

Комплексная плазма в узких каналах: влияние конфайнмента на локальный порядок

Б. А. Клумов¹⁾, Г. Е. Морфилл

Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, D-85740 Garching, Germany

Поступила в редакцию 12 марта 2007 г.

После переработки 16 апреля 2007 г.

Численно, методом молекулярной динамики исследуются двумерные равновесные конфигурации пылевой компоненты комплексной плазмы в узких каналах в зависимости от вида удерживающего потенциала. Рассмотрены случаи удерживающих потенциалов: параболического и жесткой упругой стенки. Взаимодействие между заряженными пылинками описывалось экранированным кулоновским потенциалом, при этом учитывалось взаимодействие микрочастиц с нейтральным газом. Показано, что форма удерживающего потенциала сильно влияет на локальный порядок микрочастиц в такой системе.

PACS: 52.27.Lw, 61.20.Ja, 64.60.Cn

В последние годы сильно вырос интерес к процессам, происходящим в плазме, содержащей микрочастицы. Такую плазму обычно называют комплексной (complex plasmas) или пылевой (dusty plasmas) плазмой (см., например, [1–4]). Интерес к такой плазме обусловлен, с одной стороны, ее широкой распространенностью в природе. Межзвездные облака, газопылевые скопления, планетные кольца [5], атмосфера комет, ионосфера [6] и магнитосфера планет (например, в ионосфере Земли – это серебристые облака [7]) – все эти объекты в той или иной степени являются комплексной плазмой. С другой стороны, возможность наблюдения за поведением каждой отдельной микрочастицы дает описание свойств ансамбля пылевых частиц на самом подробном, кинетическом уровне. Это делает пылевую плазму привлекательным инструментом для изучения различных фундаментальных проблем физики, например, для изучения фазовых переходов [4], для понимания природы гидродинамических неустойчивостей [8] и др. Одной из таких фундаментальных проблем является поведение заряженных микро- и наночастиц в узких каналах, когда межчастичное расстояние сопоставимо с шириной канала: в этом случае влияние стенок на состояние такой системы может быть исключительно важным (см., например, [9]). Особенности течения заряженных жидкостей в капиллярах [10], исследование фазовых переходов, индуцированных наличием конфайнмента (см., например, [11, 12]), физика наножидкостей [13], проницаемость ионных каналов в биофизике [14] – вот неполный перечень проблем,

в которых исследования такой комплексной плазмы могут быть крайне информативны.

В лабораторных условиях комплексную/пылевую плазму традиционно получают при добавлении микрочастиц в слабоионизированную газоразрядную плазму инертных газов пониженного давления. Рекомбинация электронов и ионов на поверхности пылевых частиц приводит к их быстрой зарядке, величина заряда зависит от размера частицы и параметров плазмы, например, для типичного радиочастотного разряда в аргоне частица размером 1 мкм приобретает отрицательный заряд $Z_d/e \sim 10^3$, где e – заряд электрона. Такой высокий заряд микрочастицы часто приводит к сильной неидеальности пылевой компоненты, которая может находиться в широком диапазоне фазовых состояний: проявлять себя как газ, жидкость или кристалл. Кристаллическое состояние пылевой компоненты комплексной плазмы (так называемый плазменный кристалл) было экспериментально открыто в 1994 г. [15, 16], будучи предсказано теоретически в 1986 г. [17].

Из-за быстрой диффузии электронов на стенки разрядной камеры центральная область разряда заряжена положительно и является потенциальной ямой для отрицательно заряженных микрочастиц. Профиль удерживающего потенциала (конфайнмента) Φ_c вблизи центра можно считать параболическим: $\Phi_c(x) \propto (x - x_c)^2$, где x_c – центр разрядной области²⁾. Удерживающий потенциал измерялся, например, в [18], где было показано, в частности, что

²⁾ Дополнительно для удержания пылевой компоненты могут использоваться различные приспособления, например, металлические кольца, особая топология электродов и др.

¹⁾ e-mail: klumov@mpe.mpg.de

конфайнмент близок к параболическому в центральной области разряда.

