально связанные с межмолекулярными силами, их перечень можно найти в монографии [1]. Из термодинамических параметров, являющихся источником информации о межмолекулярных взаимодействиях (ММВ), обратим внимание на внутреннее или статическое давление P_i . Уравнение выступает в роли определения P_i жидкофазных систем [2]

$$P_i = -(\partial U / \partial V)_T, \quad (1)$$

где U — внутренняя энергия системы, а V — ее объем. Термодинамика указывает способ вычисления внутреннего давления по данным эксперимента:

$$P_i = P - T \cdot (\partial P / \partial T)_V = P - \alpha T / \beta_T, \quad (2)$$

где P — гидростатическое давление в системе, а $(\partial P / \partial T)_V$ — ее изохорный температурный коэффициент; $\alpha = (1/V) \cdot (\partial V / \partial T)_P$ — термический коэффициент объемного расширения; $\beta_T = -(\partial V / \partial P)_T / V$ — коэффициент изотермической сжимаемости. Уравнение (2) справедливо для гомогенных [2, 3], гетерогенных [4, 5] и микрогетерогенных [6] жидкофазных систем с по-

стоянным числом частиц (неизменным составом). В [7, 8] представлено решение задачи о введении термина "внутреннее давление" с позиции собственного силового поля жидкости. Показано, что внутреннее давление создается макроскопическим молекулярным силовым полем жидкофазной системы и равно силе, приложенной со стороны поля к условно (мысленно) выделенной внутри жидкости единичной и ортогональной векторам поля сил поверхности. Состояние стационарного макроскопического силового поля жидкости определим совокупным значением его сил взаимного отталкивания и взаимного притяжения структурных единиц жидкости. Этим силам поставим в соответствие $U^{\text{от}}$ — потенциальную энергию отталкивания и $U^{\text{пр}}$ — потенциальную энергию притяжения всех структурных единиц макросистемы. Такое разложение силового поля позволяет выразить внутреннее давление через сумму его составляющих [9]:

$$P_i = P_i^{\text{от}} + P_i^{\text{пр}}, \quad (3)$$

где $P_i^{\text{от}} = -(\partial U^{\text{от}} / \partial V)_T$ — составляющая внутреннего давления, обусловленная силами взаимного отталкивания; $P_i^{\text{пр}} = -(\partial U^{\text{пр}} / \partial V)_T$ — составляющая внутреннего давления, обусловленная силами взаимного притяжения. Отметим, что разложение внутреннего давления на "давление притяжения" и "давление отталкивания" впервые было предложено, видимо, Д.Г. Гильдебрандом [10]. Важно, что составляющие внутреннего давления имеют различные знаки: $P_i^{\text{от}} > 0$, а $P_i^{\text{пр}} < 0$. Конкуренцией этих двух сил (давлений отталкивания и притяжения) объясняются температурные и концентрационные зависимости P_i жидкофазных систем [9].

Межмолекулярные силы индивидуальны для каждой жидкофазной системы и являются функциями ее параметров состояния. Это наводило на мысль об использовании внутреннего давления в качестве термодинамической характеристики собственных силовых полей жидкостей и эволюции сил поля в результате изменения температуры (T), давления (P) и состава (X) жидкофазных систем. Однако эксперимент показал, что все обстоит не так просто. Оказалось, что температурные зависимости внутреннего давления жидкостей, ассоциированных за счет водородной связи средней силы, проходят через минимум [7—9, 11, 12]. Значит, ассоциированные жидкости могут иметь одно и то же значение P_i при двух разных температурах. Минимум имеют и концентрационные зависимости P_i некоторых растворов [3, 13]. Следовательно, в общем случае, нет взаимно однозначного соответствия между внутренним давлением, с одной стороны, и параметрами состояния жидкостей — с другой. Изложенное препятствовало использованию величины P_i для идентификации состояния макроскопических силовых полей жидкостей.

