

04

## Ускорение потока пылевой плазмы в азимутальном электрическом и радиальном магнитном полях

© А.Р. Каримов<sup>1,2</sup>, С.А. Терехов<sup>2,¶</sup>, А.Е. Шиканов<sup>2</sup><sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

¶ E-mail: SATerekhov@mephi.ru

Поступило в Редакцию 18 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 25 декабря 2019 г.

Принято к публикации 27 декабря 2019 г.

В рамках модели холодной гидродинамики изучается ускорение потока пылевой плазмы в азимутальном электрическом и радиальном магнитном полях. Приведенные результаты показывают, что существуют условия, при которых макроскопические частицы захватываются и ускоряются плазменным потоком.

**Ключевые слова:** магнитные поля, пылевая плазма, нелинейные волны, ускоритель.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.07.49215.17843

Высокоскоростные плазменные потоки, состоящие из электронов, ионов и заряженных макроскопических частиц, представляют интерес для различных технических приложений [1–4]. Для ускорения таких потоков используют рельсовые ускорители, основанные на непосредственном преобразовании электромагнитной энергии импульса тока в кинетическую энергию ускоряемых тел за счет действия силы Ампера на плазменный сгусток, возникающий в канале ускорителя [5]. При этом величина достижимой скорости метания макротел определяется только процессами накопления и выделения электрической энергии [5–8]. Другой причиной, ограничивающей максимальную скорость, является развитие неустойчивости плазменного поршня, проявляющейся при изменении тока в цепи ускорителя [7]. Поэтому представляет интерес рассмотрение альтернативных способов ускорения плазменных потоков, содержащих макроскопические заряженные частицы.

В настоящей работе рассматривается ускорение заряженных макроскопических частиц, входящих в состав пылевой плазмы, в результате их захвата вращающимся плазменным потоком, который, попадая в область скрещенных магнитных полей, изображенную на рис. 1, а, ускоряется за счет передачи импульса между макроскопическими степенями свободы потока плазмы [9–11]. При этом следует отметить, что исследуется вариант нескоррелированных пылевых частиц, когда коллективное воздействие заряженных пылинок на процессы, происходящие в плазме, ничтожно, т.е. плотность заряда пыли мала по сравнению с плотностью плазмы [12]:

$$Z_d n_d \ll n_e.$$

Поскольку заряд пылевой частицы зависит от ее размеров, данное условие также ограничивает ее размеры. В противном случае возникают эффекты дальнего порядка, когда уже невозможно ограничиться захватом

отдельных пылевых частиц в основной плазменный поток [13].

В рассматриваемом случае магнитное поле имеет постоянную радиальную компоненту  $\mathbf{B}_{r_0}$  и меняющуюся во времени аксиальную составляющую  $\mathbf{B}_{z_0}(t)$ , которая порождает азимутальное электрическое поле, закручивающее поток ионов  $\mathbf{j}_{i\varphi}$  в одну сторону, а потоки электронов  $\mathbf{j}_{e\varphi}$  и отрицательно заряженных макрочастиц  $\mathbf{j}_{d\varphi}$  в противоположную сторону ( $\mathbf{F}_i$  и  $\mathbf{F}_{e,d}$  — силы, которые действуют на потоки ионов, электронов и макрочастиц, показывающие, что эти потоки ускоряются в одну сторону). Взаимодействие данных токов с постоянным радиальным магнитным полем  $\mathbf{B}_{r_0}$  приводит к ускорению всего плазменного потока в аксиальном направлении. Техническая реализация этой идеи представлена на рис. 1, б [10]. Кроме того, такая конфигурация магнитного поля должна усилить обмен импульсом/энергией между макроскопическими степенями свободы потока из-за генерации собственного электрического поля внутри потока [14].

