

Физика коллективного притяжения отрицательно заряженных пылевых частиц

В. Н. Цытович¹⁾

Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 октября 2003 г.

После переработки 13 ноября 2003 г.

Предложено физическое объяснение явления коллективного притяжения пылевых частиц, приводящего к появлению спаривания одноименно отрицательно заряженных пылевых частиц, образованию пылевых молекул, к появлению более сложных комплексов из многих пылевых частиц вплоть до пылевых плазменных кристаллов. Оценка межчастичного расстояния в таких пылевых структурах при использовании предлагаемого механизма притяжения соответствует наблюдаемому размеру межчастичных расстояний в кристаллической решетке в открытых недавно плазменно-пылевых кристаллах. Предложенный механизм представляется как основной для объяснения совокупности явлений, часто наблюдаемых в пылевой плазме.

PACS: 52.27.Lw

1. Легкость, с которой были получены первые пылевые кристаллы [1–4] при инъекции пылевых частиц в низкотемпературную плазму, множественность косвенных экспериментальных указаний на то, что между одноименно заряженными пылевыми частицами могут, начиная с определенного расстояния, действовать довольно сильные силы притяжения [5–7] привели к интенсивным поискам объяснения возможного механизма притяжения [8–14]. Часть из них имеет неоспоримую физическую основу – это: 1) эффект Лесажа (Leseage) или теневого притяжения (shadow attraction) [8–10], когда одна из пылевых частиц экранирует плазменные потоки на другую пылевую частицу, 2) эффект кильватерного собирания положительного заряда в ионном потоке [11, 12], который есть ничто иное, как эффект излучения Вавилова–Черенкова пылевых или плазменных волн в системе отсчета, движущейся вместе с ионным потоком. Такие эффекты работают для отдельных частиц, но, как показывает анализ, не для больших комплексов частиц. Так, кильватерное притяжение работает только для тех частиц, которые находятся ниже по ионному потоку, и может быть использовано для объяснения взаимодействия нескольких частиц (двух изолированных частиц или частиц в нескольких пылевых слоях или в плоских пылевых двухслойных кристаллах). Они требуют довольно большого внешнего электрического поля для создания сверхзвукового ионного потока, которое действительно существует в пристеночном плазменном

слое, где впервые были обнаружены пылевые кристаллы. Но теперь ясно, что этот механизм не может быть основным в большинстве экспериментов. Так, уже в первых экспериментах наблюдались кристаллы, имеющие до 15 слоев с расстояниями между слоями порядка размера падения пристеночного потенциала, и если первый слой может находиться в сверхзвуковом потоке (критерий Бома для пристеночного слоя – отношение скорости потока к звуковой скорости, число Маха M должно быть больше 1 на границе пристеночного слоя и оно не намного больше $M \approx 2 - 3$ на стенке), то последующие слои находятся в значительно меньших полях, так называемом предплазменном пристеночном слое (pre-sheath), а следовательно, и меньших ионных потоках, когда числа Маха $M < 1$ и механизм кильватерного притяжения не работает. Уже в последующих экспериментах [15–16] наблюдались пылевые кристаллы в стратах тлеющего разряда, где падение электростатического потенциала намного меньше, чем в пристеночном слое (примерно в 3–5 раз), и наблюдение пылевых кристаллов с примерно теми же межчастичными расстояниями исключает кильватерный механизм притяжения для всех слоев. Наконец, недавние эксперименты по наблюдению пылевых кристаллов с более чем 1000 слоев в основном объеме плазмы (bulk plasma) определенно не согласуются с кильватерным механизмом. Кильватерный механизм, так же как и лесежевский механизм теневого притяжения, работает только при наличии малого числа частиц, и в этом пределе могут конкурировать друг с другом оба эти механизма (оценки приведены ниже вместе