Более адекватной характеристикой силовых полей является температурный коэффициент внутреннего давления $(\partial P_i / \partial T)$ [3, 9, 11, 14]. И этому есть объяснение. Дифференцируя уравнение (3) по температуре, выразим температурный коэффициент внутреннего давления через вклады в него температурных изменений давления сил взаимного отталкивания и давления сил взаимного притяжения структурных единиц жидкости:

$$(\partial P_i / \partial T) = (\partial P_i^{\text{от}} / \partial T) + (\partial P_i^{\text{пр}} / \partial T). \quad (4)$$

Учитывая природу внутреннего давления жидкостей, можно так выразить смысл коэффициента $(\partial P_i / \partial T)$: температурный коэффициент внутреннего давления — это величина реакции макроскопического силового поля жидкости на пренебрежимо малое возмущение его тепловым импульсом. Так как реакция поля на внешнее воздействие определяется его состоянием, то коэффициент $(\partial P_i / \partial T)$ выступает в роли характеристики состояния собственного макроскопического силового поля жидкости. Отметим следующее немаловажное преимущество коэффициента $(\partial P_i / \partial T)$ перед P_i . Вследствие того, что температурная зависимость внутреннего давления — это либо монотонно возрастающая функция (жидкости со слабой Н-связью и ван-дерваальсовыми ММВ), либо функция с минимумом (жидкости, ассоциированные за счет Н-связи средней силы), производная внутреннего давления $(\partial P_i / \partial T) = f(T)$ всегда является монотонной функцией. Из данных эксперимента [3, 14] следует, что и концентрационные зависимости $(\partial P_i / \partial T) = f(X)$ растворов также являются монотонными функциями. Поэтому между T и $(\partial P_i / \partial T)$,

Политермы внутреннего давления H_2O и D_2O , рассчитанные по данным работ [16—21]

а также между X и $(\partial P_i / \partial T)$ существует взаимно однозначное соответствие.

Рассмотрим слагаемые правой части уравнения (4). Общие соображения о межмолекулярных взаимодействиях [1, 15] указывают на то, что все факторы, мешающие сближению молекул, приводят к ослаблению взаимодействия. Температура является одним из таких факторов. Поэтому, принимая во внимание знаки сил притяжения и отталкивания, получим, что

$$(\partial P_i^{от} / \partial T) < 0, \text{ а } (\partial P_i^{пр} / \partial T) > 0. \quad (5)$$

Учет неравенств (5) в уравнении (4) прогнозирует три ситуации:

- $(\partial P_i / \partial T) < 0$, если $|(\partial P_i^{от} / \partial T)| > (\partial P_i^{пр} / \partial T)$, при этом $P_i = f(T)$ убывающая функция;
- $(\partial P_i / \partial T) = 0$, если $|(\partial P_i^{от} / \partial T)| = (\partial P_i^{пр} / \partial T)$, при этом $P_i = f(T) = \text{const}$ или имеет экстремум;
- $(\partial P_i / \partial T) > 0$, если $|(\partial P_i^{от} / \partial T)| < (\partial P_i^{пр} / \partial T)$, при этом $P_i = f(T)$ возрастающая функция.

Все три ситуации *реализуются* в жидкофазных системах [3, 9, 11, 13, 14]. Более того, в ассоциированных жидкостях осуществляется непрерывный переход одной ситуации в другую. Переход особенно нагляден для температурной зависимости внутреннего давления воды, представленной на рисунке, заимствованном из работ [7, 8]. Из этого рисунка видно, что от температуры плавления льда до ~ 160 °C внутреннее давление воды — убывающая функция температуры, поэтому ее производная $(\partial P_i / \partial T) < 0$. С ростом температуры скорость убывания функции $P_i = f(T)$ замедляется: коэффициент $(\partial P_i / \partial T)$ растет, стремясь к нулевому значению. В области температур $\sim (160—220)$ °C функция $P_i = f(T)$ весьма слабо изменяется с температурой и проходит через минимум; при этом коэффициент $(\partial P_i / \partial T)$ близок или равен (в минимуме) нулю. Дальнейшее повышение температуры приводит к тому, что $P_i = f(T)$ становится возрастающей функцией, а коэффициент $(\partial P_i / \partial T)$ продолжает расти, изменяя знак с минуса на плюс. В заключение комментария к функции $P_i = f(T)$ воды напомним следующее:

