

О РОЛИ СОУДАРЕНИЙ С НЕЙТРАЛАМИ В ПРОЦЕССЕ МОДУЛЯЦИОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЗВУКОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ

© 2019 г. Н. Д. Борисов^а, С. И. Копнин^{б, с}, Т. И. Морозова^{б, д}, С. И. Попель^{б, с, *}

^а Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Троицк, Москва, Россия

^б Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^с Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

^д Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

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

Поступила в редакцию 23.08.2018 г.

После доработки 30.10.2018 г.

Принята к публикации 30.10.2018 г.

Проведена оценка роли неупругих столкновений электронов и ионов с нейтралами при развитии модуляционной неустойчивости электромагнитных волн с участием пылевых звуковых возмущений в плазме запыленной ионосферы, а также влияния столкновений электронов, ионов и пылевых частиц с нейтралами на проявления модуляционного взаимодействия в запыленной ионосфере. Показано, что влияние столкновений электронов и ионов с нейтралами при этом обычно менее существенно, чем влияние столкновений пылевых частиц с нейтралами. Продемонстрировано, что влияние модуляционной неустойчивости на распространение электромагнитных волн в плазме запыленной ионосферы наиболее существенно на высотах 100–120 км. Модуляционное взаимодействие в запыленной ионосфере важно для объяснения таких эффектов, как наземные наблюдения низкочастотных ионосферных радишумов с частотами ниже 50 Гц, генерация инфразвуковых волн в ионосфере и возможность их детектирования у поверхности Земли, усиление интенсивности зеленого свечения ночного неба на длине волны 557.7 нм от слоя нижней ионосферы, расположенного на высотах 110–120 км, модуляционное возбуждение неоднородностей концентраций электронов и ионов в ионосфере на высотах 100–120 км. Объяснен факт отсутствия наблюдений низкочастотных ионосферных радишумов во время таких явлений, как серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения, обусловленных присутствием пылевой плазмы на высотах 80–95 км. Показано, что данный факт связан с тем, что модуляционные процессы на этих высотах подавлены.

DOI: 10.1134/S0367292135030032

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к описанию пылевой плазмы в ионосфере резко возрос в 2000-е годы, что было связано, во-первых, с разработкой к этому времени методов исследования пылевой (комплексной) плазмы, в том числе, и в природных системах [1, 3, 4]. Во-вторых, интерес к данной тематике обусловлен возможной связью плазменно-пылевых процессов в ионосфере с климатическими изменениями на Земле и, в частности, с процессами глобального потепления.

Пылевая ионосферная плазма состоит из электронов, нескольких сортов ионов, нейтралов и массивных отрицательно или положительно заряженных пылевых частиц и, как считают, присутствует на высотах от 80 до 120 км. Важным источником пылевых частиц на этих высотах явля-

ются метеорные потоки (например, Персеиды, Леониды, Геминиды, Ориониды и т. д.), порожденные выбросами из ядер короткопериодических комет. Частицы попадают в ионосферу в результате бомбардировки Земли метеоритами с их последующим сгоранием на высотах 80–120 км и конденсацией метеорного вещества [4]. Концентрация таких частиц варьируется в пределах 10–1000 см⁻³ в зависимости от сезона и метеоритной активности. На высотах 80–85 км в летней полярной ионосфере присутствуют тонкие (по сравнению со шкалой высот атмосферы) пылевые слои, известные как серебристые облака, а на высотах около 90–95 км аналогичные пылевые слои приводят к так называемым полярным мезосферным радиоотражениям — PMSE (Polar Mesosphere Summer Echoes).

Пылевые частицы оказывают существенное влияние на волновые процессы [5], протекающие в ионосфере и космическом пространстве. В настоящее время существенное развитие получили методы волновой диагностики пылевой ионосферной плазмы [6]. По существу, главные сведения о параметрах плазмы в ионосфере получены при помощи высокочастотных электромагнитных волн, применяемых для зондирования ионосферы с поверхности Земли или с борта космического аппарата.