Обычно при исследовании двумерной комплексной плазмы краевые эффекты не очень существенны, поскольку, как правило, рассматриваются большие ансамбли микрочастиц ($N > 10^4$) с близкими продольными (L_x) и поперечными (L_y) характерными пространственными масштабами. В этом случае влияние краевых N_b пылевых частиц мало: $N_b \sim N(\Delta/L_{x,y}) \propto \sqrt{N} \ll N$, где Δ – среднее межчастичное расстояние ($\Delta = \sqrt{L_x L_y / N}$). Обычно в экспериментах с пылевой плазмой $\Delta \sim 10^{-2}$ см, а размеры $L_x, L_y \sim 1$ см.

Представляет интерес рассмотреть поведение пылевой компоненты комплексной плазмы в протяженных узких ($L_y \ll L_x$) каналах шириной порядка межчастичного расстояния ($L_y \sim \Delta$), при этом влияние краевых частиц может стать определяющим, поскольку в этом случае $N_b \propto N(\Delta/L_y) \sim N$.

В настоящей работе нас интересует, главным образом, изменение локального порядка двумерного (2D) ансамбля микрочастиц, взаимодействующих посредством экранированного кулоновского потенциала (потенциала Юкавы) $\phi(r) = Z_d/r \exp(-r/\lambda_D)$, где r – расстояние между частицами, а λ_D – характерная длина экранирования (например, в [18] измерялся потенциал межчастичного взаимодействия, указанный потенциал оказался близок к потенциальному Юкавы), в зависимости от вида удерживающего потенциала. По этой причине рассматривается комплексная плазма, которая находится в сильно связанным состоянии (strongly coupled). Это означает, что параметр неидеальности пылевой подсистемы $\Gamma \equiv (Z_d^2/\Delta T_d) \exp(-\kappa) > 1$, где T_d – температура микрочастиц, $\kappa = \Delta/\lambda_D$ – структурный параметр.

Известно, что при значениях $\Gamma \gg 1$ и умеренных величинах структурного параметра ($\kappa \sim 1$) двумерная система Юкавы (2D плазменный кристалл) имеет гексагональную кристаллическую решетку, поэтому в настоящей работе локальный порядок определяется количественно как отношение числа частиц, имеющих шесть ближайших соседей (6-fold cells), к общему числу микрочастиц: N_6/N . Для $\Gamma \gg 1$ и $\kappa \simeq 1$ величина $N_6/N \rightarrow 1$ при $N \rightarrow \infty$. Отметим, что особенности локального порядка (например, угловое распределение ближайших соседей и др.) нас здесь интересовать не будут. Указанные особенности, а также влияние 3D геометрии системы на конфигурацию микрочастиц будут рассмотрены в последующих публикациях.

В настоящей работе поведение ансамбля микрочастиц исследуется численно методом молекулярной

динамики (MD). Для простоты считается, что все микрочастицы имеют фиксированный заряд $Z_d/e \sim 3 \cdot 10^3$, парное взаимодействие пылевых частиц описывается экранированным кулоновским потенциалом. Уравнения движения,

$$m\ddot{\mathbf{r}}_i = -Z_d \nabla \Phi_c - Z_d \sum \nabla \phi - m\gamma \dot{\mathbf{r}}_i + \mathbf{L}_i \quad (1)$$