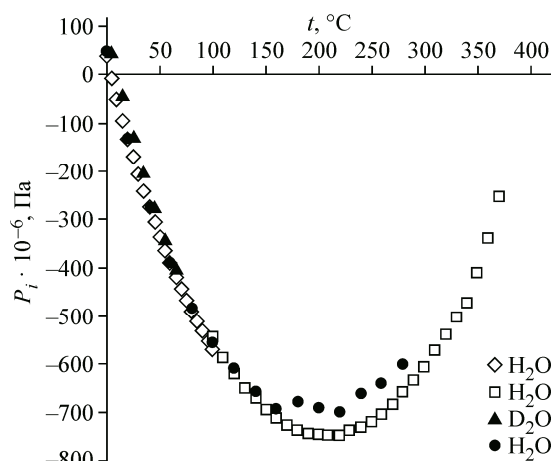
- в воде с ростом температуры растет доля слабых Н-связей [22];
- положительные значения коэффициента $(\partial P_i / \partial T)$ присущи жидкостям с ассоциацией молекул за счет ван-дер-ваальсовых взаимодействий и слабых Н-связей (таких как бензол, четыреххлористый углерод, n -алканы) [13].

Теперь, кажется, предъявлено достаточно доводов (экспериментальных и теоретических) для формулировки гипотезы: *величина коэффициента $(\partial P_i / \partial T)$ жидкости соответствует состоянию ее силового поля, а динамика этого коэффициента следует ходу развития изменений в макроскопическом силовом поле жидкости.*

Проверкой гипотезы должно быть решение задачи об использовании коэффициента $(\partial P_i / \partial T)$ для оценки состояния силового поля жидкофазной системы. С этой целью далее строится термодинамическая шкала состояний макроскопического силового поля жидкости и проверяется состоятельность этой шкалы.

ПОСТРОЕНИЕ ШКАЛЫ СОСТОЯНИЙ СОБСТВЕННОГО СИЛОВОГО ПОЛЯ ЖИДКОСТЕЙ

Силовое поле жидкости при некоторых выбранных термодинамических параметрах состояния примем за эталон. Им может быть, например, поле жидкости при фазовом переходе кристаллической фазы в жидкую, т.е. поле образовавшейся (зародившейся) жидкости. Поле этой же жидкости при других термодинамических параметрах состояния примем за начало отсчета измерительной шкалы силового поля в данной конкретной задаче. Температурный коэф-



коэффициент внутреннего давления, соответствующий эталонному силовому полю, обозначим как $(\partial P_i / \partial T)_{\text{эт}}$, а соответствующий полю, выбранному за начало отсчета, как $(\partial P_i / \partial T)_{\text{нач}}$. Разницу

$$(\partial P_i / \partial T)_{\text{эт}} - (\partial P_i / \partial T)_{\text{нач}} = \Delta 1 \quad (6)$$

примем за единицу меры состояния силового поля жидкости, т.е. за масштаб измерительной шкалы.

За индекс эволюции примем величину

$$[(\partial P_i / \partial T) - (\partial P_i / \partial T)_{\text{нач}}] / \Delta 1 = I_{\text{эв}}. \quad (7)$$

Физический смысл безразмерной функции (7) состоит в том, что ее численное значение является показателем изменения (относительно эталона) состояния собственного макроскопического поля жидкости, т.е. является индексом эволюции поля ($I_{\text{эв}}$). Из (7) с учетом (6) следует, что для эталонного силового поля $I_{\text{эв}} = 1$, а для поля, выбранного за начало отсчета, $I_{\text{эв}} = 0$. Если индекс эволюции поля $I_{\text{эв}} > 1$, то имеет место усиление, а при $I_{\text{эв}} < 1$ — ослабление силового поля жидкости в сопоставлении с таковым эталона. Так как, $\Delta 1 = \text{const}$ и $(\partial P_i / \partial T)_{\text{нач}} / \Delta 1 = \text{const}$, то $I_{\text{эв}}$ как функция аргумента $(\partial P_i / \partial T)$ является линейной; значит и измерительные шкалы, построенные по функции (7), будут линейными.

Рассмотрим процесс построения измерительной шкалы по уравнению (7) для воды и проверим адекватность шкалы.