Важным процессом, влияющим на распространение электромагнитных волн в плазме, является модуляционное взаимодействие [7]. В работе [8] проведено детальное исследование линейной стадии модуляционного взаимодействия – модуляционной неустойчивости электромагнитных волн при их распространении в запыленной ионосферной плазме во время высокоскоростных метеорных потоков таких, как Персеиды, Леониды, Геминиды и Ориониды. Оказалось [8–10], что модуляционное взаимодействие в запыленной ионосфере важно для объяснения таких эффектов, как:

1) наземные наблюдения низкочастотных ионосферных радишумов с частотами ниже 50 Гц [11];

2) генерация инфразвуковых волн в ионосфере и возможность их детектирования у поверхности Земли;

3) усиление интенсивности зеленого свечения ночного неба на длине волны 557.7 нм от слоя нижней ионосферы, расположенного на высотах 110–120 км.

Кроме того [12], в условиях распространения в запыленной ионосфере достаточно интенсивных электромагнитных волн, например, при работе нагревных стендов типа HAARP, Tromsø и др. следует ожидать:

4) модуляционного возбуждения неоднородностей концентраций электронов и ионов в ионосфере.

В [8, 9, 12] исследовалось модуляционное взаимодействие с участием низкочастотных пылевых звуковых возмущений, что реализуется лишь для пылевой плазмы. Обычно рассматривается модуляционное взаимодействие электромагнитных волн с участием ионно-звуковых возмущений. Но в ионосферной плазме на ионно-звуковых масштабах возмущения подавляются сильной амбиполярной диффузией [8, 13, 14].

Эффектом, приводящим к подавлению модуляционного взаимодействия в ионосфере, также являются неупругие столкновения электронов и ионов с нейтралами [15]. При рассмотрении модуляционной неустойчивости в пылевой плазме эффект неупругих столкновений электронов и ионов с нейтралами не рассматривался. Целью

настоящей работы является оценка роли неупругих столкновений электронов и ионов с нейтралами при развитии модуляционной неустойчивости электромагнитных волн с участием пылевых звуковых возмущений в плазме запыленной ионосферы, а также влияния столкновений электронов, ионов и пылевых частиц с нейтралами на перчисленные выше проявления модуляционного взаимодействия в запыленной ионосфере.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 вычисляются инкременты модуляционной неустойчивости. Влияние столкновений электронов, ионов и пылевых частиц с нейтралами на линейные свойства пылевых звуковых волн в ионосфере, а также возможные проявления модуляционного взаимодействия в запыленной ионосфере обсуждаются в разд. 3. В разд. 4 кратко сформулированы основные выводы исследования.

2. ИНКРЕМЕНТЫ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В большинстве ситуаций детальное рассмотрение модуляционного взаимодействия оказывается возможным только на его линейной стадии, когда развивается модуляционная неустойчивость. Более того, аналитически сложно проанализировать случай неустойчивости волн с широким спектром. Этот случай подробно исследовался лишь для ленгмюровских [16] и нижнегибридных волн [17]. Данные исследования показали, что коротковолновая модуляционная неустойчивость волнового спектра (которая развивается при длинах волновых векторов модулирующих возмущений, намного больших, чем длина характерного волнового вектора в спектре) ведет себя, по существу, так же, как и коротковолновая модуляционная неустойчивость монохроматической волны. В этой связи, рассмотрим случай коротковолновой модуляционной неустойчивости электромагнитной волны в условиях запыленной ионосферы Земли.

