

МОДИФИЦИРОВАННОЕ УРАВНЕНИЕ КАДОМЦЕВА–ПЕТВИАШВИЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ ЛУНЫ

© 2022 г. А. И. Кассем^{a, b}, С. И. Копнин^c, С. И. Попель^{c, *}, Л. М. Зеленый^c

^a Московский физико-технический институт (научно-исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

^b Университет Мансура, Мансура, Египет

^c Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 10.01.2022 г.

После доработки 12.01.2022 г.

Принята к публикации 12.01.2022 г.

Получено модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили, описывающее нелинейную динамику почти одномерных волновых структур в пылевой плазме над освещенной частью Луны в ситуации, когда локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях. Полученное уравнение отличается от обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили неаналитичностью в его нелинейном слагаемом. Полученное модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили отличается от обобщений уравнения Кадомцева–Петвиашвили, в которых нелинейность остается такой же, как и в обычном уравнении Кадомцева–Петвиашвили, но учитываются дисперсионные поправки высшего порядка. Найдена аналитическая формула для одномерного солитонного решения модифицированного уравнения Кадомцева–Петвиашвили. Данное решение отличается от хорошо известных одномерных солитонных решений уравнения Кортевега–де Фриза и обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили. Проведен анализ устойчивости одномерного солитонного решения, который показывает, что данное решение устойчиво. Обсуждаются возможные применения рассмотренных солитонов, с точки зрения описания так называемых переходных лунных явлений, представляющих собой короткоживущий свет, цвет или изменение внешнего вида на поверхности Луны.

Ключевые слова: модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили, неаналитичность, солитонное решение, устойчивость, переходные лунные явления

DOI: 10.31857/S0367292122040072

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы во всем мире значительно возрос интерес к исследованиям Луны с помощью космических аппаратов. В России готовятся лунные миссии “Луна-25”, “Луна-26”, “Луна-27” (см., например, [1]). Существенный вклад в развитие лунных программ вносят Китайская Народная Республика и Соединенные Штаты Америки (см., например, [2–4]) и др. Существенную долю в исследованиях Луны занимают вопросы, касающиеся пыли и пылевой плазмы в лунной экзосфере [3, 5, 6]. Источником пыли на Луне служит лунный реголит, на формирование которого существенное влияние оказала бомбардировка поверхности естественного спутника Земли метеороидами различных размеров на протяжении миллиардов лет. Обращенная к Солнцу сторона Луны находится под действием солнеч-

ного ветра и излучения. Важную роль приобретает фотоэффект, за счет которого освещенная солнечным светом поверхность Луны приобретает положительный заряд [7].

При определенных условиях силы электростатического отталкивания могут привести к подъему пылевых частиц субмикро- и микромасштабных размеров над лунной поверхностью [8–10]. В этом случае можно говорить о “запыленной” экзосфере Луны, в которой помимо электронов и ионов солнечного ветра содержатся левитирующие заряженные пылевые частицы, а также фотоэлектроны, поступающие в экзосферу в результате фотоэмиссии с лунной поверхности и с поверхностью левитирующих пылевых частиц. Следует подчеркнуть, что роль фотоэлектронов в процессе зарядки пылевых частиц оказывается определяющей. На рис. 1 приведены параметры “запы-

