

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДРЕЙФА ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОЗОЛЕЙ
В ПЛАЗМЕ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ© 2022 г. С. Шалимов^{a, b, c, *}, А. Козловский^d^a Институт физики Земли РАН, Москва, Россия^b Институт космических исследований РАН, Москва, Россия^c НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия^d Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finland

*e-mail: pmsk7@mail.ru

Поступила в редакцию 22.12.2021 г.

После доработки 12.01.2022 г.

Принята к публикации 13.01.2022 г.

Рассмотрена неустойчивость дрейфа заряженных ледяных аэрозолей в серебристых облаках, формирующихся в нижней ионосфере. Решение дисперсионного соотношения в гидродинамическом приближении для простейшего случая монодисперсного дрейфующего потока частиц, учитывающее наблюдаемые параметры плазмы запыленной нижней ионосферы, позволило определить реальную частоту, инкремент неустойчивости и пороговые величины дрейфовой скорости, необходимые для генерации типичных наблюдаемых неоднородностей метрового диапазона. Определены условия, при которых характерное время развития этих неоднородностей в плазме серебристых облаков составляет несколько секунд, что согласуется с результатами измерений посредством метеорологических радаров.

Ключевые слова: серебристые облака, заряженные аэрозоли, мелкомасштабные неоднородности электронной плотности, радиоотражения

DOI: 10.31857/S0367292122040126

1. ВВЕДЕНИЕ

Присутствие пылевой компоненты на высотах нижней ионосферы (высоты 75–130 км) достаточно трудно установить посредством прямых измерений [1]. Однако ее наличие здесь не вызывает сомнений и обусловлено разрушением вторгающихся в атмосферу микрометеороидов, когда вместе с атомами металлов (Fe, Na, Mg, K, Ca) и их оксидов на высотах около 90–100 км оказываются и другие продукты разрушения – микрочастицы, имеющие размер порядка десяти нанометров и концентрацию $10–1000 \text{ см}^{-3}$ [1, 2], что на порядок-два меньше концентрации электронов и ионов на этих высотах. Дополнительными эффективными источниками пылевой компоненты плазмы в нижней ионосфере являются выбросы продуктов сгорания ракетных двигателей [3] или их разрушение [4].

Летняя полярная нижняя ионосфера особенно четко демонстрирует присутствие пылевой компоненты в плазме. В этот период, когда температура в нижней ионосфере достигает минимума 100–150 К, на высотах 80–85 км формируются слоистые структуры серебристых облаков (post-lucent clouds, NLC). Предполагается, что при ука-

занных низких температурах пары воды в мезосфере становятся пересыщенными, так что на верхней границе холодной мезосферной области создаются условия для роста (нуклеации) пылевых частиц (за счет конденсации молекул воды) [2]. По мере седиментации частиц к нижней границе области радиус частиц увеличивается, и появляется возможность наблюдать серебристые облака (предполагается, что аэрозольные частицы, покидающие область с минимумом температуры, быстро испаряются и уменьшаются в размерах). Считается, что эти облака состоят из ледяных частиц (аэрозолей), иногда содержащих незначительные включения примесей [5] и имеющих радиусы 20–160 нм [6] (согласно численному моделированию [7], вблизи высот 80 км радиус частиц достигает 250 нм). NLC наблюдают посредством лидаров.

В этот же период в интервале высот 80–95 км от узких по высоте областей (имеющих форму слоев с масштабами 0.1–1 км) посредством радаров (частоты сигналов 3 МГц–1 ГГц) регистрируют радиоотражения (polar mesospheric summer echoes, PMSE), обусловленные, по крайней мере в низкочастотной области, береговским рассея-

нием сигнала на неоднородностях электронной плотности (с масштабом в половину длины волны радара) [2, 8]. Сильная пространственная и временная корреляция NLC и PMSE, установленная экспериментально в ракетном эксперименте [9], может указывать на их общую природу. Иными словами, речь идет об одном явлении, но наблюдаемом разными инструментами (NLC – посредством лидаров, PMSE – посредством радаров).

