

## ПРОСТРАНСТВЕННО УПОРЯДОЧЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗ КАПЕЛЬ ВОДЫ В АТМОСФЕРНЫХ ОБЛАКАХ

А.В. Шавлов, В.А. Джуманджи, С.Н. Романюк

*Институт криосферы Земли СО РАН, 625000, Тюмень, а/я 1230, Россия, shavlov@ikz.ru*

Представлены результаты лабораторных измерений геометрических и электрических параметров пространственно упорядоченных структур из заряженных капель воды. Рассмотрена возможность образования подобных структур в атмосферных облаках и туманах. Оценено влияние капельного упорядочения на поверхностное натяжение и сдвиговую вязкость облаков.

В космосе, околоземном пространстве, атмосфере Земли присутствует большое количество заряженных пылевых частиц, которые образуют так называемую пылевую плазму. При определенных условиях, подобно атомам и молекулам, пылевые частицы могут формировать упорядоченные структуры, характерные для кристаллов или жидкостей [Фортон и др., 2004]. Вследствие возникновения таких структур пылевая плазма проявляет себя как неньютоновская жидкость. Во-первых, существует критическое сдвиговое напряжение, ниже которого течение в пылевой плазме отсутствует. Во-вторых, уменьшается коэффициент сдвиговой вязкости с ростом сдвигового напряжения. Согласно лабораторным измерениям [Ворона и др., 2007], вклад упорядоченного пылевого компонента в коэффициент сдвиговой вязкости пылевой плазмы может достигать десятков процентов и более.

В недавней работе [Shavlov, Dzhumandzhi, 2010] было сделано предположение о том, что заряженные капли воды и кристаллы льда, содержащиеся в облаках и туманах, также могут образовывать пространственно упорядоченные структуры и влиять на физико-механические свойства атмосферы. Существование капельных структур в лабораторных условиях было продемонстрировано в [Федорец, 2004]. Согласно данной работе, регулярная структура из водяных капель возникала над подогретой поверхностью воды. Капли воды диаметром в несколько десятков микрометров располагались в одном слое с гексагональным упорядочением относительно друг друга. Расстояние между каплями равнялось двум-пяти капельным диаметрам. Высота положения капельного слоя над поверхностью воды была сравнима с диаметром капель.

В связи со способностью капель воды к пространственному упорядочению нами были поставлены задачи измерения заряда капель внутри капельной структуры, расчета поверхностного натя-

жения структуры, а также ее сдвиговой вязкости, оценки возможного влияния данных структур на свойства атмосферных облаков и туманов.

Для получения капельных структур использовалась методика, близкая к описанной в работе [Федорец, 2004]. На рис. 1 представлен типичный вид капельной структуры. Структура имеет округлую форму, что свидетельствует о наличии у нее поверхностного натяжения. На рис. 2 приведены зависимости межкапельного расстояния  $L$ , диаметра  $D$ , высоты  $H$  капель над поверхностью воды, а также заряда капель  $Z$  (в единицах элементарного заряда) от температуры воды  $T$ . Геометрические характеристики капель определили по количеству пикселей на видеоизображении, затем пересчитали в единицы длины. Погрешность составила  $\pm 0,5$  пиксел, или  $\pm 2$  мкм. Высоту  $H$  определяли как половину видимого расстояния между центрами капли и ее зеркального изображения в воде при угле зрения, близком к касательному к поверхности воды. Заряд капли определяли по относительному изменению высоты капель  $\Delta H/H$  при включении внешнего электрического поля  $E_{ex}$  между водой и электродом, расположенным над капельной структурой. Для этого использовалась формула

$$Z = \frac{Mg}{eE_{ex}} \frac{\Delta H}{H},$$

которая может быть получена из условия электрогравитационного равновесия заряженной капли над одноименно заряженной поверхностью воды:

$$Mg = Ze(E + E_{ex}),$$

где  $E$  – поле, создаваемое заряженной поверхностью воды (зависящее от высоты как  $E \sim 1/H$ );  $M$  – масса капель;  $g$  – ускорение свободного падения;  $e$  – элементарный заряд. Погрешность определения заряда составила  $\pm 15\%$ . Погрешность определения температуры поверхности воды равнялась  $(+1/-10)$  °С.

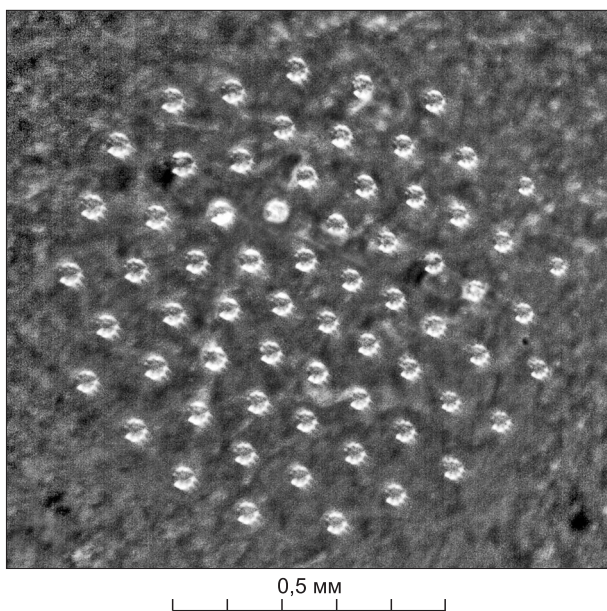


Рис. 1. Плоская пространственно упорядоченная структура из капель воды.