ИНДЕКСЫ ЭВОЛЮЦИИ СИЛОВОГО ПОЛЯ ВОДЫ

Возьмем в качестве объекта исследования воду при атмосферном давлении и температурах (0—100) °С. При этих условиях функция $I_{\text{эв}}$ воды зависит только от одной переменной — температуры: обозначим это как $I_{\text{эв}}(T)$. Явный вид функциональной зависимости $I_{\text{эв}}(T)$ можно определить по данным работы [9], где установлено, что температурные коэффициенты $(\partial P_i / \partial T)$ ассоциированных жидкостей, в том числе и воды, изменяются по линейному закону в довольно широком интервале температур. Для воды в температурном интервале 0—100 °С температурный коэффициент

$$(\partial P_i / \partial T) = at + b, \quad (8)$$

где $a = 0,05623 \cdot 10^6 \text{ Па}/(\text{°С})^2$; $b = -8,859 \cdot 10^6 \text{ Па}/(\text{°С})^2$ [9]; t — температура по шкале Цельсия. Решением дифференциального уравнения (8) является функция:

$$P_i = 0,5at^2 + bt + c, \quad (9)$$

где постоянная интегрирования $c = 34,7 \cdot 10^6 \text{ Па}$ [9]. Для оценки интерполяционных качеств уравнения (9) был выполнен расчет P_i воды по уравнению (2) с использованием данных по α и β_T , приведенных в табл. 5 и 6 работы [17]. Относительная погрешность такого расчета P_i не превосходит 1 %. Анализ расчетов P_i по уравнению (2) и по аппроксимации (9) позволил найти их коэффициент корреляции $R^2 = 0,999$.

Величину температурного коэффициента внутреннего давления воды при 0 °С примем за эталонное значение; в этом случае:

$$(\partial P_i / \partial T)_{\text{эт}} = b. \quad (10)$$

По уравнению (9) минимум функции $P_i = f(T)$ воды приходится на 157,5 °С; в минимуме $(\partial P_i / \partial T) = 0$. Это значение температурного коэффициента внутреннего давления воды примем за начало отсчета шкалы состояний силового поля воды:

$$(\partial P_i / \partial T)_{\text{нач}} = 0. \quad (11)$$

Причина такого выбора проста: при выборе (11) уравнение (7) принимает предельно простой вид:

$$(\partial P_i / \partial T) / (\partial P_i / \partial T)_{\text{эт}} = I_{\text{эв}}. \quad (12)$$

Учитывая (8) и (10) в уравнении (12), получим температурную зависимость $I_{\text{эв}}(T)$ воды в интервале 0—100 °С:

$$I_{\text{эв}}(T) = (at/b) + 1. \quad (13)$$

Из (13) следует, что с учетом указанных значений коэффициентов a и b индекс эволюции воды убывает по линейному закону от 1 при 0 °С до 0,37 при 100 °С (или от 100 до 37 %). Это означает, что *при оценке по шкале (7) силовое поле воды подходит к 100 °С с потерей 63 % от своего состояния при 0 °С.*

Проверим достоверность полученного результата, используя скалярную характеристику макроскопического силового поля жидкости — его потенциальную энергию ММВ структурных единиц жидкофазной системы, т.е. $U^{\text{ММВ}}$. С этой целью примем $U^{\text{ММВ}}$ в качестве параметра состояния макроскопического силового поля жидкости. Затем построим по аналогии с изложенным в предыдущем параграфе измерительную шкалу на базе $U^{\text{ММВ}}$. Эту шкалу выразит уравнение, подобное по математической форме, уравнению (7):

$$(U^{\text{ММВ}} - U_{\text{нач}}^{\text{ММВ}}) / (U_{\text{эт}}^{\text{ММВ}} - U_{\text{нач}}^{\text{ММВ}}) = I_{\text{эв}}(U^{\text{ММВ}}), \quad (14)$$

