

04.1;04.3

## Пылевые звуковые солитоны в запыленной ионосферной плазме, содержащей адиабатически захваченные электроны

© С.И. Копнин, С.И. Попель

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Москва, Россия

E-mail: serg\_kopnin@mail.ru

Поступило в Редакцию 12 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 12 апреля 2019 г.

Принято к публикации 3 июля 2019 г.

Рассмотрена возможность распространения локализованных волновых структур, таких как пылевые звуковые солитоны, в запыленной ионосферной плазме, которая содержит фотоэлектроны, электроны и ионы ионосферы, а также заряженные пылевые частицы. Определены области возможных скоростей и амплитуд солитонов. Найдены солитонные решения для различных размеров и концентраций пылевых частиц в запыленной ионосферной плазме.

**Ключевые слова:** пылевая плазма, пылевые звуковые солитоны, пылевая звуковая мода, адиабатически захваченные электроны.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.20.48389.17837

Когда ионосферная плазма содержит пылевые частицы, говорят о запыленной ионосферной плазме [1]. В ионосферу пылевые частицы могут попадать в результате бомбардировки микрометеоритами (см., например, [2,3]). Пылевые частицы могут возникать в результате конденсации паров воды (см., например, [4,5]). Не исключен конвективный перенос частиц из нижних слоев атмосферы [6]. Размеры пылевых частиц в ионосферной плазме обычно могут достигать величин от нескольких единиц до нескольких сотен нанометров с характерными концентрациями в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен частиц на кубический сантиметр (см., например, [7,8]). Если такие частицы содержат примеси щелочно-земельных металлов метеороидного происхождения или целиком состоят из подобного вещества, то в дневное время на поверхности этих частиц может иметь место фотоэффект. В результате фотоэффекта (наряду с воздействием токов электронов и ионов ионосферной плазмы и обратного тока фотоэлектронов) пылевые частицы приобретают существенный положительный заряд [9]. Такие частицы могут играть заметную и даже определяющую роль при описании плазменно-волновых процессов.

В настоящее время проводятся регулярные исследования запыленной ионосферы, и в том числе достаточно интенсивных нелинейных плазменных волновых структур, например, при работе нагревных стенов типа HAARP, Tromso и др. [10]. Таким образом, актуальной становится проблема исследования нелинейных волновых структур в пылевой плазме (см., например, [11–13]), типичными для которой являются пылевые звуковые волны. В настоящей работе рассматриваются нелинейные волновые структуры в запыленной ионосфере, свойственные пылевой плазме, а именно пылевые звуковые

солитоны. Обычно при рассмотрении пылевых звуковых нелинейных структур не учитывается захват электронов этими нелинейными структурами. В настоящей работе отмечается важность (по крайней мере для плазмы запыленной ионосферы) адиабатического захвата электронов, что существенно модифицирует параметры нелинейных структур и важно с точки зрения адекватной интерпретации данных имеющихся и будущих наблюдений, а также постановки будущих активных ионосферных экспериментов.