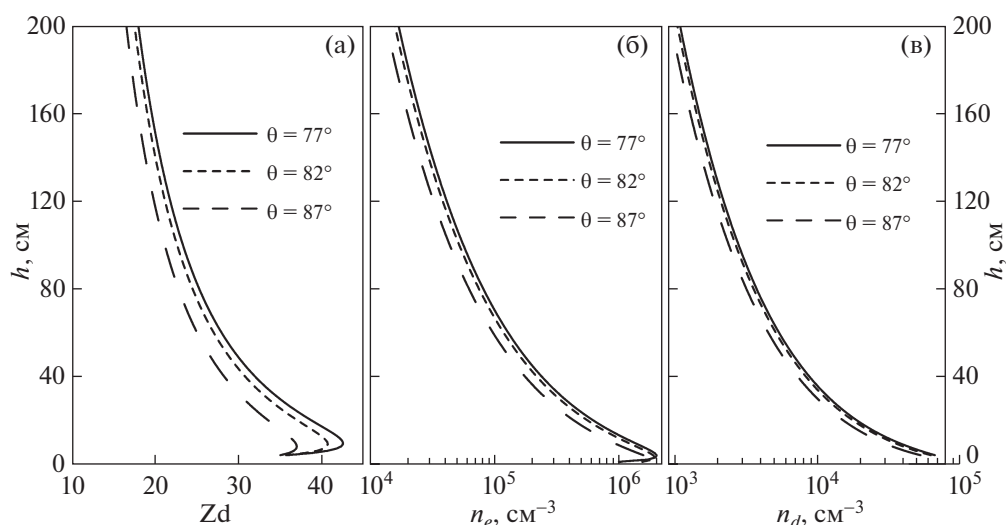


Рис. 1. Параметры “запыленной” экзосферы Луны в зависимости от высоты h над лунной поверхностью (n_e и n_d – концентрации электронов и пылевых частиц, Z_d – зарядовое число пылевой частицы) для трех значений угла θ между местной нормалью и направлением на Солнце.

ленной” экзосферы Луны, полученные на основе численных расчетов в модели, описанной в [9].

Существенное место в физике плазмы занимают исследования линейных и нелинейных волновых структур, например, солитонов (см., например, [11–13]). Как и в любой плазменной системе, в экзосфере Луны возможно существование линейных и нелинейных волн [14–18]. В работе [19] приведено описание пылевых звуковых солитонов в плазме запыленной экзосферы Луны. При этом использовалось упрощенное описание, в котором лунная поверхность предполагалась гладкой, не учитывалась анизотропия, связанная, например, с присутствием магнитного поля, что позволило использовать одномерные (в пространстве) уравнения. Вместе с тем, хорошо известно, что примерно четверть лунной орбиты проходит через хвост магнитосферы Земли. Типичные магнитные поля в хвосте магнитосферы порядка 10^{-5} – 10^{-4} Гс [20, 21]. Кроме того, имеются области магнитных полей коры Луны, известные как области магнитных аномалий. Поверхностные поля, измеренные магнитометрами Apollo-12, -14, -15 и -16, составили соответственно 3.8×10^{-4} , 1.03×10^{-3} , 3×10^{-5} и 3.27×10^{-3} Гс [22]. Следует отметить, что все места посадки кораблей Аполлон находились на видимой стороне Луны. Существуют спутниковые наблюдения [23], которые показали, что самые большие и сильные магнитные поля расположены на невидимой стороне Луны.

В условиях пылевой плазмы над освещенной частью Луны основной вклад вносят фотоэлектроны и положительно заряженные пылевые ча-

стицы, выполняющие роль ионов в обычной плазме. При этом гирочастота пылевых частиц ω_{Bd} настолько мала ($\omega_{Bd} \sim 10^{-8}$ с $^{-1}$), что можно считать, что для частот пылевых звуковых волн ω выполнено соотношение $\omega \gg \omega_{Bd}$. В этом случае, с одной стороны, влиянием магнитного поля можно пренебречь, но с другой — существует анизотропия, связанная с вектором магнитного поля, которая может повлиять на структуру нелинейной волны. Так, например, если имеется почти одномерный волновой пакет, в котором локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях, то необходимо использовать двумерное описание, схожее с тем, которое приводит к хорошо известному уравнению Кадомцева–Петвиашвили для обычной плазмы (см., например, [24]). При этом особенности окололунной пылевой плазмы по сравнению с обычной плазмой весьма велики и ограничиваются не просто заменой ионов на положительно заряженные пылевые частицы, поэтому уравнение, описывающее в двумерном случае пылевые звуковые солитоны, будет отличаться от уравнения Кадомцева–Петвиашвили. Целью настоящей работы является вывод этого уравнения, нахождение его одномерных решений, а также исследование устойчивости этих решений.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