решались для $N = 400$ микрочастиц в 2D геометрии (плоский монослой). Слагаемые в правой части (1), помимо электростатического взаимодействия частиц, описывают торможение пылевых частиц при их столкновениях с нейтральными атомами и молекулами буферного газа и случайную силу \mathbf{L}_i Ланже-вена (тепловой шум, индуцированный нейтральными частицами), определяемую из $\langle \mathbf{L}_i(t) \mathbf{L}_j(t+\tau) \rangle = 2\gamma m k_B \delta_{ij} \delta(\tau)$ при условии $\langle \mathbf{L}_i(t) \rangle = 0$, а также взаимодействие микрочастиц с потенциалом Φ_c конфайнмента. Использовались периодические граничные условия на боковых краях ($x = \{0, L_x\}$), в поперечном направлении микрочастицы удерживаются потенциалом конфайнмента ($y = \{0, L_y\}$), который является либо параболическим, $\Phi_c(y) \propto (y - L_y/2)^2$, либо жесткой упругой потенциальной стенкой, $(\Phi_c(y) \propto \exp((y - L_y)/\Delta_w))$ при $y > L_y$ и $\Phi_c(y) \propto \exp(-y/\Delta_w)$ для $y < 0$, где пространственный масштаб Δ_w определяет жесткость стенки, в настоящих расчетах использовалась величина $\Delta_w \simeq \Delta/3$.

В начальный момент времени микрочастицы с зарядом Z_d были случайно распределены в 2D пространстве (прямоугольнике со сторонами L_x и L_y) с начальным значением $N_6/N < 0.5$ при заданных значениях температуры нейтрального газа T_n и структурного параметра κ , соответствующих определенной величине параметра неидеальности Γ . При моделировании каналов разной толщины сохранялась площадь системы $L_x \times L_y$ и число частиц N . Методом установления определялась квазивесенная конфигурация микрочастиц, для которой, используя триангуляцию Делоне и метод ячеек Вороного (Voronoi cell), определялись ближайшие соседи для каждой j -й микрочастицы, а на основании этих данных определялась величина N_6/N , характеризующая локальный порядок. Некоторые результаты MD моделирования такой системы пылевых частиц при разных значениях Γ и κ приводятся и обсуждаются ниже.

На рис.1 представлены результаты MD моделирования эволюции одномерной системы Юкавы – цепочки из $N = 20$ микрочастиц для двух вариантов конфайнмента: параболического и жесткой стенки. Уже в данном простейшем случае видно качественное отличие равновесного положения частиц для указанных двух вариантов конфайнмента: в случае параболи-