Чтобы описать процесс ускорения в схеме, изображенной на рис. 1, а, мы рассмотрим аксиально-симметричное течение холодного потока пылевой плазмы, начальный поперечный размер которой  $R_0$  удовлетворяет условию  $a \ll R_0 \ll b$ , где  $a$  и  $b$  — внутренний и внешний радиусы магнитной системы. Представим электрическое и магнитное поля в виде сумм внешней и собственной составляющих:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}^*, \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}^*, \quad (2)$$

где собственные электрические  $\mathbf{E}^*$  и магнитные  $\mathbf{B}^*$  поля определяются динамическими процессами в самой

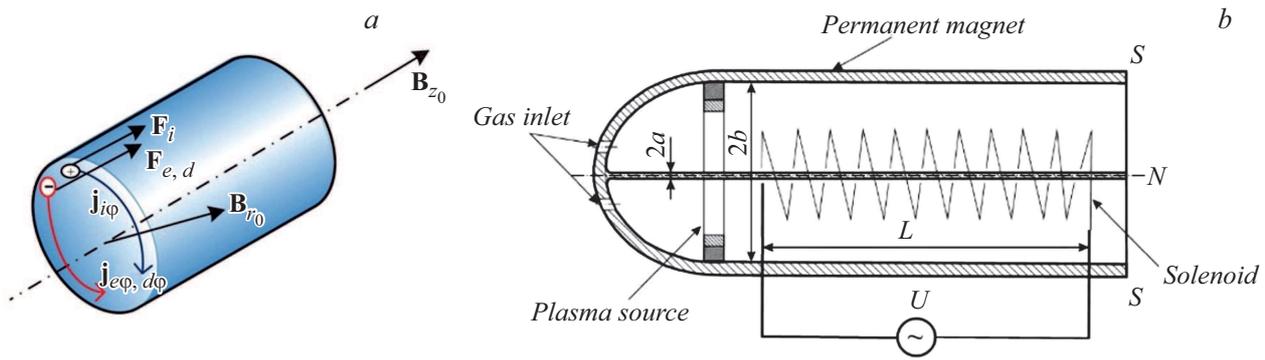


Рис. 1. *a* — схема участка ускорения пылевой плазмы; *b* — конструкция ускорителя.

плазменной среде, а внешнее магнитное поле есть

$$\mathbf{B}_0 = B_{r0}\mathbf{e}_r + B_{z0}\mathbf{e}_z. \quad (3)$$

Здесь  $B_{r0} = \text{const}$  — постоянное радиальное магнитное поле известной величины, а известная функция  $B_{z0}(t)$  определяет изменение по времени аксиальной составляющей магнитного поля. Отметим, что в отличие от традиционных плазменных ускорителей, где внешние электрическое  $\mathbf{E}_0$  и магнитное  $\mathbf{B}_0$  поля независимы и могут создаваться разными техническими способами, в нашем случае  $\mathbf{E}_0$  порождается  $\mathbf{B}_0$ . Действительно, из выражения индукции магнитного поля, записанного для внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  в интегральной форме

$$\int_{\gamma} \mathbf{E}_0 d\mathbf{l} = \int_{S_{\gamma}} \mathbf{B}_0 d\mathbf{S}, \quad (4)$$

следует, что внешнее электрическое поле имеет только азимутальную составляющую

$$E_{\phi} = -\frac{r}{2} \partial_t B_{z0}. \quad (5)$$

Пренебрегая тепловым движением компонент, будем описывать собственные параметры плазмы, включая электрическое  $\mathbf{E}^*$  и магнитное  $\mathbf{B}^*$  поля, уравнениями холодной гидродинамики. Рассмотрим случай, в котором собственный ток проводимости скомпенсирован током смещения, что реализуется при  $\nabla \times \mathbf{B}^* = 0$  (обсуждение применимости этого приближения дано в [9,10]). Тогда, пренебрегая пространственной зависимостью плотностей  $n_s$ , распределение скорости  $\mathbf{v}_s$  и электрического поля можно представить в виде

$$n_s = n_s(t), \quad \mathbf{v}_s = rA_s(t)\mathbf{e}_r + rC_s(t)\mathbf{e}_{\phi} + rD_s(t)\mathbf{e}_z, \quad (6)$$

$$\mathbf{E}^* = r\varepsilon_r(t)\mathbf{e}_r + r\varepsilon_{\phi}(t)\mathbf{e}_{\phi} + r\varepsilon_z(t)\mathbf{e}_z,$$