К образованию пылевых звуковых нелинейных структур у освещенной стороны Луны может, например, приводить пылевая звуковая неустой-

чивость, которая достаточно легко реализуется в условиях плазмы в области взаимодействия хвоста магнитосферы с Луной [16, 17]. Если в результате раскачки колебаний (или волны) вследствие развития неустойчивости их амплитуды становятся достаточно большими, такими, что уже невозможно линейное рассмотрение, то в плазме могут возникать пылевые звуковые нелинейные волны, одним из видов которых являются солитоны.

Представим систему уравнений для двумерно-го (в пространственных координатах) описания пылевых звуковых нелинейных волновых структур в пылевой плазме над освещенной поверхностью Луны. При этом полагаем, что основными составляющими пылевой плазмы являются фотоэлектроны и положительно заряженные пылевые частицы (см., например, [3, 5, 6]). Заряженная пыль описывается гидродинамически с помощью уравнения непрерывности и уравнения движения (Эйлера), записанного покомпонентно,

$$\partial_t n_d + \partial_x (n_d v_{d,x}) + \partial_y (n_d v_{d,y}) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t v_{d,x} + v_{d,x} \partial_x v_{d,x} + v_{d,y} \partial_y v_{d,x} = -\frac{Z_d e}{m_d} \partial_x \phi, \quad (2)$$

$$\partial_t v_{d,y} + v_{d,y} \partial_y v_{d,y} + v_{d,x} \partial_x v_{d,y} = -\frac{Z_d e}{m_d} \partial_y \phi, \quad (3)$$

где ϕ — самосогласованный электростатический потенциал в плазме, координаты x и y имеют горизонтальное направление, n_d — концентрация пылевых частиц, $-e$ — заряд электрона, $q_d = Z_d e$ и m_d — заряд и масса пылевой частицы, Z_d — зарядовое число пылевой частицы, v_d — ее скорость. Уравнения (1)–(3) справедливы, когда распространение солитонов горизонтально и, кроме того, высоты h , на которых рассматривается распространение солитонов, значительно превосходят дебаевский радиус фотоэлектронов плазмы $\lambda_{De} = \sqrt{T_e / 4\pi n_e e^2}$. Здесь n_e — концентрация фотоэлектронов, T_e — температура фотоэлектронов, выраженная в энергетических единицах.

На временных масштабах, характерных для пылевых звуковых колебаний, инертностью фотоэлектронов можно пренебречь. Поэтому фотоэлектроны успевают подчиниться статистическому распределению. В таких условиях (когда пылевые частицы приобретают положительный заряд в результате действия фотоэффекта) пылевые звуковые солитоны создают положительный электростатический потенциал [15, 19], который представляет собой потенциальную яму для электронов. Электроны могут быть захвачены такой потенциальной ямой, когда выполнено следующее неравенство [25]:

$$\tau_S \geq l_S / v_{Te}, \quad (4)$$

где τ_S , l_S — характерные пространственно-временные масштабы солитона, v_{Te} — тепловая скорость фотоэлектронов. Отметим, что $\tau_S \propto \omega_{pd}^{-1}$, $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi n_d q_d^2 / m_d}$ — пылевая плазменная частота, пространственный размер солитона l_S составляет величину порядка нескольких дебаевских радиусов электронов. Следовательно, $l_S / v_{Te} \propto \omega_{pe}^{-1}$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ — плазменная частота электронов, m_e — масса электрона. Для пылевых звуковых солитонов неравенство (4) справедливо практически всегда. Поэтому при описании электронов следует учитывать их адиабатический захват [25] потенциальной ямой, сформированной пылевым звуковым солитоном, и в этом случае для распределения электронов следует использовать формулу Гуревича

$$n_e = n_{e0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\phi/T_e}} \exp(-u^2) du \right) \times \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\phi}{T_e}} \right]. \quad (5)$$

