

Л и т е р а т у р а

1. Buts V. A., Lebedev A. N., Kurilko V. I. The Theory of Coherent Radiation by Intense Electron Beams. Springer 2006.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: ГИФМЛ, 1962.
3. Горбунов М. А., Лебедев А. Н. О пределах концепции индуцированного излучения в ЛСЭ: Тр. Междунар. конф. по линейным ускорителям. — Алушта, 2007.

4. Горбунов М. А., Лебедев А. Н. Частично когерентное излучение электронного сгустка: Тр. Рос. конф. по ускорителям RuPAC 08, 2008.

Статья поступила в редакцию 23 декабря 2008 г.

Partially coherent em radiation of an electron bunch

M. A. Gorbunov, A. N. Lebedev

Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow, Russia

E-mail: lebedev@sci.lebedev.ru, ujh@mail.ru

Peculiarities of electromagnetic radiation of a spatially non-uniform bunch of electron radiators are considered starting with a general discussion of their temporal and spatial coherence. The obtained spectral-angular characteristics permit to define a coherent part of the total radiation losses of the bunch. Their dependencies on the radiators density within the bunch, including a case of low particles number per one wavelength, permit to estimate the ultimate limit of possible coherent effects in rarified beams. The presented 3D visualization reveals radiators interference and permits to exclude a "useful" part of coherent radiation within a narrow angle along the particles relativistic velocity.

PACS: 41.75.-i

УДК 533.95

Распределение кулоновского микрополя внутри ионного кластера

С. А. Майоров

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

E-mail: may@fpl.gpi.ru, mayorov_sa@mail.ru

А. А. Щербаков

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

С помощью моделирования методами молекулярной динамики и Монте-Карло исследуется функция распределения микрополя в кластерах. Полученные результаты сравниваются с распределением микрополей в неограниченной плазме. Показано, что рассчитанные распределения имеют те же асимптотики. Положение же максимума и наличие дополнительных экстремумов зависят от типа и размера кластера. Исследована зависимость математического ожидания и дисперсии функции распределения микрополя от числа частиц в кластере.

PACS: 52.25.-b, 52.65.Ww

Введение

При рассмотрении систем заряженных частиц поле, создаваемое ими, часто называют микрополем, чтобы отличать его от внешних полей. Распределение таких микрополей в зависимости от

рассматриваемой системы может определять множество различных характеристик системы, таких как сдвиги и уширение атомных спектров, сечения столкновений частиц и т. п. Поэтому знание характерного поведения распределений микрополей (асимптотики, наличие экстремумов) для конкрет-

ных систем может оказаться полезным для изучения разнообразных происходящих в них физических явлений.

В простейшем случае бесконечной системы заряженных частиц, равномерно распределенных в пространстве, точное аналитическое решение для нахождения функции распределения микрополя было дано Хольцмарком еще в 1919 г. [1]. В этом решении предполагается, что частицы распределены независимо (корреляции между ними равны нулю), и их температура стремится к бесконечности (соответственно, показатель неидеальности системы $\Gamma = U_{pot}/E_{kin}$ равен нулю).

Распределение Хольцмарка определяется выражением

$$H(u) = \frac{2}{\pi i} \int_0^{\infty} t \sin t \exp\left[-t/u^{3/2}\right] dt, \quad (1)$$

где $u = E/E_H$, $u = E/E_H$ — безразмерное значение модуля микрополя;

E — абсолютное значение модуля микрополя;

E_H — т. н. хольцмарковское микрополе, равное $2\pi(4/15)^{2/3} qn^{2/3}$, здесь n — концентрация частиц, q — заряд частиц.

Необходимо отметить, что выражение (1) достигает максимума при $u \approx 1,6$ и $u \approx 1,607$ и имеет следующие асимптотики:

$$H(u) = \begin{cases} 4u^2/3\pi + O(u^4), & u \rightarrow 0 \\ 15/8 \cdot 2/\pi^{1/2} u^{-5/2} + O(u^{-4}), & u \rightarrow \infty. \end{cases}$$

Отметим, что микрополе, создаваемое двумя типами независимо и равномерно распределенных одинаковых заряженных частиц, распределено так же, как и микрополя, соответствующие каждому типу в отдельности, т. е. по Хольцмарку.