Формирование и динамика крупномасштабных плазменно-пылевых слоистых структур в запыленной нижней ионосфере были детально рассмотрены в статьях [7, 10, 11]. В настоящей же работе обращено внимание на формирование мелкомасштабных неоднородностей метрового диапазона, которые обуславливают PMSE. Пока не предложено универсального механизма, способного объяснить присутствие PMSE во всем наблюдаемом (от МГц до ГГц) частотном диапазоне и различных атмосферных условиях с быстро меняющимися по высоте параметрами. Например, основным кандидатом на такой механизм генерации неоднородностей в плазме нижней ионосферы считается турбулентность нейтральной компоненты [2], но лишь около 10% PMSE имеют широкие спектры и не чувствительны к специальным (ракурсным) условиям радарных наблюдений, как это можно ожидать от турбулентного механизма генерации неоднородностей [12, 13]. Поскольку PMSE могут наблюдаться как одновременно со структурами в нейтралах, так и без них [14], это указывает на непосредственную генерацию неоднородностей в плазме совершенно независимо от волн и неустойчивостей в нейтралах. Следовательно вполне оправдан поиск других механизмов.

Таким же естественным (как турбулентность в нейтральной компоненте) источником PMSE может стать неустойчивость, возникающая из-за относительного движения по вертикали аэрозолей и электронно-ионной компонент в плазме со столкновениями под действием гравитационного притяжения более тяжелых частиц пыли относительно легких электронов и ионов. Эта идея, высказанная в работе [15] в применении к объяснению происхождения PMSE, была аналитически и численно рассмотрена в ряде статей [16–19], где оценки характерного времени развития мелкомасштабных неоднородностей в результате диссипативной неустойчивости потока крупных заряженных аэрозолей варьировались в диапазоне 10–200 с (при этом не все параметры запыленной плазмы в то время были известны из наблюдений).

Настоящая работа мотивирована экспериментальными результатами, полученными в последнее время (в частности, при измерениях с высо-

ким временным и пространственным разрешением): были обнаружены достаточно быстрые процессы (вариации интенсивности отраженного сигнала для метрового диапазона неоднородностей) в PMSE на высотах формирования NLC [4, 8, 20] с характерными временами в несколько секунд. Поэтому заново проведен анализ указанной неустойчивости с целью поиска условий, при которых такие процессы возможны.

2. ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим в рамках простой модели запыленную плазму нижней ионосферы, в которой T_j , $j = i, e, d, n$ – температуры положительных ионов, электронов, отрицательно заряженных пылевых частиц (аэрозолей) и нейтралов; m_j – соответствующие массы частиц, $V_{Tj} = \sqrt{\kappa T_j / m_j}$ (κ – постоянная Больцмана) – их тепловые скорости, а n_j – соответствующие плотности. Плазма находится в постоянном и однородном магнитном и гравитационном (с ускорением g) полях, вектора которых параллельны друг другу и направлены вниз вдоль оси z прямоугольной системы координат. Такая модельная ситуация соответствует положению ионосферы в полярной области. В дальнейшем рассматриваются движения вдоль вертикальной оси.

Гидродинамические уравнения непрерывности и баланса импульса, описывающие поведение отрицательно заряженных микрочастиц фиксированного радиуса, имеют вид

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(n_d v_d) = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} n_d m_d \frac{\partial v_d}{\partial t} + n_d m_d v_d \frac{\partial v_d}{\partial z} = \\ = -e Z_d n_d E - \kappa T_d \frac{\partial n_d}{\partial z} - v_d n_d m_d v_d + n_d m_d g, \end{aligned} \quad (2)$$