Систему уравнений (1)–(3) и (5) следует дополнить уравнением Пуассона для электростатического потенциала:

$$\partial_x^2 \phi + \partial_y^2 \phi = 4\pi e (n_e - Z_d n_d). \quad (6)$$

3. МОДИФИЦИРОВАННОЕ УРАВНЕНИЕ КАДОМЦЕВА–ПЕТВИАШВИЛИ

Система уравнений (1)–(3), (5) и (6) используется для вывода уравнения, описывающего в двумерном случае пылевые звуковые солитоны для случая пылевой плазмы над освещенной частью Луны. В линейном приближении данная система уравнений позволяет получить линейный закон дисперсии для пылевых звуковых волн:

$$\omega_k = \frac{|k| c_{ds}}{1 + k^2 \lambda_{De}^2}, \quad (7)$$

где $c_{ds} = \sqrt{Z_d T_e / m_d}$ — пылевая звуковая скорость.

Как уже отмечалось, уравнение Кадомцева–Петвиашвили для обычной плазмы выводится (см., например, [24]) для ситуации почти одномерного волнового пакета, в котором локализация вдоль одной из осей значительно сильнее, чем в других направлениях. Рассмотрим распространение двумерного возмущения (в плоскости xOy) в ситуации, когда этой осью является ось x .

Предположим также, что $k^2 \lambda_{De}^2 \ll 1$. Тогда в выражении ω_k допустимо разложение

$$\begin{aligned} \omega_k &\approx |k|c_{ds}(1 - k^2 \lambda_{De}^2) \approx \\ &\approx c_{ds}k_x [1 - k_x^2 \lambda_{De}^2/2 + k_y^2/(2k_x^2)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Это соотношение в координатном пространстве соответствует параболическому приближению и приводит к уравнению

$$\begin{aligned} \partial_x (\partial_t \Phi + c_{ds} \partial_x \Phi + (c_{ds} \lambda_{De}^2/2) \partial_x^3 \Phi) = \\ = -(c_{ds}/2) \partial_y^2 \Phi, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Phi = e\varphi/T_e$.

Линейное уравнение (9) по форме совпадает с аналогичным линейным уравнением, полученным для ионно-звуковых волн в обычной плазме (см., например, [24]). Оно характеризует движение волнового пакета вдоль оси x , испытывая дисперсионное распыливание по x и дифракцию в направлении y . Однако нелинейное уравнение, полученное из системы уравнений (1)–(3), (5) и (6) в тех же предположениях, что и (9), отличается от нелинейного двумерного уравнения (см., например, [24]) для ионно-звуковых волн в обычной плазме. Вывод нелинейного уравнения в рассматриваемой ситуации осуществляется по теории возмущений стандартным методом [26, 27] разложения по малому параметру ε , использующим вывод асимптотического представления на основе классического анализа размерностей. При этом вводятся новые переменные

$$\tau = \varepsilon^{3/4} t, \quad (10)$$

$$\xi = \varepsilon^{1/4} (x - c_{ds} t), \quad (11)$$

$$\eta = \varepsilon^{1/2} y \quad (12)$$

и используются разложения

$$n_d = n_{d,0} + \varepsilon n_{d,1} + \varepsilon^{3/2} n_{d,2}, \quad (13)$$

$$v_{d,x} = \varepsilon v_{d,x,1} + \varepsilon^{3/2} v_{d,x,2}, \quad (14)$$

$$v_{d,y} = \varepsilon^{5/4} v_{d,y,1} + \varepsilon^{7/2} v_{d,y,2}, \quad (15)$$

$$\varphi = \varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^{3/2} \varphi_2. \quad (16)$$