Для описания модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме используется стандартный подход [7]. В условиях диффузионного равновесия система основных уравнений имеет вид (ср. с [8, 9, 12])

$$-T_{e0}\nabla n_{e1} - n_{e0}\nabla T_{e1} + en_{e0}\mathbf{E} - \frac{n_{e0}e^2}{2m_e\omega_0^2}\nabla|\mathbf{E}|^2 = 0, \quad (1)$$

$$-k(T_{i0}\nabla n_{i1} + n_{i0}\nabla T_{i1}) - en_{i0}\mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 n_{d1}}{\partial t^2} + v_{dn} \frac{\partial n_{d1}}{\partial t} = \frac{n_{d0}q_{d0}\Delta\Phi}{m_d}, \quad (3)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_{e1}}{\partial t} - \frac{\chi_e}{2} \Delta T_{e1} + \bar{v}_{ei}(T_{i1} - T_{e1}) + \bar{v}_{en} T_{e1} - \frac{T_{e0}}{n_{e0}} \frac{\partial n_{e1}}{\partial t} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial T_{i1}}{\partial t} - \frac{\chi_i}{2} \Delta T_{i1} + \bar{v}_{ei}(T_{e1} - T_{i1}) + \bar{v}_{in} T_{i1} - \frac{T_{i0}}{n_{i0}} \frac{\partial n_{i1}}{\partial t} = \frac{2v_e e^2}{m_e \omega_0^2} |\mathbf{E}|^2, \quad (5)$$

$$\Delta \varphi = 4\pi(n_{e1}e - n_{i1}e + q_{d0}n_{d1} + n_{d0}q_{d1}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial q_{d1}}{\partial t} = \left(\frac{\partial(I_e + I_i + I_{ph})}{\partial q_d} \right)^{eq} q_{d1} + \left(\frac{\partial I_e}{\partial n_e} \right)^{eq} n_{e1} + \left(\frac{\partial I_e}{\partial T_e} \right)^{eq} T_{e1} + \left(\frac{\partial I_i}{\partial n_i} \right)^{eq} n_{i1} + \left(\frac{\partial I_i}{\partial T_i} \right)^{eq} T_{i1}. \quad (7)$$

Здесь и далее все формулы и величины в СГС, m_ξ – масса частиц сорта ξ ; n_ξ – концентрация частиц сорта ξ ; $\xi = e, i, n, d$ для электронов, ионов, нейтралов и пылевых частиц соответственно; $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов), измеряемая в единицах энергии эрг, T_n – температура нейтралов (поскольку температуру ионов и нейтралов на высотах 80–120 км можно считать одинаковой (см. например, [15], с. 15–16), в уравнениях (4), (5) не имеет смысла отдельно выделять температуру нейтралов, а следует использовать единое обозначение T_i); $-e$ – заряд электрона, ионы предполагаются однозарядными, q_d , m_d , a – заряд, масса и радиус пылевой частицы соответственно; φ – потенциал низкочастотного возмущения, \mathbf{E} – электрическое поле электромагнитной волны накачки, ω_0 – частота этой волны, κ – показатель адиабаты (в случае изотермического процесса $\kappa = 1$, в случае адиабатического процесса $\kappa = 3$). Индекс “0” соответствует невозмущенным параметрам, индекс “1” – возмущенным величинам первого порядка малости, индекс “eq” обозначает, что соответствующая величина вычисляется при заряде пылевой частицы, равном его равновесному значению q_{d0} ; $\bar{v}_{e(i)n} = \delta_{e(i)n} v_{e(i)n}$ – эффективная частота столкновений электронов (ионов) с нейтралами; $v_{\xi\eta}$ – частота столкновений частиц сорта $\xi = e, i, n, d$ с частицами сорта $\eta = e, i, n, d$, $\delta_{\xi\eta}$ – средняя доля энергии, передаваемая при однократном соударении частиц сорта $\xi = e, i, n, d$ с частицами сорта $\eta = e, i, n, d$; $\chi_e = 3.16 T_e / (m_e v_e)$, $\chi_i = 3.9 T_i / (m_i v_i)$ – электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно, $v_{e(i)} = \sum_{\xi=e(i), n, d} v_{e(i)\xi}$; Δ – оператор Лапласа; $I_{e(i)}$ – ток электронов (ионов) окружающей плазмы на пылевую частицу, I_{ph} – ток фотоэлектронов (фототок). Фототок может