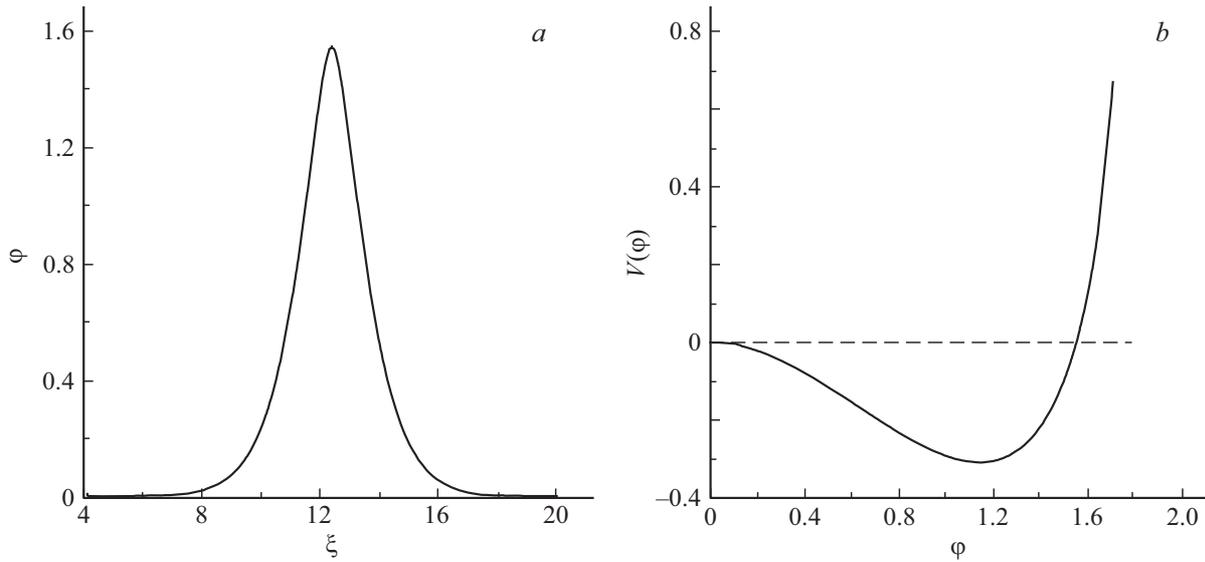
Для описания пылевых звуковых солитонов (см., например, [14,15]) можно использовать следующую систему уравнений, включающую в себя уравнение непрерывности и уравнение движения (Эйлера) для пылевых частиц, уравнение Пуассона для самосогласованного электростатического потенциала  $\Phi$  в пылевой ионосферной плазме:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial(v_d)}{\partial x} = -\frac{Z_d e}{m_d} \frac{\partial \Phi}{\partial x},$$

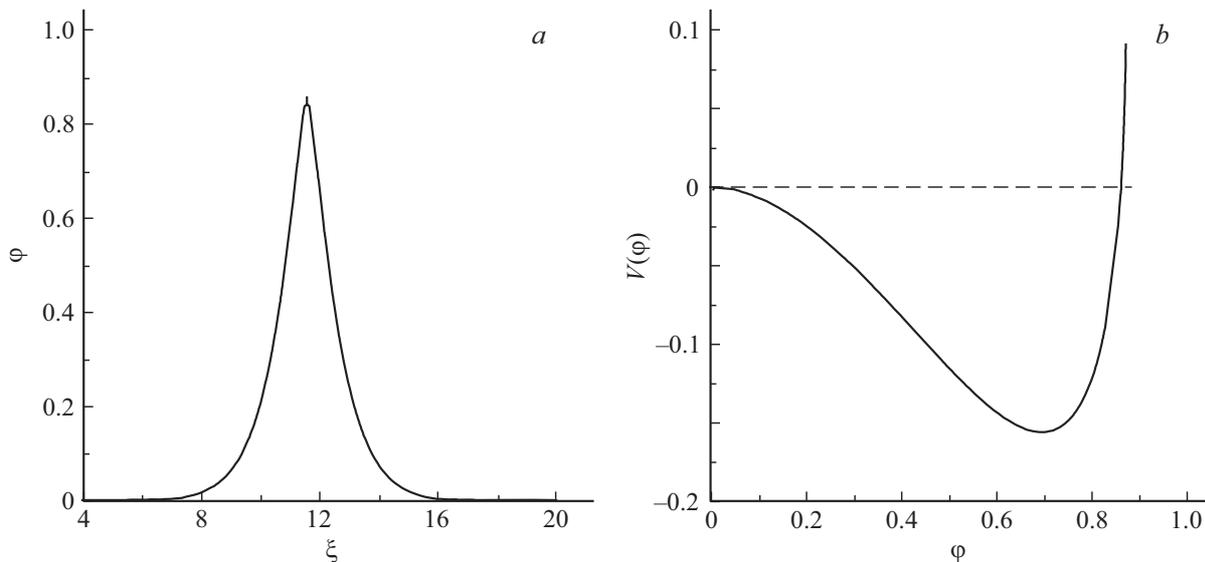
$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i - n_d Z_d), \quad (1)$$

где пространственная переменная  $x$  имеет горизонтальное направление,  $n_{e(i,d)}$  — концентрации электронов (ионов, пылевых частиц),  $-e$  — заряд электрона,  $Z_d e$  и  $m_d$  — заряд и масса пылевой частицы,  $v_d$  — ее направленная скорость.

