

**ПЛАВЛЕНИЕ ПЫЛЕВОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТАМИ***И.В.Швейгерт<sup>1)</sup>, В.А.Швейгерт, А.Мельцер<sup>2)</sup>, А.Пиль<sup>3)</sup>**Институт теоретической и прикладной механики  
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 декабря 1999 г.

Влияние дефектов на плавление вигнеровского двухслойного пылевого кристалла в приэлектродном слое радиочастотного газового разряда исследуется методом ланжевеновской молекулярной динамики. Два типа дефектов включены в рассмотрение: а) точечные дефекты и дислокации и б) частицы, левитирующие сверху и снизу двухслойного кристалла (так называемые *сильные* дефекты). Показано, что обнаруженное в эксперименте локальное плавление двухслойного кристалла объясняется присутствием сильных дефектов, расположенных *над* кристаллом.

PACS: 52.25.-b, 64.70.-p

Плавление двумерных (2D) кристаллов классических частиц является фундаментальной проблемой, привлекающей экспериментальные и теоретические исследования последние 25 лет [1, 2]. Фазовый переход плавления наблюдался в электронных кристаллах на поверхности жидкого гелия [3], в коллоидных суспензиях [4] и в плазменных пылевых кристаллах [5–7], которые являются новой экспериментальной системой для исследования 2D кристаллических структур. Как правило, пылевые кристаллы в газоразрядной лабораторной плазме состоят из одинаковых отрицательно заряженных частиц микронного размера и удерживаются в приэлектродном слое электрическим и гравитационным полями.

В ряде экспериментов [8–11] были обнаружены следующие необычные свойства пылевого кристалла. Если в горизонтальной плоскости, параллельной электроду, частицы образуют обычную гексагональную решетку, то в вертикальном направлении они располагаются друг под другом, выстраиваясь в вертикальные цепочки. Такая структура кристалла означает, что модель Дебая–Хюккеля неприменима для описания взаимодействия заряженных частиц в плазме с потоком ионов.

Кроме того, эксперименты [5, 6] показали, что уменьшение давления газа в газоразрядной камере приводит к значительному росту кинетической энергии колебания частиц и плавлению кристалла. При этом температура окружающего газа и заряд частиц практически не меняются. Это удивительное явление наблюдается только в экспериментах с пылевым кристаллом в приэлектродном слое. Известно, что для 2D и 3D кристаллов с плотной упаковкой изменение вязкости окружающей среды не меняет статистические свойства системы.

Явление выстраивания частиц в цепочки (particle alignment) в ионном потоке рассматривалось в [12–15]. Было показано, что ионный поток фокусируется отрицательно заряженными частицами, что приводит к формированию областей повы-

---

<sup>1)</sup> e-mail: ischweig@site.itam.nsc.ru

<sup>2)</sup> A.Melzer, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Christian-Albrechts-Universität, 24098 Kiel, Germany

<sup>3)</sup> A.Piel, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Christian-Albrechts-Universität, 24098 Kiel, Germany

шенной ионной концентрации непосредственно за частицами. Кроме того, в теоретических исследованиях [14–16] и в более поздних экспериментах [17, 18] было показано, что электростатическое взаимодействие в системе является асимметричным. Каждое ионное облако взаимодействует со всеми частицами, за исключением собственной частицы, с которой оно образует дипольную конфигурацию. Исследование механизма нагрева двухслойного бездефектного кристалла в приэлектродном слое [7, 14, 15, 19] показало, что плавление является двухступенчатым процессом. С уменьшением трения сначала развивается неустойчивость, и кристалл переходит в “горячее” кристаллическое состояние с развитыми осцилляциями частиц. При дальнейшем уменьшении давления двухслойный кристалл плавится. Асимметрия в экранировании частиц и непотенциальный характер взаимодействия являются основными причинами развития неустойчивости. Рассчитанная средняя кинетическая энергия частиц совпадает с данными эксперимента по порядку величины, однако качественная картина плавления кристалла в эксперименте существенно отличается от рассчитанной. В реальном кристалле сначала происходит образование горячих пятен, затем формируются жидкие области наряду с кристаллическими фрагментами. При дальнейшем уменьшении давления газа система полностью переходит в жидкое состояние [5]. Средняя энергия частиц, измеренная в эксперименте, плавно увеличивается в широком диапазоне давления, в то время как в расчетах температура частиц резко возрастает, когда давление газа достигает критической величины.