Полученное таким способом нелинейное уравнение для пылевых звуковых возмущений у освещенной стороны Луны с использованием замены $\varphi_1 \rightarrow \phi$ имеет вид

$$\begin{aligned} \partial_x (\partial_t \phi + (c_{ds}/\sqrt{\pi}) \sqrt{e/T_e} \partial_x \phi + (c_{ds} \lambda_{De}^2/2) \partial_x^3 \phi) = \\ = -(c_{ds}/2) \partial_y^2 \phi. \end{aligned} \quad (17)$$

В уравнении (17) учтено только нелинейное слагаемое, соответствующее наименьшему порядку малости. Это уравнение является модифициро-

ванным уравнением Кадомцева–Петвиашвили, отличающимся от обычного уравнения тем, что во втором (нелинейном) слагаемом его левой части содержится множитель $\sqrt{\phi}$, тогда как в аналогичном слагаемом обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили содержится в качестве множителя ϕ в первой степени. Отметим, что уравнение (17) отличается от обобщений уравнения Кадомцева–Петвиашвили (см., например, [28–30]), в которых нелинейность остается такой же, как и в обычном уравнении Кадомцева–Петвиашвили, но учитываются дисперсионные поправки высшего порядка.

4. СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ И ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ

Уравнение (17) имеет решение в виде одномерных солитонов

$$\phi = \left(\frac{15u}{8a} \right)^2 \frac{1}{\cosh^4 \left[\sqrt{u/4b} (x - ut) \right]}, \quad (18)$$

где $a = (c_{ds}/\sqrt{\pi}) \sqrt{e/T_e}$, $b = c_{ds} \lambda_{De}^2/2$, u — скорость распространения солитона. Отметим, что амплитуда солитона положительна, т. е. использование приближения, в котором следует учитывать адиабатический захват электронов потенциальной ямой, сформированной пылевым звуковым солитоном, оправдано.

На рис. 2 представлены характерные солитонные решения (18) для параметров плазмы, соответствующих различным высотам h и одинаковым значениям скорости $u = 20$ см/с вдоль поверхности Луны для трех значений угловой высоты Солнца $\theta = 77^\circ$, 82° и 87° (с). На рис. 3 приведены профили амплитуд солитонных решений (18) в зависимости от высоты h над лунной поверхностью и скорости распространения солитона u при $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б) и 87° (в). Используемые в расчетах при получении рис. 2 и 3 параметры плазмы для различных высот и углов θ соответствуют данным, изображенным на рис. 1.

Для исследования устойчивости солитонных решений в двумерном пространстве следует провести линеаризацию уравнения ((17)) относительно малых возмущений $\delta\phi$ ($|\delta\phi| \ll \phi$) точного решения ((18)). Это приводит к уравнению

$$\begin{aligned} \partial_x (\partial_t \delta\phi + (c_{ds}/\sqrt{\pi}) \sqrt{e/T_e} \partial_x (\sqrt{\phi} \delta\phi) + \\ + (c_{ds} \lambda_{De}^2/2) \partial_x^3 \delta\phi) = -(c_{ds}/2) \partial_y^2 \delta\phi. \end{aligned} \quad (19)$$

Учитывая выражение для $\sqrt{\phi} = (15u/8a) \times (1/\cosh^2 [\sqrt{u/4b} (x - ut)])$, ищем решение ((19)) в виде