¹⁾e-mail: tsytov@lpi.ru

с оценками обсуждаемого здесь механизма притяжения). Третий возможный коллективный механизм притяжения обсуждался в [13, 14] для случая большого размера системы, содержащей большое число пылевых частиц, так что плазменные потоки от разных частиц становятся неразделимыми (в отличие от лесажевского притяжения, когда потоки на отдельные частицы можно разделить). Такие потоки являются коллективными, и поэтому притяжение было названо коллективным. Коллективное притяжение было получено доказательством того, что статическая диэлектрическая проницаемость изменяет знак при малых значениях волновых чисел (достаточно больших расстояниях), но оно не было проанализировано до конца с физической точки зрения и встретило ряд проблем вычислительного характера. Кроме того, прохождение статической проницаемости через нуль при действительных значениях волновых чисел (что и меняет отталкивание на притяжение) приводит к проблеме обхода полюсов при вычислении потенциала частиц. В данной задаче последняя проблема столь же фундаментальна, как и проблема обхода полюсов в явлении затухания Ландау для плазменных мод [17]. В [14] интегралы вычислялись путем полувывчетов в полюсах на действительной оси, что требует как четкого обоснования, так и определения границ применимости. Без более глубокого рассмотрения физических процессов, приводящих к эффекту коллективного притяжения, такую проблему решить невозможно. Настоящая работа посвящена физике процессов, приводящих к коллективному притяжению, доказательству того, что последовательное решение проблемы возможно только при учете конечности размера пылевых частиц как в отклике пылевой плазмы на внесенный пылевой заряд, так и в граничных условиях на поверхности внесенных пылевых частиц. В [14] диэлектрическая проницаемость была получена с учетом конечности размеров частиц, но поле при этом вычислялось как поле точечных частиц, считая, что их размеры много меньше дебаевского радиуса экранирования. Ниже здесь найдены конкретные неравенства, когда результаты для пылинок конечного размера совпадают с теми, что получены в [14] для почти точечных частиц, и в этом пределе подтверждены правила обхода, использованные в [14]. Решена задача для произвольного размера частиц, обобщающая результат [14].

Полученные более общие соотношения, из которых результаты [14] соответствуют предельному случаю. Все расчеты проведены для неравенств, наиболее соответствующих существующим экспериментам. Оцененное межчастичное расстояние с удовле-

творительной точностью соответствует наблюдаемому. Это позволяет утверждать, что рассматриваемый механизм реально претендует на то, чтобы рассматриваться как основной механизм наблюдаемого образования плазменных кристаллов, и описывать основные процессы в системе с большим числом пылевых частиц в других состояниях пылевых систем (газовом или жидком), предшествующих кристаллизации. Обзоры по современным проблемам пылевой плазмы можно найти в [18–22].

2. Системы с большим числом пылевых частиц не могут существовать в стационарном состоянии без поддержания поглощения плазмы на пылевых частицах внешними источниками ионизации из-за того, что в существующих экспериментах длина свободного пробега плазменных частиц для их поглощения на пылевых частицах на 1–3 порядка меньше размера систем (установок), в которых наблюдалась конденсация пылевой плазмы в плазменные кристаллы. Процессы пространственной рекомбинации или гибели плазменных частиц на стенках экспериментальной установки практически не играют какой-либо существенной роли в существующих экспериментах. Такие системы принципиально не равновесны (не тепловые), и изменение знака статической диэлектрической проницаемости не противоречит общим принципам, справедливым только для систем, находящихся в тепловом равновесии. Лесажевский и кильватерный механизмы работают только в обратном пределе, когда размеры системы много меньше длины свободного пробега для поглощения плазменных частиц на пыли. Основное состояние системы при наличии поглощения на пыли должно определяться не только условием квазинейтральности, но и балансом ионизации и поглощения. Удобно использовать нормировки, общепринятые в исследованиях по пылевой плазме, – нормировать ионную плотность n , электронную плотность n_e и зарядовую плотность пыли $-Z_d n_d$ на стационарное значение ионной плотности n_0 , вводя параметр Хавнеса $P = n_d Z_d / n_0$. Расстояния r и размеры пылинок a нормируются на ионный дебаевский радиус, имея в виду, что в большинстве экспериментов $\tau = T_i / T_e \ll 1$ и ионный дебаевский радиус близок к полному дебаевскому радиусу; ионная дрейфовая скорость u нормируется на $v_{Ti} / \sqrt{2}$, где $v_{Ti} = \sqrt{2T_i / m_i}$ – средняя тепловая скорость ионов.