где $E = -\nabla\phi$ – электрическое поле, имеющее потенциал ϕ , v_d – скорость частиц, $v_d = (4/3) \times \pi r_d^2 n_{n0} \sqrt{8\kappa T_n / \pi m_n (m_n / m_d)}$ – частота столкновений аэрозольных частиц с нейтралами [21, 22], r_d – радиус микрочастиц, $m_d = (4/3) \pi r_d^3 \rho$ – их масса, ρ – массовая плотность. Такими же, как уравнения (1) и (2), будут уравнения для ионов и электронов за исключением последнего слагаемого в (2), которым для этих частиц пренебрегаем. При нулевом постоянном электрическом поле и градиенте плотности направленные скорости у ионов и электронов отсутствуют, а скорость дрейфа микрочастиц равна $V_0 = g/v_d$.

В состоянии равновесия имеет место условие квазинейтральности $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$, где Z_d – заряд аэрозольной частицы в единицах заряда электрона, который обусловлен микроскопическими токами ионов и электронов ионосферной плазмы и их рекомбинацией на поверхности ледяных аэрозолей. На заряд аэрозольной частицы могут повлиять фотопроцессы, для которых ключевым параметром является освещенность мезосферы солнечным излучением. Для типичного зенитного угла 85° в летней полярной мезосфере коротковолновое излучение с длиной волны ≤ 170 нм (энергия фотона ≥ 7.3 эВ) сильно поглощается на высотах порядка 100 км [7, 10], а поскольку работа выхода для льда ≈ 8.7 эВ, то можно полагать, что фотоэффект для ледяных частиц будет отсутствовать, обуславливая отрицательные заряды аэрозольных частиц. Исключением здесь является линия атомарного водорода $\text{Ly}\alpha$ ($\lambda \approx 121$ нм), излучение которой присутствует на высотах NLC. Однако характерное время фотопроцессов на ледяных частицах в дневной ионосфере с $n_e \approx 3 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ оказывается больше времени прилипания [23].

Линеаризуем уравнения (1), (2) и соответствующие уравнения для ионов и электронов, предполагая возмущения плотности, скорости и потенциала в виде $f_i \sim \exp(-i\omega t + ikr)$, где $\omega = \omega_0 + i\gamma_0$, k – угловая частота и волновой вектор возмущения. Из этих линеаризованных уравнений в системе координат дрейфующих аэрозолей можно получить соотношения

$$\frac{n_{d1}}{n_{d0}} = - \frac{eZ_d k^2 \phi_1}{m_d ((\omega + i\nu_d)\omega - k^2 V_{Td}^2)}, \quad (3)$$

$$\frac{n_{\alpha 1}}{n_{\alpha 0}} = \frac{q_\alpha k^2 \phi_1}{m_\alpha ((\omega - kV_0 + i\nu_\alpha)(\omega - kV_0) - k^2 V_{T\alpha}^2)}, \quad (4)$$

где $\alpha = i, e$, $q_{i,e} = e, -e$, $\nu_{i,e}$ – частоты столкновений ионов и электронов с нейтралами.

Для получения дисперсионного соотношения воспользуемся линеаризованным уравнением Пуассона, которое для длинноволновых возмущений $k\lambda_{Di} \ll 1$ с учетом условия квазинейтральности принимает вид

$$P \frac{n_{d1}}{n_{d0}} - \frac{n_{i1}}{n_{i0}} + (1 - P) \frac{n_{e1}}{n_{e0}} = 0, \quad (5)$$

где $P = Z_d n_{d0} / n_{i0}$. Дисперсионное соотношение получается подстановкой (3), (4) в (5). Соотношение (5) решалось численно с использованием программного пакета MAPLE для ситуаций, моделирующих условия в плазме полярной нижней ионосферы.

Отметим, что одновременные исследования посредством ракет и радаров 50 МГц показывают [24], что PMSE регистрируются, когда параметр $P = 1$, и интенсивность отраженного сигнала быстро растет с ростом плотности заряда пылевой компоненты, а параметр P увеличивается, но остается порядка 0.1. Минимальная величина P , при которой наблюдались PMSE, равна 0.01.

