

УДК 536.423

Критерий гомогенности вскипания перегретых жидкостей*

Г.В. Ермаков, Е.В. Липнягов

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург

E-mail: ermakov-german@mail.ru

При практическом изучении вскипания сильно перегретых жидкостей трудно освободиться от воздействия на этот процесс стенок сосудов и примесей. Поэтому всегда имеются сомнения в чистоте проводимого опыта, в его соответствии классической теории гомогенного стационарного зародышеобразования. Это снижает надежность проверки этой теории. Приведены основные результаты теории гомогенной нуклеации, а также формулы для расчета работы образования критического зародыша по величине наклона границы достижимого перегрева на изобарах и изотермах. В качестве критерия гомогенности вскипания рассматривается совпадение значений работы этого образования, вычисленной из опыта, с теорией. Проведены расчеты для нескольких жидкостей по изобарам и изотермам. Для всех жидкостей теоретическое значение работы образования критического зародыша больше эмпирического в 1,23–4,5 раза, что значительно превышает погрешность расчета. Таким образом, вскипание рассмотренных жидкостей не является гомогенным и, следовательно, адекватным классической теории нуклеации.

Ключевые слова: время ожидания вскипания перегретой жидкости, теория гомогенного стационарного зародышеобразования, теоретическая и эмпирическая работа образования критического зародыша.

ВВЕДЕНИЕ

Основы классической теории зародышеобразования при фазовых переходах первого рода заложены в работе [1]. Развитие кинетического аспекта теории представлено в работе [2], а применительно к вскипанию перегретых жидкостей — в работе [3]. В современном виде теория сформулирована в работах [4 и 5]. В ее основе лежит кинетическое уравнение Зельдовича–Кагана, являющееся частным случаем уравнения Фоккера–Планка [6].

Кинетика образования зародышевых пузырьков пара в перегретой жидкости рассматривается как стационарный случайный процесс, который состоит в случайном присоединении или отдаче зародышевыми пузырьками отдельных молекул. Результатом рассмотрения этого процесса является введение в теорию частоты зародышеобразования J , определяемой как число жизнеспособных зародышей пара, образующихся в единице объема жидкости в единицу времени. Под жизнеспособными зародышами пара понимаются такие зародыши, радиус которых настолько превысил критическое значение, что они оказываются способными к детерминированному росту. При стационарном зародышеобразовании $J = \text{const}$.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (№ НШ-4429.2006.8) и РФФИ (проект № 07-08-00575-а).

Другим существенным предположением теории является гомогенность зародышеобразования [6, 7]. Это предположение означает, что однородность системы ничем не нарушается и флуктуационный механизм присоединения — отдачи отдельной молекулы к зародышевому пузырьку, является единственной причиной его эволюции. Никакие другие причины, способствующие возникновению и росту пузырька, в теории не рассматриваются. Исключаются, прежде всего, твердые поверхности, которые могли бы соприкасаться с жидкостью. Исключаются и другие факторы: газы, инициирующие вскипание, поверхностно-активные примеси, ионизирующие излучения, вообще любые факторы, нарушающие однородность жидкости. Таким образом, гомогенное зародышеобразование в перегретой жидкости — это зародышеобразование в чистой жидкости в отсутствие воздействий, нарушающих ее однородность, это вскипание исключительно вследствие флуктуаций. Гомогенное вскипание реализуется (например, в координатах давление–температура) до некоторой границы, которая соответствует определенной частоте зародышеобразования и является границей устойчивости жидкой фазы, относительно ограниченных возмущений. Мерой этих возмущений для данного метастабильного состояния является критический зародыш. В этом смысле граница достижимого перегрева подобна спинодали, которая является границей устойчивости, но только относительно бесконечно малых возмущений состояния.