Описанное распределение представляет собой важную, но слишком упрощенную и физически нереализуемую модель, поэтому были предприняты многочисленные попытки для его улучшения. Исследователи, которые решали данную задачу, так или иначе оперировали с фурье-образом функции распределения, для которого были получены различные приближенные аналитические выражения, а искомая функция находилась затем с помощью численного интегрирования [2—6]. При этом естественный интерес для рассмотрения представляла собой двухкомпонентная электрон-ионная плазма, где характерное микрополе можно разделить на две составляющие:

- первая — высокочастотная, для нее изменения во времени обусловлены движением электронов и, соответственно, она определяется суммарным электронным полем;

- вторая — низкочастотная, ее связывают с движением ионов, в нее входят ионные поля, экранированные электронными облаками.

Для каждой из этих компонент были найдены приближенные решения, учитывающие парные межчастичные корреляции и справедливые в широком диапазоне значений показателя неидеальности Γ -плазмы. Эти распределения справедливы для достаточно большого объема плазмы, для которого можно пренебречь влиянием границы. Если же рассматривать конечное число частиц, образующих кластер, естественно ожидать изменений в функции распределения микрополя по сравнению с системами бесконечного объема.

Вопрос о нахождении функции распределения становится актуальным, например, при изучении процессов взаимодействия мощного фемтосекундного лазерного импульса с кластерами, в которых находится от десятков до нескольких тысяч атомов или молекул [7]. В процессе такого взаимодействия молекулы кластеров ионизируются (в зависимости от размера кластера и молекул, входящих в него, могут быть ионизованы как все, так и часть молекул) и происходит разлет электронов за времена 10—100 фс [7]. Так как время разлета оставшихся ионов, как правило, на 1—3 порядка больше времени разлета электронов, то имеет смысл говорить об указанных выше компактных системах заряженных частиц с границей, удерживаемых инерционно.

Ионные кластеры образуются также и в различных газодинамических установках, когда происходит конденсация исследуемых веществ при истечении газовой фазы из сопла. В качестве примера таких веществ можно привести комплексные галогениды и соли кислородосодержащих кислот. Уже при температуре 1000 К в насыщенном паре образуется безэлектронная плазма, и происходит ассоциация ионов и комплексных молекул.

Характерные черты функции распределения микрополя в ионном кластере

Рассмотрим более подробно, какими свойствами может обладать функция распределения микрополя в кластере.

- Она должна иметь те же асимптотики, что и распределение Хольцмарка, поскольку механизмы формирования областей с малыми и большими полями одни и те же во всех системах заряженных частиц. Малые поля возникают при взаимной компенсации полей от частиц, окружающих рассматриваемую точку пространства. Большие же поля в нейтральной точке возникают за счет близко расположенной заряженной частицы. Отсюда следует, что асимптотика функции распределения микрополей на бесконечности должна совпадать с

асимптотикой распределения ближайшего соседа. Отметим, что данный вывод никак не зависит ни от параметров рассматриваемой плазмы, ни от факта ее ограниченности в объеме.

Распределение ближайшего соседа впервые было изучено Герцом и приведено в работе [8]. В трехмерном измерении оно записывается как

$$\omega r = 4\pi r^2 n \exp -4\pi r^3 n/3 ,$$

где n — концентрация частиц.

От распределения по r можно легко перейти к распределению по u (нормированному микрополю) с помощью закона Кулона $|\mathbf{F}| = e/r^2$. Тогда в обозначениях, использованных в (1), распределение ближайшего соседа принимает вид

$$W_{NND}(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{15}{4} u^{-5/2} \exp\left(-\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{5}{2} u^{-3/2}\right). \quad (2)$$

На рис. 1, а приведены распределения (1) и (2), а также для сравнения распределения микрополя для однородно заряженного по объему шара, которое выражается формулой

$$W_S u = \begin{cases} \frac{24\pi u^2}{25 N}, & u < \frac{5^{2/3}}{2\pi^{1/3}} N^{1/3} \\ 0, & u > \frac{5^{2/3}}{2\pi^{1/3}} N^{1/3} \end{cases},$$

где N — число элементарных зарядов в шаре. Ему можно поставить в соответствие число частиц в кластере, поскольку при моделировании предполагалось, что частицы однозарядные.

