

УДК 550.388.2; 621.371.25

ИОНОСФЕРА КАК КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ЛАБОРАТОРИЯ

(Обзор)

*Л. М. Ерухимов, Л. Г. Генкин***Содержание**

1. Введение
2. О безразмерных параметрах подобия
3. Развитие методов диагностики космической плазмы
4. Ионосфера как плазменная лаборатория

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, благодаря использованию современных методов диагностики и применению идей и результатов физики и химии плазмы, в ионосферных исследованиях достигнут значительный прогресс. Более того, в течение последних 15-20 лет пассивные наблюдения ионосферных явлений были усилены "активными" экспериментами, такими как модификация ионосферной плазмы мощными радиоволнами от наземных и расположенных на ИСЗ радиопередатчиков, а также инъекция пучков заряженных частиц и химических реагентов с борта искусственных спутников и ракет.

Эти успехи позволяют нам более эффективно использовать ионосферу, в частности, как ближайшую к Земле космическую плазменную лабораторию [1-3]. Такая лаборатория может преследовать несколько основных целей.

Одна из них состоит в развитии и отработке "неинвазивных" дистанционных методов, которые могут быть использованы при исследовании удаленных космических объектов и в то же время - для диагностики достаточно слабых естественных возмущений и возмущений антропогенного характера.

Другая цель состоит в использовании ионосферных явлений для предсказания подобных процессов в космической плазме, хотя идеи и экспериментальные результаты исследований космической плазмы могут

быть также использованы и при изучении ионосферы.

Но, по-видимому, основная цель ионосферной лаборатории состоит в моделировании процессов и явлений, наблюдаемых в атмосферах планет, Солнца и звезд, в солнечном ветре и межзвездной среде для того, чтобы найти среди множества возможных процесс, который определяет сценарий одной из конкретных реализаций. Например, мы можем изучать конверсию ленгмюровской турбулентности в электромагнитные волны в контролируемых условиях, что помогает выделить основной механизм конверсии, имеющий место в коронах Солнца и звезд. Последнее важно, поскольку именно электромагнитное излучение от удаленных космических объектов дает нам информацию о различных параметрах плазмы, включая плазменные волны и пучки ускоренных электронов. Мы можем также изучать искусственную турбулентность, генерируемую мощным высокочастотным радиоизлучением контролируемым и повторяемым образом, с целью лучшего понимания различных источников и механизмов формирования пространственного спектра турбулентности в межпланетной и межзвездной среде. Мы в состоянии получать богатую информацию о взаимодействии мощного излучения с плазмой, и это важно, поскольку в космической плазме мы часто имеем дело с сильными электромагнитными полями.

Следует заметить, что в сравнении с земной лабораторией ионосферная лаборатория имеет определенные недостатки, в основном обусловленные трудностями значительного изменения параметров плазмы и условий эксперимента. Однако эти ограничения частично компенсируются стабильностью и "безграничностью" (в масштабах задачи) ионосферной плазмы, что весьма трудно осуществить в лабораторных экспериментах, где вследствие "убегания" плазмы на стенки лабораторных установок, плазма является короткоживущей.

Кроме того, в ионосфере мы сталкиваемся фактически с множеством лабораторных установок, в которых изменение параметров осуществляется природой, когда мы наблюдаем ионосферные явления на разных высотах, широтах и долготах, используя также зависимость ионосферных параметров от времени, а также возмущения в ионосферной плазме, связанные с солнечной активностью. И в тоже время мы можем, как уже отмечалось выше, осуществлять в определенном объеме ионосферы частичные изменения температуры и плотности электронов, вызывать их ускорение, возбуждать различные типы волн в плазме.

Ниже мы обсудим возможности, которые предоставляет нам ионосферная лаборатория, придавая особое значение моделированию

динамических явлений в солнечной хромосфере и короне.

В следующем разделе статьи дан краткий обзор основных безразмерных параметров различных плазменных сред. В разд. 3 схематично обсуждаются диагностические методы и в разд. 4 рассматривается моделирование в ионосферной лаборатории некоторых явлений в космической плазме.

2. О БЕЗРАЗМЕРНЫХ ПАРАМЕТРАХ ПОДОБИЯ

Плазма различных космических объектов может значительно отличаться по своим параметрам: концентрации заряженной компоненты N , электронной (T_e) и ионной (T_i) температуре, частоте столкновений электронов (ν_e) и ионов (ν_i), гирочастотам электронов (ω_B) и ионов (Ω_B) ($\omega_B = eB/mc$, $\Omega_B = eB/Mc$, где B есть напряженность магнитного поля, m и M - соответственно масса электронов и ионов). Значительные различия имеют место также и в крупномасштабной неоднородности плазмы различных космических объектов и в тонкой структуре космической плазмы. Кроме того, следует заметить, что даже ионосферное моделирование космических явлений с гарантией точного или приблизительного равенства всех безразмерных параметров плазмы невозможно. Вместе с тем в условиях ионосферы можно реализовать ограниченное (качественное) моделирование тех процессов и явлений, в которых "неподобные" параметры не оказывают существенного влияния.