$$\delta\phi = \psi(\zeta) \exp(-i\omega t +iky), \quad (20)$$

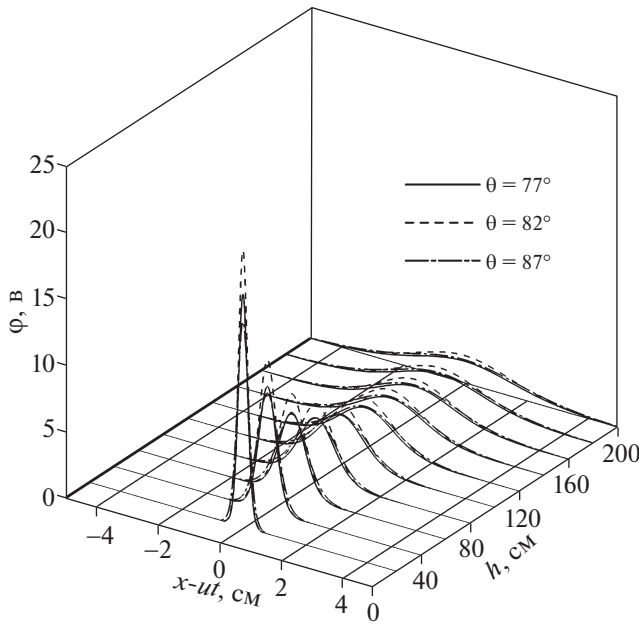


Рис. 2. Характерные солитонные решения (18) для параметров плазмы, соответствующих высотам $h = 20, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180$ и 200 см и скорости $u = 20$ см/с для всех профилей.

где $\zeta = x - ut$. Подставляя (20) в (19), получаем уравнение относительно $\psi(\zeta)$

$$\partial_{\zeta}^2 \left(-u + (15u/8) \left(1 / \cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right) \right) + (c_{ds} \lambda_{De}^2 / 2) \partial_{\zeta}^2 \psi = i\omega \partial_{\zeta} \psi + (c_{ds} k^2 / 2) \psi. \quad (21)$$

Уравнение (21) аналогично уравнению (2.17) из [24]. Соответственно, для его решения используем методы, представленные в [24]. Ищем решение (21), ограничиваясь рассмотрением длинноволновых низкочастотных возмущений. Тогда возможно представление ψ в виде ряда по степеням малого параметра ω : $\psi = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \dots$. Подставляя это разложение в (21) и приравнявая члены одного порядка, получаем цепочку уравнений

$$\partial_{\zeta}^2 \left(-u + (15u/8) \left(1 / \cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right) \right) + (c_{ds} \lambda_{De}^2 / 2) \partial_{\zeta}^2 \psi_0 = 0, \quad (22)$$

$$\partial_{\zeta}^2 \left(-u + (15u/8) \left(1 / \cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right) \right) + (c_{ds} \lambda_{De}^2 / 2) \partial_{\zeta}^2 \psi_1 = i\omega \partial_{\zeta} \psi_0, \quad (23)$$

$$\partial_{\zeta}^2 \left(-u + (15u/8) \left(1 / \cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right) \right) + (c_{ds} \lambda_{De}^2 / 2) \partial_{\zeta}^2 \psi_2 = i\omega \partial_{\zeta} \psi_1 + (c_{ds} k^2 / 2) \psi_0. \quad (24)$$

Решение уравнения (22) имеет вид

$$\psi_0 = (15u/8) \partial_{\zeta} \left(1 / \cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right). \quad (25)$$

Подставляя это решение в уравнение (23) и решая его, находим

$$\psi_1 = (15i\omega/8) \partial_u \left(u / \cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right). \quad (26)$$