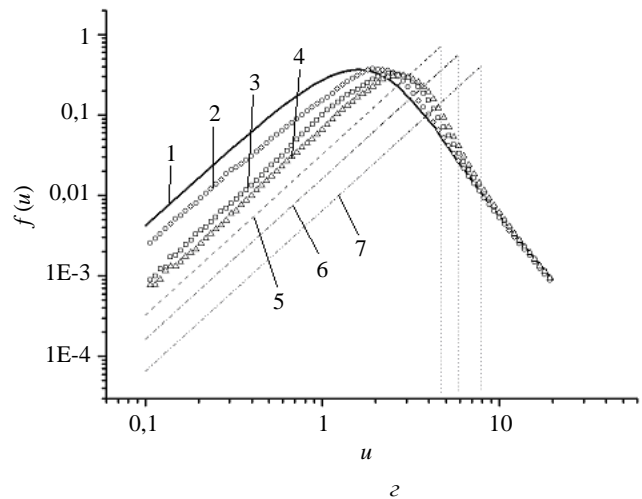
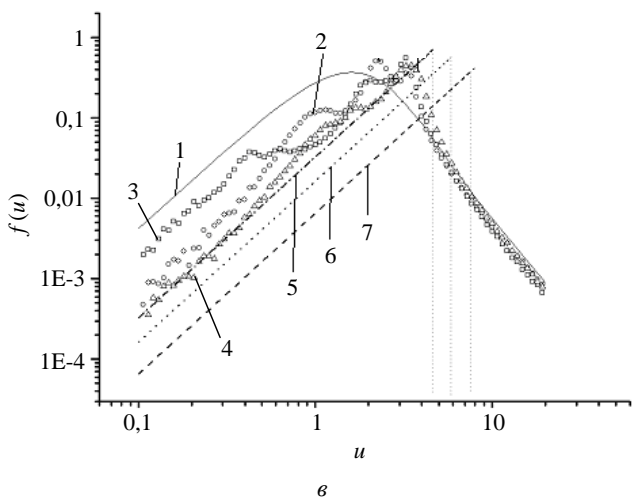
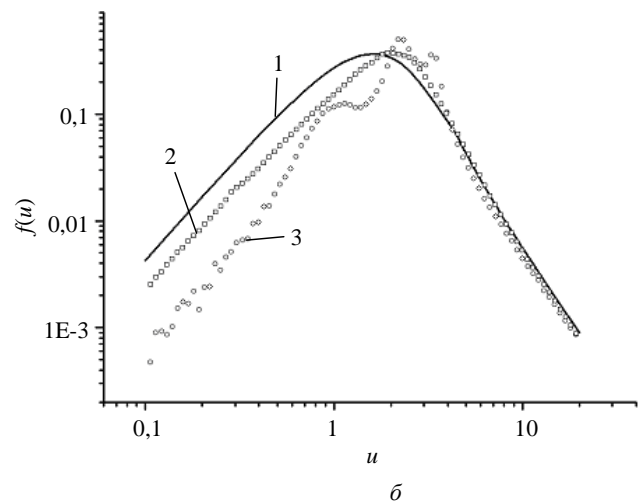
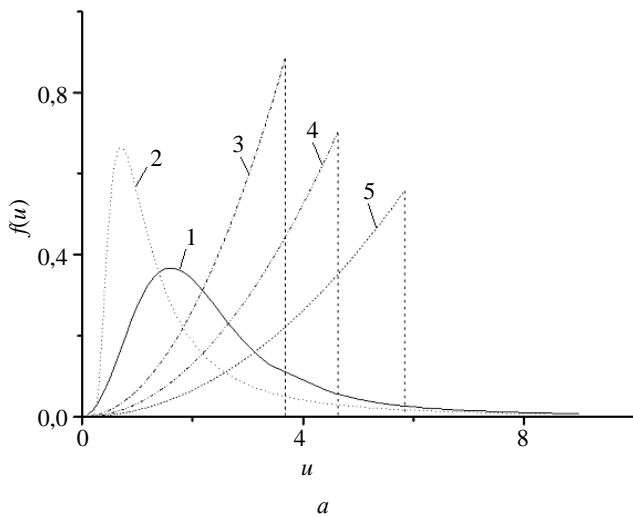


Рис. 1. Распределения вероятности микрополя:

- а: 1 — по Хольцмарку; 2 — в приближении ближайшего соседа, для равномерно заряженных по объему сфер с зарядами, соответствующими кластерам; 3 — с 50 частицами; 4 — со 100 частицами; 5 — с 200 частицами;
- б: 1 — по Хольцмарку; 2 — для равновесного кластера со 100 частицами; 3 — для неравновесного кластера со 100 частицами;
- в: 1 — по Хольцмарку; 2—4 — с регулярно распределенными частицами, соответственно, $N = 100, 200, 500$; 5—7 — распределение сфер с зарядом, соответственно, 100, 200 и 500;
- з: 1 — по Хольцмарку; 2—4 — со случайно распределенными частицами, соответственно, $N = 100, 200, 500$; 5—7 — распределение сфер с зарядом, соответственно, 100, 200 и 500

- Максимум искомой функции может располагаться как правее, так и левее хольцмарковского в зависимости от числа частиц в кластере. Это обусловлено тем, что вблизи границы кластера поля преимущественно складываются, и максимум зависит от размера кластера.

- Если частицы находятся в узлах некоторой решетки, то их распределение по радиусу уже не будет гладкой квадратичной функцией, а будет иметь резкие пики. В таком случае у функции распределения микрополя возможно появление нескольких максимумов, соответствующих полям от слоев решетки.

Результаты численного моделирования

Рассмотрим два типа сферических кластеров. Первый тип — это кластеры со случайно разбросанными по объему частицами, поле каждой из которых $\vec{E} = q/r^2$. Для получения функции распределения микрополя в этом случае производилось усреднение по выборкам расположений частиц. Второй тип — равновесные конфигурации частиц, взаимодействующих по закону Кулона и находящихся во внешнем параболическом потенциале. Такие конфигурации для малого числа ионов от 4 до 20 были рассмотрены в работе [9], в которой было показано, что для числа частиц $N \leq 11$ все ионы располагаются вблизи поверхности кластера, формируя одну оболочку, а для $N > 11$ в кластерах возможен структурный переход. При этом с увеличением числа ионов оказывается возможным появление все большего числа оболочек различного радиуса. Наличие таких оболочек должно отражаться на функции распределения, а именно на появлении у нее дополнительных максимумов. Приведенные ниже зависимости для кластеров с числом частиц больше 11 соответствуют какой-то одной конкретной равновесной конфигурации, поскольку в данной работе не ставилась задача изучить все функции распределения для каждой равновесной конфигурации частиц, а только общие особенности этих функций.

Физически рассматриваемые типы кластеров соответствуют осколкам твердого тела и каплям конденсата, которые, как было указано выше, могут образовываться в процессе лазерного испарения мишеней или при истекании газа из сопла в вакуум.

Проиллюстрируем сделанные выводы численными примерами. Отметим, что во всех расчетах функции распределения микрополей в кластерах асимптотики найденных зависимостей совпадали с асимптотиками распределения Хольцмарка и рас-

пределений, полученных в [2—6] независимо от того, как расположены частицы кластера (см. рис. 1, б). Данное утверждение находится в противоречии с выводами работы [10], где выведенное аналитическое выражение для функции распределения убывает в пределе больших полей обратно пропорционально квадрату микрополя. Асимптотики распределений, полученных в работах [2—6], те же, что и у функции (1), однако максимум этих распределений при любой конечной температуре смещен влево относительно распределения Хольцмарка и с увеличением параметра неидеальности сдвигается в сторону меньших микрополей. Этот эффект, по-видимому, объясняется ростом упорядоченности системы.

В рассматриваемых системах заряженных частиц с границей ситуация иная. Во-первых, ввиду упомянутого выше происхождения таких систем, применительно к ним некорректно понятие температуры и, соответственно, показателя неидеальности. Во-вторых, в приграничном слое с толщиной порядка межчастичного расстояния эффективная плотность частиц в два раза меньше. С другой стороны, из-за объемного заряда появляется радикальная составляющая поля, которая вблизи границы достигает своего максимума. Поэтому положение максимума микрополя при наличии границы должно возрастать с увеличением числа частиц системы и в некоторый момент превысит положение максимума у распределения Хольцмарка.