Основное состояние плазмы тогда будет определяться единственным параметром P_0 ; из условия квазинейтральности в этом состоянии имеем $n_{e,0} = 1 - P_0$, безразмерный заряд пылинок $z = Z_e e^2 / a T_e$ в основном состоянии обозначается z_0 и определяется

из уравнения зарядки. Он зависит только от P_0 , τ и отношения масс электронов и ионов и для фиксированного газа и фиксированного значения τ он определяется только P_0 , обычно в основном состоянии z_0 порядка единицы. Считая ионизацию однородной и пропорциональной электронной плотности, можно выразить коэффициент ионизации также через P_0 , используя то, что в основном состоянии выполняется второе условие – баланс поглощения и ионизации. Уравнение непрерывности для ионного потока запишется тогда в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 n u = \alpha_{ch} P_0 \left(\frac{n_e}{1 - P_0} - \frac{n P}{P_0} \right) \times \\ \times \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\psi}{dr} = \frac{1}{r} \frac{d^2 \psi}{dr^2}, \quad (1)$$

где α_{ch} – коэффициент захвата (поглощения) плазменных ионов пылевыми частицами, который в простейших моделях равен $1/2\sqrt{\pi}$. Уравнение баланса (1) удовлетворяется в основном состоянии $n = 1$, $n_{e/0} = 1 - P_0$, $P = P_0$. Необходимость выполнения этих соотношений в основном состоянии отличает коренным образом пылевую плазму от обычной плазмы.

3. Физическое объяснение механизма появления областей притяжения состоит в том, что возмущение основного состояния из-за внесения другой частицы или заряда приводит к тому, что в поляризованном заряде пылевой плазмы, окружающем внесенный заряд, появляются области пространственного заряда, противоположного по знаку тому, который экранирует поле внесенного заряда. Суть эффекта состоит в том, что должны возникать ионные потоки, переносящие ионы из областей, где из-за возмущения основного состояния внешним зарядом ионизация превышает поглощение в те области, где поглощение превышает ионизацию. *Плазменные потоки* приводят к областям накопления положительного заряда, чередующимся с областями отрицательного накопления заряда. Накопление положительных зарядов должно стабилизироваться самими накоплениями, отражая избыточные заряды. Эффекты падают при удалении от внесенного заряда. Наличие таких стационарных потоков, *генерируемых внесенным зарядом*, является тем новым явлением, которое и приводит к эффектам притяжения и спаривания пылевых частиц (в определенной степени аналогичным куперовскому спариванию) и пылевая плазма становится системой, состоящей из пылевых молекул. При дальнейшем понижении температур возникают комплексы пылевых частиц и, наконец, образуются пылевые кристаллы. В обычной плазме такие процессы не идут, и любой

заряд, внесенный в плазму, экранируется, так что вокруг него возникают только поляризационные заряды одного знака (положительный заряд экранируется избытком электронов и недостатком ионов, а отрицательный заряд, соответственно, – недостатком электронов и избытком ионов).

Существенным отличием данного расчета от предыдущих является последовательное рассмотрение внешнего пылевого заряда конечного размера a и определение из физических соображений необходимых граничных условий на его поверхности. Рассмотрим область вне внесенного заряда и введем фактор ψ соотношением $e\phi = -Z_d e^2 \psi / r$ (Z_d – величина внесенного заряда пылинки в единицах заряда электрона), возмущение ионной плотности запишем в виде $\delta n = N/r$. В силу адиабатичности распределения электронов $\delta n_e / n_{e,0} = \delta n_e / (1 - P_0) = -z_0 \alpha \psi / r$. Обозначим далее $G = \psi - \tau N / z_0 a$. Уравнение баланса сил, действующих на ионы (силы электростатического поля, силы ионного давления и силы трения о пыль основного состояния), приводящие к появлению ионных потоков вокруг внесенного заряда, принимает простую форму

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{G}{r} \right) = \alpha_{dr} P_0 n u, \quad (2)$$