Наиболее простым примером системы, в которой может реализоваться гомогенное зародышеобразование, является чистая жидкость, ограниченная абсолютно смачиваемыми стенками, с одинаковыми заданными значениями температуры и давления во всех ее точках. Такая система характеризуется одинаковой вероятностью возникновения закритического пузырька в любой ее точке. Вследствие гомогенности (однородности) системы число пузырьков сверхкритического радиуса, флуктуационно образующихся во всей системе в единицу времени, определяется (см. ниже формулу (7)) простым умножением частоты зародышеобразования на объем системы. Приведенные свойства гомогенного зародышеобразования характеризуют его как некоторый предельный режим вскипания, достичь которого чрезвычайно сложно, если вообще возможно. В связи с этим, почти всегда возникает сомнение, реализуется ли в данном опыте гомогенное зародышеобразование, поскольку основной довод в его пользу — очень хорошая, но не абсолютная, смачиваемость большинством жидкостей твердых тел, и, в первую очередь, поверхности стекла. Вот как эту проблему комментировал академик В.П. Скрипов: ”Теоретически возможен случай возникновения в метастабильной системе зародышей новой фазы флуктуационным путем. Однако на практике трудно освободиться от действия посторонних факторов (загрязнение, влияние стенок и т. д.), которые облегчают фазовый переход. Как видно из имеющейся литературы, почти всегда остается сомнение в чистоте поставленных опытов. Поэтому всегда актуальны поиски новых экспериментальных методик и способов обработки результатов по зародышеобразованию”. И далее: ”Большую трудность при изучении кинетики зарождения новой фазы представляет отделение эффектов гетерогенной и гомогенной нуклеаций. До сих пор не устранены сомнения в возможности “чистого” опыта, свободного от действия стенок сосуда и примесей. Это снижает надежность результатов экспериментальной проверки кинетической теории гомогенного зародышеобразования для конденсации пара, вскипания жидкости или кристаллизации” [7] (см. с. 7) и [11].

Настоящая работа является попыткой хотя бы частично решить поставленную проблему путем обработки экспериментальных данных по кинетике зародышеобразования в области, где вскипание предполагается гомогенным.

**ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГОМОГЕННОГО
ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ
ПО КИНЕТИКЕ ВСКИПАНИЯ ПЕРЕГРЕТЫХ ЖИДКОСТЕЙ**

Теория гомогенного зародышеобразования содержит довольно много приближений как принципиального, физического, так и вычислительного характера. Обсуждение этих приближений не входит в задачу настоящей работы, тем более, что часто принимаемым приближениям просто нет альтернативы. Результатом теории является простое выражение для частоты гомогенного зародышеобразования [4–7]

$$J = N_1 B \exp[-W_k/kT]. \quad (1)$$

Здесь N_1 — число молекул жидкости в единице объема, множитель B — характеризует скорость перехода зародыша через критический размер, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, W_k — работа образования критического зародыша, вычисляемая по формуле

$$W_k = \frac{16}{3} \pi \frac{\sigma^3}{(p'' - p')^2}. \quad (2)$$

В формуле (2) σ — коэффициент поверхностного натяжения на границе жидкость–пар, p'' — давление пара в критическом пузырьке, p' — давление в жидкости. Разность давлений в знаменателе (2) можно вычислить с помощью приближения [8–10]

$$p'' - p' = (p_s - p') \left(1 - \frac{v_s'}{v_s''} \right), \quad (3)$$

где p_s — давление насыщенного пара, v_s' и v_s'' — удельные объемы жидкости и пара на линии насыщения соответственно.

Формулы (2) и (3) определяют зависимость работы образования критического пузырька от температуры и давления в жидкости. Анализ зависимости произведения $N_1 B$ от температуры и давления [6] показывает, что оно является практически постоянной величиной, и вместо (1) можно записать (в системе СИ)

$$\ln J = 88 - \frac{W_k}{kT}. \quad (4)$$

(Здесь и далее перед логарифмированием размерных величин превращаем их в безразмерные делением на единицу измерения.) Предположение о стационарности процесса нуклеации определяет экспоненциальный характер интегральной и дифференциальной функций распределения вероятностей времен ожидания вскипания [11]:

$$F(\tau) = 1 - e^{-\lambda\tau}, \quad (5)$$

$$f(\tau) = \frac{dF}{d\tau} = \lambda e^{-\lambda\tau}. \quad (6)$$

Здесь τ — время ожидания вскипания, λ — частота образования жизнеспособных зародышей пара во всей гомогенной системе. При этом имеет место простая связь

