

13. E. Henry, D. Batani, M. Koenig, A. Benuzzi, I. Masolet, B. Marchet, M. Rebec, C. Revergin, P. Celliers, L. Da Silva, R. Cauble, G. Collins, T. Hall, C. Cavazzoni, *Laser Particle Beams* 19, 111 (2001).
14. A. I. Pavlovskii, G.V. Boriskov, A. I. Bykov, M. I. Dolotenko, N. I. Egorov, A.A. Karpikov, N.P. Kolokolchikov, V. I. Mamyshev, in *Proceedings of 4-th International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* (Plenum, New York, 1987), p. 255.
15. Г.В. Борисков, А.И. Быков, М.И. Долотенко, Н.И. Егоров, Ю.Б. Кудасов, В.В. Платонов, В.Д. Селемир, О.М. Таценко, *УФН* 181 (2011) 441
16. G.V. Boriskov, S. I. Belov, A. I. Bykov, M. I. Dolotenko, N. I. Egorov, A. S. Korshunov, Yu.B. Kudasov, I.V. Makarov, V.D. Selemir, A.V. Filippov, *J. Low Temp. Phys.* 159, 307 (2010).
17. Ю.Б.Кудасов, *Электрофизические измерения*, М.: Физматлит, 2010.
18. Ю.Б.Кудасов, А.В.Филиппов, *ПТЭ*, вып.6, 95 (2007).
19. Ю.Б.Кудасов, А.В.Филиппов, *Устройство для измерения изменяющихся параметров пассивного двухполюсника*, Патент РФ 2307365 (2005).
20. G.V. Boriskov, A. I. Bykov, N. I. Egorov, M. I. Dolotenko, V.N. Pavlov, V. I. Timareva, *J. Phys.: Conf. Ser.* 121, 072001 (2008)
21. Yu.P. Kuropatkin, V.D. Mironenko, V.N. Suvorov, A.A. Volkov, in *11th IEEE Pulsed Power Conference. Digest of technical papers*, ed. by G. Cooperstein, I. Vitkovitsky (IEEE Press, New York, 1997) p. 1663.
22. I. Dolotenko, A. I. Bykov, N. P. Kolokolchikov, G. V. Boriskov, N. I. Egorov, V. V. Aseeva, O. M. Tatsenko, S. M. Younger, C. A. Ekdahl, *Compressing of argon up to multimegabar pressures: transition to conductive state*. In: *Megagauss and Megaampere Pulse Technology and Applications. Proceedings of the VII-th International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Experiments*, ed. V. K. Chernyshov, V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich, Sarov, RFNC-VNIIEF, 1997, p.787.
23. W.B. Floriano, M.A.C. Nascimento, *Braz. Jour. Phys.* 34, 38 (2004)

НЕЛИНЕЙНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ МАКРОЗАРЯДОВ В КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЕ

И.А. Мартынова, И.Л. Иосилевский, А.А. Шагайда

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Введение

Проблема фазовых переходов в равновесной высоко-несимметричной комплексной плазме как системе макро- и микроионов изучается теоретически и экспериментально уже достаточно долгое время. Это сопровождается рассмотрением большого количества упрощенных моделей кулоновских систем. В данной работе рассматриваются равновесные электронейтральные двухкомпонентные $(+Z,-1)$, $(-Z,+1)$ высоко-асимметричные системы классических макро- и микроионов с фиксированными зарядовыми числами $Z \gg 1$. Таким образом, изучаются следующие идеализации моделей комплексной плазмы:

(А) – современная электроразрядная пылевая плазма, лишь частично равновесная, искусственно удерживаемая полем ловушки и, как правило, с отдельными температурами макроионов (T_z) и микроионов (электронов и положительных микроионов с температурами T_e и T_i соответственно) ($Z \sim 10^2 - 10^3$, $T_e \neq T_i \neq T_z$) [1];

(B) – термически ионизованная равновесная КДФ-плазма продуктов сгорания или плотных («капельных») насыщенных паров щелочных металлов, активно изучавшихся в конце 70-х и начале 80-х годов ($Z \approx const$, $Z \sim 10 - 10^3$, $T_e = T_z$) [2];

(C) – полностью равновесная коллоидная плазма высокозаряженных макромолекул в жидкой фазе при комнатных температурах ($T_e = T_i = T_z$) (см., напр., [3]);

(D) – полностью равновесная атмосферная пылевая плазма серебристых облаков ($Z \sim 1 - 100$) [4].