Принцип "качественного" моделирования в лабораторных установках был сформулирован в [4]. Он состоит в возможности воспроизведения процессов космической плазмы в случае, когда имеет место совпадение основных безразмерных параметров, равных по порядку величины единице. Для остальных параметров нет необходимости требовать совпадения их величин - вполне достаточно, чтобы эти параметры как в космической плазме, так и в лабораторной установке были либо много большими, либо много меньшими единицы. Это требование также применимо для ионосферного моделирования явлений в космической плазме.

В табл. 1 мы представляем ряд параметров (N , T_e , T_i , B) ионосферы и магнитосферы, лабораторных установок и астрофизической плазмы (межпланетной и межзвездной среды, солнечной хромосфера и короны, солнечных протуберанцев и вспышечных ядер).

В табл. 1 также представлены безразмерные параметры этих сред: степень ионизации N/N_n (N_n - концентрация нейтральных частиц), отношение ленгмировской частоты ω_{pe} и гирочастоты электронов к

частоте их соударений ν_e , отношение гирочастоты ионов к частоте их столкновений ν_1 , отношение длины свободного пробега электрона l_e к характерному продольному масштабу неоднородности L_{\parallel} в направлении магнитного поля, гирорадиуса иона ρ_1 к характерному поперечному (по отношению к B) масштабу неоднородности L_{\perp} , отношения ω_B/ω_{pe} и газокинетического давления к магнитному ($\beta = 8\pi N(T_e + T_i)/B^2$). Все эти параметры важны при рассмотрении проблемы моделирования.

Таблица 1 показывает, что по параметрам подобия E - и F -области ионосферы близки к солнечной хромосфере. При этом открытые силовые линии магнитного поля полярной ионосферы подобны открытым конфигурациям в солнечной хромосфере и короне, также как экваториальная ионосфера может отражать ситуацию в замкнутых магнитных конфигурациях солнечной атмосферы. Хорошо подобранный парой смотрятся также область солнечных протуберанцев и верхняя ионосфера, в свою очередь многие безразмерные параметры магнитосферы подобны соответствующим параметрам бесстолкновительной верхней короны и областей солнечного ветра. Важно также, что имеется соответствие по параметрам турбулентности между ионосферой и межпланетной и межзвездной плазмой. Это подразумевает возможность ионосферного моделирования большого числа астрофизических явлений, в которых турбулентность может играть значительную роль. Следует заметить также, что имеется соответствие между безразмерными параметрами земной атмосферы и областями молекулярного водорода в межзвездной среде (где плотность нейтрального водорода $N_H \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ и температура $T_H \approx 10 \text{ К}$). Это позволяет думать о возможности существования атмосфероподобных явлений в этих областях, в частности, о HI (и протозвездно-облачном) электричестве.

3. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Существует большое число методов исследования космической плазмы, которые впервые были предложены для изучения ионосферы и апробированы в ионосфере. Например статистические свойства радиоволн, рассеянных средой со случайными неоднородностями, были экспериментально и теоретически изучены в приложении к исследованиям ионосферы и атмосферы в период развития и усовершенствования методов диагностики турбулентности [5-15]. Большинство этих методов было затем использовано для измерений турбулентности околосолнечной и межзвездной [16-28] плазмы также как для интерпретации угловой и

тонкой временной структуры радиовсплесков Солнца и Юпитера [24, 25], медленных временных вариаций радиоизлучения пульсаров и квазаров [16-19, 26, 28]. Еще в начале шестидесятых годов в исследованиях

таблица 1

Система	$N, \text{ см}^{-3}$	$T_e, \text{ К}$	$B, \text{ Гс}$	ω_{pe}/ν_b
Ионосфера (Г-слой; день)	$3 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^3$	0, 45	10^5
Магнитосфера (хвост)	0, 5	$7 \cdot 10^6$	0, 45	10^{13}
Лаборатория	10^{13}	10^5	200	10^4
Солнечный ветер (а. е.)	.5	$1, 5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{11}
Солнечный ветер (области турбулент)	5	$1, 5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-5}$	10^6
Межзвездная плазма	$3 \cdot 10^{-2}$	10^4	$2 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^9$
Межзвездная плазма (области турбулент)	$3 \cdot 10^{-2}$	10^4	$2 \cdot 10^{-6}$	10^5
Хромосфера Солнца (активн. обл.)	$5 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^3$	10^2	$3 \cdot 10^3$
Корона Солнца (спокойн.)	10^8	10^6	1	10^8
Солнечные протуберанцы	10^{10}	10^4	10	10^4
Вспышечные ядра	$3 \cdot 10^{12}$	10^7	$4 \cdot 10^2$	10^7

(80-85) вспышки и прихода магнитосфера. Поэтому можно предположить, что основные изменения в магнитосфере происходят в зоне, соответствующей зоне (80-85) (см. рис. 1).