$$\lambda = J V_c, \quad (7)$$

где V_c — объем перегреваемой жидкости. Плотность распределения (6) приводит к соотношению

$$\lambda = (\bar{\tau})^{-1}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) получаем известную связь частоты зародышеобразования со средним временем ожидания вскипания

$$JV_c \bar{\tau} = 1. \quad (9)$$

Логарифмируя (9) и используя формулу (4), получаем

$$\ln \bar{\tau} = -(88 + \ln V_c) + \frac{W_k}{kT}. \quad (10)$$

Наиболее информативным методом изучения кинетики зародышеобразования в перегретых жидкостях является метод измерения времени существования перегретого состояния или времени ожидания вскипания жидкости. Такие измерения обычно проводят с жидкостями, находящимися в стеклянных капиллярах сравнительно малого объема. Время ожидания вскипания измеряют по изобарам или изотермам. Необходимое метастабильное состояние получают понижением давления от $p_2 > p_s$ (p_s — давление насыщенного пара) до давления $p' < p_s$, соответствующего изучаемому метастабильному состоянию. Процесс вскипания является случайным, а время ожидания вскипания — случайной величиной, поскольку причиной вскипания являются флуктуации. В силу этого обстоятельства, величиной, имеющей физический смысл для этого явления, будет среднее значение времени жизни жидкости в заданном метастабильном состоянии. Детали проведения таких экспериментов и обработки результатов для различных жидкостей можно найти в известных монографиях [7, 6, 10, 12].

Типичный вид зависимостей, получаемых в описанных экспериментах, представлен на рисунке.

При измерениях по изобарам (рис., а) с ростом температуры логарифм среднего времени жизни на участке АВ плавно убывает, переходя в так называемое плато ВС, где почти отсутствует его зависимость от температуры.

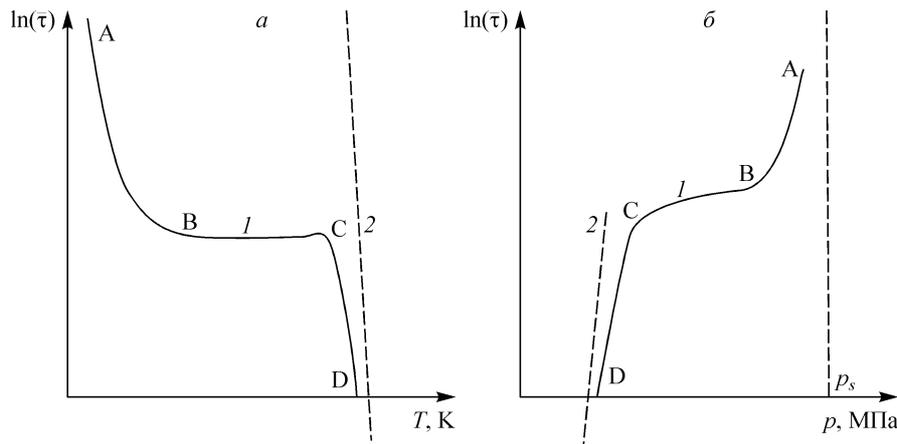


Рис. Качественные зависимости логарифма среднего времени жизни перегретой жидкости по изобарам (а) и изотермам (б) от температуры и давления соответственно.

2 — положение границы достижимого перегрева по теории гомогенной нуклеации

Последний характерный элемент изобары — прямой и самый крутой участок СД. Обычно его называют границей достижимого перегрева.

На участке АВ вскипание считается гетерогенным, на плато предполагается, что фактором, определяющим вскипание, является фоновое радиоактивное излучение, а на границе достижимого перегрева — гомогенное зародышеобразование. Линия 2 показывает положение границы достижимого перегрева по теории гомогенной нуклеации. Она обычно располагается на несколько десятых долей градуса выше экспериментальной границы и имеет более высокую крутизну. В единичных случаях расхождения по температуре достигают 1–3 °С. Изотерма (рис., *b*) имеет те же характерные элементы, а расхождения по давлению между теорией и экспериментом в пересчете на температуру имеют близкие величины.