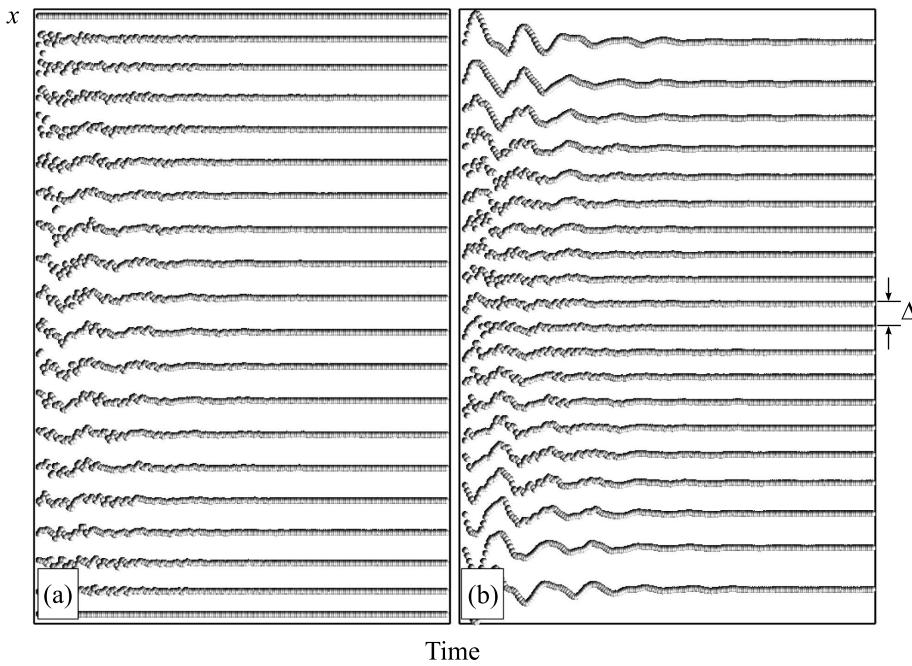


Рис.1. Влияние конфайнмента на эволюцию одномерной цепочки микрочастиц, взаимодействующих посредством экранированного кулоновского потенциала (потенциала Юкавы). Представлено положение 20 микрочастиц размером $2a = 1 \text{ мкм}$ в зависимости от времени ($x - t$ diagram). В начальный момент времени частицы были случайно распределены на отрезке $L = 1 \text{ см}$. Плотность нейтрального газа $\rho_g \sim 10^{-7} \text{ г}/\text{см}^3$, заряд микрочастицы $Z_d/e = 3 \times 10^3$, длина экранирования $\lambda_D = 10^{-1} \text{ см}$. Левая панель (а) соответствует случаю, когда конфайнмент – упругая стенка, правая панель (б) – случаю параболического удерживающего потенциала. Хорошо видно уменьшение межчастичного расстояния Δ у границ системы в случае (а) и увеличение Δ в случае (б) на стадии установления

лического потенциала межчастичное расстояние минимально в центре системы и увеличивается к границам $y \rightarrow \{0, L_y\}$. В случае же жесткой стенки, в зависимости от структурного параметра κ , межчастичное расстояние практически одинаково всюду и заметно уменьшается только у границ. Таким образом, изменяя удерживающий потенциал, в принципе можно менять плотность микрочастиц у границ и, соответственно, плотность индуцированных наличием границы дефектов в кристаллической решетке. Результаты 2D MD моделирования системы Юкавы, которые приводятся ниже, подтверждают такой прогноз.

На рис.2 представлена зависимость средней величины $\langle N_6/N \rangle$, характеризующей локальный порядок в системе, от параметра неидеальности Γ при значении $\kappa = 1$ для $L_x/L_y \simeq 1, \dots L_y/\Delta \simeq 20 \gg 1$ и двух вариантах конфайнмента: параболического и жесткой стенки. Локальный порядок $\langle N_6/N \rangle$ определялся для 50 последовательных мгновенных положений микрочастиц (snapshots) на стадии установления в системе ($t \gg \gamma^{-1}$), причем временной интервал δt между соседними фреймами выбирался из условия $\delta t \geq \gamma^{-1}$, для того, чтобы уменьшить вли-

яние временных корреляций. Вариации величины $\delta N_6/N$ представлены на рис.2. Видно, что $\delta \langle N_6/N \rangle$ составляет несколько процентов для $\Gamma \simeq 10$ и снижается до долей процента для $\Gamma \geq 10^2$. На рис.2 также приведены мгновенное положение частиц для обоих случаев конфайнмента при близких значениях параметра $\Gamma \simeq 10^2$ и триангуляция Делоне, удобная для визуализации ближайших соседей у микрочастиц и наличия дефектов. Как и в одномерном случае, видно отличие плотности частиц у границ для указанных типов конфайнмента и те же закономерности. Как и ожидалось, для такой системы $L_y/\Delta \gg 1$, то есть влияние границ невелико и оба варианта конфайнмента дают близкие зависимости N_6/N от Γ . Отметим резкое увеличение величины $\langle N_6/N \rangle$ с ростом Γ при $\Gamma \sim 30-40$ и дальнейшее насыщение на уровне $\langle N_6/N \rangle \simeq 1$ для $\Gamma \geq 10^2$. Резкий скачок величины $\langle N_6/N \rangle$ соответствует фазовому переходу “жидкость-кристалл”, который хорошо известен в физике пылевой плазмы (см., например, [4]).

В области $\Gamma \geq 10^2$ величина $\langle N_6/N \rangle$ для потенциала – жесткой стенки незначительно превышает указанную величину для случая параболического потенциала, что по-видимому связано с относитель-