где $U^{\text{ММВ}}$, $U_{\text{нач}}^{\text{ММВ}}$ и $U_{\text{эт}}^{\text{ММВ}}$ — энергии ММВ структурных единиц жидкости соответственно при некоторой текущей температуре, при температуре поля, выбранного за начало отсчета, и при температуре эталонного поля. Таким образом, $I_{\text{эв}}(U^{\text{ММВ}})$ — индекс эволюции собственного силового поля жидкости, выраженный через энергетическую характеристику поля $U^{\text{ММВ}}$. Для воды за эталонное поле и поле начала отсчета выберем (как и ранее) поля при 0 и 157,5 °С соответственно. В справочнике [23] приведены данные по теплофизическим свойствам воды и ее пара на линии насыщения. Приведены, в частности, удельные теплоты испарения воды r . Удельная теплота испарения расходуется на изменение энергии ММВ 1 кг воды при фазовом превращении (жидкость → сухой насыщенный пар) и на работу расширения:

$$r = (U^{\text{ММВ}})'' - (U^{\text{ММВ}})' + P \cdot (V'' - V'); \quad (15)$$

в уравнении (15) одинарным и двойным штрихами отмечены (как и в справочнике [23]) параметры жидкости и пара на линии насыщения соответственно. Сухой насыщенный пар будем моделировать газом Ван-дер-Ваальса. В этом случае

$$(U^{\text{ММВ}})'' = -a/V'', \quad (16)$$

где a — постоянная Ван-дер-Ваальса. Постоянную a водяного пара рассчитаем по критическим параметрам: $a = 27 \cdot R^2 \cdot T_{\text{к}}^2 / (64 \cdot P_{\text{к}}) = 1,7 \text{ кДж} \cdot \text{м}^3 / \text{кг}^2$. Решая уравнение (15) относительно $(U^{\text{ММВ}})' \equiv U^{\text{ММВ}}$ с учетом (16), получим:

$$U^{\text{ММВ}} = -[(r + a/V'') - P \cdot (V'' - V')]. \quad (17)$$

Для воды все параметры уравнения (17) известны [23]. Это позволило рассчитать для нее $U_{\text{нач}}^{\text{ММВ}}$, $U_{\text{эт}}^{\text{ММВ}}$ и при 100 °С $U^{\text{ММВ}}$, а затем найти по уравнению (14) $I_{\text{эв}}(U^{\text{ММВ}})$ при 100 °С: $I_{\text{эв}}(U^{\text{ММВ}}) = 0,39$ или 39 %. Полученный результат означает, что *при оценке по шкале (14) силовое поле воды подходит к 100 °С с потерей 61 % от своего состояния при 0 °С.*

Итак, оценки потерь по данным о внутреннем давлении по шкале (7), 63 %, и по данным об энергии ММВ по шкале (14), 61 %, очень хорошо совпадают. Это является подтверждением адекватности предложенной интерпретации уравнения (7) и состоятельности высказанной выше гипотезы.

ШКАЛА СОСТОЯНИЙ СИЛОВЫХ ПОЛЕЙ АССОЦИИРОВАННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

На первый взгляд кажется, что термодинамическая шкала состояний силового поля жидкости (7) индивидуальна для каждой жидкофазной системы. Но это не так. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим уравнение (7) внимательнее. Его структура такова, что однозначный расчет $I_{\text{эв}}$ возможен только при задании фиксированных значений двух параметров: $(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{нач}}$ и $(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{эт}}$. При этом выбор величин $(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{нач}}$ и $(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{эт}}$ весьма свободен. Кроме того, обратим внимание на связь (6) между указанными постоянными параметрами уравнения (7). С учетом связи (6) можно из трех постоянных параметров $(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{нач}}$, $(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{эт}}$ и $\Delta 1$ задать любые два, и в этом случае уравнение (7) будет иметь однозначное решение. Воспользуемся

свободой выбора указанных постоянных параметров с целью преобразования шкалы (7) не только к предельно простому виду, но и к единому уравнению для расчета $I_{эв}$ всех ассоциированных жидкофазных систем.

Общей особенностью температурных зависимостей внутреннего давления ассоциированных жидкостей является то, что кривые их политерм $P_i(T)$ обращены вогнутостью вверх и имеют минимум [9]. В минимуме частная производная $(\partial P_i / \partial T)_P = 0$. Это делает физически оправданным следующий выбор начала отсчета измерительной шкалы ассоциированных жидкостей:

$$(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{нач}} = 0. \quad (18)$$

В этом случае уравнение (6) принимает вид:

$$(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{эТ}} = \Delta 1. \quad (19)$$

Масштабную единицу мы вправе выбрать произвольно. Примем ее равной величине $(\partial P_i / \partial T)_P^{\text{эТ}}$ воды при 0°C и давлении 760 мм рт. ст.:

$$\Delta 1 = -8,859 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot \text{К}^{-1}. \quad (20)$$