Таким образом, теория гомогенной нуклеации очень хорошо описывает температурную границу достижимого перегрева жидкостей. Этот вывод подтвержден экспериментами на нескольких десятках жидкостей [7, 6, 10, 12]. Однако следует обратить внимание на то, что средние времена жизни состояний перегрева отличаются от теоретических на порядки. Этот результат косвенно свидетельствует об иницированном характере вскипания в проведенных опытах.

КРИТЕРИЙ ГОМОГЕННОСТИ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ

При гомогенной нуклеации очевидно, что работа образования критического зародыша $W_k^{(\vartheta)}$, вычисленная по экспериментальным данным, в пределах погрешности экспериментов должна совпадать с результатом вычислений по теоретической формуле (2) $W_k^{(T)} = W_k^{(\vartheta)}$ или

$$\frac{W_k^{(T)}}{W_k^{(\vartheta)}} = 1. \quad (11)$$

Однако погрешность этого отношения должна быть, возможно, меньшей. Уровень погрешности около 1 % был бы вполне приемлемым, но достичь такой погрешности в реальных теплофизических расчетах с использованием экспериментальных и справочных данных вряд ли возможно. Погрешность вычисления теоретической работы образования критического зародыша с использованием справочных данных уже составляет около 4 %. Основываясь на результатах расчетов, приведенных ниже, в качестве предельного значения погрешности для отнесения вскипания к гомогенному можно рекомендовать 10 %, что соответствует отношению работ от 0,9 до 1,1.

Оставаясь в рамках стационарной гомогенной теории зародышеобразования, вычислим наклон границы достижимого перегрева на изобарах по формуле (10) с учетом формул (2) и (3). Получим

$$\left(\frac{\partial \ln \bar{\tau}}{\partial T} \right)_{p'} = \frac{1}{kT} \left(\frac{\partial W_k}{\partial T} \right)_{p'} - \frac{W_k}{kT} \frac{1}{T} = \frac{W_k}{kT} K(T). \quad (12)$$

Коэффициент $K(T)$ является производной по температуре от величины $M(T)$

$$K(T) = \left(\frac{\partial M(T)}{\partial T} \right)_{p'}, \quad (13)$$

составленной из теплофизических характеристик исследуемой жидкости, зависящих от температуры,

$$M(T) = \ln \left[\frac{\sigma^3}{(p'' - p')^2 T} \right]. \quad (14)$$

Эта величина вычисляется по справочным данным при различных температурах и аппроксимируется в зависимости от температуры аналитически. По полученной аппроксимации вычисляется $K(T)$.

С помощью формулы (12) можем вычислить теоретический наклон изобары. И наоборот, определяя наклон границы достижимого перегрева из экспериментальных данных на изобаре

$$\left(\frac{\partial \ln \bar{\tau}}{\partial T} \right)_{p'}^{(эк)} = B_{p'} = \text{const}, \quad (15)$$

из той же формулы (12) найдем эмпирическую работу образования критического зародыша

$$W_{\kappa}^{(э)} = B_{p'} \frac{kT}{K(T)}. \quad (16)$$

Совпадение результатов вычислений по формулам (2) и (16) означает, что в рассматриваемом изобарическом эксперименте отсутствуют факторы, инициирующие вскипание, и, следовательно, имеет место гомогенное зародышеобразование.

Подобным же образом найдем эмпирическую работу образования критического зародыша из данных по кинетике зародышеобразования на изотерме. Для этого случая вместо (12) из формулы (10) получим более простое выражение:

$$\left(\frac{\partial \ln \bar{\tau}}{\partial p'} \right)_T = \frac{1}{kT} \left(\frac{\partial W_{\kappa}}{\partial p'} \right)_T. \quad (17)$$

Изотермическая производная от работы образования критического зародыша по давлению в жидкой фазе с учетом формулы (3) будет иметь вид

$$\left(\frac{\partial W_{\kappa}}{\partial p'} \right)_T = W_{\kappa} \left[\frac{2}{p_s - p'} \right]. \quad (18)$$