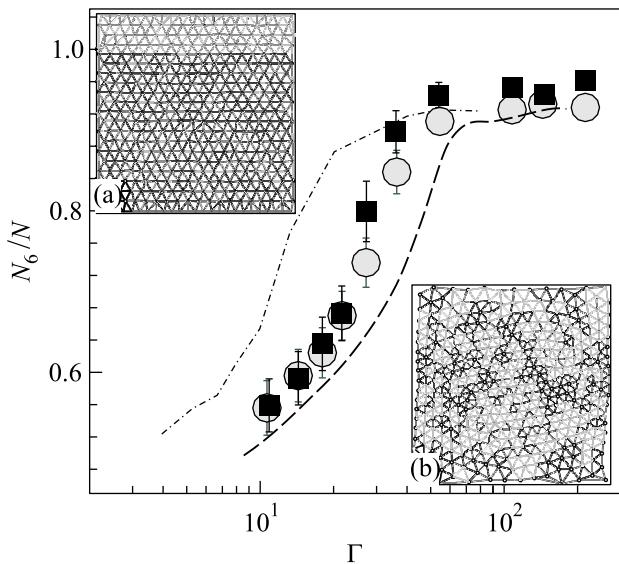


Рис.2. Относительное число микрочастиц $\langle N_6/N \rangle$, имеющих шесть соседей (6-fold cells) в зависимости от параметра неидеальности $\Gamma \equiv (Z_a^2/\Delta T_d) \exp(-\kappa)$ для двух видов конфайнмента: жесткая упругая стенка (■) и параболический потенциал (○) при $L_y/\Delta \simeq 20$ и $\kappa = 1$. Приводятся мгновенные положения микрочастиц на стадии установления при значении $\Gamma \simeq 10^2$ для обоих случаев: (а) – жесткая стенка, (б) – параболический конфайнмент и триангуляция Делоне, используя которую легко определяются ближайшие соседи для заданной частицы. Приведены также зависимости $\langle N_6/N \rangle$ от Γ для случая параболического конфайнмента при $\kappa = 0.5$ (штриховая линия) и $\kappa = 2$ (штрих-пунктирная линия)

но небольшим числом частиц в системе ($N = 400$). На рис.2 также показаны зависимости $\langle N_6/N \rangle$ от Γ для случая параболического конфайнмента при $\kappa = 0.5$ (штриховая линия) и $\kappa = 2$ (штрих-пунктирная линия), которые показывают, что область перехода жидкость – кристалл сдвигается в область меньших значений Γ при увеличении структурного параметра κ .

На рис.3 и 4 представлены те же зависимости, но для меньшей ширины канала: $L_y/\Delta \simeq 5$ (рис.3) и $L_y/\Delta \simeq 3$ (рис.4). Отметим, что при вычислении величины N_6 микрочастицы у границы элиминировались для того, чтобы исключить артефакты, связанные с такими частицами, у которых мало ближайших соседей. В обоих случаях переход жидкость – кристалл уже не так сильно выражен, как в случае, представленном на рис.2. В обоих случаях видно значительное снижение доли “кристаллизованных” частиц $\langle N_6/N \rangle$ при $\Gamma \gg 1$ в случае, когда конфайнмент является жесткой стенкой, причем с уменьшением

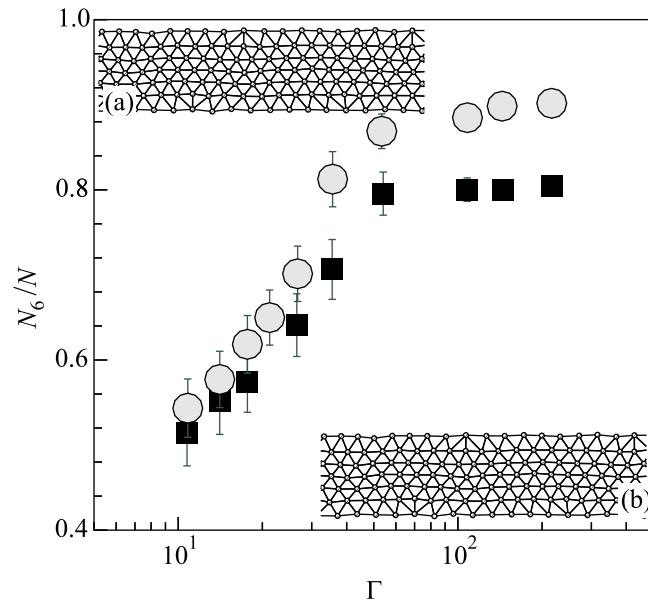


Рис.3. Зависимость $\langle N_6/N \rangle$ от Γ для $L_y/\Delta \simeq 5$ и $\kappa = 1$ для двух видов конфайнмента: (а) – жесткая упругая стенка (■) и (б) – параболический потенциал (○)