где коэффициент трения ионов о пыль в простейшей модели [18–23] равен $\alpha_{dr} = 2 \ln \Lambda / 3\sqrt{\pi}$ (причем эффективный кулоновский логарифм $\ln \Lambda$ может включать известные коллективные явления в пылевой плазме). Возмущения возникают не только в концентрациях электронов и ионов (которые возбуждают ионные потоки), но и в изменениях заряда частиц фоновой пылевой плазмы $\delta P / P_0 = \delta z / z_0 = 1 / (z_0 + 1) (\delta n_e / n_{e,0} - \delta n)$. Последний эффект хотя и требуется учитывать, но качественных изменений он не вносит, вводя только численные факторы $z_0 / 1 + z_0$ порядка единицы в коэффициенты, определяющие эффекты притяжения. Довольно примечательно, что (предполагая сферическую симметрию) комбинация уравнений (1) и (2) вместе с уравнением Пуассона приводит к двум линейным уравнениям, содержащим вторые производные по радиусу от центра внесенного заряда

$$\frac{d^2 G(r)}{dr^2} = k_0^2 (G - (1 + \tau)\psi); \quad k_0^2 = \frac{\alpha_{dr} \alpha_{ch} z_0^2 a^2 P_0^2}{(1 + z_0)\tau}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \psi(r)}{dr^2} = \left(1 + \frac{P_0}{1 + z_0} + \tau \left(1 - \frac{P_0 z_0}{1 + z_0} \right) \right) - \\ - \left(1 + \frac{P_0}{1 + z_0} \right) G(r). \quad (4)$$

Решение этой системы при учете действительности коэффициентов при k^2 и при отбрасывании решений, нарастающих беспредельно при росте расстояния r , будет иметь вид

$$\psi(r) = \psi_E \exp(-k_E r) + \psi_C \cos(k_C r), \quad (5)$$

$$k_E = \sqrt{\frac{R+S}{2}}; \quad k_C = \sqrt{\frac{R-S}{2}}; \quad R = \sqrt{S^2 + 4k_0^2 P_0 \tau}, \quad (6)$$

$$S = k_0^2 + 1 + \frac{P_0}{1+z_0} + \tau \left(1 - \frac{P_0 z_0}{1+z_0}\right). \quad (7)$$

Второй знакопеременный член (5) описывает систему потенциальных ям притяжения, убывающих с расстоянием (для получения потенциальной энергии другой пылинки заряда Z_d нужно умножить (5) на $Z_d z_a T_e / r$). Таким образом, эффекты притяжения возникают при любых граничных условиях, приводящих к ненулевому значению ψ_C . Этот эффект не имеет ничего общего с изменением знака взаимодействия при наличии внешних ионных потоков [11]. В рассмотренном эффекте возмущения, производимые внесенным зарядом, создают потоки плазмы, но не токи, и создают дополнительные сгущение и разрежение плотности поляризационного заряда, приводящие к областям притяжения зарядов. Ниже обсуждаются сравнительные оценки различных эффектов притяжения и показывается, что коллективное притяжение является самым сильным, даже при наличии дополнительного внешнего ионного потока.

4. Первым естественным требованием является то, чтобы полный центральный заряд был бы равен с обратным знаком полному поляризационному наружному заряду. Исследование дает, что это соотношение сводится к

$$\psi(a) - a \frac{d\psi(r)}{dr} \Big|_{r=a} = 1. \quad (8)$$

Другое требование состоит в том, чтобы изменение мощности в наружной области равнялось мощности, поглощаемой всей поверхностью внесенного заряда:

$$a \frac{dG(r)}{dr} \Big|_{r=a} - G(a) = w; \quad w = \alpha_{dr} P_0 a (4\pi a^2 n u |_{r=a}). \quad (9)$$

Этот поток изменяет заряд внесенной пылевой частицы. В рамках изложенного здесь подхода это изменение является малым и допустимо для примера положить $w = 0$ (но можно рассматривать и случай поглощающей частицы). В этом пределе получим

$$\psi_E = \frac{\exp(k_E a)}{(1+k_E a)} \left[\frac{k_E^2 - k_0^2}{k_E^2 + k_C^2} \right]; \quad (10)$$

$$\psi_C = \frac{1}{\cos(k_C a) + k_C a \sin(k_C a)} \left[\frac{k_C^2 + k_0^2}{k_E^2 + k_C^2} \right]. \quad (11)$$