Отметим также, что зарядка пылевых частиц и столкновения ионов и электронов с пылевыми частицами могут влиять на развитие неустойчивости. Частота, определяющая темп появления заряда на пылевых частицах ν_{ch} имеет оценку по порядку величины $\nu_{ch} \approx Z_d \nu_{ii}$ [25], где ν_{ii} – частота ион-ионных столкновений, а частота, показывающая темп исчезновения частиц плазмы на пылевых частицах из-за рекомбинации отличается от ν_{ch} множителем P , т.е. равна $\nu_{ch} P$. В ионосфере, на рассматриваемых высотах, частота ион-ионных столкновений на несколько порядков меньше частоты ион-нейтральных, поэтому в условиях малых Z_d на рассматриваемых высотах вклад указанных процессов не будет определяющим. Частота, описывающая темп передачи импульса от плазменных частиц к пылевым при кулоновских столкновениях, может отличаться от ν_{ch} на один-два порядка [26], но в рассматриваемых условиях (плазма нижней ионосферы на высоте около 80 км) вклад этого диссипативного процесса в дисперсионном соотношении для низкочастотных возмущений (с частотой около 1 Гц и выше) также можно не учитывать.

Кроме того, в области PMSE выполнено $k \gg r_d P / \lambda_{Di}^2$, т.е. длина волны возмущения много меньше длины пробега плазменных потоков, так что притяжением микрочастиц можно пренебречь [27].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО СООТНОШЕНИЯ

Для определенности выбраны параметры плазмы на высоте 82 км вблизи высот, на которых обычно наблюдают NLC и быстрые изменения интенсивности радиоотражений, где плотность нейтральной компоненты $n_n = 3 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, массы ионов и нейтралов равны $m_i = 50m_p$, $m_n = 29m_p$, m_p – масса протона, а температуры всех компонент запыленной плазмы соответствуют холодной летней мезосфере и равны 120 К. При этом равновесный отрицательный заряд аэрозольных частиц в NLC не превышает десяти зарядов электрона [7] (в расчете для частиц с радиусом 100 нм заряд принят равным трем зарядам электрона), а сами частицы считаем ледяными с $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$. Для частот столкновений ионов и электронов с