Продолжение таблицы 1

Компьютер

Система	$\frac{\omega_b}{v_e}$	l_e/L	ρ_1/L	ω_B/ω_{pe}	$\beta = \frac{8\pi N(T_e + T_i)}{B^2}$
Ионосфера (Г-слой, день)	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	0, 25	10^{-5}
Магнитосфера (хвост)	10^{16}	1	10^{-3}	10^3	$2 \cdot 10^{-6}$
Лаборатория	10^2	$4 \cdot 10^{-2}$	0, 05	10^{-2}	0, 2
Солнечный ветер (а.е.)	10^9	10	10^{-5}	10^{-2}	1
Солнечный ветер (области турбулент)	10^4	10^{-4}	10^{-5}	10^{-2}	1
Межзвездная плазма	10^7	1	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-3}$	0, 5
Межзвездная плазма (области турбулент)	$5 \cdot 10^2$	10^{-3}	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-3}$	0, 5
Хромосфера Солнца (активн. обл.)	$3 \cdot 10^2$	10^{-7}	10^{-7}	0, 14	10^{-4}
Корона Солнца (спокойн.)	$3 \cdot 10^6$	10^{-2}	10^{-5}	$3 \cdot 10^{-2}$	1
Солнечные протуберанцы	$4 \cdot 10^2$	10^{-6}	10^{-6}	$3 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}
Вспышечные ядра	10^6	10^{-2}	10^{-6}	10^{-1}	1

ионосферных неоднородностей и ионосферного распространения радиоволн вместе с трудностями описания сильных мерцаний возникли вопросы о применимости моделей фазового экрана и фокусирующих случайных линз, о возможности измерения трехмерного (3D) спектра турбулентности. Вероятно впервые подробные измерения тонкой структуры дифракционной картины, вызванной прохождением радиоволны через среду со случайными неоднородностями, были сделаны во время ранних исследований ионосферной турбулентности, в которых использовались многочастотные наблюдения радиозвезд [14]. Эти наблюдения позволили выделить фокусирующие эффекты хаотических ионосферных линз вследствие определенной частотной зависимости длительности (толщины лучевой трубы) и амплитуды сфокусированных радиоволн. Измерения сцинтиляций на различных удаленных друг от друга частотах позволили также впервые доказать существование в верхней ионосфере широкого (подобного степенному) пространственного спектра неоднородностей и показать, что часто мы можем наблюдать изменение наклона спектра вблизи масштабов 1-5 км (в плоскости, ортогональной магнитным силовым линиям). Эта особенность ("излом спектра") влияет на проявление фокусирующего эффекта хаотических линз.

Эксперименты шестидесятых годов способствовали развитию теории сильных флуктуаций интенсивности, теории многократных фазовых экранов, расчетам статистических параметров радиоволн, отраженных от неоднородной плазмы, содержащей хаотические неоднородности, теории распространения радиоволн через среды с анизотропной турбулентностью. Они также стимулировали создание новых экспериментальных методов и экспериментальных установок, позволяющих получать экспериментальные результаты, более удобные для интерпретации, с тем, чтобы осуществлять более непосредственную диагностику параметров турбулентности (методы пространственной локализации неоднородностей, измерения структурной функции ионосферной турбулентности с помощью интерферометрических измерений функции когерентности радиосигналов ИСЗ, анализ 3D-пространственного спектра и внутреннего масштаба турбулентности вдоль силовых линий \vec{B}_0 с помощью зависимости спектров мерцаний от углов между \vec{B}_0 и направлением на ИСЗ).

Однако наиболее интересные результаты в этой области исследований были связаны с измерениями функции частотной корреляции (ФЧК), которая затем стала основным "инструментом" в исследованиях тонкой структуры межзвездной среды [16-18]. Отсутствие корреляции

между сцинтиляциями на различных частотах обусловлено прохождением "лучей" (для волн разной частоты) через различные неоднородности (строго говоря, это имеет место в случае, когда за флуктуации сигналов на разных частотах ответственны различные неоднородности). Этот эффект существует даже при распространении волн в средах с одномерными (1D) неоднородностями, где ФЧК близка к нулю, если при $\Delta\nu_{90} = (\omega_1 - \omega_2)/2\pi$ дисперсия $\Delta S_\omega = \langle (S_{\omega_1} - S_{\omega_2})^2 \rangle \geq 1$ (S_ω — геометрооптическая фаза волны частоты ω). В случае отражения радиоволн эффект может иметь место, если уровни отражения волн разной частоты различаются на величину, большую пространственного радиуса корреляции фазы [15], а при наличии в слое градиентов ионизации — вследствие различной рефракции (угол рефракции Θ_ω) радиоволн разной частоты, когда расхождение лучей, соответствующих этим волнам, превышает радиус корреляции флуктуаций интенсивности r_c . Условием этого является неравенство $(\Theta_{\omega_1} - \Theta_{\omega_2})\bar{z} > r_c$ ($\bar{z} = z_s z_s/z_1 + z_s$, z_s — расстояние от источника излучения до слоя с неоднородностями, z_1 — расстояние от точки приема волн до неоднородного слоя). Для гауссова спектра неоднородностей r_c заключен в пределах от $1/S_0 = \langle S_\omega^2 \rangle \ll 1$, где $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2/2)$ до $1/S_0$ (при $S_0 \gg 1$). Этот эффект иллюстрируется на рис. 1 графически и на примере приема радиоизлучения источника Кассиопея А на 13, 18 и 40 МГц (рис. 1а [13]). Легко виден зависящий от ω временной сдвиг максимума ФЧК относительно "нулевого" разноса, который связан с движением неоднородностей в направлении рефракционного разноса лучей для волн разной частоты. Таким образом, флуктуации интенсивности, вызванные мелкомасштабными неоднородностями, содержат информацию о крупномасштабных неоднородностях, вызывающих лишь рефракцию, величина которой недостаточна для ее измерений другими методами.