На рис. 1, в показано изменение распределения микрополя в равновесном кластере с ростом числа частиц. Аналогичная зависимость дана на рис. 1, г для кластера со случайно распределенными частицами. На рис. 1, г также хорошо видно, как наличие нескольких слоев частиц отражается на функции распределения.

Поскольку у кластеров со случайным распределением частиц по объему функция распределения микрополя имеет всего один максимум, представляется интересным то, как сдвигается и изменяется функция распределения с изменением числа частиц. Такая зависимость изображена на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе, из которого видно, что она неплохо аппроксимируется логарифмической зависимостью $M_F(N) \propto \log(N)$, причем в области, где $100 < N < 200$, происходит излом прямой.

Были также рассчитаны функции распределения проекции микрополя на произвольную ось в пространстве (рис. 3). Проекция микрополя может оказаться значимой в следующей ситуации. В случае ионизации кластеров мощным лазерным импульсом (поле которого на несколько порядков

больше микрополей в кластере) оторванные от молекул электроны движутся преимущественно под влиянием поля ионизирующей лазерной волны и под действием средней проекции микрополя на направление распространения этой волны.

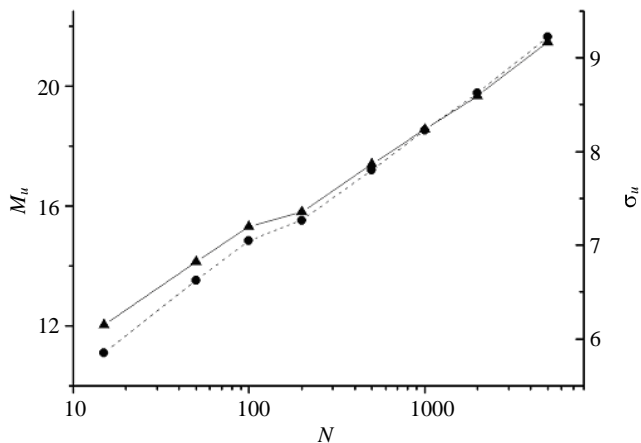


Рис. 2. Зависимости математического ожидания и дисперсии микрополя в кластере со случайно распределенными частицами от числа частиц: ● — $M_u(N)$; ▲ — $\sigma_u(N)$

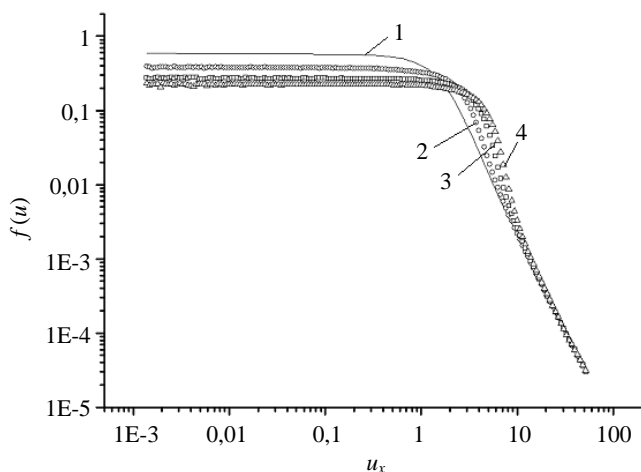


Рис. 3. Функция распределения проекции микрополя на произвольную ось в пространстве для кластера: 1 — по Хольцмарку; 2—4 — со случайно распределенными частицами, соответственно $N = 100, 1000, 5000$

Заключение

- Построена численная модель, позволяющая качественно проследить характерные особенности функции распределения кулоновского микрополя в заряженных кластерах.
- С помощью численного моделирования была исследована функция распределения микрополя в ионном кластере. Показано, что она имеет те же асимптотики, что распределение Хольцмарка, а ее максимум смещается вправо при увеличении числа частиц в кластере.
- Для равновесных кластеров максимумы функции распределения значительно острее, чем в случае случайно разбросанных частиц благодаря наличию в системе одного или нескольких характерных масштабов (расстояния между частицами и радиус оболочки).
- Приведены распределения проекции поля в кластере на произвольную ось.

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-08-01554-а, 08-02-00791-а, 08-02-01397-а.