возникать только в дневное время под действием солнечного излучения [18]. Однако фотоэффекту подвержены не все пылевые частицы, что обусловлено их составом. На высотах 80–120 км спектр солнечного излучения резко обрывается на длинах волн, порядка 170 нм, что соответствует энергии 7.3 эВ [19, 20]. Если, при этом, вещество, составляющее пылевую частицу, имеет работу выхода большую 7.3 эВ, то фотоэффект не происходит. Например, работа выхода чистого льда составляет около 8.9 эВ. Таким образом, пылевая частица, состоящая из чистого льда, не будет подвергаться фотоэффекту ни в дневное, ни, тем более, в ночное время.

Соударения электронов с ионами обычно носят упругий характер. В этом случае средняя доля энергии, теряемой электроном, составляет $\delta_{ie} = 2m_e/m_i$. Аналогичное значение имеет $\delta_{en} (= 2m_e/m_n)$ и при упругих соударениях электронов с нейтралами. В ионосфере δ_{en} , характеризующее упругие соударения, порядка $(2-3) \times 10^{-5}$. Упругие процессы учитывались при рассмотрении модуляционной неустойчивости [8]. Однако при взаимодействии электронов с нейтральными частицами важную роль играют и неупругие процессы, сопровождающиеся возбуждением ротационных, колебательных и оптических уровней. Поэтому для вычисления δ_{en} необходимо знать эффективные сечения всех неупругих процессов, существенных в ионосфере. Неупругие процессы могут оказывать существенное влияние на частоты столкновений. В настоящей работе используются частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами для разных высот в ионосфере Земли из работы [15].

Для описания модуляционной неустойчивости электромагнитной волны и сопровождающих ее процессов в ионосферной плазме необходимо рассматривать два случая: прохождение электромагнитной волны через слой пылевой плазмы, содержащей только положительно или только отрицательно заряженные нано- и микромасштабные пылевые частицы. Когда пылевые частицы заряжены положительно, они несут на себе основной положительный заряд плазменной компоненты. В этом случае роль ионов становится пренебрежимо малой. Когда фотоэффект отсутствует, заряд пылевых частиц отрицательный, и роль ионов становится существенной.

Основные выводы, касающиеся модуляционной неустойчивости электромагнитной волны в запыленной ионосфере, получаются при решении системы уравнений (1)–(7), которое осуществляется методами, описанными в работах [8, 12]. Предполагая, что низкочастотные возмущения в плазме во времени и пространстве изменяются как $\exp(-i\Omega t + i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})$, где Ω и \mathbf{K} – частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями, уравнения, описывающие эво-

люцию высокочастотного электромагнитного поля, можно записать в виде

$$\epsilon_{\pm} \mathbf{E}_{\pm} - \frac{c^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{k}_{\pm} \times (\mathbf{k}_{\pm} \times \mathbf{E}_{\pm}) = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{E}_{0\pm}, \quad (8)$$

где $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$ и $\mathbf{k}_{\pm} = \mathbf{K} \pm \mathbf{k}_0$; \mathbf{k}_0 – волновой вектор, соответствующий волне накачки; $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{e0} e^2 / m_e}$ – электронная плазменная частота; $\epsilon_{\pm} = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega_{\pm}^2$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы; $\mathbf{E}_+ = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}_- = \mathbf{E}^*$, $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0^*$. Здесь символ “*” означает комплексное сопряжение.