где  $s = e, i, d$ , а функции  $A_s(t)$ ,  $C_s(t)$  и  $D_s(t)$  соответствуют радиальной, азимутальной и аксиальной компонентам скорости  $s$ -й компоненты потока. Интересно отметить, что, согласно обобщенной теореме Джинса,

данные зависимости являются следствием представления функции распределения в виде

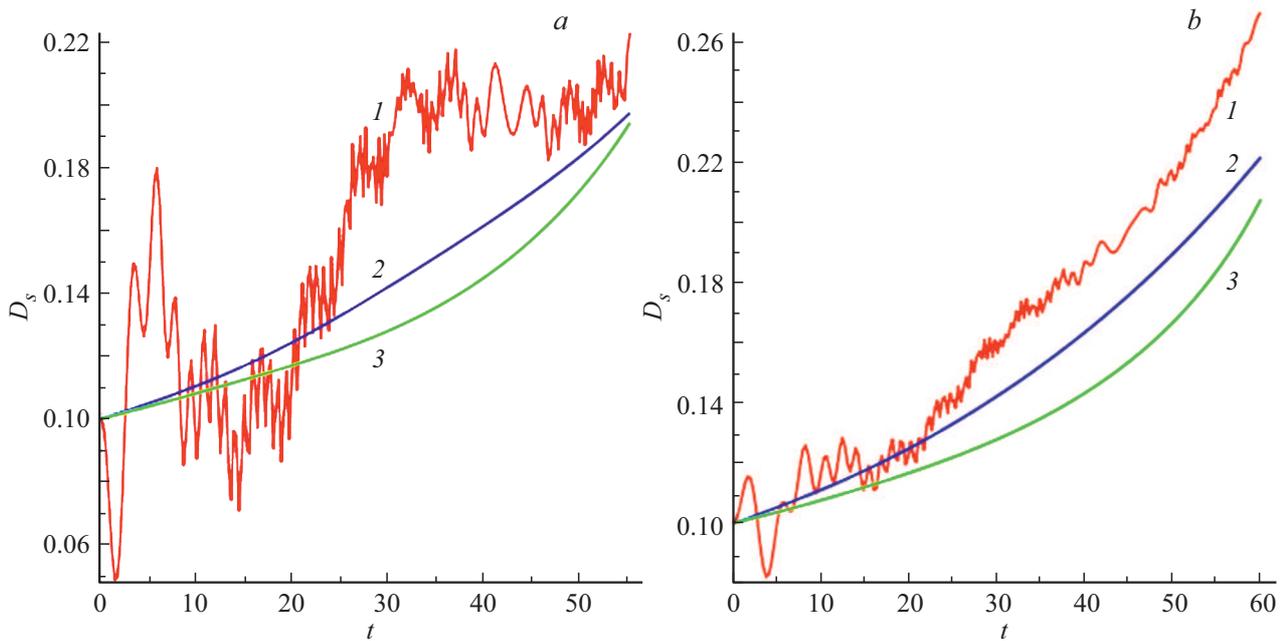
$$f_s = f_s(I_{xs}, I_{ys}),$$

$$I_{ls} = a_{ls}(t)v_x + b_{lx}(t)v_y + c_{ls}(t)x + d_{ls}(t)y + h_{ls}(t), \quad (7)$$

где  $l = x, y$ , а функции  $a_{ls}(t)$ ,  $b_{lx}(t)$ ,  $c_{ls}(t)$ ,  $d_{ls}(t)$  и  $h_{ls}(t)$  определяются подстановкой в уравнения Власова-Максвелла [15,16]. Однако проще сразу подставить (6), (7) в стандартные уравнения холодной гидродинамики и получить следующую систему нелинейных дифференциальных уравнений, записанную в безразмерной форме [11]:

$$\begin{aligned} \frac{dn_s}{dt} + 2n_s A_s &= 0, \\ \frac{dA_s}{dt} + A_s^2 - C_s^2 &= \mu_s [\varepsilon_r + C_s (B_{z0} + B_z^*)], \\ \frac{dC_s}{dt} + 2A_s C_s &= \mu_s \left[ \varepsilon_{\phi} - \frac{1}{2} \frac{dB_{z0}}{dt} + D_s B_{r0} - A_s (B_{z0} + B_z^*) \right], \\ \frac{dD_s}{dt} + A_s D_s &= \mu_s [\varepsilon_z - C_s B_{r0}], \\ \frac{d\varepsilon_r}{dt} &= n_e (A_e - A_i) + Z_d n_d (A_d - A_i) - 2\varepsilon_r A_i, \\ \frac{d\varepsilon_{\phi}}{dt} &= n_e (C_e - C_i) + Z_d n_d (C_d - C_i) - 2\varepsilon_r C_i, \\ \frac{d\varepsilon_z}{dt} &= n_e (D_e - D_i) + Z_d n_d (D_d - D_i) - 2\varepsilon_r D_i, \\ \frac{dB_z^*}{dt} &= -2\varepsilon_{\phi}, \end{aligned} \quad (8)$$

где введены следующие безразмерные параметры:  $\mu_i = m_e/m_i$ ,  $\mu_e = -1$  и  $\mu_d = -Z_d m_e/m_d$  ( $\mu_e$  — масса электрона,  $\mu_i$  — масса иона,  $\mu_d$  и  $-Z_d$  — масса и зарядовое число макроскопической частицы соответственно). В данной задаче в качестве характерного масштаба плотностей, времени и пространственного размера использовалась начальная электронная плотность  $n_{e0}$ , обратная плазменная частота  $\omega_{pe} = (4\pi n_{e0} e^2/m_e)^{1/2}$ , начальный радиус плазменного потока  $R_0$  соответственно. При этом скорости были обезразмерены на величину  $R_0 \omega_{pe}$ ,



**Рис. 2.** Временные зависимости  $D_e$  (1),  $D_i$  (2) и  $D_d$  (3) для  $A_e(0) = A_i(0) = -10^{-2}$ ,  $A_d = -7 \cdot 10^{-3}$ ,  $-C_e(0) = -C_d(0) = C_i(0) = 10^{-3}$ ,  $D_e(0) = D_i(0) = D_d(0) = 10^{-1}$  в случае  $B_{r0} = -1$  и  $B_{z0} = -1$  (a) и в случае  $B_{r0} = -1$  и  $B_{z0} = -0.25t$  (b).

электрическое поле — на  $4\pi en_e R_0$ , а магнитное поле — на  $4\pi en_e R_0 c / (R_0 \omega_{pe})$ .

