

УДК 536.412:669.45'882'884

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭКВИАТОМНОГО СПЛАВА LiKPb

© 2024 г. А. Ш. Агажанов*, Р. Н. Абдулаев, Р. А. Хайрулин, А. Р. Хайрулин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*E-mail: scousekz@gmail.com

Поступила в редакцию 17.06.2024 г.

После доработки 02.12.2024 г.

Принята к публикации 03.12.2024 г.

Впервые измерены плотность и объемный коэффициент термического расширения тройного сплава LiKPb эквиатомного состава в жидким состоянии. Исследования термических свойств проводились гамма-методом в интервале от температуры ликвидуса $T_L = 877$ до 1030 К. На основании полученных экспериментальных результатов разработана таблица рекомендуемых значений термических свойств расплава LiKPb и рассчитана величина относительного избыточного мольного объема, которая составила примерно –25% в исследованном температурном интервале.

DOI: 10.31857/S0040364424060057

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–6] экспериментально было обнаружено, что на концентрационных зависимостях электросопротивления жидких бинарных сплавов щелочных металлов (ЩМ) со свинцом возникают острые пики при определенных стехиометрических составах. Причем в сплавах с легкими щелочными металлами (Li, Na) пики наблюдаются при концентрациях свинца 20 ат. %, а с тяжелыми щелочными металлами (K, Rb и Cs) – при эквиатомных составах. Было выявлено, что при этих концентрациях сопротивление жидкого сплава в несколько десятков раз превышает сопротивление чистых компонентов. В литературе данное явление именуется «концентрационный переход металл–неметалл» [7] и в той или иной степени наблюдается у большинства жидких систем ЩМ с поливалентными металлами 13-й, 14-й и 15-й групп. Согласно представлениям авторов [8–12], эти особенности на концентрационных зависимостях электросопротивления связаны с тенденцией к образованию ассоциированных ионных комплексов в расплавах систем, компоненты которых сильно различаются по электроотрицательности. В связи с этим происходит частичное смешение валентных электронов ЩМ к более электроотрицательным атомам. Если соотношение компонентов таково, что количества перешедших электронов достаточно для полного заполнения внешней оболочки бо-

лее электроотрицательного элемента (Pb), то химическая связь и структура расплава становятся солеподобными. В результате в таких комплексах помимо металлического типа межатомного взаимодействия в значительной степени проявляется ионная (или ионно-ковалентная) связь, а существенная часть валентных электронов оказывается «запертой», что и обуславливает появление пики на концентрационных зависимостях электросопротивления [1–6]. Предполагается [8–12], что в жидких сплавах Pb с легкими ЩМ преобладают «октетные» ионные комплексы вида $\text{ЩМ}_4^+\text{Pb}^{4-}$, где четыре катиона ЩМ⁺ располагаются вокруг одного аниона Pb⁴⁻. А в жидких сплавах Pb с тяжелыми ЩМ формируются полианионные тетраэдрические кластеры $[\text{Pb}_4]^{4-}$ с общим зарядом –4, вокруг которых также кулоновскими силамидерживаются четыре катиона ЩМ⁺. Подобные кластеры в литературе именуются ионами Цинтля (Zintl), а жидкие сплавы ЩМ–Pb, содержащие указанные ассоциированные комплексы, называются ионными расплавами [8, 9]. Результаты экспериментов по дифракции нейтронов в расплавах ЩМ–Pb косвенно подтверждают существующие представления о структуре этих систем [8, 11]. Формирование химического ближнего порядка в виде комплексов помимо локализации валентных электронов также приводит к уменьшению межатомных расстояний: мольный объем V жидкого сплава ЩМ–Pb оказывается значительно (до нескольких десятков

процентов) меньше мольного объема V_{id} идеального раствора того же состава [13–16]. При этом для большинства других жидкых сплавов с чисто металлическим характером межатомного взаимодействия относительный избыточный мольный объем $V_{\text{ex}} = (V - V_{\text{id}})/V_{\text{id}}$, как правило, не превышает нескольких процентов [17].