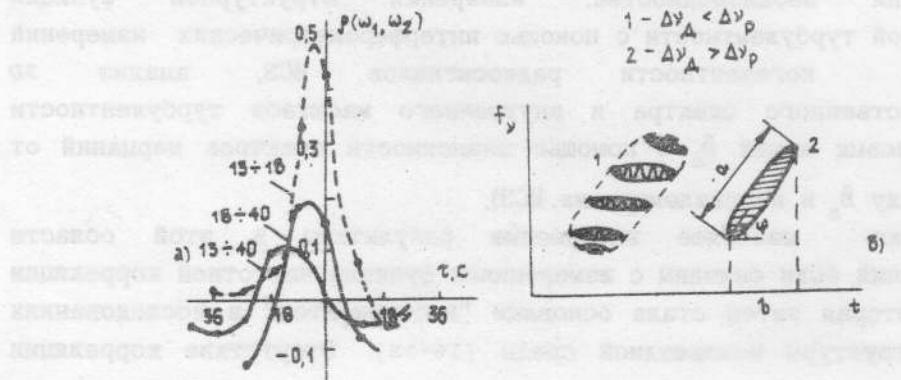


Рис. 1.

Это явление предложено в [19] использовать для изучения крупномасштабных ($L \sim 10^{12}-10^{14}$ см) неоднородностей межзвездной среды по его проявлению (см. рис. 1б) на динамических характеристиках радиоизлучения пульсаров.

Отличие величины ЧКФ в максимуме от единицы (рис. 1а) обусловлено как отличием от нуля угла между вектором скорости \vec{v} неоднородностей и крупномасштабным градиентом плотности плазмы, так и угла рассеяния радиоволны на мелкомасштабных неоднородностях, которые вызывают хаотическое разнесение лучей, подобно нерегулярной рефракции. В отличие от рефракционного радиуса частотной корреляции $\Delta\nu_R$ этот дифракционный радиус ФЧК $\Delta\nu_d$ имеет место при условии

$$\Delta\theta_s \gg r_c, \text{ где } \Delta\theta_s = \sqrt{\langle (\theta_{sw}^u - \theta_{sw}^d)^2 \rangle} - \text{дисперсия разности углов рассеяния.}$$

При $\Delta\nu_R > \Delta\nu_d$ картина флюктуаций на плоскости "частота-время" подобна изображенной слева на рис. 1б. Но если $\Delta\nu_R < \Delta\nu_d$, структура флюктуаций интенсивности выглядит подобно изображенной в правой части рис. 1б. Известно [15], что с радиусами ФЧК связаны и характерные формы импульсного сигнала после его прохождения через хаотично неоднородную среду. В частности, дисперсия средней протяженности короткого радиоимпульса $\tau_u = \sqrt{\langle \tau^2 \rangle} \sim I/\Delta\nu_{min}$, где $\Delta\nu_{min} = \min\{\Delta\nu_R, \Delta\nu_d, \Delta\nu_{go}\}$. При этом если $\Delta\nu_d \gg \Delta\nu_R$ имеют место нерегулярные смещения импульса как целого в пределах τ_u , а в обратном случае импульс либо дробится, либо (при замывании флюктуаций за счет их усреднения) имеет плавную, но вполне определенную форму с резким передним фронтом (при $\Delta\nu_d \gg \Delta\nu_R$ он имеет в среднем форму, близкую к симметричной) [19].

В условиях ионосферы метод ЧКФ является одним из равноправных методов изучения неоднородностей, поскольку существует возможность их изучения на пространственно-разнесенных антенах, хотя в шестидесятых он дал возможность показать существование больших скоростей ионосферной плазмы ($V_i \geq 1$ км/с) [11]. Но, поскольку пространственные масштабы межзвездных неоднородностей ($l \geq 10^9$ см) достаточно велики для использования измерений в пространственно разнесенных точках, измерения ФЧК и уширения импульсов пульсаров стали наиболее важными в диагностике межзвездной турбулентности [16 - 20, 22]. Заметим также, что интерферометрические измерения и измерения частотного спектра сцинтиляций, которые стали одним из мощных инструментов для изучения пространственного спектра

по частоте солнечного ветра и межзвездной плазмы [21, 27], также использовались в ионосфере. Вместе с тем, существуют методы диагностики ионосферы, которые до сих пор не нашли применения в исследованиях плазмы солнечной системы и межзвездной среды. В качестве примера можно указать на возможность изучения анизотропии турбулентности при наблюдениях сцинтиляций при различных углах между осями анизотропии и их скоростью v , или направлением на источник радиоизлучения. Первый метод мог бы быть использован для определения анизотропии турбулентности солнечного ветра [23]. Как уже отмечалось выше, второй из этих методов был использован для оценки внутреннего масштаба турбулентности в направлении силовых линий геомагнитного поля [29].