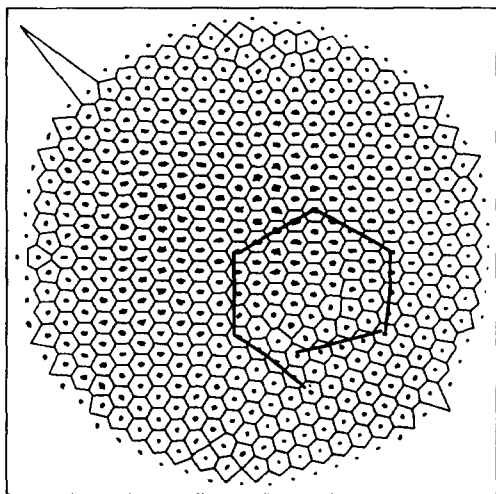


Рис.1. Траектории частиц в верхней решетке двухслойного пылевого кристалла с дефектами при  $\nu = 0.0721\omega_{pd}$  перед плавлением. Вектор Бюргера некоррелированных дислокаций равен  $2$

В эксперименте пылевой кристалл всегда имеет точечные и протяженные дефекты в решетках, а также дополнительные частицы, сверху и снизу основных решеток. В данной работе методом ланжевеновской молекулярной динамики исследуется плавление двухслойного кристалла с дефектами на основе модели, предложенной в [14, 15]. Предполагается, что а) частицы двигаются в плоскости, параллельной электроду (что следует из эксперимента) и б) частицы экранированы ионами асимметрично. При этом реальное распределение ионов заменяется симметричным распределением и эффективным точечным зарядом, расположенным ниже частицы и жестко с ней связанным. Это упрощение оправданно, так как любой сдвиг частицы вызывает мгновенное перераспределение ионной плотности вокруг нее [14, 15]. Сначала

рассмотрим большой двухслойный кластер (996 частиц), в котором дислокации с вектором Бюргера, равным 2, образовались при численном охлаждении системы из высокотемпературного жидкого состояния, рис.1. Кроме того, множество точечных дефектов формируется вблизи границы кластера, так как гексагональная структура может быть вписана в круг только с определенным количеством точечных дефектов.

Частицы посредством экранированного кулоновского потенциала  $V(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = (C/|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) \exp(-\kappa|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$ , взаимодействуют между собой ( $C = Z^2$ ) и с положительными эффективными зарядами ( $C = ZZ_c$ ),  $\mathbf{r}_i$  – координата  $i$ -th частицы и  $1/\kappa$  – длина экранирования, причем  $\kappa = 2/a$ , где  $a$  является средним межчастичным расстоянием. Внешний потенциал, ограничивающий систему в радиальной плоскости, выбираем таким образом, чтобы плотность частиц в расчете совпадала с плотностью частиц в эксперименте. Следующие параметры взяты из эксперимента [5]. Радиус пылевой частицы  $R = 4.7$  мкм, масса  $M = 6.73 \cdot 10^{-13}$  кг и заряд частицы  $Z = 16000$  е. Расстояние между частицами  $a = 450$  мкм и расстояние между слоями  $d = 0.8a$ . В расчетах величина положительного заряда полагалась равной  $Z_c = 0.5Z$  с расстоянием по вертикали  $d_c = 0.6a$  [15]. Характерная частота колебаний в кристалле для наших экспериментальных условий равняется  $\omega_{pd} = \sqrt{Z^2 e^2 / \epsilon_0 M a^3} = 110 \text{ с}^{-1}$ . Переход от твердого состояния к жидкому в эксперименте наблюдается при уменьшении давления от 120 Па до 40 Па, что соответствует изменению коэффициента трения частицы в газе от  $\nu = 32 \text{ с}^{-1}$  до  $10 \text{ с}^{-1}$  [20].

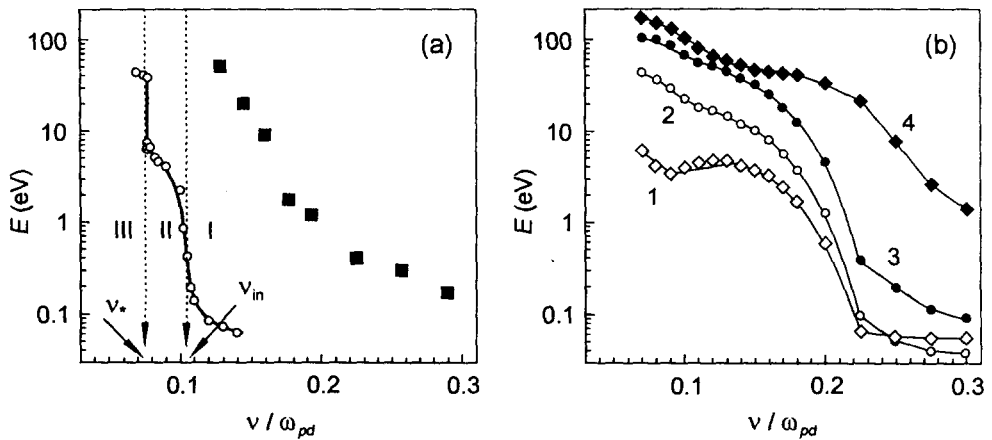


Рис.2. Средняя кинетическая энергия пылевых частиц как функция коэффициента трения в двух-слойном кристалле (а) с точечными дефектами и дислокациями (расчет – сплошные квадраты, эксперимент [5] – сплошные кружки) и (б) с сильными дефектами (верхний неполный слой 1, верхняя решетка 2, нижняя решетка 3 и нижний неполный слой 4)