Основные выводы, касающиеся модуляционной неустойчивости электромагнитной волны в запыленной ионосфере, следующие. Возмущения на ионно-звуковых временных масштабах подавляются вследствие сильной амбиполярной диффузии [8, 10, 13]. Таким образом, модуляционная неустойчивость приводит к росту низкочастотных возмущений электрического поля, связанных с пылевой звуковой модой. Развитие модуляционной неустойчивости вызывается джоулевым нагревом, пондеромоторной силой, а также процессами, связанными с зарядкой пылевых частиц и их динамикой. При $q_{d0} < 0$ условие развития модуляционной неустойчивости следующее:

$$\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \geq \frac{3}{4} \frac{\omega_{\chi} + \bar{v}_{en} + \bar{v}_{in}}{v_e} \times \times \frac{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{\omega_{pe}^4} \frac{\omega_0^2}{K^2 c^2} \frac{\kappa + 4}{3\kappa}. \quad (9)$$

При $q_{d0} > 0$ модуляционная неустойчивость развивается, если

$$\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \geq \max \left\{ \frac{3 C_{Sd} K \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{8 v_e} \frac{\omega_0^2}{K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^4}, \frac{3 (\omega_{\chi_e} + \bar{v}_{en})^3}{8 v_e C_{Sd} K^2} \frac{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^4} \right\}. \quad (10)$$

Здесь \mathbf{E}_0 – амплитуда электромагнитной волны накачки, $\omega_{\chi} = \omega_{\chi_e} + \omega_{\chi_i}$, $\omega_{\chi_e} = \chi_e K^2 / 2$, $\omega_{\chi_i} = \chi_i K^2 / 2$, $K = |\mathbf{K}|$ – длина волнового вектора модуляционных возмущений, c – скорость света, $C_{Sd} = |q_{d0} / e| \sqrt{n_d T_e / n_e m_d}$ – скорость пылевого звука.

Приведем выражения для характерных зависимостей (от K) инкрементов модуляционной неустойчивости $\gamma_{mod}(K)$ и их максимальных значений Γ в наиболее важных с точки зрения описания процессов в ионосферной плазме случаях. При $q_{d0} < 0$ (например, в ночное время в отсут-

ствии фотоэффекта), модуляционное возбуждение низкочастотных (пылевых звуковых) возмущений частоты Ω характеризуется следующими выражениями для инкрементов:

$$\gamma_{mod}(K) \sim \sim \left(\frac{v_e c^2 K^2}{\omega_{\chi}(K) + \bar{v}_{en} + \bar{v}_{in}} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^6}{v_e \omega_0^5} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{3/2}, \quad (11)$$

$$\Gamma \sim \left(\frac{v_e c^2}{\chi_e} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^6}{v_e \omega_0^5} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{3/2}. \quad (12)$$

При $q_{d0} > 0$ в случае $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{Sd} K$ инкременты неустойчивости имеют вид

$$\gamma_{mod}(K) \approx 2\sqrt{2} \left(v_e \frac{C_{Sd}^2 K^2}{\omega_{\chi_e}(K) + \bar{v}_{en}} \right)^{1/2} \times \times \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0} \frac{Kc}{\sqrt{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

$$\Gamma \sim \left(\omega_0 \frac{C_{Sd}^2}{\chi_e} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

3. ЛИНЕЙНАЯ ДИСПЕРСИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из сравнения соотношений (12) и (14) с полученными ранее выражениями для максимальных инкрементов модуляционной неустойчивости [8] видно, что эти соотношения практически такие же как и те, которые были получены без учета неупругих столкновений электронов и ионов плазмы с нейтралами. Влияние таких столкновений на развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн сказывается лишь для малых значений K (см. (11) и (13)). Так, например, на высоте 80 км это влияние является важным при $K < 7.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, на высоте 90 км – при $K < 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, на высоте 100 км – при $K < 2.8 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ днем и при $K < 2.6 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ ночью, на высоте 110 км – при $K < 6.1 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ днем и при $K < 5.6 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ночью, на высоте 120 км – при $K < 2.8 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ днем и при $K < 2.6 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ночью. Характерным значением K_{ch} длины волнового вектора возбуждаемых пылевых звуковых возмущений является $K_{ch} \sim \omega_d / C_{Sd}$, которое на высотах от 80 до 110 км изменяется в диапазоне от 0.03 до 3 см^{-1} (диапазон включает величины, полученные как для дневных, так и для ночных условий). Здесь $\omega_d = \sqrt{4\pi n_{d0} q_{d0}^2 / m_d}$ – пылевая плазменная частота. Таким образом, для