Важными также для исследований структуры межзвездных магнитных полей и турбулентности замагниченной космической плазмы являются измерения статистических параметров поляризации сигналов. Турбулентность замагниченной плазмы вызывает не только хаотическое вращение вектора поляризации и некоррелированные сцинтиляции обыкновенной и необыкновенной радиоволн, но может привести к их взаимной конверсии в областях квазиперечного (по отношению к магнитному полю) распространения [30-33].

Эффекты взаимодействия волн в хаотически неоднородной среде (более сложные, чем имеющие место в регулярно-неоднородной среде) могут моделироваться в ионосферной лаборатории в условиях, когда в ней с помощью мощных пучков радиоволн создается искусственная турбулентность с контролируемыми параметрами. С помощью этой турбулентности мы можем изучать некоторые новые флуктуационные явления и методы локализации областей с неоднородностями, что необходимо для оценки вклада в мерцания различных областей космической плазмы. Искусственная турбулентность позволяет, в частности, изучать явление частотного усреднения сцинтиляций. Усреднение является результатом появления нефлуктуирующей средней компоненты углового спектра рассеянных волн, обусловленной неоднородностями (прежде всего мелкомасштабными), которые уже усреднены, например, конечными размерами источника излучения. Эти неоднородности могут усреднять сцинтиляции от неоднородностей более крупных размеров, если вызванные ими углы рассеяния $\theta_s \geq \theta_s^*$, где $\theta_s^* = L_1/z_1$ [34] (см. рис. 2).

В ионосфере мы можем изучать влияние рассеяния волн на их распространение в природных плазменных волноводах, изучать эффекты

накопления энергии в ионосферных плазменных резонаторах, что может катастрофически изменять характер взаимодействия волн и частиц в неравновесной космической плазме. Наконец, с помощью ионосферных искусственных неоднородностей мы можем пытаться найти способ отделения частично когерентных (и фрактальных) структур от хаотических с целью более глубокого познания природы турбулентности космической плазмы. И это не полный перечень проблем, которые могут быть решены при ионосферном моделировании эффектов распространения радиоволн.

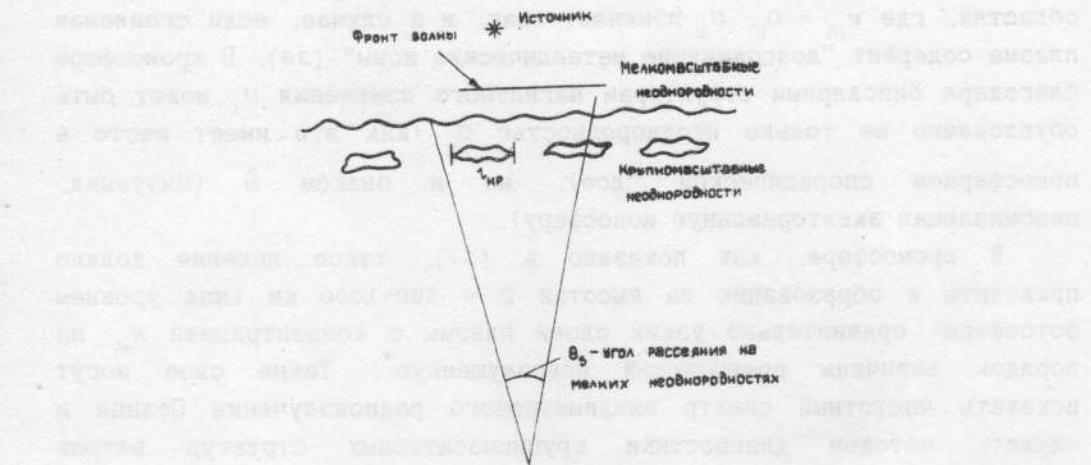


Рис.2.

Но, как нам представляется, основная цель ионосферной лаборатории состоит в моделировании процессов, имеющих место в плазме различных космических объектов.

4. ИОНОСФЕРА КАК ПЛАЗМЕННАЯ ЛАБОРАТОРИЯ

Как уже отмечалось выше, безразмерные параметры солнечной хромосфера достаточно близки к параметрам ионосферы на средних и низких высотах. Это является основанием для моделирования и предсказания ряда хромосферных процессов, не столь грандиозных, конечно, какими являются солнечные вспышки. Например, хорошо известный спорадический E_s слой, который обусловлен конвергенцией плазмы в результате вертикального ее перемещения, вызванного силой трения о нейтральный газ, может наблюдаться в условиях хромосферы. Если частота столкновений ионов (и электронов) много больше

временных изменений макроскопических параметров плазмы, скорость ионов (и "приклеенных" к ним электронов) поперек магнитных силовых линий определяется хорошо известным выражением (см., например, [35]):

$$U_{\perp} = v_{in} \Omega_B [\vec{U}_n \cdot \vec{B}] / (\nu_{in}^2 + \Omega_B^2), \quad (1)$$

где U_n есть скорость нейтрального газа и $\vec{B} = \vec{B}_0 / |\vec{B}_0|$.

Это означает, что $\operatorname{div} U_{\perp}$ может отличаться от нуля даже при постоянных v_{in} и Ω_B , если $[U_n \cdot \vec{B}]$ изменяется в направлении U_{\perp} .