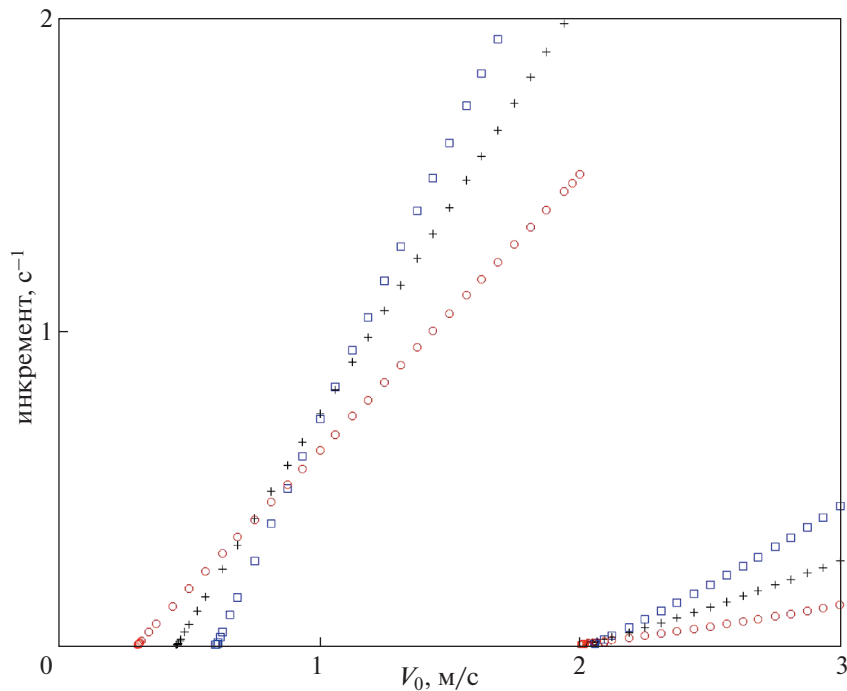


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от дрейфовой скорости V_0 для разных волновых чисел: $k = 1 \text{ м}^{-1}$ – кружки; $k = 1.5 \text{ м}^{-1}$ – крестики; $k = 2 \text{ м}^{-1}$ – квадраты. В расчетах принято $P = 0.03$.

нейтралами использована модель MSIS E-90 [28], согласно которой на рассматриваемых высотах $v_i = 1.3 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, $v_e = 2.6 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$.

На рис. 1 показана зависимость инкремента неустойчивости γ_0 от дрейфовой скорости V_0 для разных величин волновых чисел, типичных в радарных исследованиях (как правило, это мелкомасштабные неоднородности плазмы метрового диапазона). Видно, что в рассматриваемом диапазоне скоростей дрейфа, возбуждаются две моды.

Рисунок 2 показывает зависимость реальной частоты $|\omega_0|$ (в системе координат, связанной с микрочастицами) от дрейфовой скорости для разных волновых чисел k . Из рис. 1 и 2 видно, что для низкочастотной моды с ростом длины волны порог неустойчивости по скорости V_0 снижается. Более высокочастотная мода, развивающаяся для данных параметров при скоростях $V_0 \geq 2 \text{ м/с}$, не представляет такого интереса, как низкочастотная, так как реальные скорости седиментации микрочастиц в серебристых облаках, как правило, не превышают 1 м/с [29]. Действительно, скорость седиментации частиц g/v_d для самых крупных ледяных частиц (с учетом незначительных включений), имеющих $\rho = 1\text{--}2 \text{ г/см}^3$, и $r_d = 100, 250 \text{ нм}$ [6, 7], на рассматриваемых высотах имеет величины $V_0 = 0.2\text{--}0.8 \text{ м/с}$. Инкремент зависит от

волнового числа в указанном диапазоне изменения дрейфовой скорости так, как представлено на рис. 3. Ограничение на волновое число снизу обусловлено вертикальными размерами структур PMSE, которые на высоте 82 км имеют масштабы в интервале $100 \text{ м--}1 \text{ км}$ [2, 10].

Как следует из рис. 3, для каждой величины дрейфовой скорости из рассматриваемого диапазона существует волновое число, которому соответствует максимальный инкремент. Так, при $V_0 = 0.8 \text{ м/с}$, максимальным инкрементом обладают возмущения с волновым числом около $k = 1.5$ (длина волны $\lambda \approx 4 \text{ м}$). При этом генерирование неоднородностей электронной плотности происходит за время порядка 2 с .

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Таким образом, дрейф заряженных аэрозольных частиц в серебристых облаках способен за характерное время в несколько секунд приводить к неустойчивости и генерации мелкомасштабных неоднородностей метрового диапазона, которые обуславливают радиоотражения или PMSE.

Ряд экспериментальных результатов в измерениях с высоким временным и пространственным разрешением прямо указывают на достаточно быстрые процессы в PMSE. Так, согласно работе [20], интенсивность радиоотражений, регистрируемых радарной системой MAARSY (Middle At-