Кроме того, необходимо учесть распределения ионов и электронов, которые успевают установиться на пылевых звуковых временных масштабах. Обычно рассматриваются распределения Больцмана для электронов и ионов. Однако пылевые звуковые солитоны в рассматриваемых условиях индуцируют положительный электростатический потенциал [16], который представляет



**Рис. 1.** Характерные виды солитонов (a) и сэгдеевских потенциалов (b) для параметров запыленной ионосферной плазмы, соответствующих высотам около 90 km, в случае, когда  $a = 50$  nm.



**Рис. 2.** Характерные виды солитонов (a) и сэгдеевских потенциалов (b) для параметров запыленной ионосферной плазмы, соответствующих высотам около 90 km, в случае, когда  $a = 100$  nm.

собой потенциальные стенки для электронов. Распределение Больцмана для электронов можно применять в том случае, когда электроны не захватываются этими потенциальными стенками. Данное условие нарушается, если выполнено следующее неравенство [17]:

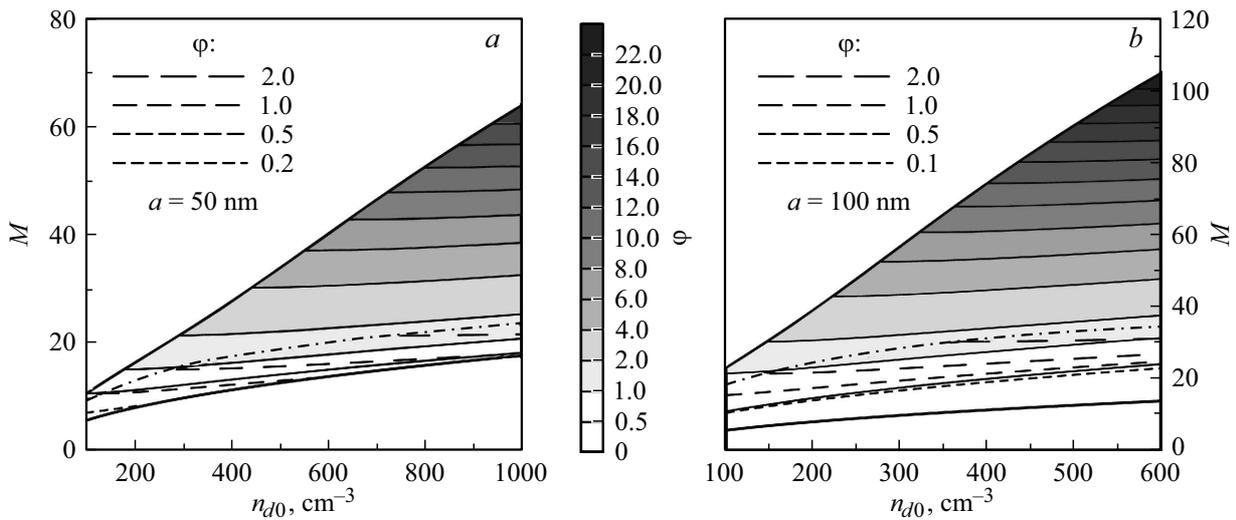
$$\tau_{sol} \geq l_{sol}/v_{Te}, \tag{2}$$

где  $\tau_{sol}$  — характерное время формирования солитона,  $l_{sol}$  — характерная ширина солитона,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов. Значение  $\tau_{sol}$  порядка  $\omega_{pd}^{-1}$  (где  $\omega_{pd}$  — пылевая плазменная частота), пространственный масштаб  $l_{sol}$  порядка дебаевского радиуса электронов  $\lambda_{De}$ . Таким образом,  $l_{sol}/v_{Te} = \omega_{pe}^{-1}$  (где  $\omega_{pe}$  — плазменная частота электронов). Поэтому неравенство (2)