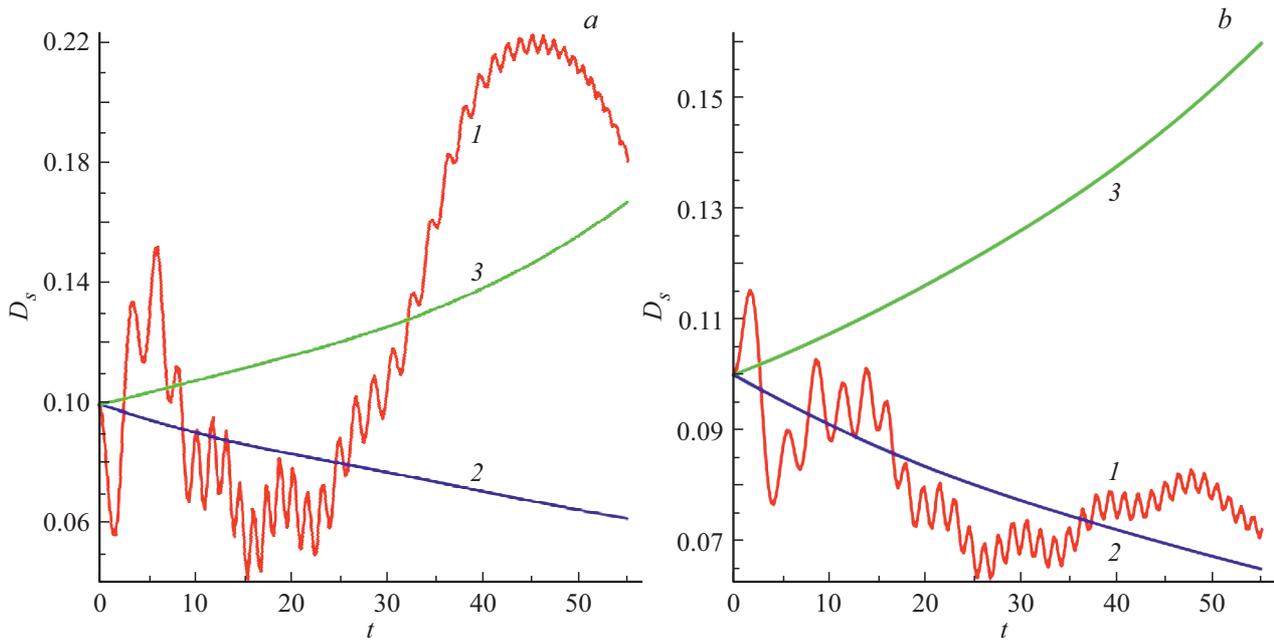
Чтобы показать принципиальную возможность захвата и ускорения макроскопических частиц из пылевой плазмы в рамках модели (8), рассмотрим поток аргоновой плазмы с параметрами макрочастиц, описанными в работах [13,17–19]. В такой плазме присутствуют заряженные макроскопические аргоновые кластеры, имеющие массу  $m_d = 10^3 m_p$  ( $m_p$  — масса протона), характерный размер кластера  $a = 6 \cdot 10^{-7}$  м и величину отрицательного зарядового числа  $Z_d = 998$ . Для начальной плотности электронов во время ускорения, равной  $n_{e0} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , доля ионов и макрочастиц при  $t = 0$  есть  $n_{i0}/n_{e0} = 1.01$  и  $n_{d0}/n_{e0} = 10^{-5}$  соответственно. Также следует отметить, что в настоящей работе процесс зарядки макрочастиц пылевой плазмы [13,17–19] как таковой не рассматривается, поскольку основной целью работы является качественное рассмотрение принципиальной возможности ускорения потока пылевой плазмы в электромагнитных полях специального вида.

Во всех расчетах постоянное радиальное поле было направлено внутрь плазменного цилиндра, так что  $B_{r0} = -1$ . Начальные скорости электронов, ионов и макроскопических частиц принимали следующие значения:  $A_e(0) = A_i(0) = -10^{-2}$  и  $A_d = -7 \cdot 10^{-3}$ , т.е. радиальные составляющие скорости были направлены внутрь плазменного цилиндра,  $-C_e(0) = -C_d(0) = C_i(0) = 10^{-3}$ ,  $D_e(0) = D_i(0) = D_d(0) = 10^{-1}$ . Начальные значения собственного электрического поля принимались равными

$\varepsilon_r(0) = 0$ ,  $\varepsilon_\phi(0) = 0$  и  $\varepsilon_z(0) = 0$ , а начальное значение возмущенного аксиального магнитного поля —  $B_z^*(0) = 0$ .

На рис. 2, a представлена зависимость аксиальных импульсов электронного  $D_e$ , ионного  $D_i$  потоков и потока макрочастиц  $D_d$ , когда  $B_{r0} = -1$  и  $B_{z0} = -1$ , т.е. когда внешнее аксиальное поле постоянно на всем временном промежутке ускорения, а на рис. 2, b представлены такие же зависимости для  $B_{r0} = -1$  и  $B_{z0} = -0.25t$ , т.е. когда внешнее аксиальное магнитное поле является постоянно убывающей линейной функцией времени.

Также проводилось исследование зависимости аксиальной составляющей скорости компонент пылевой плазмы от направления радиальной составляющей скорости основного плазменного потока (электронной и ионной компонент). Так, в расчетах принимались следующие значения для радиальных компонент скоростей:  $A_e(0) = A_i(0) = 10^{-2}$  и  $A_d = -7 \cdot 10^{-3}$ , т.е. начальная радиальная составляющая скорости пылевой компоненты была все так же направлена в центр цилиндра, а у электронной и ионной компонент плазменного потока направлена наружу. Величины начальных значений азимутальных и аксиальных компонент были следующими:  $-C_e(0) = -C_d(0) = C_i(0) = 10^{-3}$  и  $D_e(0) = D_i(0) = D_d(0) = 10^{-1}$ . Начальные значения собственного электрического поля принимались равными  $\varepsilon_r(0) = 0$ ,  $\varepsilon_\phi(0) = 0$  и  $\varepsilon_z(0) = 0$ , а начальное значение возмущенного аксиального магнитного поля —  $B_z^*(0) = 0$ . В результате были получены зависимости аксиальных импульсов электронов, ионов и макрочастиц (рис. 3).