Таблица 1. Величины, характеризующие развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, а также распространение и затухание пылевых звуковых возмущений на разных высотах

высота, км	Ночь			День		
	$\Gamma \left(\frac{ E_0 ^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{-3/2}, c^{-1}$	$\frac{C_{Sd}}{\lambda_D}, c^{-1}$	$\frac{v_{dn}}{2}, c^{-1}$	$\Gamma \left(\frac{ E_0 ^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{-1/2}, c^{-1}$	$\frac{C_{Sd}}{\lambda_D}, c^{-1}$	$\frac{v_{dn}}{2}, c^{-1}$
80	10.6	0.38	12.9	2.8	60.2	12.9
90	2.2×10^3	0.74	1.8	3.1	61.0	1.8
100	1.7×10^7	1.45	0.5	5.4	62.3	0.5
110	5.1×10^7	1.8	0.1	3.4	63.0	0.1
120	7.0×10^7	2.5	0.05	2.5	61.9	0.05

оценки влияния модуляционной неустойчивости на процессы, происходящие в запыленной ионосфере Земли, можно использовать полученные ранее [8] выражения для максимальных инкрементов модуляционной неустойчивости, выведенные без учета неупругих столкновений электронов и ионов плазмы с нейтралами. Однако при этом инкремент модуляционной неустойчивости должен превосходить декремент затухания пылевой звуковой волны. Иначе, развитие модуляционной неустойчивости происходить не может.

При $\omega \ll \omega_\chi$ линейное дисперсионное соотношение пылевых звуковых волн определяется выражением

$$\omega(k) = \text{Re}\omega(k) + i\text{Im}\omega(k), \quad (15)$$

где

$$\text{Re}\omega(k) = \sqrt{1 + \frac{C_{Sd}^2 k^2}{k^2 \lambda_D^2} - \frac{v_{dn}^2}{4}}, \quad (16)$$

$$\text{Im}\omega(k) = -\frac{v_{dn}}{2} - \frac{(\text{Re}\omega(k))^2}{2} \left(\frac{v_{en}}{k^2 v_{Te}^2} + \frac{v_{in}}{k^2 v_{Ti}^2} \right). \quad (17)$$

Здесь $v_{dn} = (4/3) \pi a^2 \sqrt{8T_{n0}/\pi m_n n_n} (m_n/m_d)$ – эффективная частота столкновений пылевых частиц и нейтралов, $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$, $\lambda_{De(i)} = \sqrt{T_{e(i)}/4\pi n_{e(i)} e^2}$ – дебаевский радиус электронов (ионов), $v_{Te(i,d)}$ – тепловая скорость электронов (ионов, пылевых частиц). Выражение (17), полученное в предположениях

$$\omega \gg v_{dn}, kv_{Td}; \quad v_{en} \gg \omega, kv_{Te}; \quad \omega v_{en} \ll k^2 v_{Te}^2; \quad (18)$$

$$v_{in} \gg \omega, kv_{Ti}; \quad \omega v_{in} \ll k^2 v_{Ti}^2$$

(ср. с (4.3.20)–(4.3.21) из [21]), учитывает столкновения с нейтралами пылевых частиц, электронов и ионов. Условия (18) обычно выполнены для пылевых звуковых волн в ионосфере Земли. Далее, слагаемые (17), характеризующие вклад столкновений электронов и ионов с нейтралами