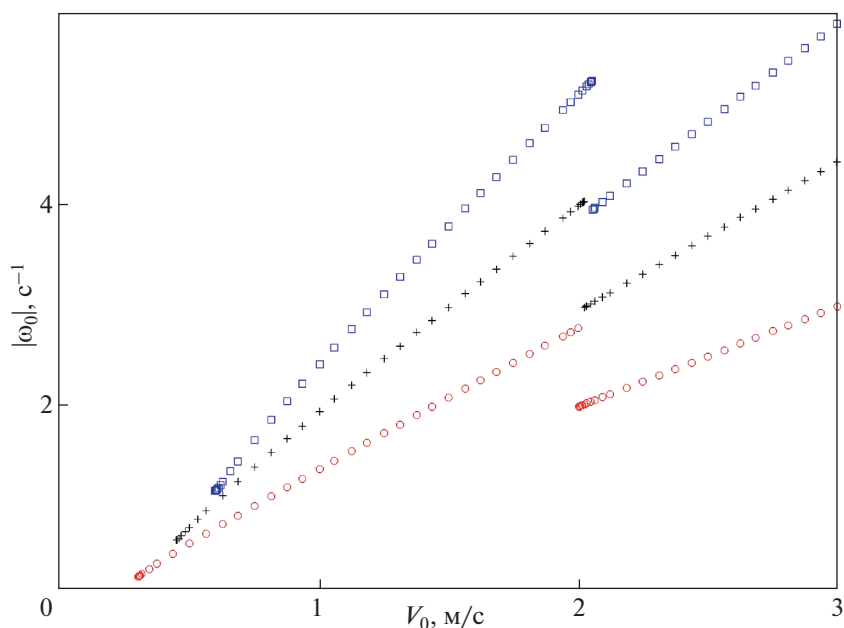


Рис. 2. Зависимость реальной частоты (в системе координат, связанной с аэрозольными частицами) от дрейфовой скорости для разных волновых чисел. Обозначения те же, что на рис. 1.

mosphere Alomar Radar System, 53.5 МГц), может изменяться с характерными временами в несколько секунд (иногда даже за доли секунды) в интервале высот 81–83 км. В других наблюдениях посредством метеорного радара, где речь шла уже не о ледяных частицах, а о крупных (с радиусом 100 нм) частицах пыли [4], наблюдалась аналогичная картина вариаций интенсивности радиотражений с характерными временами в несколько секунд на тех же высотах. Заметим, что наблюдения посредством обычных когерентных (и некогерентных) радаров не позволяют получать информацию о таких быстрых процессах.

Рассмотренная в настоящей работе неустойчивость дрейфа заряженных ледяных частиц в плазме серебристых облаков может служить одним из механизмов, обеспечивающих быстрые процессы в PMSE. Предположение, что частицы имеют отрицательный заряд обосновывается, как уже было отмечено, тем, что частицы ледяные. Однако, как показано в работах [7, 10], возможна положительная зарядка частиц (за счет проникающего на высоты формирования NLC излучения $\text{Lu}\alpha$) при наличии включений, понижающих работу выхода. Между тем, согласно зондированию атмосферы Земли посредством инструмента SOFIE (Solar Occultation for Ice Experiment) со спутника AIM (Aeronomy of Ice in the Mesosphere) [5], количество включений в ледяные частицы оказалось незначительным (0.01–3% по объему), так что аэрозоль можно считать чисто ледяным.

Кроме того, отметим, что положительные заряды ледяных частиц, о которых сообщалось ранее [30], последующие измерения не подтвердили [24, 31, 32]. Последние же ракетные измерения заряда частиц в дневной нижней ионосфере [1] показали, что ниже 78 км положительно и отрицательно заряженные пылевые частицы регистрируются с равной вероятностью, а выше были зарегистрированы только частицы с отрицательным зарядом.

Выше было отмечено, что имеет место дисперсия частиц в NLC по размерам. Поскольку скорость дрейфа пропорциональна радиусу частиц, то при поиске условий быстрой генерации неоднородностей в PMSE оказалось, что только относительный дрейф достаточно крупных частиц с $r_d = 150\text{--}250$ нм способен привести к быстрому развитию мелкомасштабных неоднородностей метрового диапазона, на которое указывают измерения посредством метеорного радара [4, 8] и радарных систем [20]. Поэтому для упрощения задачи в настоящей работе был рассмотрен только монодисперсный поток крупных ледяных частиц, формирующих NLC.