выполнено практически всегда. В этом случае распределение электронов модифицируется благодаря адиабатическому захвату [17] и описывается формулой Гуревича (для ионов подобного не происходит, и оказывается возможным считать распределение ионов бoльцмановским):

$$n_e = n_{e0} \left[ \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\Phi/T_e}} e^{-u^2} du \right) e^{\frac{e\Phi}{T_e}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\Phi}{T_e}} \right],$$

$$n_i = n_{i0} e^{-\frac{e\Phi}{T_i}}. \tag{3}$$



**Рис. 3.** Профили амплитуд для пылевых звуковых солитонов в ситуации, учитывающей адиабатический захват электронов, на плоскости  $(M, n_{d0})$  в случаях, когда средний размер пылевых частиц равен 50 (а) и 100 нм (б). Штриховыми изолиниями показаны амплитуды солитонов в случаях, когда электроны подчинены распределению Больцмана (при этом нижняя граница области определения совпадает с аналогичной границей в ситуации, учитывающей адиабатический захват электронов, а верхняя граница отмечена штрихпунктирной линией).

Здесь  $T_{e(i)}$  — температура электронов (ионов), выраженная в энергетических единицах, индекс 0 соответствует невозмущенным состояниям.

Методом сагдеевского потенциала из системы уравнений (1)–(3) можно получить локализованные волновые решения, распространяющиеся с некоторой постоянной скоростью  $V$ . Таким образом, все параметры задачи должны зависеть от координаты  $x$  и времени  $t$  посредством только переменной  $\eta = x - Vt$ . Вводя безразмерные переменные  $e\Phi/T_e \rightarrow \varphi$ ,  $V/C_{Sd} \rightarrow M$ ,  $\eta/\lambda_{De} \rightarrow \xi$ , где  $C_{Sd} = \sqrt{T_e/m_d}$ ,  $\lambda_{De} = \sqrt{T_e/4\pi n_{e0}e^2}$ , можно выписать выражение, описывающее сагдеевский потенциал:

$$\begin{aligned}
 V(\varphi) = & 1 - e^\varphi \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\varphi}} e^{-u^2} du \right) \\
 & - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi} - \frac{4}{3} \frac{\varphi^{3/2}}{\sqrt{\pi}} + \frac{1 - e^{-\varphi\tau_i}}{\tau_i} \\
 & + \frac{Z_d d}{\tau_i} \left[ 1 - e^{\varphi\tau_i} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\varphi\tau_i}} e^{-u^2} du \right) \right. \\
 & \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi\tau_i} - \frac{4}{3} \frac{(\varphi\tau_i)^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \right] + Md(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d\varphi}),
 \end{aligned} \quad (4)$$

где  $d = n_{d0}/n_{e0}$ ,  $\tau_i = T_e/T_{ei}$ ,  $\tau_i = T_e/T_i$ . Область определения ( $M_{\min} < M < M_{\max}$ ) для локализованных волновых решений определяется условиями их существования и имеет вид

$$M^2 \geq M_{\min}^2 = \frac{Z_d d}{1 + \tau_i + Z_d d \tau_i}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 & 1 - e^{\frac{M_{\max}^2}{2Z_d}} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{M_{\max}^2/2Z_d}} e^{-u^2} du \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M_{\max}^2}{2Z_d}} \\
 & - \frac{4}{3} \frac{(M_{\max}^2/2Z_d)^{3/2}}{\sqrt{\pi}} + \frac{1 - e^{-(M_{\max}^2/2Z_d)\tau_i}}{\tau_i} \\
 & + \frac{Z_d d}{\tau_i} \left[ 1 - e^{\frac{M_{\max}^2}{2Z_d}\tau_i} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{(M_{\max}^2/2Z_d)\tau_i}} e^{-u^2} du \right) \right. \\
 & \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M_{\max}^2}{2Z_d}\tau_i} - \frac{4}{3} \frac{((M_{\max}^2/2Z_d)\tau_i)^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \right] + M_{\max}^2 d \geq 0.
 \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 1 и 2 представлены характерные виды солитонов (а) и сагдеевских потенциалов (б) для параметров запыленной ионосферной плазмы, соответствующих высотам около 90 км ( $n_{e0} = n_{i0} = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{e0} = T_{i0} = 141 \text{ К}$ ). Рис. 1 построен для  $a = 50 \text{ нм}$  и  $n_{d0} = 500 \text{ см}^{-3}$ , а рис. 2 — для  $a = 100 \text{ нм}$  и  $n_{d0} = 300 \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 3 представлены профили амплитуд для пылевых звуковых солитонов на плоскости  $(M, n_{d0})$  с учетом адиабатического захвата электронов в случаях, когда средний размер пылевых частиц равен 50 (а) и 100 нм (б). Также на этих рисунках штриховыми изолиниями показаны амплитуды солитонов в случаях, когда электроны подчинены распределению Больцмана (адиабатический захват не учитывается). Видно, что в этом случае области определения солитонов значительно меньше, чем в аналогичном случае, учитывающем адиабатиче-