Если для бинарных расплавов ЩМ–Pb имеется обширная экспериментальная информация по многим физико-химическим свойствам [1–16], то для трехкомпонентных жидких сплавов типа ЩМ₁–ЩМ₂–Pb, где ЩМ₁ и ЩМ₂ – соответственно легкий и тяжелый ЩМ, практически отсутствуют какие-либо сведения. Особый интерес представляет тройная система Li–K–Pb, в которой могут образовываться как октетные комплексы $\text{Li}_4^+\text{Pb}^{4-}$, так и ионы Цингля $[\text{Pb}_4]^{4-}$. При этом известно, что литий и калий практически нерастворимы друг в друге как в твердом, так и в жидком состояниях (вплоть до 1200 К) [18]. В литературе удалось найти лишь одну экспериментальную работу [19], посвященную изучению тройной системы Li–K–Pb, в которой методом порошковой рентгеновской дифракции исследовалась кристаллическая структура твердого интерметаллида LiK_3Pb_4 . Обзор литературы показал, что на настоящий момент для жидких сплавов системы Li–K–Pb отсутствуют какие-либо экспериментальные данные по теплофизическим свойствам, включая термические свойства. Одной из важнейших характеристик вещества является его плотность [20], которая определяется структурой ближнего порядка и характером межатомного взаимодействия. В теоретических работах, посвященных уравнениям состояния различных смесей и сплавов, традиционно используется приближение идеального раствора [21–23]. Если для систем, состоящих

из слабо взаимодействующих компонентов, как, например, Bi–Sn [24], такой подход еще можно применять с приемлемой для практики точностью (около 0.5%), то для систем типа ЩМ–Pb [1–16] это может привести к большим погрешностям в несколько десятков процентов.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование плотности и объемного коэффициента термического расширения эквиатомного сплава LiKPb в жидком состоянии. Новая надежная экспериментальная информация по термическим свойствам расплавов Li–K–Pb в значительной степени дополнит научную базу по ионным расплавам и расширит представления о металлических системах, в которых наблюдается «концентрационный переход металл–неметалл».

МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Основные проблемы при экспериментальном исследовании жидких сплавов щелочных металлов связаны с их высокой химической активностью и давлением паров. Эти ограничения были преодолены бесконтактным методом просвечивания образцов узким пучком гамма-излучения (гамма-метод [25, 26]) с использованием герметичной измерительной ампулы, заполненной защитным инертным газом. Экспериментальная установка и методика измерений термических свойств жидких образцов гамма-методом подробно описаны в работах [27, 28]. Принцип действия метода схематически показан на рис. 1. В ходе эксперимента измеряется ослабление интенсивности пучка γ -излучения в слое исследуемого образца известной толщины. В качестве источника излучения используется изотоп цезия-137 (с энергией фотонов 662 кэВ), разме-

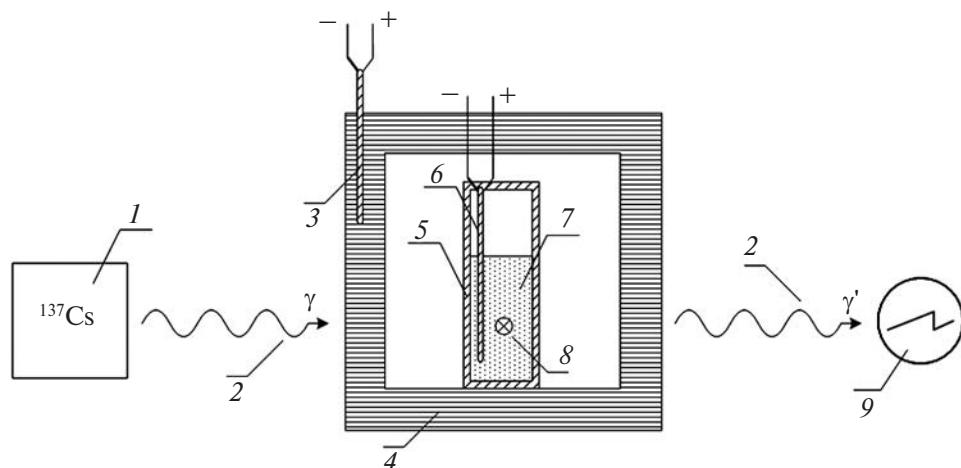


Рис. 1. Схема гамма-метода: 1 – блок с источником излучения, 2 – пучок гамма-квантов (γ, γ'), 3 – контрольная термопара, 4 – медный блок, 5 – ампула, 6 – измерительная термопара, 7 – исследуемый расплав, 8 – место просвечивания пучком гамма-излучения в образце, 9 – измерительная схема регистрации излучения γ' .