Хотя в работе [18], где анализировалась диссипативная неустойчивость в мезосфере, также рассматривался монодисперсный поток, но уже в работе [19] был учтен разброс частиц по размерам и его влияние на неустойчивость. Оказалось, что дисперсия частиц по размерам приводит к повышению порога и масштабов неустойчивости. Если в работе [18] оптимальной оказалась генерация

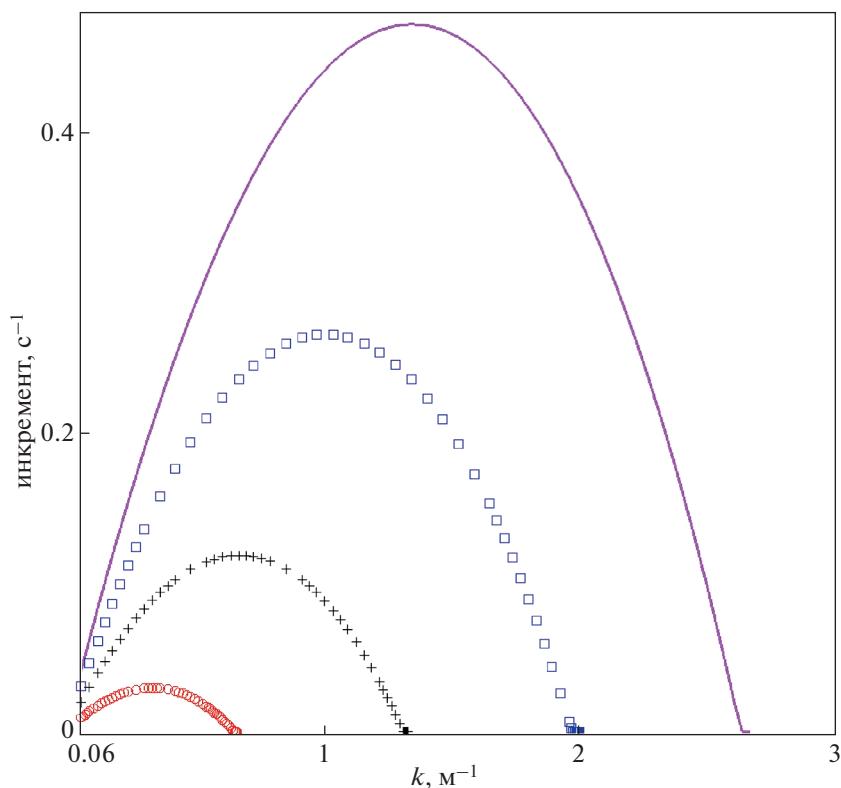


Рис. 3. Зависимость инкремента от волнового числа для разных величин дрейфовой скорости: $V_0 = 0.2$ м/с – кружки; $V_0 = 0.4$ м/с – крестики; $V_0 = 0.6$ м/с – квадраты; $V_0 = 0.8$ м/с – сплошная линия.

неоднородностей с масштабами несколько десятков см, то учет разброса частиц по размерам [19] расширяет область масштабов до неоднородностей метрового и декаметрового диапазонов.