являются функциями волнового вектора \mathbf{k} . Вклад этих слагаемых в условиях запыленной ионосферной плазмы обычно не превосходит вклада от $v_{dn}/2$. Таким образом, условие развития модуляционной неустойчивости имеет вид: $\Gamma > v_{dn}/2$. Пороговое значение амплитуды поля электромагнитной волны $|E_0|$, характеризующее развитие модуляционной неустойчивости, определяется из условия

$$\Gamma = v_{dn}/2, \quad (19)$$

где Γ определяется соотношениями (12) и (14) в случае соответственно отрицательных и положительных зарядов пылевых частиц. С другой стороны, в выражении для действительной части частоты (16) в подкоренном выражении присутствует слагаемое $v_{dn}^2/4$. Таким образом, для существования распространяющейся пылевой звуковой волны необходимо, чтобы $\omega_d \approx C_{Sd}/\lambda_D > v_{dn}/2$.

В табл. 1 представлены величины, характеризующие развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, а также распространение и затухание пылевых звуковых возмущений на разных высотах над Землей, при $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, $a = 0.1 \text{ мкм}$, $\omega_0 = 2\pi \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, а также параметров ионосферы на высотах 80–120 км ночью и днем [15].

Из табл. 1 видно, что для используемых параметров развитие модуляционной неустойчивости затруднено на высотах 80 и 90 км днем и 80 км ночью, поскольку нарушается соотношение $\Gamma \geq v_{dn}/2$ и, кроме того, выражения для инкрементов модуляционной неустойчивости справедливы в условиях слабой нелинейности $|E_0|^2/4\pi n_{e0} T_{e0} \ll 1$. Далее, ночью на высотах 80 и 90 км пылевые звуковые волны не могут распространяться, так как нарушается неравенство $C_{Sd}/\lambda_D > v_{dn}/2$. Следовательно, на высотах 80 и 90 км невозможно ожидать развития пылевой звуковой турбулентности (днем – из-за невоз-

возможности развития модуляционной неустойчивости, за счет которой пылевая звуковая турбулентность могла бы возбуждаться, ночью — из-за невозможности распространения пылевых звуковых волн).

Таким образом, влияние модуляционной неустойчивости на распространение электромагнитных волн в плазме запыленной ионосферы наиболее существенно на высотах 100–120 км. На меньших высотах оно может быть подавлено. Соответственно, модуляционное взаимодействие в запыленной ионосфере важно для объяснения таких эффектов, как наземные наблюдения низкочастотных ионосферных радишумов с частотами ниже 50 Гц [11], поскольку генерация низкочастотных радишумов за счет модуляционного взаимодействия вполне может происходить на высотах 100–120 км. Кроме того, при этом пороговые значения амплитуды поля электромагнитной волны $|E_0|$, характеризующие генерацию наблюдаемых низкочастотных радишумов, определяются из условия (19), что соответствует данным наблюдений [8]. Возможно, отсутствие наблюдений низкочастотных ионосферных радишумов с частотами ниже 50 Гц во время таких явлений, как серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения связано с тем, что генерация радишумов за счет модуляционных процессов возможна на высотах 100–120 км, а серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения обусловлены присутствием пылевой плазмы на высотах 80–95 км. Соответственно, корреляция наблюдений низкочастотных ионосферных радишумов [11] с метеорными потоками Персеиды, Леониды, Геминиды, Ориониды обусловлена возможностью генерации пылевой плазмы на высотах 100–120 км вследствие взаимодействия этих потоков с ионосферой.