Динамика движения частиц изучается при уменьшении коэффициента трения. Средняя кинетическая энергия частиц в верхнем слое как функция коэффициента трения приведена на рис.2а. При большом давлении газа система имеет кристаллическую структуру и кинетическая энергия частиц примерно совпадает с температурой газа. Постепенное уменьшение трения вплоть до критического значения  $\nu_{in}$  только незначительно меняет состояние системы, несмотря на присутствие дефектов (рис.2а, режим I). В критической точке  $\nu_{in}$  кинетическая энергия быстро возрастает и система переходит в горячее кристаллическое состояние, которое характеризуется развитыми колебаниями частиц (режим II). В следующем диапазоне коэффициен-

та трения  $\nu_* < \nu < \nu_{in}$  двухслойный кристалл проходит через последовательность “горячих” стационарных кристаллических состояний. Рис.1 показывает траектории частиц непосредственно перед плавлением. На рисунке присутствие дислокации никак не проявляется, и можно заключить что точечные и протяженные дефекты несущественно увеличивают температуру кристалла.

При дальнейшем понижении трения во второй критической точке  $\nu_*$  наблюдается формирование термо-индуцированных дефектов и система переходит в изотропную жидкость (режим III). В целом процесс плавления двухслойного кристалла с точечными и протяженными дефектами оказался подобным плавлению бездефектного кристалла [7, 19].

Далее рассмотрим влияние дополнительных частиц, расположенных сверху и снизу (см. рис.3), на процесс плавления. Число частиц над кристаллом равняется 20 и под кристаллом – 25, что соответствует 5% от полного числа частиц. Расстояние между дополнительными слоями и решетками равняется расстоянию между решетками.

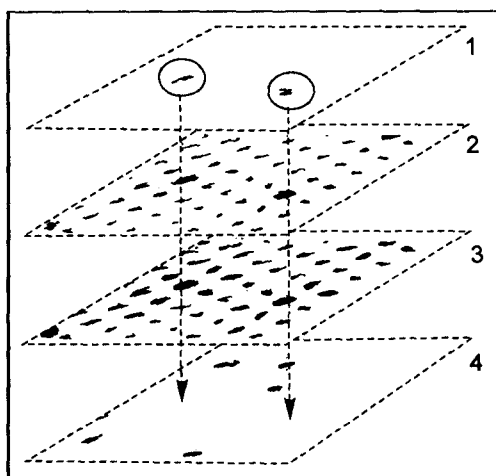


Рис.3. Фрагмент двухслойного кристалла с сильными дефектами: верхний неполный слой 1, верхняя решетка 2, нижняя решетка 3 и нижний неполный слой 4. Кружками обозначено положение верхних сильных дефектов

Как и в предыдущем случае, при высоком давлении структура с дополнительными частицами имеет кристаллический порядок. Однако присутствие сильных дефектов приводит к заметному повышению средней кинетической энергии частиц (см. рис.2b). Каждый слой имеет различную температуру, причем температура повышается при переходе от верхних слоев к нижним. Энергия нижних сильных дефектов значительно превышает энергию остальных частиц даже при высоком давлении. С понижением давления в кристалле с сильными дефектами неустойчивость развивается значительно раньше, причем движение в некоторых областях является особенно интенсивным. Мы обнаружили, что наиболее эффективно нагретые частицы располагаются в вертикальных цепочках с сильными дефектами, рис.3. Причиной доминирующей роли верхних дополнительных частиц является то, что каждая частица за счет фокусировки ионного потока образует “дипольную” и нижние “диполи” отслеживают движение верхних частиц.