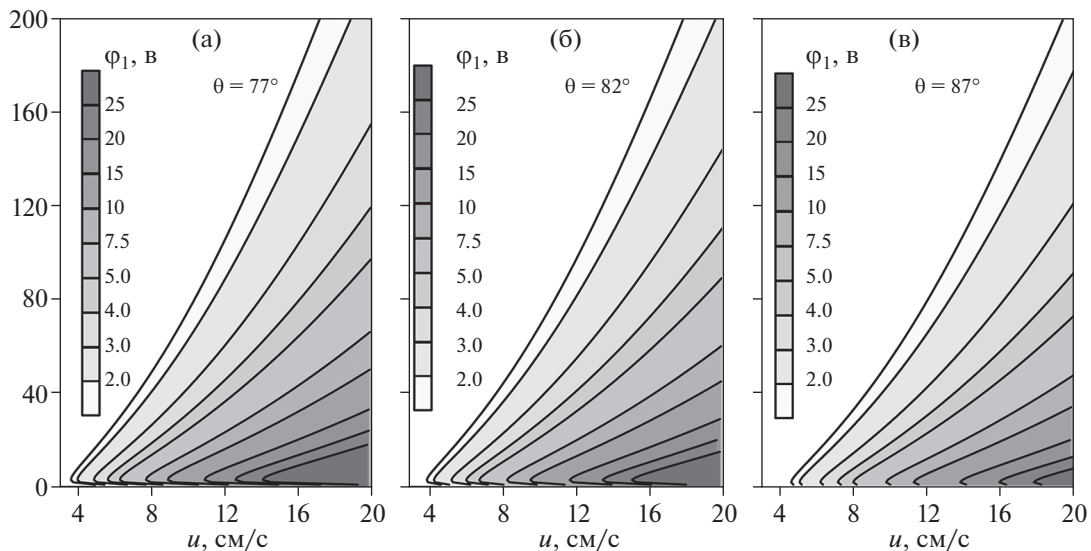


Рис. 3. Амплитуды солитонных решений (18) в зависимости от высоты h над поверхностью Луны и скорости u при $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б) и 87° (в).

Наконец, с помощью (24)–(26) получаем

$$\begin{aligned} & \partial_{\zeta}^2 \left(-u + (15u/8) \left(1/\cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right) \right) + \\ & + \left(c_{ds} \lambda_{De}^2 / 2 \right) \partial_{\zeta}^2 \psi_2 = \\ & = \left(15uc_{ds}k^2/16 \right) \partial_{\zeta} \left(1/\cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right) \\ & - \left(15\omega^2/8 \right) \partial_u \partial_{\zeta} \left(u/\cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right). \end{aligned} \quad (27)$$

Это уравнение неоднородно и в общем случае имеет конечные решения не при любой правой части. Известно [24], что для наличия конечных решений правая часть (27) должна быть ортогональна решениям уравнения, сопряженного уравнению (27) без правой части. Умножая (27) на $(15u/8a) \left(1/\cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right)$ и интегрируя по ζ , получаем, что левая часть обращается в нуль, а правая дает дисперсионное уравнение малых колебаний солитона:

$$\begin{aligned} \omega^2 & = (c_{ds}k^2/2) \partial_u \times \\ & \times \ln \left(\int (15u/8)^2 \left(1/\cosh^2 \left[\sqrt{u/4b\zeta} \right] \right)^2 d\zeta \right) = \\ & = (3c_{ds}k^2/2u) > 0. \end{aligned} \quad (28)$$

Таким образом, одномерный солитон (18) устойчив.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, получено нелинейное уравнение, описывающее динамику почти одномерных нелинейных волновых структур в пылевой плазме над освещенной частью Луны в ситуации, когда локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях. Данное уравнение является модифицированным уравнением Кадомцева–Петвиашвили. Полученное уравнение отличается от обычного уравнения Кадомцева–Петвиашвили тем, что в его нелинейном слагаемом содержится множитель $\sqrt{\phi}$, тогда как в аналогичном слагаемом обычного уравнения в качестве множителя содержится ϕ в первой степени. Полученное модифицированное уравнение Кадомцева–Петвиашвили отличается от обобщений уравнения Кадомцева–Петвиашвили, в которых нелинейность остается такой же, как и в обычном уравнении Кадомцева–Петвиашвили, но учитываются дисперсионные поправки высшего порядка. Найдена аналитическая формула для одномерного солитонного решения. Данное решение отличается от хорошо известных одномерных солитонных решений уравнений Кортевега–де Фриза и Кадомцева–Петвиашвили. Проведен анализ устойчивости одномерного солитонного решения, который показывает, что данное решение устойчиво.