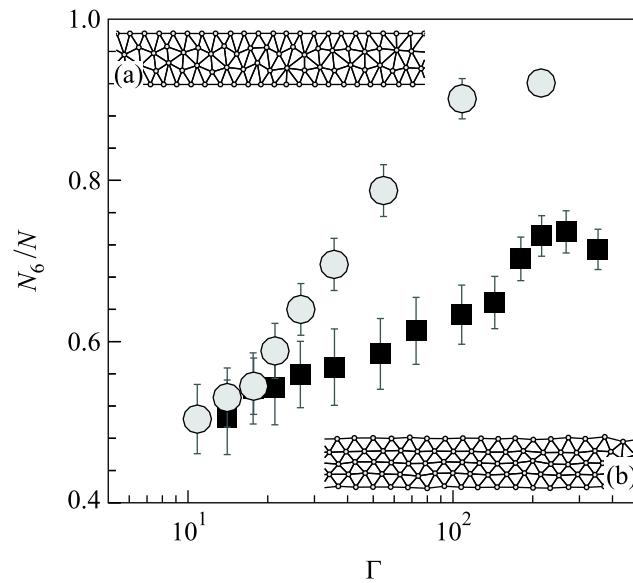


Рис.4. Зависимость $\langle N_6/N \rangle$ от Γ для $L_y/\Delta \simeq 3$ и $\kappa = 1$ для двух видов конфайнмента: (а) – жесткая упругая стенка (■) и (б) – параболический потенциал (○)

толщины канала указанный эффект усиливается. Такой результат можно объяснить тем, что в этом случае происходит относительно быстрая кристаллизация микрочастиц у стенки, при этом плотность частиц у стенки выше, а соответственно, межчастичное расстояние ниже, чем в объеме. Поэтому жесткая стенка индуцирует дефекты, которые, как правило, являются парами, состоящими из частиц с пятью и

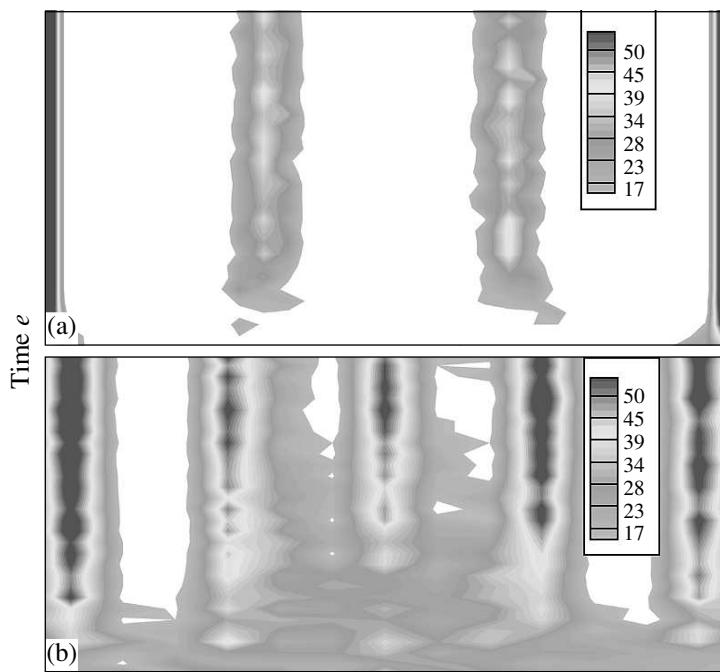


Рис.5. Распределение микрочастиц в поперечном направлении в зависимости от времени для $L_y/\Delta \simeq 3$ и $\kappa = 1$ при $\Gamma \gg 1$ для двух вариантов конфайнмента: (а) – жесткая стенка, (б) – параболический потенциал. В случае (а) система состоит из четырех слоев, причем центральные имеют значительную пространственную дисперсию, в случае (б) – из пяти слоев. В обоих случаях сначала происходит кристаллизация частиц у границы

семью ближайшими соседями (5-7-fold cell). В случае же параболического конфайнмента этот эффект исчезает, поскольку концентрация частиц у границы ниже, чем в объеме, поэтому число дефектов существенно ниже при тех же значениях Γ и κ по сравнению с конфайнментом – жесткой стенкой.