Обозначая эмпирический наклон границы достижимого перегрева на изотерме

$$\left(\frac{\partial \ln \bar{\tau}}{\partial p'} \right)_T = B_T = \text{const}, \quad (19)$$

для эмпирического значения работы образования критического зародыша получаем формулу

$$W_{\kappa}^{(э)} = B_T kT \frac{(p_s - p')}{2}. \quad (20)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Апробация предложенного критерия гомогенности вскипания перегретой жидкости проведена на жидкостях: н-пентан, н-гексан, диэтиловый эфир, бензол, фреон-11, фреон-21, фреон-113 по изобарам и на диэтиловом эфире, жидком этане и бензоле по изотермам. Результаты представлены в табл. 1 и 2.

Таблица 1
Сравнение результатов вычислений эмпирической и теоретической работы образования критического зародыша по изобарам

$p',$ бар	T, K	$B_{p'},$ K^{-1}	$\Delta B_{p'},$ %	$W_{\kappa}^{(\ominus)} \cdot 10^{19},$ Дж	$\Delta W_{\kappa}^{(\ominus)},$ %	$W_{\kappa} \cdot 10^{19},$ Дж	$W_{\kappa} / W_{\kappa}^{(\ominus)}$	$\frac{W_{\kappa} - W_{\kappa}^{(\ominus)}}{W_{\kappa}^{(\ominus)}},$ %	$\Delta \left(\frac{W_{\kappa}}{W_{\kappa}^{(\ominus)}} \right),$ %
<i>Н-пентан</i> (метод останова капель в серной кислоте) [14]									
1,0	418,6	-6,53	8,4	3,45	8,6	4,59	1,33	33	12,6
<i>Н-гексан</i> (метод останова капель в серной кислоте) [14]									
1,0	454,2	-5,32	4,3	3,12	4,5	4,04	1,29	29	8,5
<i>Н-пентан</i> (пузырьковая камера) [14]									
1,0	419,1	-5,25	6,1	2,76	6,3	4,35	1,58	58	10,3
<i>Н-пентан</i> (пузырьковая камера) [14]									
1,0	453,3	-5,16	4,6	3,05	4,8	4,44	1,45	45	8,8
<i>Диэтиловый эфир</i> (пузырьковая камера) [14]									
1,0	416,1	-3,77	2,3	1,97	2,5	4,35	2,21	21	6,5
<i>Бензол</i> (пузырьковая камера) [14]									
1,0	498,2	-3,63	7,8	2,87	8,0	5,15	1,79	79	14,0
<i>Фреон-11</i> (пузырьковая камера) [15]									
1,0	417,2	-6,12	0,7	3,30	1,4	4,33	1,31	31	5,4
<i>Фреон-21</i> (пузырьковая камера) [15]									
1,0	401,8	-3,27	4,3	1,91	13,3	3,49	1,83	83	17,3
<i>Фреон-113</i> (пузырьковая камера) [15]									
1,0	433,7	-4,84	1,3	1,17	10,0	5,27	4,50	350	14,0

Таблица 2
Сравнение результатов вычислений эмпирической и теоретической работы образования критического зародыша по изотермам

T, K	$p_s,$ бар	$p',$ бар	$\Delta B_T,$ бар ⁻¹	$\Delta B_{p'},$ %	$W_{\kappa}^{(\ominus)} \cdot 10^{19},$ Дж	$\Delta W_{\kappa}^{(\ominus)},$ %	$W_{\kappa} \cdot 10^{19},$ Дж	$\frac{W_{\kappa}}{W_{\kappa}^{(\ominus)}}$	$\frac{W_{\kappa} - W_{\kappa}^{(\ominus)}}{W_{\kappa}^{(\ominus)}},$ %	$\Delta \left(\frac{W_{\kappa}}{W_{\kappa}^{(\ominus)}} \right),$ %
<i>Диэтиловый эфир</i> [14]										
416,9	15,8	1,8	5,42	0,6	2,85	2,1	4,37	1,53	53	6,1
<i>Диэтиловый эфир</i> [14]										
421,2	17,1	5,1	6,48	0,8	2,23	2,4	4,41	1,98	98	6,4
<i>Бензол</i> [14]										
499,0	21,1	2,8	6,81	0,8	4,30	1,9	5,77	1,34	34	5,9
<i>Жидкий этан</i> [16]										
269,0	22,3	3,2	3,37	3,1	1,30	4,2	2,85	2,19	119	8,2
<i>Жидкий этан</i> [16]										
273,2	24,7	9,0	3,52	5,0	1,30	6,3	2,75	2,59	159	10,3
<i>Жидкий этан</i> [16]										
277,0	27,0	14,3	5,50	0,3	1,44	1,9	2,65	1,84	84	5,9
<i>Жидкий этан</i> [16]										
281,0	29,7	19,6	8,81	0,8	2,00	2,8	2,46	1,23	23	6,8