Неаналитичность нелинейного слагаемого затрудняет поиск двумерных решений модифицированного уравнения Кадомцева–Петвиашвили, которые возможно получить аналитически в случае обычного уравнения. В этой связи, для двумерного анализа решений модифицированного уравнения Кадомцева–Петвиашвили, по-видимому, следует использовать численные методы, что является задачей будущих исследований.

Что касается возможных применений рассмотренных солитонов, интерес представляют так называемые переходные лунные явления, представляющие собой короткоживущий свет, цвет или изменение внешнего вида на поверхности Луны [31–35]. Несмотря на то, что не существует данных, которые однозначно подтвердили бы переходные лунные явления (например, одновременных изображений и спектров с двух различных участков лунной поверхности), значительное количество исследователей Луны считает переходные лунные явления реальными и включает их в проявления активности лунной экзосферы. Хотя и существует долгая (начиная, по крайней мере, с 557 г. до н.э.) история наземных наблюдений переходных лунных явлений, их природа до сих пор не определена. Иногда такого рода явления связывают со спорадическим выделением газов на Луне. Однако можно предположить, что в случае распространения вдоль поверхности Луны электростатических солитонов, возможно, возникновение свечения, связанного с излучением плазмы из области локализации солитона, т. е. солитоны могут вносить вклад в объяснение тех или иных переходных лунных явлений.

Один из авторов (А.И. Касем) благодарен Министерству высшего образования Египта за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
2. Li D., Wang Y., Zhang H., Wang X., Wang Y., Sun Z., Zhuang J., Li C., Chen L., Zhang H., Zou X., Zong C., Lin H., Ma J., Li X., Cui X., Yao R., Wang X., Gao X., Yang Sh., Wang X., Zhang B. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. e2020GL089433.
3. Голубь А.П., Попель С.И. // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. С. 393.
4. Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
5. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M., Dubinskii A. Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
6. Захаров А.В., Зеленый Л.М., Попель С.И. // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. С. 483.
7. Walbridge E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.

8. Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sture S. // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006, 26 p.
9. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. P. 455.
10. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.
11. Srinivas J., Popel S.I., Shukla P.K. // J. Plasma Phys. 1996. V. 55. P. 209.
12. Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792.
13. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 26.
14. Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
15. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
16. Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.
17. Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
18. Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
19. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 29.
20. Hones Jr. E.W. // Aust. J. Phys. 1985. V. 38. P. 981.
21. Harada Y. Interactions of Earth's Magnetotail Plasma with the Surface, Plasma, and Magnetic Anomalies of the Moon. Japan: Springer, 2015.
22. Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D. // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
23. Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R. // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
24. Петвиашвили В.И., Похотелов О.А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989.
25. Лившиц Л.Д., Путаевский Л.П. Теоретическая физика. Т. 10. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. С. 182.
26. Зейтунян Р.Х. // УФН. 1995. Т. 165. С. 1403.
27. Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны. М.: URSS, 2021. С. 180.
28. Белаиш В.Ю. Уравнение КП и его обобщения. Теория, приложения. Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 1997. 162 с.
29. Belashov V.Yu., Vladimirov S.V. Solitary Waves in Dispersive Complex Media. Theory. Simulation. Applications. Berlin: Springer, 2005. 292 p.
30. Белаиш В.Ю. // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. С. 1.
31. Middlehurst B.M. // Rev. Geophys. 1967. V. 5. P. 173.
32. Cameron W.S. // Icarus. 1972. V. 16. P. 339.
33. Cameron W.S. // Strolling Astron. J. Assoc. Lunar Planet. Observ. 1974. V. 25. P. 1.
34. Cameron W.S. // Moon. 1975. V. 14. P. 187.
35. Cameron W.S. // Publ. 78-03, Natl. Space Sci. Data Cent./World Data Cent. A for Rockets and Satell., Greenbelt, Md., 1978.