щенный в свинцовом блоке биологической защиты. Диаметр пучка составляет 3 мм. Измерительная ампула с исследуемым расплавом расположена на пути γ -пучка в массивном медном блоке, который предназначен для выравнивания температурного поля. Сам блок расположен внутри резистивной электропечи с водяным охлаждением (на схеме не показано). Место просвечивания пучком гамма-излучения в образце можно регулировать, что дает возможность исследовать профиль плотности по высоте расплава. В крышке ампулы приварена тонкостенная гильза, которая погружена в образец. В эксперименте используются две термопары типа К: измерительная, расположенная в защитной гильзе, и контрольная в медном блоке, служащая для контроля скорости нагрева—охлаждения и разницы температуры снаружи и внутри ампулы. Следует отметить, что защитная гильза с измерительной термопарой находится не на пути пучка, как может показаться из рисунка, а в стороне от него. На выходе из печи γ -пучок попадает в измерительную схему регистрации интенсивности излучения, в состав которой входят сцинтиляционный детектор, фотоэлектронный умножитель, дискриминатор и электронно-счетный частотомер.

Плотность расплава ρ рассчитывалась по формуле

$$\rho(T) = \frac{\ln[J_0(T)/J(T)]}{\mu l_{293}[1 + \bar{\alpha}(T)(T - 293.15)]},$$

которая вытекает из экспоненциального закона ослабления гамма-излучения [29]. Здесь T — температура, в К; $J_0(T)$ и $J(T)$ — интенсивности пучка излучения, прошедшего через пустую и заполненную (с образцом) измерительную ампулу соответственно, в с^{-1} ; l_{293} — длина ослабления излучения при 293.15 К (внутренний диаметр ампулы с поправкой на диаметр пучка излучения), в м; $\bar{\alpha}(T)$ — средний линейный коэффициент термического расширения материала ампулы, в К^{-1} ; μ — массовый коэффициент ослабления излучения для исследуемого материала, являющийся функцией только от состава, в $\text{м}^2/\text{кг}$. Для сплавов μ рассчитывается по массовым коэффициентам ослабления излучения для компонентов по правилу аддитивности: $\mu = \sum_i \mu_i C_i$, где μ_i , C_i — массовые коэффициенты ослабления излучения Li, K, Pb и массовые доли компонентов в образце. Объемный коэффициент термического расширения (ОКТР) β сплава определялся по плотности $\rho(T)$ и ее производной по температуре как $\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$.

Измерительная ампула, изготовленная из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, состояла из ци-

линдрического тигля высотой 60 мм и внутренним диаметром 38 мм и крышки с тонкостенной гильзой диаметром 6 мм для хромель-алюмелевой термопары. Градуировка измерительной и контрольной термопар проверялась по точкам кристаллизации лития, свинца, алюминия и магния. Отклонения измеренных температур затвердевания металлов от справочных данных не превышали 0.3–1.0 К.

Для изготовления сплава использовались свинец марки С00 чистотой не менее 99.9985 вес. %, литий — 99.95 вес. % и калий — 99.93 вес. %. Процедуры по приготовлению образца сплава и заполнению измерительной ампулы проводились в атмосфере высокочистого аргона (99.999 об. %) внутри перчаточного бокса, оснащенного аппаратом электрической дуговой сварки и электронными аналитическими весами. Давление в боксе было примерно 1 атм. Поверхности исходных слитков металлов механически очищались от пленок окислов, нитридов и гидроокислов. Массы навесок лития, калия и свинца, необходимые для расчета состава сплава, измерялись с погрешностью 2–3 мг. Металлы помещались в измерительную ампулу, после чего крышка герметично приваривалась к тиглю. Общая масса образца составила 112.467 ± 0.003 г. Фактическое содержание компонентов в образце: $X_{\text{Li}} = 33.33$ ат. %, $X_{\text{K}} = 33.34$ ат. % и $X_{\text{Pb}} = 33.33$ ат. %.

Максимальная ошибка определения состава не превышала ± 0.02 ат. %.