Эти выражения позволяют дать оценку границ применимости правил обхода полюсов и предположению о точности заряда, использованных в [14]. Для члена с косинусом, приводящим к коллективному притяжению, наиболее жесткое ограничение возникает в пределе $k_0 \ll 1$ и сводится к $a^2 \ll 1$, то есть к тому, чтобы размер частицы был много меньше ионного дебаевского радиуса. Это ограничение физически ожидаемое, а величина притяжения совпадает с той, которая была найдена в [14]. Для $k_0 \gg 1$ (когда эффекты коллективного притяжения наибольшие) область применимости результатов [14] для коллективного притяжения намного расширяется, $a \ll 1/\sqrt{P_0 \tau}$ (правая часть неравенства для существующих экспериментальных условий много больше единицы). Для члена с экспоненциальным экранированием получим, что при $k_0 \ll 1$ результат [14] сохраняется при условии $a \ll 1$, тогда как при $k_0 \gg 1$ он применим только при условии $a^2 \ll \sqrt{\tau}$ (условии, часто выполненным для параметров существующих экспериментов). Приведем решения для $a \ll 1$ в предельном случае $k_0 \ll 1$:

$$\begin{aligned} \psi = & \exp \left(-\sqrt{\left(1 + \frac{P_0}{1+z_0} + \tau \left(1 - \frac{z_0 P_0}{1+z_0}\right)\right)} (r-a) \right) + \\ & + \frac{k_0^2}{1 + \frac{P_0}{1+z_0} + \tau \left(1 - \frac{z_0 P_0}{1+z_0}\right)} \times \\ & \times \cos \left(\frac{k_0 \sqrt{P_0 \tau}}{\sqrt{1 + \frac{P_0}{1+z_0} + \tau \left(1 - \frac{z_0 P_0}{1+z_0}\right)}} \right), \quad (12) \end{aligned}$$

и в предельном случае $k_0 \gg 1$:

$$\psi = \frac{P_0}{(1+z_0)k_0^2(1+k_0 a)} \exp(-k_0(r-a)) + \cos(\sqrt{P_0 \tau} r). \quad (13)$$

При $k_0 \gg 1$ экспоненциальная часть сильно подавлена фактором $1/k_0^2$ и при $k_0 a \gg 1$ (то есть при неравенстве $a^2 \ll \sqrt{\tau}$), когда результаты [14] не применимы, подавление экспоненциальной части становится (согласно настоящему рассмотрению) еще более сильным, и притяжение будет доминировать в более широкой области размеров частиц.

5. Выполнение условий (8), (9) проверяется для решений (5)–(7), (10), (11) при использовании условия адиабатического выключения на бесконечности

(при интегрировании косинусоидального члена), что означает включение поглощения (например, на нейтралах) с последующим пределом, когда такое поглощение стремится к нулю. Так что этот пункт не является физически тривиальным. Сделанное утверждение о методе регуляризации было проверено расчетом с учетом трения о нейтралы.

Для параметров, наиболее типичных для существующих экспериментов, $k_0 \approx 3$ и соответствует случаю, промежуточному между (12) и (13). Оценка межчастичного расстояния в этом случае дает примерно 250–300 мкм, что удовлетворительно соответствует наблюдаемому расстоянию в кластерах и кристаллах. Хотя лесажевское и кильватерное притяжения относятся к пределу, противоположному коллективному притяжению, их сравнение друг с другом допустимо для гибридных систем, в которых малое число больших частиц находится в системе большого числа малых частиц. Такого типа эксперименты уже начаты для двух размеров частиц [23]. Условие доминирования коллективного притяжения над лесажевским притяжением легко выполняется, так как коллективное притяжение содержит дополнительный параметр $1/\tau \approx 10^2$. Учитывая, что произведение $\alpha_{dr}\alpha_{ch} \approx 1/10 - 1/3$, можно говорить о доминировании коллективного притяжения примерно на полтора порядка. Что касается кильватерного притяжения, то оно может быть порядка лесажевского, если $a^3 \approx \sqrt{\tau}/M$ (M – число Маха), а условие доминирования коллективного притяжения над кильватерным принимает вид

$$a^2 \gg \frac{\tau}{M} \quad (14)$$

и практически выполняется в большинстве существующих экспериментов, где левая часть (14) порядка 1/10, а правая часть порядка 1/100 (в оценках размеры различных частиц считаются имеющими один и тот же порядок).