Однако, в отличие от работ [18, 19], в настоящей работе не учитывалось наличие сверхтепловых электронов, а также квазистатического электрического поля вдоль магнитного поля (что оправдано для полярной ионосферы, кроме областей магнитных силовых линий с аномальным сопротивлением). Существенно, что в указанных работах [18, 19] неустойчивость исследовалась в основном на высотах 86–88 км, тогда как быстрые изменения интенсивности PMSE (их интерпретация и послужила мотивом для настоящей работы) регистрировались только на высотах около 82 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Robertson S., Dickson S., Horanyi M., Sternovsky Z., Friedrich M., Janches D., Megner L., Williams B. // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 2014. V. 118. P. 161.
2. Rapp M., Lubken F.-J. // *Atm. Chem. and Phys.* 2004. V. 4. P. 2601.
3. Воздействие ракетно-космической техники на окружающую среду / Под ред. В.В. Адушкин, С.И. Козлов, М.В. Сильников. М.: ГЕОС. 2016.
4. Kozlovsky A., Shalimov S., Lester M. // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2017. V. 122. P. 6696.
5. Hervig M.E., Deaver L.E., Bardeen C.G., Russell III J.M., Bailey S.M., Gordley L.L. // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2012. V. 84/85. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.jastp/2012.04.005>
6. von Cossart G., Fiedler J., von Zahn U. // *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. P. 1513.
7. Клумов Б.А., Морфил Г.Е., Понель С.И. // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 127. С. 171.
8. Kozlovsky A., Shalimov S., Lester M., Belova E. // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021. V. 126. P. e2020-JA028855.
9. Pfaff R., Holzworth R., Goldberg R., Freudenreich H., Voss H., Croskey C., Mitchell J., Gumbel J., Bounds S., Singer W., Latteck R. // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 1431.
10. Клумов Б.А., Владимиров С.В., Морфил Г.Е. // *Письма ЖЭТФ.* 2005. Т. 82. С. 714.
11. Дубинский А.Ю., Понель С.И. // *Письма ЖЭТФ.* 2012. Т. 96. С. 22.
12. Rapp M., Lubken F.-J. // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2003. V. 108. P. 8437.
13. Czechowsky P., Ruster R. // *Ann. Geophys.* 1997. V. 15. P. 1028.

14. *Lubken F.-J., Rapp M., Blix T.A., Thrane E.V.* // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 893.
15. *Rottger J., La Hoz C.* // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1990. V. 52. P. 893.
16. *Trakhtengerts V. Yu.* // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1994. V. 56. P. 337.
17. *Tsytovich V.N., Havnes O.* // CP649, *Dusty Plasmas in the Millenium: Third International Conference on the Physics of Dusty Plasmas*, American Institute of Physics. 2002. P. 454.
18. *Грач В.С., Демехов А.Г., Трахтенгерц В.Ю.* // *Известия вузов. Радиофизика.* 2006. Т. 49. С. 942.
19. *Грач В.С.* // *Известия вузов. Радиофизика.* 2013. Т. 56. С. 395.
20. *Sommer S., Chau J.L., Schult C.* // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2016. V. 121. P. 6713.
<https://doi.org/10.1002/2015JD024531>
21. *Лифишиц Е.М., Путаевский Л.П.* *Физическая кинетика. "Теоретическая физика".* Т. X. М.: Наука. 1979.
22. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // *УФН.* 2004. Т. 174. С. 495.
23. *Rapp M.* // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 2417.
24. *Havnes O., Brattli A., Aslaksen T., Singer W., Latteck R., Blix T., Thrane E., Troim J.* // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 1419.
25. *Цытович В.Н.* // *УФН.* 1997. Т. 167. С. 57.
26. *Khrapak S.A., Ivlev A.V., Morfill G.E., Thomas H.M.* // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 66. P. 046414.
27. *Цытович В.Н.* // *УФН.* 2007. Т. 177. С. 427.
28. *Hedin A.E.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 1991. V. 96. P. 1159.
29. *Gudadze N., Stober G., Chau J.L.* // *Atmos. Chem. Phys.* 2019. V. 19. P. 4485.
30. *Havnes O., Troim J., Blix T., Mortensen W., Naesheim L.I., Thrane E., Tonnesen T.* // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 10 839.
31. *Mitchell J., Croskey C., Goldberg R.* // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 1423.
32. *Smiley B., Robertson S., Horanyi M., Blix T., Rapp M., Latteck R., Gumbel J.* // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108 (D8). P. 8444.
<https://doi.org/10.1029/2002JD002425>