Массовые коэффициенты ослабления излучения компонентов находились по методике [28]. Величина μ_{Pb} измерялась на специально изготовленном твердом образце с хорошо известными геометрическими размерами. Плотность образцов Li и Pb при комнатной температуре, необходимая для расчета μ , определялась методом Архимеда (по взвешиванию в силиконовой жидкости и на воздухе). Величины μ_{K} и μ_{Li} измерялись на образцах, заплавленных в тиглях с хорошо известным внутренним диаметром. Плотность твердого калия при комнатной температуре взята из [30], где ρ измерена методом пикнометра с точностью 0.01% с использованием дважды дистиллированных образцов K (с чистотой 99.998 ат. %). Согласно оценкам, погрешность измерения μ_{Pb} , μ_{K} и μ_{Li} не превышала 0.15, 0.2 и 0.4% соответственно.

Перед началом измерений герметичная измерительная ампула с образцом устанавливалась в печь гамма-плотномера, печь вакуумировалась и заполнялась аргоном до давления 0.1 МПа. В ходе эксперимента образец плавился, нагревался до ~ 1000 К и выдерживался при этой температуре несколько часов с целью гомогенизации. Контроль гомогенности образца и отсут-

ствия газовых включений (пузырьков) на стенах ампулы проводился путем его сканирования, т.е. путем измерения коэффициента ослабления гамма-излучения в расплаве на высотах от 5 до 24 мм от дна ампулы с шагом 2–3 мм. Высота столба расплава при максимальной температуре эксперимента составляла 27.5 ± 0.4 мм, а сам расплав занимал примерно половину объема ампулы. Затем в ходе охлаждения со скоростью 2–3 К/мин определялась температурная зависимость плотности жидкого сплава в нескольких циклах измерений. Во время последнего цикла измерения ρ осуществлялся термический анализ образца со скоростью охлаждения не более 0.2 К/мин в области кристаллизации.

Значение давления над поверхностью образца внутри герметичной ампулы главным образом определяется давлением аргона P_{Ar} , которое, по оценкам, варьируется в пределах $P_{\text{Ar}} = 0.8\text{--}3.0$ бар в интервале температур 300–1000 К и практически не оказывает влияния на измеряемые величины. Парциальные давления паров щелочного металла можно считать пренебрежимо малыми по сравнению с P_{Ar} вследствие взаимодействия щелочного металла со свинцом [14, 15] и уменьшения их коэффициентов активности [31] в тройном расплаве LiKPb.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Было проведено три серии измерений плотности сплава LiKPb в жидкой области. Сканирование расплава пучком гамма-излучения после изотермической выдержки при ~ 1030 К показало, что величина $\mu\rho$ по высоте образца меняется не более чем на 0.5%, т.е. жидкий сплав был достаточно однородным по составу и плотности. Таким образом, можно сделать вывод, что сильное химическое взаимодействие между свинцом и щелочными металлами подавляет тенденцию к расслоению, которое наблюдается в расплавах Li–K [18].

Для определения температуры ликвидуса T_L строилась дифференциальная термограмма (рис. 2) при проведении термического анализа. Термовой эффект при затвердевании проявлялся в виде максимума на температурной зависимости разницы температур образца и терmostатирующего медного блока (ΔT). Температура образца, соответствующая началу резкого роста ΔT , принималась за T_L , которая для данного состава равна $T_L = 877.3 \pm 1.5$ К. Как видно на полученной термограмме, исследуемый сплав LiKPb не является конгруэнтно плавящимся: наблюдались протяженный интервал кристаллизации (более 100 К) и второй тепловой эффект при $T_1 = 722.0 \pm 1.5$ К, природа которого пока неясна.

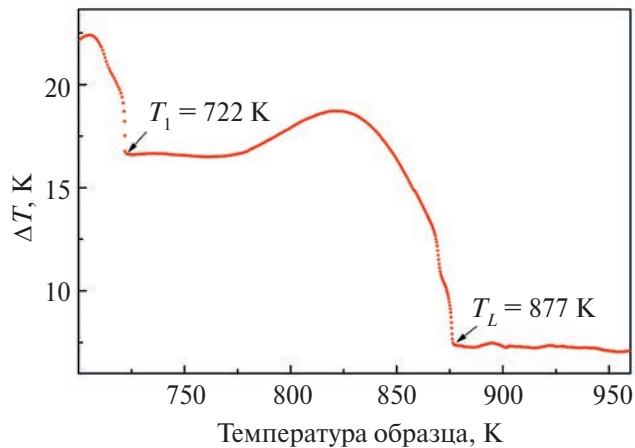


Рис. 2. Дифференциальная термограмма охлаждения сплава LiKPb в области кристаллизации.