При вычислениях по формулам (2), (16), (20), входящие в них теплофизические величины σ , $(p'' - p')$ и комплекс $M(T)$ аппроксимировали в зависимости от температуры по справочным и литературным данным [6, 7, 13–22] кубическими

сплайнами. По этим аппроксимациям для заданных значений давления p' и температуры T вычисляли их значения и производную $K(T)$ из формулы (14). С помощью этих же аппроксимаций оценивали погрешности расчетов работы образования критического зародыша по формулам (2), (16), и (20). При этом использовали обычные правила, принятые при вычислении погрешностей косвенных величин [23]. Наклоны границ достижимого перегрева на изобарах B_p' (15) и изотермах B_T (19) определяли методом наименьших квадратов, считая их прямыми линиями. Погрешность наклона аппроксимирующей прямой определялась в процессе обработки экспериментальных данных с помощью стандартной программы, которая выдавала не только коэффициенты прямой линии, но и их статистические погрешности. Эти погрешности, в соответствии с правилами математической статистики, умножали на коэффициент Стьюдента. Результаты этого умножения приведены в таблицах.

Погрешность расчета теоретической работы образования критического зародыша описанным способом составила около 4 %. При этом относительная погрешность определения коэффициента поверхностного натяжения принята равной 1%, а относительная погрешность разности давлений в паре и в жидкости в соответствии с работами [7–10] — 0,5 %.

Погрешность эмпирической работы образования критического зародыша (см. табл. 1), найденная по изобарической границе достижимого перегрева, изменяется от 1,4 % до 13,3 %. Как видно из табл. 1, для всех жидкостей за исключением фреонов она определяется погрешностью вычисления наклона изобары (15) методом наименьших квадратов. Погрешность наклона изобары изменяется от 0,7 % до 8,4 %.

Погрешность вычисления работы образования критического зародыша по наклону границы достижимого перегрева изотерм изменяется от 1,9 % до 6,3 %. Погрешность наклона изотерм (19) — в пределах 0,3 %–5,0 %.

Как видно из таблиц, отношение теоретической работы образования критического зародыша к эмпирической, вычисленной по наклону границы достижимого перегрева, всегда заметно больше единицы. Оно изменяется от 1,23 до 4,50.

Разность между отношением работ и единицей дает разность между теоретической и эмпирической работами, отнесенную к эмпирической работе образования критического зародыша. В процентном отношении это составляет 23 %–350 %, что существенно превышает погрешность расчета (см. две последние колонки таблиц). Обращают на себя внимание также более низкие значения рассматриваемого отношения, полученные методом остановки капелек *n*-пентана и *n*-гексана в серной кислоте. В этом случае вследствие химического взаимодействия углеводородов с горячей серной кислотой на их границе образуется твердая пленка и, таким образом, и эта система оказывается гетерогенной. Однако влияние этой пленки на вскипание оказывается, как видно из расчета, меньше, чем величине стеклянной поверхности.

Таким образом, предложенный критерий гомогенности вскипания сильно перегретых жидкостей показывает, что во всех изученных системах имеет место инициированное, негомогенное зародышеобразование и, следовательно, рассмотренные эксперименты не адекватны исходным положениям классической теории гомогенной нуклеации в перегретых жидкостях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гиббс Дж.В. Термодинамика. Статистическая механика. — М.: Наука, 1982. — 584 с.
2. Фольмер М. Кинетика образования новой фазы. — М.: Наука, 1986. — 205 с.