Значительный рост плотности плазмы имеет место, если в областях, где $v_{in} = \Omega_B$, U_{\perp} изменяет знак, и в случае, если сгоняемая плазма содержит "долгоживущие металлические ионы" [36]. В хромосфере благодаря биполярным структурам магнитного изменения U_{\perp} может быть обусловлено не только неоднородностью U_n (как это имеет место в ионосферном спорадическом слое), но и знаком \vec{B} (ситуация, напоминающая экваториальную ионосферу).

В хромосфере, как показано в [37], такое явление должно приводить к образованию на высотах $Z = 500-1000$ км (над уровнем фотосферы) сравнительно узких слоев плазмы с концентрацией N_m , на порядок величины превышающей невозмущенную*. Такие слои могут искашать частотный спектр миллиметрового радиоизлучения Солнца и служить методом диагностики крупномасштабных структур ветров нейтрального газа. Последнее представляется очень важным для изучения структуры квазистационарных электрических полей (ортогональных \vec{B}), вызванных атмосферным солнечным динамо. Легко оценить, что напряженность этих полей может в принципе достигать величин $E \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ CGSE, что могло бы существенно изменить динамику плазмы в верхней части арочных структур.

Следует заметить, что многие хромосферные структуры близки к структурам, наблюдаемым в ионосфере. Так, хромосферные "пузыри" и "ядра" [38, 39] могут иметь аналогичную ионосферным пузырям [40] природу их образования и всплытия к большим высотам. В частности, один из механизмов образования ионосферных пузырей можно связать с термохимической неустойчивостью, когда ионы греются за счет усиленного в пузыре квазистатического внешнего электрического поля (ортогонального \vec{B}), а повышение T_1 сопровождается увеличением

* Вихри нейтрального газа в основании арочных структур могут также наполнять плазмой верхнюю часть арок (или в случае противоположного знака вихря) приводить к эвакуации плазмы из этих областей.

коэффициента диссоциативной рекомбинации (за счет более эффективной перезарядки молекул N с ионами O⁺)*. Аналогией в хромосфере может являться температурная зависимость коэффициента диэлектронной рекомбинации [41].

Динамику ионосферных пузырей обычно связывают с неустойчивостью Рэлея-Тейлора: гравитационный ток $j_{\perp} = eNV_{\perp\perp}$ (скорость ионов $V_{\perp\perp} = g\nu_{in}/\Omega_b^2$, g - гравитационное ускорение) в областях, обедненных плазмой, вызывает вследствие эффекта поляризации ортогональные к \vec{B}_0 электрические поля E , которые внутри пузыря пропорциональны $[1 - (N - N_b)/N]^{-1}$, индуцирует дрейф плазмы со скоростью $\vec{v}_{\perp b} \sim c[\vec{E}_{\perp b}\vec{B}]/B^2$. Важную роль могут также играть и внешние электрические поля E_{\perp} , которые усиливаются в областях, обедненных плазмой.

Динамика подобных структур в хромосфере, например, корональных ядер, которые согласно наблюдениям в ультрафиолете представляют собой короткоживущие ($\tau \approx 60-80$ с) холодные сгустки плазмы, возникающие и всплывающие в верхнюю хромосферу с ускорением $\alpha \approx 5,5 \text{ км}/\text{с}^2$, могла бы иметь такую же природу. Как показано в [40], всплытие ядер в закрытых магнитных конфигурациях может происходить вследствие образования под ними горячих "пузырей". Движение последних определяется силами гравитации (или $E \times B$ дрейфом), а ядра перемещаются вместе с ними подобно уединенной волне плотности. Их эффективная скорость в случае гравитационной силы по порядку величины равна $V_{\text{эфф}} = g/\nu_{in}(1 - \frac{N_b}{N})^{1/2}$, а ускорение определяется уменьшением ν_{in} с высотой. Возможно, что смерчи нейтрального газа в ионосфере и хромосфере также ведут к образованию пузырей и ядер. Эта идея может иметь отношение и к хромосферным спикулам, которые являются плотными газовыми образованиями с $N_n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $N_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (их диаметр $d \approx 800$ км, время жизни $\tau \approx 500$ с), часто наблюдаемыми на лимбе Солнца [42]. Спикулы также всплывают со скоростью $V_n \approx 20 \text{ км}/\text{с}$, которая близка к скорости их вращения вокруг своей оси [43]. В рассмотренных ранее в [42] плазменных механизмах подъема спикул, связанных преимущественно с пересоединением магнитных силовых линий, трудно понять подъем достаточно большой массы нейтрального газа. Интересно предположить по аналогии с явлением атмосферных смерчей, что

*При условии $1 \gg (\omega_B \Omega_B / \nu_e \nu_{in})^{1/2} l_1$ (или при наличии условий для предотвращения "короткого замыкания", обусловленного проводимостью вдоль силовых линий магнитного поля) внутри пузыря $E_{\perp b} = E_0/[1 - (N - N_b)/N]$, где N_b, N - плотность пузыря и окружающей плазмы, а E_0 - напряженность внешнего электрического поля.