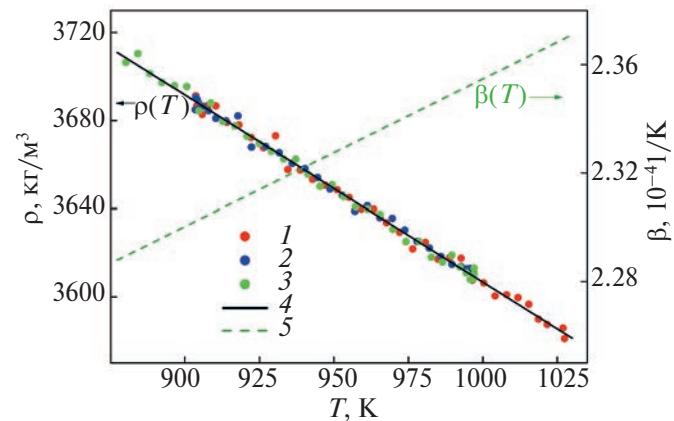


Рис. 3. Результаты измерения плотности ρ и аппроксимация $\beta(T)$ расплава LiKPb: 1–3 – данные первого, второго и третьего измерений ρ соответственно; 4 – аппроксимация $\rho(T)$, 5 – $\beta(T)$.

На рис. 3 представлены результаты по плотности ρ и ОКТР жидкого сплава LiKPb в интервале температур от T_L до 1030 К. Плотность измерялась на середине высоты столба расплава. В этой точке в ходе изотермической выдержки образца при 1030 К в течение нескольких часов величина $\mu\rho$ практически не менялась со временем, т.е. локальный состав расплава оставался неизменным и, как подтвердило сканирование, был наиболее близким к среднему составу образца. Экспериментальные данные по ρ , полученные в трех циклах охлаждения, хорошо согласуются между собой, а характер температурных зависимостей $\rho(T)$ и $\beta(T)$ оказался линейным. Первичные данные по плотности аппроксимировались полиномом первой степени

$$\rho(T) = 3710.7 - 0.848(T - 877.3),$$

где ρ измеряется в $\text{кг}/\text{м}^3$, T – в К. Поведение β , значения которого рассчитаны с использованием данной зависимости, в исследованном интервале температур хорошо описывается следующей линейной зависимостью:

$$\beta(T) = 2.288 + 5.437 \times 10^{-4}(T - 877.3),$$

где β – в $10^{-4} 1/\text{К}$.

В таблице приведены рекомендуемые значения плотности и ОКТР расплава LiKPb вместе с оцениваемыми погрешностями $\delta\rho$ и $\delta\beta$ в интервале температуры от T_L до 1030 К. Величины $\delta\rho$ и $\delta\beta$ включают как случайные погрешности (0.02–0.03% и 1.5–2.6%), так и неисключенные систематические ошибки, основной вклад в которые вносили неопределенности массовых коэффициентов ослабления излучения Li и K.

Как было отмечено во Введении, аномальное поведение электрофизических свойств жидких сплавов ЩМ–Pb, по мнению авторов [8–12], указывает на сильное взаимодействие между компонентами расплава и наличие химического близкого порядка в виде ионных комплексов, что, в частности, приводит к локализации электронов проводимости и к объемному сжатию. Последнее, именуемое иногда в литературе как эффект «химического сжатия», проявляется в отрицательных значениях (в несколько десятков процентов) относительного избыточного мольного объема V_{ex} [13–16]. В частности, для бинарных жидких систем Li–Pb и K–Pb максимальное объемное сжатие наблюдается в сплавах, содержащих 20 и 50 ат. % Pb [14, 15], что соответствует сплавам Li_4Pb и KPb , в которых концентрация комплексов $\text{Li}_4^{+}\text{Pb}^{4-}$ и $\text{K}_4^{+}[\text{Pb}_4]^{4-}$ достигает максимума [8–12]. Значения V_{ex} для этих составов составляют –16.5% [14] и –27% [15] соответственно. Для трехкомпонентного эквивалентного расплава LiKPb также наблюдается эффект «химического сжатия»: величина относительного избыточного мольного объема, рассчитанная по результатам плотности, составляет –24.6...–25.1% в интервале от T_L до 1030 К, что близко к значению V_{ex} для сплава K–Pb эквивалентного состава [15]. Это позволяет предпо-