ский захват электронов: нижняя граница для чисел Маха не изменяется, а верхняя расположена значительно ниже (на рисунках отмечена штрихпунктирной линией). Можно также отметить, что амплитуды солитонов для соответствующих чисел Маха в случае, учитывающем адиабатический захват электронов, заметно меньше амплитуд в ситуации, когда электроны распределены в соответствии с распределением Больцмана. Кроме того, в случае с распределением Гуревича существуют решения (для больших чисел Маха) с заметно большими амплитудами солитонов в тех областях определения, где в случае с распределением Больцмана решений уже нет.

Видно, что во всей области определения амплитуды пылевых звуковых солитонов оказываются того же знака, что и заряд пылевых частиц (при  $Z_{de} > 0$  амплитуда солитона  $\phi_0 > 0$ ).

В работе рассмотрена возможность распространения локализованных волновых структур, таких как пылевые звуковые солитоны, в запыленной ионосферной плазме, которая включает в себя фотоэлектроны, электроны и ионы ионосферы, а также заряженные пылевые частицы. Показано, что при рассмотрении волновых процессов следует учитывать эффект захвата электронов потенциальными стенками, существование которых обусловлено положительным электростатическим потенциалом солитона. Определены области возможных скоростей и амплитуд солитонов. Найдены солитонные решения для различных размеров и концентраций пылевых частиц в запыленной ионосферной плазме.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Клузов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. В. 1. С. 171–185.
- [2] Hunten D.M., Turco R.P., Toon O.B. // J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. P. 1342–1357.
- [3] Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Курочка Е.В., Ласточкин А.В., Чолий В.Я., Максименко О.И., Слипченко А.С. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2006. Т. 46. № 2. С. 182–192.
- [4] Havnes O., de Angelis U., Bingham R., Goertz C.K., Morfill G.E., Tsyrovich V.N. // J. Atmos. Terr. Phys. 1990. V. 52. P. 637–643.
- [5] Броуштан В.А. Серебристые облака и их наблюдение. М.: Наука, 1984. 128 с.
- [6] Rao N.N., Shukla P.K., Yu. M.Y. // Planet. Space Sci. 1990. V. 35. P. 543–546.
- [7] Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Минг Ю. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 2. С. 224–232.
- [8] Копнин С.И., Попель С.И., Минг Ю. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 4. С. 323–336.
- [9] Копнин С.И., Моржакова А.А., Попель С.И., Шукла П.К. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 8. С. 745–755.
- [10] Борисов Н.Д., Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 4. С. 346–352.
- [11] Медведев Ю.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 3. С. 250–257.
- [12] Borah P., Das N. // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. P. 738–745.
- [13] El-Labany S.K., El-Bedwehy N.A., Selim M.M., Al-Abbasy O.M. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 023711. <https://doi.org/10.1063/1.4913649>
- [14] Kopynin S.I., Kosarev I.N., Popel S.I., Yu M.Y. // Planet. Space Sci. 2004. V. 52. P. 1187–1194.
- [15] Popel S.I., Kopynin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 414–419.
- [16] Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 10. С. 867–876.
- [17] Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Physical Kinetics. Oxford: Pergamon Press, 1981. P. 146.