На рис.5 показано распределение микрочастиц в поперечном направлении (вдоль оси y) в зависимости от времени для $L_y/\Delta \simeq 3$ и $\Gamma \gg 1$ для указанных двух видов конфайнмента. В случае параболического удерживающего потенциала (б) хорошо видно формирование пяти ярко выраженных слоев микрочастиц, причем сначала кристаллизуются частицы у границы ($y = 0, L_y$), затем формируется следующий слой и т.д. В случае жесткой стенки (а) также происходит относительно быстрое формирование двух слоев у границы системы, при этом плотность частиц в этих слоях заметно выше, чем в случае параболического конфайнмента. Поведение же частиц в объеме существенно отличается от случая параболического потенциала – формируется два размытых слоя со значительной пространственной дисперсией, причем в рассмотренном диапазоне значений Γ локальный порядок в значительной степени отсутствует и микрочастицы находятся в стекольном состоянии (glassy

state). Таким образом, наличие жесткой стенки в качестве конфайнмента значительно меняет фазовое состояние микрочастиц для узких ($L_y \sim \Delta$) каналов по сравнению с параболическим удерживающим потенциалом.

В настоящей работе с использованием метода молекулярной динамики численно исследовалось влияние удерживающего потенциала на конфигурацию пылевой компоненты комплексной плазмы в двумерных узких каналах при разных значениях параметра неидеальности Γ и относительной ширины канала L_y/Δ . Показано заметное изменение локального порядка, а именно, величины (N_6/N) , в зависимости от вида конфайнмента, в случае, когда ширина канала сопоставима с межчастичным расстоянием: $L_y \sim \Delta$. Это, в частности, означает принципиальную возможность контроля над течением комплексной плазмы (а возможно, и любой заряженной сильно-связанной жидкости) в узких каналах, что может быть крайне важным при исследовании/использовании наножидкостей и наноматериалов.

1. V. N. Tsytovich, Phys. Usp. **40**, 53 (1997).
2. V. E. Fortov et al., Phys. Usp. **47**, 447 (2004).

3. S. V. Vladimirov and K. Ostrikov, Phys. Rep. **393**, 175 (2004).
4. V. E. Fortov et al., Phys. Rep. **421**, 1 (2005).
5. M. Horanyi et al., Rev. Geophys. **42**, RG4002 (2004).
6. B. A. Klumov, S. I. Popel, and G. E. Morfill, JETP **100**, 152 (2005).
7. B. A. Klumov, S. V. Vladimirov, and G. E. Morfill, JETP Lett. **82**, 632 (2005).
8. G. E. Morfill et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 175004 (2004).
9. L. W. Teng, P. S. Tu, L.I., Phys. Rev. Lett. **90**, 245004 (2003).
10. R. D. Deegan et al., Nature **389**, (6653), 827 (1997).
11. H. K. Christenson, J. Phys.: Condens. Matter **13**, R95-R133 (2001).
12. C. Alba-Simionescu et al., J. Phys.: Condens. Matter **18**, R15-R68 (2006).
13. L. A. Pozhar, Phys. Rev. E **61**, 1432 (2000).
14. D. A. Doyle et al., Science **280**, 5360, 69 (1998).
15. J. H. Chu, L. I, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
16. H. Thomas et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
17. H. Ikezi, Phys. Fluids **29**, 1764 (1986).
18. U. Konopka, G. Morfill, and L. Ratke, Phys. Rev. Lett. **84**, 891 (2000).