динамика спикул в какой-то мере определяется вихревыми движениями атмосферного солнечного газа, а электроны и ионы частично или полностью увлекаются в эти движения под действием силы трения. В такой модели спикулы представляются полообразными воронками с плотными стенками, которые всплывают под действием перепада давления. Приближенно величину вихревой компоненты скорости v_b нетрудно оценить из условия равенства между центростремительной силой $F_u = M v_b^2 / R_0$ (R_0 - радиус спикулы) и градиентом давления ($\nabla P = N M v_n^2 / L_0$, где $v_n = T_n / M_n$ и $L_0 = N / |dN/dr_\perp|$) в направлении, ортогональном оси вращения спикулы: $v_b \approx v_n R_0 / L_0$. При этом для $T_e = T_i \approx T_n \sim 10^4 \text{К}$ и $R_0 / L_0 \sim 5$ величина $v_b \approx 30 \text{ км/с}$. В связи с этим представляют интерес данные о вращении спикул. По-видимому, достаточно древний вопрос о климатологии солнечной атмосферы может приобрести в настоящее время новое дыхание применительно к высотам хромосфера (подобно тому, как климатология на высотах ионосферы отстала от атмосферной на многие десятки лет).

Как видно из табл. 1, солнечная корона в отличие от хромосферы является средой полностью ионизованной. Но динамика солнечной короны определяется не только плазменными процессами. Динамика и структура корональной плазмы во многом зависят от процессов в нижележащих слоях солнечной атмосферы, определяющих неоднородности магнитного поля и плазмы в короне, уровень низкочастотных волн. Потоки распространяющихся через корону ускоренных электронов определяют в ней уровень высокочастотной плазменной турбулентности [44, 45]. Но основная информация о тонкой структуре корональной плазмы и плазменной турбулентности извлекается из наблюдений спорадического радиоизлучения Солнца, которое образуется в основном при конверсии плазменных волн в электромагнитные [44]. В связи со сказанным корректная оценка эффективности процессов, приводящих к трансформации, равно как и величины коэффициентов трансформации, представляются достаточно важной проблемой. К настоящему времени благодаря воздействию на ионосферу мощными электромагнитными волнами от наземных передатчиков стало возможным возбуждать контролируемым образом высокочастотную плазменную турбулентность в ионосфере. Сдвинутые по частоте плазменные волны после конверсии образуют вторичные радиоволны - стимулированное радиоизлучение ионосферы, которое регистрируется на Земле [47-49]. В этом случае мы имеем дело с двойной конверсией: конверсией радиоволны в продольные плазменные волны ($t \rightarrow 1$) и затем после нелинейного взаимодействия плазменных волн ($1 \rightarrow 1' \pm L$,

где L означает низкочастотную волну в плазме) конверсией вторичных плазменных волн в радиоизлучение [50].

Возбуждение высокочастотных плазменных волн в ионосфере имеет место в высотном интервале между уровнем отражения мощной волны обыкновенной поляризации частоты ω_p ($\omega_p = \omega_e$) и уровнем верхнего гибридного резонанса для этой волны, где $\omega = \omega_1 \approx \omega_{e0}^2 + \omega_b^2 \sin^2\alpha + 3K_1^2V_{Te}^2$ (ω_1 , K_1 - частота и волновое число плазменной волны, а α - угол между \vec{K}_1 и \vec{b}). Первоначальные шумовые плазменные волны (или волны, рожденные радиоволновой накачки путем трансформации последней на тепловых флуктуациях, на естественной турбулентности или крупномасштабных градиентах плазмы) взаимодействуют с высокочастотной волной накачки. В результате, под действием нелинейных сил $F_s = [(\epsilon - 1)/16\pi N] \nabla |E_e + E_p|^2$ и $F_p = -\nabla NT$, $T_e = T_e(|\Sigma_1 E_{e1} + E_p|^2)$ возникают низкочастотные структуры плазмы, которые увеличивают эффективность трансформации и тем самым увеличивают стрикционную F_s силу и силу F_p модифицированного давления плазмы. Такое развитие стрикционной и тепловой параметрических неустойчивостей приводит к возникновению мелкомасштабной турбулентности в области как низкой, так и высокой частот [51, 52]. Именно уровень низкочастотной искусственной турбулентности (вместе с искусственными и естественными градиентами плотности большего масштаба) обеспечивает $t \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow t$. И если амплитуда плазменных волн достаточно велика, каскадные процессы приводят к рождению дочерних плазменных волн меньшей частоты. Эти волны после трансформации наблюдаются как искусственное радиоизлучение (стимулированная электромагнитная эмиссия - SEE [47]). Рамановское рассеяние плазменных волн или взаимодействие волн при наличии неравновесности в среде приводит к повышению частоты SEE. Интересная структура (Broad Upshift Maximum) появляется на частотах волны накачки $\omega_p \approx P\Omega_e$ (в экспериментах [49, 53] $3 \leq P \leq 7$). Излучение наблюдается с $\omega_{SEE} - \omega_p$ положительным сдвигом частоты $\Delta\omega$, который подчиняется соотношению $\Delta\omega \approx \omega_p - P\Omega_e > 0$ (как правило, $3 \leq \Delta\omega < 100$ кГц), и его мощность на 60-80 дБ ниже мощности отраженной от ионосферы волны накачки. На $\Delta\omega$ очень близких к ω_p ($3 < \Delta\omega < 20$ кГц), наблюдается резкий обрыв в спектре SEE [53]. Такая картина может быть результатом взаимодействия бернштейновских мод и плазменных волн на верхнем гибридном резонансе с низкочастотными волнами в плазме (например, волнами на нижнем гибридном резонансе). Ясно, что при

"подготовленной" низкочастотной турбулентности SEE может быть вызвано диагностической (более слабой) электромагнитной волной [53]. Используя диагностические волны различной частоты, можно проследить как с помощью SEE, так и с помощью аномального их поглощения (трансформацию $t \rightarrow 1$) за процессами формирования мелкомасштабной искусственной турбулентности в интервале высот между уровнями отражения и гибридного резонанса [54, 55].