Литература

1. Holtzmark J.// Ann. Phys. (Leipzig) 1919. No. 58. P. 577.
2. Hooper C. F.// Phys. Rev. 1966. No. 149. P. 77.
3. Baranger M., Mozer B.// Ibid. 1959. No. 115. P. 521.
4. Baranger M., Mozer B.// Ibid. 1960. No. 118. P. 626.
5. Iglesias C. A., Lebowitz J. L.// Ibid. A. 1983. No. 28. P. 1667.
6. Куриленков В. К., Филинов В. С.// ТВТ. 1980. № 18. С. 657.
7. Крайнов В. П., Смирнов М. Б.// УФН. 2000. № 9. С. 170.
8. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрофизике. — М.: Гос. изд-во иностр. лит-ры, 1947.
9. Гусейн-заде Н. Г., Клочков Д. Н.// Краткие сообщения по физике/ ФИАН. 2005. № 12. С. 2.
10. Romanovsky M. Y., Ebeling W.// Las. Phys. 2004. V. 14. No. 6. P. 850—856.
11. Агекян Т. А. Теория вероятностей для астрономов и физиков. — М.: Наука, 1974.

Статья поступила в редакцию 29 мая 2008 г.

Distribution of Coulomb microfields inside of an ionic cluster

S. A. Majorov

Prokhorov General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia
E-mail: may@fpl.gpi.ru, mayorov_sa@mail.ru

A. A. Shcherbakov

Moscow Physicotechnical Institute, Dolgoprudny, Russia

A function of distribution of a microfield in clusters is investigated by means of modelling by methods of molecular dynamics and Monte-Carlo. The received results are compared to distribution

of microfields in unlimited plasma. It is shown that the calculated distributions have the same asymptotics. Position of the maximum and presence of additional extremums depend on the type and the size of the cluster. The dependence of an average of distribution and a dispersion of the function of distribution for a microfield are also investigated on number of cluster's particles.

PACS: 52.25.-b, 52.65.Ww

УДК 532.14:546.82

Флуктуационный подход к оценке температурного коэффициента поверхностного натяжения простых веществ

А. Г. Черевко

Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики
(СибГУТИ), г. Новосибирск, Россия
E-mail: rectorat@sibsuiris.ru

На основе анализа температурных флуктуаций критических кластеров при фазовом переходе пар — жидкость получено полуэмпирическое соотношение, определяющее температурную зависимость поверхностного натяжения простых веществ в широком интервале температур от точки плавления до точки их кипения. Получена формула для температурного коэффициента поверхностного натяжения. Соотношение выполняется с удовлетворительной точностью для широкого круга элементов таблицы Д. И. Менделеева. Оно указывает на связь капиллярных и теплофизических характеристик веществ в широком температурном интервале.

PACS: 68.35.-p

Введение

Капиллярные характеристики веществ определяют кинетику фазовых переходов первого рода. Эти характеристики играют также важную практическую роль, так как жидкие металлы являются охладителями энергетических установок, в том числе установок большой мощности [1]. Экспериментальные исследования поверхностного натяжения являются очень трудоемким процессом [2], особенно при высоких температурах. Для оценки поверхностного натяжения используется модель атомов с короткодействующим взаимодействием [3], благодаря которой установлена корреляция поверхностного натяжения с теплотой сублимации и плотностью простых веществ. Полученные в работе [3] результаты справедливы вблизи температуры плавления, но погрешность определения поверхностного натяжения по полученному соотношению, как отмечает автор, составляет порядка 50 %. В то же время в работе [4] найдена корреляция поверхностного натяжения вблизи температуры плавления. Полуэмпирические соотношения [5, 6] указывают на корреляцию поверх-

ностного натяжения с теплотой испарения и молекулярным объемом, но не позволяют получить кривую температурной зависимости поверхностного натяжения в широком интервале температур.

Флуктуационный подход, развитый в работе [7], позволил определить поверхностное натяжение простых веществ вблизи температуры их кипения и подтвердить корреляции теплофизических и капиллярных свойств, отмеченные в работах [3—6]. Он также указал на корреляцию теплоемкости и поверхностного натяжения, однако вопрос о температурной зависимости поверхностного натяжения и, следовательно, о его температурном коэффициенте остался открытым.

Таким образом, задача определения температурного коэффициента поверхностного натяжения и получения достаточно универсального соотношения, описывающего температурную зависимость поверхностного натяжения в широком интервале температур от точки плавления до точки их кипения для различных веществ, является актуальной.