3. **Doring W.** Die Uberhitzungsgrense und ZerreiBfestigkeit von Flussigkeiten // Z. Phys. Chem. B. — 1937. — Bd.36, No. 5/6. — S. 371–386.
4. **Зельдович Я.Б.** К теории образования новой фазы. Кавитация. // ЖЭТФ. — 1942. — Т. 12, № 11-12. — С. 525–538.
5. **Каган Ю.М.** О кинетике кипения чистой жидкости // ЖФХ. — 1960. — Т. 34, № 1. — С. 92–101.
6. **Скрипов В.П., Синицын Е.Н., Павлов П.А., Ермаков Г.В. и др.** Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. — М.: Атомиздат, 1980. — 208 с.
7. **Скрипов В.П.** Метастабильная жидкость. — М.: Наука, 1972. — 312 с.
8. **Скрипов В.П., Ермаков Г.В.** Давление пара в зародышевом пузырьке // Коллоидный журнал. — 1967. — Т. 29, № 5. — С. 724–727.
9. **Ермаков Г.В., Скрипов В.П.** Вычисление давления в зародыше новой фазы при переходе жидкость–пар // Коллоидный журнал. — 1993. — Т. 55, № 1. — С. 70–76.
10. **Ермаков Г.В.** Термодинамические свойства и кинетика вскипания перегретых жидкостей. — Екатеринбург: УрО РАН, 2002. — 272 с.
11. **Вентцель Е.С.** Теория вероятностей. — М.: Наука, 1969. — 576с.
12. **Байдаков В.Г.** Перегрев криогенных жидкостей. — Екатеринбург: УрО РАН, 1995. — 264 с.
13. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Физматгиз, 1963. — 708 с.
14. **Синицын Е.Н.** Исследование кинетики зародышеобразования в перегретых жидкостях / Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Свердловск: УПИ им. С.М. Кирова, 1967. — 231 с.
15. **Чуканов В.Н.** Метастабильные состояния воды и жидких фреонов / Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Свердловск: УПИ им. С.М. Кирова, 1970. — 161 с.
16. **Сулла И.И.** Поверхностное натяжение и кинетика зародышеобразования в растворах ожигенных газов / Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Екатеринбург: УГТУ-УПИ им. С.М. Кирова, 1992. — 157 с.
17. **Синицын Е.Н., Скрипов В.П.** Экспериментальное исследование кинетики вскипания перегретой жидкости // Украинский физический журнал. — 1967.— Т. 12, № 1. — С. 99–104.
18. **Синицын Е.Н., Скрипов В.П.** Кинетика зародышеобразования в перегретых жидкостях // Журнал физ. химии, 1968. — Т. 42. — С. 844.
19. **Чуканов В.Н., Скрипов В.П.** Изучение кинетики гомогенного зародышеобразования в перегретых жидких фреонах Ф11, Ф21. — Атомная и молекулярная физика (Изд-во Уральского политех. института). — 1971. — Вып. 189. — С. 48.
20. **Чуканов В.Н., Скрипов В.П.** Экспериментальная установка для изучения перегретых жидкостей методом измерения времени их жизни // Теплофизика. — Свердловск: РИСО УНЦ АН СССР. — Труды ОФТПЭ, 1971. — Вып. 1. — С. 3–10.
21. **Каверин А.М., Байдаков В.Г., Сулла И.И., Катянов А.Н.** Достижимый перегрев и поверхностное натяжение этана, пропана и изобутана // Тез. докл. Всесоюз. совещ. “Теплофизика метастабильных жидкостей...”. — Свердловск, 1985. — С. 85–86.
22. **Байдаков В.Г., Каверин А.М., Сулла И.И.** Достижимый перегрев этана // Теплофизика высоких температур. — 1989. — Т. 27, № 2. — С. 410–412.
23. **Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами /** Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. — М.: Наука, 1979, — 832 с.

Статья поступила в редакцию 25 марта 2008 г.