термические свойства сплава LiKPb в жидкому состоянию

$T, \text{К}$	$\rho, \text{кг}/\text{м}^3$	$\beta, 10^{-4} 1/\text{К}$	$\delta\rho, \%$	$\delta\beta, \%$
877.3	3711	2.29	0.7	7
900	3691	2.30	0.8	6
950	3649	2.33	0.8	5
1000	3607	2.35	0.9	5
1030	3581	2.37	0.9	5

ложить, что в жидкой системе Li–K–Pb имеет тенденцию к образованию ионных комплексов, состоящих преимущественно из полианионов Цингля $[\text{Pb}_4]^{4-}$, окруженных катионами K^+ и Li^+ . Однако нельзя исключать, что в расплатах Li–K–Pb может иметь место иной тип химического упорядочивания атомов Li, K и Pb, дающий близкие к комплексам Цингля значения V_{ex} . Так или иначе, столь значительное уменьшение мольного объема V расплава по сравнению с V_{id} идеального раствора подтверждает высокую степень ионности химической связи в соединении Li–K–Pb, которая приводит к уменьшению межатомных расстояний [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование термических свойств тройного сплава LiKPb в жидкому состоянии от температуры ликвидуса $T_L = 877$ до 1030 К. Данные по плотности и тепловому расширению получены впервые и на настоящий момент являются единственными. Эксперименты показали, что сплав LiKPb не имеет тенденции к расслоению, несмотря на то что жидкие литий и калий нерастворимы друг в друге при этих температурах. Отрицательное и аномально большое по абсолютной величине значение избыточного мольного объема (примерно –25%) расплава LiKPb указывает на наличие химического близкого порядка в жидкому состоянию.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-10095 (<https://rscf.ru/project/23-79-10095/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nguyen V.T., Enderby J.E. The Electronic Structure of Lithium-based Liquid Semiconducting // Alloys. Philos. Mag. 1977. V. 35. № 4. P. 1013.
2. Calaway W.F., Saboungi M.-L. Electrical Resistivity of the Na–Pb System: Measurements and Interpretation // J. Phys. F: Met. Phys. 1983. V. 13. № 6. P. 1213.
3. Meijer J.A., Geertsma W., van der Lugt W. Electrical Resistivities of Liquid Alkali–Lead and Alkali–Indium Alloys // J. Phys. F: Met. Phys. 1985. V. 15. № 4. P. 899.
4. Van der Marel C., van Oosten A.B., Gertsma W. et al. The Electrical Resistivity of Liquid Li–Sn, Na–Sn and Na–Pb Alloys: Strong Effects of Chemical Interactions // J. Phys. F: Met. Phys. 1982. V. 12. № 10. P. 2349.
5. Meijer J.A., Vinke G.J.B., van der Lugt W. Resistivity of Liquid Rb–Pb and Cs–Pb Alloys // J. Phys. F: Met. Phys. 1986. V. 16. № 7. P. 845.
6. Matsunaga S., Tamaki S. Compound-forming Effect in the Resistivity of Liquid Na–Pb Alloys // J. Phys. Soc. Japan. 1983. V. 52. № 5. P. 1725.