На рис. 2 видно, что все указанные величины уменьшаются с понижением температуры. При этом в диапазоне исследованных температур 60–100 °С экспериментально установлены следующие закономерности:

$$D \approx 1,26H, L \approx 4,8H, Z \sim D^4.$$

Заряд  $Z$  капель, а также заряд поверхности воды положительны. Знак заряда, по-видимому, определяется преимущественным переносом гидроксид-ионов по сравнению с ионами водорода из воды в пар при испарении. Заряд  $Z$  изменяется в зависимости от диаметра  $D$  капли быстрее, чем  $D^2$ . Это свидетельствует о том, что заряд зависит не только от площади поверхности капли, которая пропорциональна  $D^2$ , но, вероятно, и от скорости фазового перехода вода–пар.

Расстояние  $L$  между каплями, по нашему предположению, равно двум радиусам экранирования Дебая ( $L_D$ ) в паре:

$$L = 2L_D.$$

Для проверки этого предположения с помощью уравнения Дебая для случая плоской заряженной поверхности воды была рассчитана концентрация носителей заряда в паре и вычислена длина Дебая. Получили теоретическую зависимость  $L = 2,7H$ , в которой численный коэффициент 2,7 по порядку величины совпадает с коэффициентом 4,8 в экспериментальной зависимости  $L \approx 4,8H$ . Это, по нашему мнению, является приемлемым подтверждением высказанного предполо-

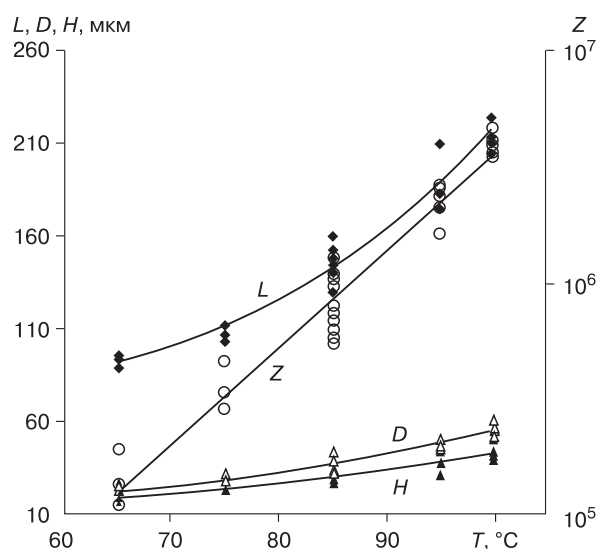


Рис. 2. Зависимости межкапельного расстояния  $L$ , диаметра капель  $D$ , высоты над поверхностью воды  $H$  и заряда капель  $Z$  от температуры  $T$ .

жения. В частности, для пылевой плазмы позиционирование частиц на расстоянии  $2L_D$  друг от друга было подтверждено экспериментально [Фортвов и др., 2004], а также показано теоретически [Shavlov, Dzhumandzhi, 2010].

Воспользуемся связью величин  $L$  и  $L_D$  для оценки возможности существования капельных структур в атмосферных объектах (облаках и туманах). Вычислим теоретическое значение концентрации капель в упорядоченном состоянии и сравним его с опытным значением концентрации капель в облаках. Для этого по электропроводности атмосферного воздуха  $a = 10^{-13}$  (Ом·м)<sup>-1</sup> и среднему значению коэффициента диффузии ионов  $B = 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с [Бабичев и др., 1991] найдем радиус Дебая

$$L_D = (\epsilon_0 B/a)^{0,5} = 10^{-3} \text{ м},$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная.

Далее определим значение концентрации капель  $N = (2L_D)^{-3} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ . Сравним его со среднестатистическим значением концентрации капель в облаках и туманах, составляющим  $N = 3 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$  [Облака..., 1989]. Порядок величин концентраций одинаков. Таким образом, капли в облаках и туманах действительно могут быть пространственно упорядочены.