Далее, тот факт, что влияние модуляционной неустойчивости в плазме запыленной ионосферы существенно на высотах 100–120 км, никоим образом не сказывается на выводах о том, что этот эффект приводит к генерации инфразвуковых волн в ионосфере (только с учетом эффекта на высотах 100–120 км, а не 80–120 км), детектирование которых оказывается возможным у поверхности Земли [9], а также на объяснении эффекта усиления интенсивности зеленого свечения ночного неба на длине волны 557.7 нм, поскольку этот эффект происходит в слое нижней ионосферы, расположенном на высотах 110–120 км. Что же касается модуляционного возбуждения неоднородностей концентраций электронов и ионов в ионосфере [12], то данный эффект, например, при работе нагревных стендов типа HAARP, Tromsø и др. также может происходить на высотах 100–120 км.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, проведена оценка роли неупругих столкновений электронов и ионов с нейтралами при развитии модуляционной неустойчивости электромагнитных волн с участием пылевых звуковых возмущений в плазме запыленной ионосферы, а также влияния столкновений электронов, ионов и пылевых частиц с нейтралами на проявления модуляционного взаимодействия в запыленной ионосфере. Оказывается, что влияние столкновений электронов и ионов с нейтралами при этом обычно менее существенно, чем влияние столкновений пылевых частиц с нейтралами. В частности, именно столкновения пылевых частиц с нейтралами определяют условия развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн и распространения пылевых звуковых волн в запыленной ионосфере. Влияние модуляционной неустойчивости на распространение электромагнитных волн в плазме запыленной ионосферы наиболее существенно на высотах 100–120 км. Корреляция наблюдений низкочастотных ионосферных радишумов с частотами ниже 50 Гц [11] с метеорными потоками Персеиды, Леониды, Геминиды, Ориониды обусловлена возможностью генерации пылевой плазмы на высотах 100–120 км вследствие взаимодействия этих потоков с ионосферой и развития в ней модуляционного взаимодействия. Отсутствие наблюдений низкочастотных ионосферных радишумов во время таких явлений, как серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения, обусловленных присутствием пылевой плазмы на высотах 80–95 км, связано с тем, что модуляционные процессы на этих высотах подавлены. Модуляционное взаимодействие электромагнитных волн в плазме запыленной ионосферы приводит к генерации инфразвуковых волн на высотах 100–120 км, детектирование которых оказывается возможным у поверхности Земли. Кроме того, оно позволяет объяснить эффект усиления интенсивности зеленого свечения ночного неба на длине волны 557.7 нм, происходящий в слое нижней ионосферы, расположенном на высотах 110–120 км. Модуляционное возбуждение неоднородностей концентраций электронов и ионов в ионосфере [12] при работе нагревных стендов типа HAARP, Tromsø и др. также может происходить на высотах 100–120 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasmas Physics. Bristol/Philadelphia: Instit. Phys. Publ., 2002.
2. *Tsyтович V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 2008.

3. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
4. Turco R.P., Toon O.B., Whitten R.C., Keesee R.G., Hollenbach D. // Planet. Space Sci. 1982. V. 30. P. 1147.
5. Verheest F. // Waves in Dusty Space Plasmas. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2000.
6. Buonsanto M.J., Foster J.C., Sipler D.P. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 1225.
7. Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh. // Modulational Interactions in Plasmas. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1995.
8. Копнин С.И., Попель С.И., Ю Минг // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 323.
9. Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 517.
10. Kopnin S.I., Popel S.I., Yu M.Y. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 063705.
11. Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Курочка Е.В., Ласточкин А.В., Чолий В.Я., Максименко О.И., Слипченко А.С. // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46. С. 182.
12. Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 188.
13. Lie-Svendsen Ш., Blix Т.А., Hoppe U.-P., Thrane E.V. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 8442.
14. Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 414.
15. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
16. Popel S.I., Tsytoich V.N., Vladimirov S.V. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 2176.
17. Попель С.И. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 1093.
18. Копнин С.И., Моржакова А.А., Попель С.И., Шукла П.К. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 745.
19. Клунов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 171.
20. Дубинский А.Ю., Попель С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 22.
21. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Лекции по электродинамике плазмоподобных сред. М.: Изд-во Моск. ун-та. Физ. факультет, 1999.