Наиболее полной диаграммой, описывающей фазовые состояния классической равновесной системы с дебаевским потенциалом в форме потенциала Юкавы

$$\Phi(r|T_e, T_i, n_e, n_i) = \frac{(Ze)^2}{r} \exp(-r/r_D), \quad r_D = \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{kT_e} + \frac{4\pi q_i^2 n_i}{kT_i} \right)^{-1/2},$$

где r_D – дебаевский радиус, n_z – концентрация макроионов, n_e – концентрация электронов, n_i – концентрация положительных микроионов, является диаграмма, построенная в 1997 в работе [5] в переменных $\kappa - \Gamma$ (κ – структурный параметр, Γ – параметр неидеальности)

$$\kappa = \frac{a}{r_D}, \quad \Gamma = \frac{(Ze)^2}{akT}, \quad a = (3/4\pi n_z)^{-1/3}.$$

Диаграмма получена методами прямого численного моделирования и содержит границы трех фазовых состояний дебаевской системы с дебаевским потенциалом: жидкость, кристалла bcc и кристалла fcc (см. рис. 5 в [5]).

Нелинейное экранирование макроионов

Были проанализированы результаты работы [6], и сделан вывод, что дебаевский потенциал не всегда является адекватным для описания термодинамики двухкомпонентной кулоновской системы, т.к. экранирование перестает быть линейным при низких температурах. Эффект нелинейного экранирования следует учитывать уже при достаточно небольших значениях Z ($Ze^2/R_z T \geq 1$, R_z – радиус макроиона), т.е. уже при $Z > 22$ для частиц с $R_z \sim 1$ мкм, $T = 0,03$ эВ. Этот эффект ведет к перенормировке заряда макроионов, в результате которой получается так называемый меньший эффективный заряд (подробнее см. [2]).

Для простоты рассмотрим систему $(-Z, +1)$. При решении уравнения Пуассона--Больцмана в электронеutralной ячейки

$$\Delta\varphi = -4\pi e n_{i0} \exp(-e\varphi / kT)$$

получаем средний самосогласованный потенциал, обусловленный экранированием макроиона микроионами, где n_{i0} – концентрация микроионов на границе ячейки

$$n_{i0} = \frac{Z}{\int_{R_z} 4\pi r^2 \exp(\Phi(r))}.$$

Действительно, этот потенциал не совпадает со средним самосогласованным потенциалом, полученным при использовании условия линеаризации [7].

С учетом перенормировки зарядов можно перестроить фазовую диаграмму [5]. Параметр кулоновской неидеальности и структурный параметр будут выглядеть следующим образом:

$$\Gamma^* = \frac{Z^*}{Z} \Gamma, \quad \kappa^* = \frac{r_D}{r_D^*} \kappa = \sqrt{\frac{n_{i0}}{\langle n_i \rangle}} \kappa,$$

где $\langle n_i \rangle$ – среднее значение концентрации микроионов в ячейке (как например, в случае, когда микроионы искусственно распределены равномерно), Z – реальный заряд макроиона, Z^* – его эффективный заряд.

Для расчета эффективного заряда использовался общепринятый способ его определения по граничной плотности микроионов. Все микроионы, обладающие той же плотностью, что и на границе ячейки считаются свободными, а остальные, с большими плотностями – связанными (то есть теми, за счет налипания которых на макроион, заряд последнего кажется меньше, чем есть на самом деле). Тогда эффективный заряд определяется как

$$Z^* = \frac{3}{4\pi} n_{i0} (R^3 - R_Z^3).$$

В таблицу 1 для наглядности сведены результаты того, как меняется эффективный заряд в зависимости от плотности макроиона.

Таблица 1. Видимые заряды Z^* для $Z = 1000$, $R_z = 1$ мкм, $T = 0,03$ эВ

Z	$n_z, \text{м}^{-3}$	$kT, \text{эВ}$	Z^*
1000	10^{10}	0,03	503
1000	10^9	0,03	451
1000	10^8	0,03	396
1000	10^7	0,03	339
1000	10^6	0,03	280
1000	10^5	0,03	221
1000	10^4	0,03	171
1000	10^3	0,03	140
1000	10^2	0,03	142

Важной экспериментальной задачей является заблаговременное определение фазового состояния комплексной плазмы при некоторых определенных параметрах системы. Однако, без учета нелинейного экранирования макроионов микроионами это состояние может быть определено неправильно. На рисунке 1 видно, что точка (2), которая находится вблизи тройной точки fcc–bcc–fluid, при учете эффекта нелинейного экранирования переместится в точку (2*), фазовое состояние точки (3) будет не fcc (faced centered cubic lattice – грани-центрированная решетка), а флюид. Также, фазовое состояние точки (5) будет при учете нелинейного экранирования тоже флюидным.