**Рис. 3.** Временные зависимости  $D_e$  (1),  $D_i$  (2) и  $D_d$  (3) для  $A_e(0) = A_i(0) = 10^{-2}$ ,  $A_d = -7 \cdot 10^{-3}$ ,  $-C_e(0) = -C_d(0) = 10^{-3}$ ,  $D_e(0) = D_i(0) = D_d(0) = 10^{-1}$  в случае  $B_{r0} = -1$  и  $B_{z0} = -1$  (a) и в случае  $B_{r0} = -1$  и  $B_{z0} = -0.25t$  (b).

Существуют различные варианты динамики ускорения макроскопических частиц: в случае, изображенном на рис. 2, все компоненты пылевой плазмы будут ускоряться; в варианте, приведенном на рис. 3, b, будут ускоряться только массивные многозарядные частицы. При этом величина аксиального импульса пылевых частиц в случае с замедлением электронной и ионной компонент превышает аналогичное значение при одновременном ускорении всех трех компонент, но наиболее сильное влияние на темп ускорения макрочастиц оказывает радиальная компонента скорости.

Таким образом, в рамках упрощенной модели холодного потока пылевой плазмы для схемы ускорения, изображенной на рис. 1, нам удалось продемонстрировать возможность захвата макроскопических заряженных частиц с последующим их ускорением. Также следует отметить, что результаты по совместному ускорению зарядов разной массы и знаков в рассматриваемой схеме наводят на мысль о возможности ускорения макромолекул с огромными дипольными моментами, что было бы интересно с точки зрения воздействия на структуру сложных полимерных материалов.

### Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90105.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] *Pawlowski L.* The science and engineering of thermal spray coatings. N.Y.: Wiley, 1995. 432 p.
- [2] Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Сахаров В.А., Бобаев С.В., Поняев С.А., Резников Б.И., Розов С.И. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 12. С. 63–70.
- [3] Скворцов В.В. Аэродинамические исследования при участии потоков синтезированной и низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2013. 218 с.
- [4] Бешенков В.Г., Знаменский А.Г., Марченко В.А., Пустовит А.Н., Черных А.В. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 5. С. 102–107.
- [5] Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М., Чувакин С.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. В. 1. С. 3–8.
- [6] Бобаев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И., Розов С.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 2. С. 54–61.
- [7] Плеханов А.В., Кудрявцев А.В., Железный В.Б., Хандрыга Д.В. // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 1. С. 15–20.
- [8] Жуков Б.Г., Резников Б.И., Куракин Р.О., Поняев С.А., Бобаев С.В. // ЖТФ. 2016. Т. 86. В. 11. С. 43–49.
- [9] Karimov A.R., Murad P.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2017. V. 45. N 7. Pt 2. P. 1710–1716.
- [10] Karimov A.R., Murad P.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. V. 46. N 4. Pt 2. P. 882–887.
- [11] Karimov A.R., Terekhov S.A., Shikanov A.E., Murad P.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. N 3. P. 1520–1525.
- [12] Цитович В.Н. // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 57–99.
- [13] Фортон В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495–544.
- [14] Karimov A.R., Yu M.Y., Stenflo L. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. N 6. P. 1007–1009.
- [15] Karimov A.R. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. N 5. P. 052305.
- [16] Karimov A.R., Yu M.Y., Stenflo L. // J. Plasma Phys. 2016. V. 82. N 5. P. 905820502.

- [17] *Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to dusty plasma physics. London: IOP Publ. Ltd, 2002. 284 p.
- [18] *Tawidian H.* Formation and behavior of nanoparticles in a plasma: dusty plasma instabilities. Université d'Orléans, 2013. 183 p.
- [19] *Konopka U., Morfill G.E., Ratke L.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. N 5. P. 891–894.