Оценим поверхностное натяжение капельной структуры по формуле [Shavlov, Dzhumandzhi, 2010]

$$\sigma = \frac{e^2}{24\epsilon_0} Z^2 N.$$

Заряд  $Z$  капель в облаках достигает значений  $10^3$ – $10^6$  [Бабичев и др., 1991]. Например, при  $Z = 10^4$  получим  $\sigma = 10^{-11}$  Дж/м<sup>2</sup>. При помощи найденной величины  $\sigma$  определим устойчивости поверхности капельной структуры к сдвиговому течению. Воспользуемся для этого критерием Кельвина–Гельмгольца, при выполнении которого поверхность устойчива:

$$\frac{\rho v^2}{2} \leq \frac{2\pi}{x} \sigma,$$

где  $\rho = 1$  кг/м<sup>3</sup> – плотность воздуха;  $v = \frac{\partial v}{\partial l} l$  – разность скоростей среды по обе стороны от поверхности раздела;  $\frac{\partial v}{\partial l} = 3 \cdot 10^{-3}$  с<sup>-1</sup> – средний градиент горизонтальной скорости среды по нормали к земной поверхности;  $l = 10^{-3}$  м – толщина поверхностного слоя капельной структуры, равная радиусу Дебая;  $x$  – характерная длина, на которой развивается неустойчивость.

Отсюда получим  $5 \cdot 10^{-12} \leq 10^{-10}/x$ . Данное неравенство выполняется при  $x < x_0 = 20$  м.

Таким образом, поверхность капельной структуры в облаке может быть устойчива к сдвиговым течениям при размерах облака, не превышающих несколько десятков метров. При больших размерах поверхность приобретает шероховатость с характерным размером  $x_0$ . Из сказанного следует, что возникновение капельных структур может играть важную роль в устойчивости формы облаков.

Оценим коэффициент сдвиговой вязкости  $\eta$  капельной структуры и сравним его с вязкостью воздуха. Для этого воспользуемся формулой, подобной формуле Френкеля [Фабелинский, 1997]:

$$\eta = C \exp\left(\frac{U}{kT}\right),$$

где  $C \sim hN$ ;  $h$  – постоянная Планка;  $N$  – концентрация частиц;  $U$  – энергия активации вязкости;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура.

Примем за основу дислокационный механизм сдвигового течения, характерный для кристаллов. В металлических и ионных кристаллах, как известно, энергия активации смещения дислокаций  $U$  в  $10^3$ – $10^4$  раз меньше энергии связи атомов  $U_b$ . Для численного описания вязкости пылевого кристалла с помощью приведенной выше формулы необходимо, чтобы  $U$  была в 1500 раз меньше, чем  $U_b = Z^2 kT/6$  [Shavlov, Dzhumandzhi, 2010]. Для оценки вязкости капельной структуры используем аналогичную величину энергии активации  $U = U_b/1500$ . При  $Z = 10^4$  получим  $\eta = 10^{-23}$  Па·с. Это малая величина по сравнению с вязкостью воздуха, которая равна  $10^{-5}$  Па·с. Но уже при  $Z = 10^5$  вязкость капельной структуры может воз-

расти до значений, сравнимых с вязкостью воздуха или превышающих ее.

Увеличение вязкости может приводить к уменьшению величины конвективной теплопроводности. Так, для целого ряда задач о конвекции

число Рэлея  $R = \frac{g\beta A d^3}{\chi\mu}$  может характеризовать

условие устойчивости газа в поле силы тяжести при наличии градиента температуры  $A$ , направленного вниз. Здесь  $\beta$  – коэффициент температурного расширения;  $\chi$  – температуропроводность газа;  $\mu$  – кинематическая вязкость;  $d$  – характерный линейный размер структуры. Изменение вязкости может влиять на наличие или отсутствие свободной конвекции и на скорость переноса тепла.

Таким образом, наличие капельной структуры в атмосферном облаке может существенно изменить гидродинамику и интенсивность теплопереноса в нем. В облаках, содержащих ледяные кристаллы, этот эффект может быть более выраженным, так как заряд ледяных кристаллов, как правило, в десятки раз превышает заряд водяных капель.

Существование пространственно упорядоченных капельных структур и структур из ледяных кристаллов в атмосферных облаках и туманах, а также их влияние на механические и теплофизические свойства облаков представляется вполне реальным явлением. Оно заслуживает тщательного изучения не только в рамках физики атмосферы, но и криологии Земли, поскольку наука криология непосредственно занимается изучением объектов, в которых вода находится вблизи точки замерзания или представлена в твердом состоянии.

## Литература

- Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: Справ. / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М., Энергоиздат, 1991, 1232 с.
- Ворона Н.А., Гавриков А.В., Иванов А.С. и др. Вязкость плазменно-пылевой жидкости // ЖЭТФ, 2007, т. 132, вып. 4, с. 941–948.
- Облака и облачная атмосфера: Справ. / Под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хргиана. Л., Гидрометеиздат, 1989, 647 с.
- Фабелинский И.Л. О макроскопической и молекулярной сдвиговой вязкости // Успехи физ. наук, 1997, т. 167, № 7, с. 721–733.
- Федорев А.А. Капельный кластер // Письма в ЖЭТФ, 2004, т. 79, вып. 8, с. 457–459.
- Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. и др. Пылевая плазма // Успехи физ. наук, 2004, т. 174, № 5, с. 495–544.
- Shavlov A.V., Dzhumandzhi V.A. Spatially ordered structures in storm clouds and fogs // Phys. Lett. A., 2010, vol. 374, p. 2561–2565.

Поступила в редакцию  
15 февраля 2011 г.