Для того чтобы понять роль дополнительных частиц, расположенных снизу, рассмотрим плавление двухслойного кристалла с тремя нижними частицами. Траектории частиц в нижней решетке и траектории трех сильных дефектов снизу кристалла

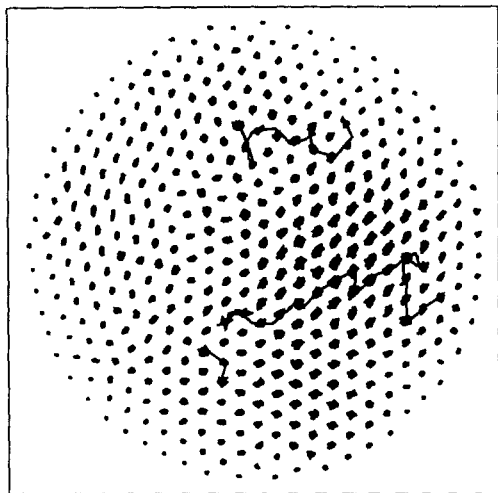


Рис.4. Траектории частиц в нижней решетке двухслойного кристалла при  $\nu = 0.12\omega_{pd}$ . Более протяженные траектории соответствуют трем нижним сильным дефектам

при  $\nu = 0.12\omega_{pd}$  даны на рис.4. Частицы снизу имеют большую кинетическую энергию, которая практически совпадает с энергией сильных дефектов, расположенных под кристаллом, рис.2b. Рассеиваясь на ближайшей решетке за счет кулоновского взаимодействия, частицы снизу передают свой импульс частицам в решетке. На рис.4 ясно видно, что часть кристалла, расположенная над протяженной траекторией нижней частицы, имеет более высокую температуру. Нижние дополнительные частицы, несмотря на большую энергию, двигаются по электрическим потенциальным минимумам, которые располагаются под частицами нижней решетки.

Интересно отметить, что отдельные высокоэнергетичные частицы, наблюдаемые в эксперименте под кристаллом и генерирующие конусы Маха в кристаллических структурах [21], как показали наши расчеты, образуются вследствие развития неустойчивости в системе.

В заключение отметим, что включение в систему сильных дефектов качественно меняет картину плавления и значительно увеличивает температуру нагрева двухслойного пылевого кристалла. Рассчитанная средняя кинетическая энергия частиц с понижением давления возрастает монотонно за счет появления локального нагрева кристалла под верхними частицами и совпадает с данными эксперимента с хорошей точностью. В данном случае плавление двухслойного кристалла обуславливается как глобальным нагревом за счет развития неустойчивости, так и локальным нагревом посредством сильных дефектов. Верхние добавочные частицы играют в нагреве более заметную роль, чем нижние, благодаря асимметричному экранированию частиц в ионном потоке.

Мы хотели бы поблагодарить ИНТАС-РФФИ (IR-97-775) и Deutsche Forschungsgemeinschaft (436 RUS 113/183/1,2) за финансовую поддержку.

1. M.A.Glaser and N.A.Clark, in *Advances in Chemical Physics*, Vol. LXXXIII, Eds. I.Prigogine and S.A.Rice, (John Wiley & Sons, Inc., N.Y., 1993), p. 543.
2. K.J.Strandburg, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 161 (1988).
3. C.C.Grimes and G.Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
4. K.Zahn, J.M.Mendez-Alcaraz, and G.Maret, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 175 (1997).

5. A.Melzer, A.Homann, and A.Piel, Phys. Rev. **E53**, 2757 (1996).
6. H.Thomas and G.E.Morfill, Nature **379**, 806 (1996).
7. V.A.Schweigert, I.V.Schweigert, A.Melzer et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 5345 (1998).
8. J.H.Chu and L.I, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
9. H.M.Thomas, G.E.Morfill, G.V.Dumel et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
10. Y.Hayashi and K.Tachibana, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L804 (1994).
11. A.Melzer, T.Trottenberg, and A.Piel, Phys. Lett. **A191**, 301 (1994).
12. S.V.Vladimirov and M.Nambu, Phys. Rev. **E52**, 2172 (1995).
13. F.Melandsø and J.Goree, Phys. Rev. **E52**, 5312 (1995).
14. A.Melzer, V.A.Schweigert, I.V.Schweigert et al., Phys. Rev. **E54**, 46 (1996).
15. V.A.Schweigert, I.V.Schweigert, A.Melzer et al., Phys. Rev. **E54**, 4155 (1996).
16. В.А.Швейгерт, В.М.Беданов, И.В.Швейгерт и др., ЖЭТФ **115**, 877 (1999).
17. A.Melzer, V.A.Schweigert, and A.Piel, Phys. Rev. Lett. **83**, 3194 (1999).
18. K.Takahashi, T.Oishi, K.Shimomai et al., Phys. Rev. **E58**, 7805 (1998).
19. И.В.Швейгерт, В.А.Швейгерт, В.М.Беданов и др., ЖЭТФ **114**, 1 (1998).
20. P.S.Epstein, Phys. Rev. **23**, 710 (1924).
21. D.Samsonov, J.Goree, Z.W.Ma et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3649 (1999).