7. Franz J.R., Brouers F., Holzhey C. Metal–Non-metal Transition in Liquid Alloys with Polyvalent Components // *J. Phys. F: Met. Phys.* 1982. V. 12. № 11. P. 2611.
8. Van der Lught W. Zintl Ions as Structural Units in Liquid Alloys // *Phys. Scr.* 1991. V. T39. P. 372.
9. Van der Lught W. Polyanions in Liquid Ionic Alloys: A Decade of Research // *J. Phys. Condens. Mat.* 1996. V. 8. № 34. P. 6115.
10. Saboungi M.L., Geertsma W., Price D.L. Ordering in Liquid Alloys // *Annu. Rev. Phys. Chem.* 1990. V. 41. № 1. P. 207.
11. Reijers H.T.J., Saboungi M.-L., Price D.L., Richardson J.W., Volin K.J., van der Lught W. Structural Properties of Liquid Alkali-metal–Lead alloys: NaPb, KPb, RbPb, and CsPb // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 40. № 9. P. 6018.
12. Ганнмахер В.Ф. Химическая локализация // УФН. 2002. Т. 172. № 11. С. 1283.
13. Khairulin R.A., Stankus S.V., Abdullaev R.N. Density, Thermal Expansion, and Binary Diffusion Coefficients of Sodium–Lead Melts // *High Temp. – High Press.* 2013. V. 42. № 6. P. 493.
14. Khairulin R.A., Abdullaev R.N., Stankus S.V., Agazhanov A.S., Savchenko I.V. Volumetric Properties of Lithium–Lead Melts // *Int. J. Thermophys.* 2017. V. 38. P. 23.
15. Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Абдуллаев Р.Н. Термические свойства жидких сплавов системы К–Pb // Термофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 3. С. 359.
16. Khairulin R.A., Abdullaev R.N., Stankus S.V. Volumetric Properties of the Liquid Cs–Pb System // *Phys. Chem. Liq.* 2021. V. 59. № 1. P. 162.
17. Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Абдуллаев Р.Н., Плевачук Ю.А., Шуняев К.Ю. Плотность и коэффициенты взаимной диффузии расплавов системы серебро–олово // Термофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 3. С. 419.
18. Хайрулин Р.А., Абдуллаев Р.Н., Станкус С.В. Растворимость калия, рубидия и цезия в жидким литием при высоких температурах // Термофизика и аэромеханика. 2021. Т. 28. № 1. С. 157.
19. Bobev S., Sevov S.C. Isolated Deltahedral Clusters of Lead in the Solid State: Synthesis and Characterization of Rb_4Pb_9 and $Cs_{10}K_6Pb_{36}$ with Pb_9^{4-} , and $A_3A'Pb_4$ ($A=Cs, Rb, K$; $A'=Na, Li$) with Pb_4^{4-} // *Polyhedron*. 2002. V. 21. № 5–6. P. 641.
20. Фокин Л.Р., Кулямина Е.Ю. Плотность жидкого калия на линии насыщения: краткая история длиною в 50 лет // ТВТ. 2021. Т. 59. № 5. С. 679.
21. Маевский К.К., Кинеловский С.А. Термодинамические параметры смесей с нитридом кремния при ударно-волновом воздействии в представлениях равновесной модели // ТВТ. 2018. Т. 56. № 6. С. 876.
22. Бельхеева Р.К. О влиянии давления и пористости на параметры уравнения состояния пористого вещества // ТВТ. 2023. Т. 61. № 5. С. 693.
23. Середкин Н.Н., Хищенко К.В. Уравнение состояния сплава гафния и циркония при высоких давлениях и температурах в ударных волнах // ТВТ. 2024. Т. 62. № 4. С. 513.
24. Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Абдуллаев Р.Н., Скларчук В.М. Плотность и коэффициенты взаимной диффузии расплавов висмут–олово эвтектического и околоэвтектического составов // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 206.
25. Курочкин А.Р., Попель П.С., Ягодин Д.А., Борисенко А.В., Охапкин А.В. Плотность сплавов медь–алюминий при температурах до 1400°C по результатам измерений гамма-методом // ТВТ. 2013. Т. 51. № 2. С. 224.
26. Rao M.R., Krishna N.G., Lingam S.C. Исследование теплофизических свойств оксидов иттрия, церия и празеодима при температурах 300–1000 K с использованием коэффициента затухания γ -излучения // ТВТ. 2022. Т. 60. № 6. С. 830.
27. Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Кошелева А.С. Взаимная диффузия в расплавах системы олово–свинец эвтектического и околоэвтектического составов // ТВТ. 2008. Т. 46. № 2. С. 239.
28. Станкус С.В., Хайрулин Р.А., Попель П.С. Методика экспериментального определения плотности твердых и жидких материалов гамма-методом. Методика ГСССД МЭ 206–2013. М.: Стандартинформ, 2013. 54 с.
29. Гарт Г. Радиоизотопное измерение плотности жидкостей и бинарных систем: Сокр. пер. с нем. М.: Атомиздат, 1975. 184 с.
30. Stokes R.H. The Molar Volumes and Thermal Expansion Coefficients of Solid and Liquid Potassium from 0–85°C // *J. Phys. Chem. Sol.* 1966. V. 27. № 1. P. 51.
31. Saboungi M.L., Leonard S.R., Ellefson J. Anomalous Behavior of Liquid K–Pb Alloys: Excess Stability, Entropy, and Heat Capacity // *J. Chem. Phys.* 1986. V. 85. № 10. P. 6072.