Таким образом, трактовка полюсов в коллективном притяжении здесь обоснована и оказывается связанной не с неустойчивостью, а с корректной трактовкой конечности размеров частиц. Неустойчивость, конечно, существует и приводит к трансформации системы либо в систему спаренных пылинок, либо в систему более сложных комплексов, включая пылевые плазменные кристаллы. Неустойчивости развиваются сравнительно медленно и вопрос о взаимодействии и притяжении пылевых частиц до того, как неустойчивость развилась (как это было сделано выше), вполне обоснован (особенно это ясно для массивных частиц). Эта трактовка открывает возможность описания нелинейного коллектив-

ного притяжения на базе учета эффектов Гуревича–Паркера [24, 25]. Точно так же теперь не должно вызывать проблем описание коллективного притяжения при наличии ионных потоков (коллективного кильватерного притяжения), рассмотрение которого уже начато в [20, 26].

Настоящая работа была поддержана грантом ИНТАС-РФФИ # 0202-16439.

1. H. Thomas, G. Morfill, V. Demmel, and J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
2. J. H. Chu and I. Lin, *Physica A* **205**, 183 (1994).
3. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **191**, 301 (1994).
4. Y. Hayashi and K. Tachibana, *Jpn. Appl. Phys.* **33**, L804 (1994).
5. E. B. Tomme, B. M. Annaratone, and J. E. Allen, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9**, 87 (2000).
6. J. E. Allen and B. M. Annaratone, *J. Plasma Phys.* **7**, 397 (1999).
7. Y. Hayashi and A. Sawai, *Frontiers in Dusty Plasma*, Proc. of the Second Int. Conf. of Dusty Plasmas-ICDPD-99, Eds. Y. Nakamura, T. Yakota, and P. K. Shukla, Elsevier, Amsterdam, Lausanne, Tokyo, 2000, p. 83.
8. V. N. Tsytovich, Y. Khodataev, and R. Bingham, *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion* **17**, 249 (1996).
9. A. S. Ignatov, *Comments P. N. Lebedev Inst.* **1**, 58 (1995).
10. Ya. K. Khodataev, G. Morfill, and V. N. Tsytovich, *J. Plasma Phys.* **65**, 257 (2001).
11. S. Vladimirov and M. Nambu, *Phys. Rev.* **E52**, R2172 (1995).
12. S. V. Vladimirov and O. Ishihara, *Phys. Plasmas* **2**, 444 (1996).
13. V. N. Tsytovich and U. de Angelis, *Physics of Plasmas*, **8**, 1141 (2001).
14. В. Н. Цытович, Г. Морфилл, *Физика плазмы* **28**, 195 (2002); *Plasmas Phys. Rep.* **28**, 171 (2002).
15. V. Fortov, A. Nefedov et al., *Phys. Lett. A* **219**, 89 (1996).
16. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov et al., *Phys. Rev.* **E54**, R2236 (1996).
17. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **16**, 574 (1946) [см. современное изложение вопроса, например, в V. N. Tsytovich, *Lectures on Nonlinear Plasma Kinetics*, p. 47, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1995].
18. В. Н. Цытович, *УФН* **167**, 57 (1997); *Physics Uspekhi* **40**, 53 (1997).
19. В. Н. Цытович, Г. Морфилл, Х. Томас, *Физика плазмы* **28**, 623 (2002); V. Tsytovich, G. Morfill, and H. Thomas, *Plasma Phys. Rep.* **28**, 675 (2002).

20. Г. Морфилл, В. Н. Цытович, Х. Томас, *Физика плазмы* **28**, 1 (2002); G. Morfill, V. Tsytovich and H. Thomas *Plasma Phys. Rep.* **28**, 3 (2002).
21. Х. Томас, Г. Морфилл, В. Н. Цытович, *Физика плазмы* **29**, 895 (2003); H. Thomas, G. Morfill, and V. Tsytovich, *Plasma Phys. Rep.* **29**, 963 (2003).
22. В. Цытович, Г. Морфилл, Х. Томас, *Физика плазмы* **30** (принято к печати (2004)); V. Tsytovich, G. Morfill, and H. Thomas, *Plasma Phys. Rep.* **30**, in press (2004).
23. A. Nefedov, G. Morfill, V. Fortov et al., *New J. Phys.* **5**, 33 (2003).
24. Y. Al'pert, A. Gurevich, and L. Pitaevsky, *Space Physics with Artificial Sattelites*, Consultant Bureaut, 1965.
25. J. Lafranbose and L. Parker, *Phys. Fluids* **16**, 629 (1973).
26. R. Kompaneetz and V. Tsytovich, *Contrb. to Pl. Phys.* (in press), (2003)