Выбор (20) масштабной единицы и согласно (19) эталонного силового поля обязан жизненно важному значению воды и ее растворов. Подставляя (19) и (20) в выражение индекса эволюции (7), найдем индекс эволюции силового поля ассоциированных жидкофазных систем:

$$I_{эв} = -[(\partial P_i / \partial T)_P / 8,859] \cdot 10^{-6}. \quad (21)$$

Уравнение (21) эквивалентно уравнению (12), которое было получено специально для расчета $I_{эв}$ воды. Теперь приведено обоснование общности этого уравнения для всех ассоциированных жидкофазных систем.

Авторы признательны проф. Ю.И. Наберухину за интерес и полезные замечания при обсуждении работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 15-03-99704.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каплан И.Г. Межмолекулярные взаимодействия. Физическая интерпретация, компьютерные расчеты и модельные потенциалы. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2014.
2. Мелвин-Хьюз Э.А. Физическая химия. – М.: Иностран. лит., 1962. – 1148 с. (*Moelwyn-Hyghs E.A. Physical Chemistry*. – L., N.Y., Paris: Pergamon Press, 1961.)
3. Карцев В.Н., Родникова М.Н., Штыков С.Н., Бартел Й. // Журн. физ. химии. – 2003. – 77, № 8. – С. 1456.
4. Сторонкин А.В., Смирнова Н.А. // Журн. физ. химии. – 1962. – 36, № 9. – С. 1963.
5. Сторонкин А.В. Термодинамика гетерогенных систем. Ч.3. – Л.: ЛГУ, 1969.
6. Карцев В.Н., Полихрониди Н.Г., Батов Д.В., Штыков С.Н., Степанов Г.В. // Журн. физ. химии. – 2010. – 84, № 2. – С. 220.
7. Карцев В.Н., Штыков С.Н., Панкин К.Е., Батов Д.В. // Мониторинг. Наука и технологии. – 2012. – № 2. – С. 65.
8. Карцев В.Н., Штыков С.Н., Панкин К.Е., Батов Д.В. // Журн. структур. химии. – 2012. – 53, № 6. – С. 1114.
9. Карцев В.Н. // Журн. структур. химии. – 2004. – 45, № 5. – С. 877.
10. Гильдебранд Д.Г. Растворимость неэлектролитов. – М.: Редакция хим. лит-ры ГОНТИ НКТП, 1938.
11. Карцев В.Н., Родникова М.Н., Бартел Й., Штыков С.Н. // Журн. физ. химии. – 2002. – 76, № 6. – С. 1016.
12. Карцев В.Н., Родникова М.Н., Штыков С.Н. // Журн. структур. химии. – 2004. – 45, № 1. – С. 94.
13. Карцев В.Н., Родникова М.Н., Штыков С.Н. // Журн. структур. химии. – 2004. – 45, № 1. – С. 99.
14. Карцев В.Н., Штыков С.Н., Штыкова Л.С. // Коллоид. журн. – 2005. – 67, № 4. – С. 479.
15. Шахпаронов М.И. Введение в современную теорию растворов. – М.: Высшая школа, 1976.
16. Рабинович И.Б. Влияние изотопии на физико-химические свойства жидкостей. – М.: Наука, 1968.
17. Fine R.A., Millero F.I. // J. Chem. Phys. – 1973. – 59, N 10. – P. 5529.
18. Карцев В.Н., Самойлов О.Я., Забелин В.А. // Журн. физ. химии. – 1979. – 53, № 3. – С. 757.
19. Millero F.I., Lippell F.K. // J. Chem. Phys. – 1971. – 54, N 3. – P. 946.
20. Амрханов Х.И., Степанов Г.В., Алибеков Б.Г. Изохорная теплоемкость воды и водяного пара. – Махачкала: АН СССР, Дагестанский филиал, 1969.
21. Ривкин С.А., Александров А.А., Кременёвская Е.А. Термодинамические производные для воды и водяного пара. – М.: Энергия, 1977.
22. Ефимов Ю.Я., Наберухин Ю.И. // Журн. структур. химии. – 2000. – 41, № 3. – С. 532.
23. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972.