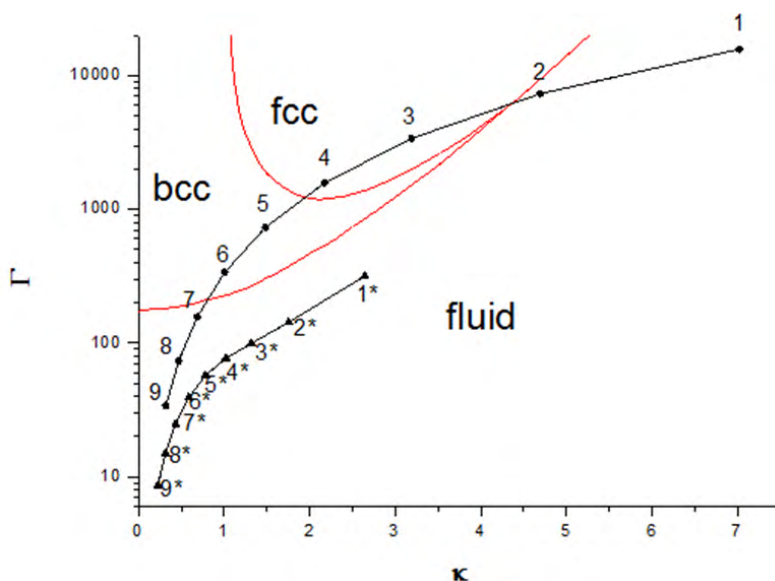


Рисунок 1. Изменение фазового состояния при учете нелинейного экранирования.

Кривая точек 1-2-3-4-5-6-7-8-9 построена без учета указанного эффекта, кривая точек 1*-2*-3*-4*-5*-6*-7*-8*-9* построена с учетом нелинейного экранирования. Красная кривая – начальная диаграмма [5]

Выводы

Показано, что при учете нелинейного экранирования фазовое состояние системы, определяемое по ее параметрам, может отличаться от фазового состояния системы, рассчитанного без учета эффекта нелинейного экранирования.

Работа поддержана РФФ, грант № 14-50-00124.

Список литературы

1. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. // Учеб.пособие. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 528С.
2. Жуховицкий Д.И., Храпак А.Г., Якубов И.Т. // Химия плазмы 11 / Ред. Смирнов, М.:Энергоиздат, 1984, с.130-170.
3. Fortini A., Hynninen A.-P., Dijkstra M. Gas-liquid phase separation in oppositely charged colloids: stability and interfacial tension // J. Chem. Phys. 2006. Vol. 125. P. 094502.
4. Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запыленной ионосфере // ЖЭТФ 2005. Т. 127, вып.1. С.171-185.
5. Hamaguchi S., Farouki R.T. Dubin D. Triple point of Yukawa systems // Phys. Rev. E 1997. Vol. 56. P. 4671–4682.
6. Panagiotopoulos A.Z., Hynninen A.P. Disappearance of the Gas-Liquid Phase Transition for Highly Charged Colloids // Phys. Rev. Lett. 2007. 98. P.198301.
7. Martynova I.A., Iosilevskiy I.L. Macroions non-linear screening in complex plasma. //XXXII International Conference on Intense Energy Fluxes with Matter. Book of abstracts. Elbrus, Russia, 2017, p.382.

FEATURES OF MACROIONS SCREENING IN COMPLEX PLASMA

I.A. Martynova, I.L Iosilevskiy, A.A. Shagayda

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

Non-ideal complex plasma is a subject of intensive study for many decades. In the present paper we consider four systems of non-ideal complex plasma. First, it is discharged dusty plasma [1]. Its representative values are the following: macroion concentration $n_z \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, a macroion charge number (hereafter we will call it a macroion charge) $Z \sim 10^3 - 10^4$, macroion temperature $T_z \sim 1 - 2 \text{ eV}$, electron temperature $T_e \sim 1 - 7 \text{ eV}$, positive microion temperature $T_i \sim 0.03 \text{ eV}$ (there are two sorts of microions here -- electrons with charge -1 and positive microions with charge +1), a macroion radius $R_z \sim 1 - 10 \text{ }\mu\text{m}$. Also, we consider two idealized systems: colloidal plasma [2] and CDP—plasma (plasma with condensed dispersed phase) [3]. Their representative charge is $Z \sim 10 - 10^3$. Temperatures of macro- and microions are equal. For example, temperature of CDP—plasma is about 2000-3000 K. The fourth considered system is dusty plasma in noctilucent clouds [4]. Maximum charge comes to be $Z \sim 100$ and, again, temperatures of macro- and microions can be considered as equal $T_z = T_e = T_i = 0.03 \text{ eV}$. In the present paper we consider two-component electroneutral models which consist of finite size macroions and one sort of pointlike microions.

Non-ideal plasma is characterized by two dimensionless parameters Γ and κ , where Γ is Coulomb non-ideality parameter and κ is structural parameter