Эксперименты [46, 54] показывают, что уже через десятки-сотни миллисекунд низкочастотная турбулентность на уровне отражения волны накачки становится резко анизотропной с вытянутостью вдоль силовых линий \vec{B}_0 , хотя первоначально возбуждаемые на этом уровне высокочастотные плазменные волны имеют \vec{k}_1 , близкий по направлению к \vec{B}_0 . В дальнейшем турбулентность "прорастает" к уровню верхнегибридного резонанса (ВГР), где через некоторое время и возбуждаются высокочастотные и низкочастотные волны с \vec{k}_1 и \vec{B}_0 . Измеряя релаксацию SEE на разных отстройках частоты от ω_0 после выключения волны накачки, мы получаем также информацию о характере образования его спектра [54, 55].

Здесь мы коснулись только некоторых важных свойств искусственного радиоизлучения ионосферы, чтобы подчеркнуть возможность ионосферного моделирования конверсии плазменных волн и формирования частотного спектра излучения Солнца и Звезд.

Основное различие между SEE ионосферы и спорадическим радиоизлучением Солнца состоит в источнике плазменных волн. В солнечной атмосфере плазменные волны генерируются пучками ускоренных электронов в открытых и закрытых магнитных конфигурациях. Но образованные плазменные волны подобно тому, как это имеет место при модификации ионосферы могут также создавать турбулентность, которая приводит к более эффективной их трансформации. И это важно для определения уровня, где возникают плазменные волны и плотности энергичных электронов.

Ионосферная аналогия была использована в [56] для рассмотрения генерации хаотических и когерентных мелкомасштабных стратификаций плазмы (индуцированных плазменными волнами), которые могли бы значительно изменить $I \rightarrow t$ трансформацию, приводя, в частности, к "вспышкам трансформации". Взаимодействие электромагнитных и плазменных волн могло бы также реализоваться в солнечной плазме, включая многократную $I \rightarrow t$ и $t \rightarrow I$ конверсию, затухание электро-

магнитной волны за счет трансформации $t \rightarrow 1$ на уровне взаимодействия волн, рассеяние радиоизлучения на "искусственных" неоднородностях, в том числе на периодической стратификации плазмы, образованной, например в поле "стоячей дочерней" радиоволны [57] или плазменных волн. Подобные неоднородности могли бы эффективно рассеивать радиоволны в солнечных радарных экспериментах [58].

Очень интересное и важное явление плазменного колланса [59], ведущее к экспериментально ($1_e - V_{te}/\omega_{eo}$) мелкомасштабным кавитонам и нагреву плазмы, могло бы быть также проверено в ряде экспериментов по ионосферной модификации с целью определения процессов (в частности, рамановского рассеяния), которые были бы способны предотвратить образование таких кавитов.

Очень важным представляется и изучение природных и искусственных ионосферных резонаторов, которые могут аккумулировать электромагнитное излучение от мощных наземных радиопередатчиков, облегчая внутри резонаторов протекание нелинейных процессов.

Более дальние "ионосферные аналогии" возможно помогут понять природу локального остывания плазмы в короне при образовании некоторых типов солнечных протуберанцев [60]. Поскольку альфеновские волны (AB), распространяющиеся из нижней атмосферы Солнца ответственны (как это ожидается) за нагрев короны, то остывание газа в протуберанцах появляется, если AB не проникают в них из-за повышенного поглощения. В [61] показано, что трансформация AB в быстрозатухающую за счет механизма Ландау моду быстрого магнитного звука (БМЗ) вследствие взаимодействия AB и BMZ является источником неоднородностей плазмы, усиливающих эту трансформацию. Эта неустойчивость приводит к сильному поглощению AB, предотвращая их попадание в протуберанец. В этом случае, однако, концы протуберанцев являются более горячими, чем окружающая корональная плазма. Продолжая ионосферную аналогию, заметим, что образование тонкой структуры спокойных протуберанцев (в частности, в виде наблюдаемых вертикальных "нитей" диаметром $d \sim 300$ км) можно связать с хорошо известной (по ее ионосферным приложениям) неустойчивостью Рэлея - Тейлора [2], которая представляет собой одно из проявлений градиентно-токовых неустойчивостей. Выражение для ее инкремента имеет в гидродинамическом приближении следующий вид:

$$\gamma = (V_0/L) (\Omega_H/v_{in}) = V_d/L, \quad (2)$$

где $L = [(1/N)(\delta N/\delta z)]^{-1}$ характеризует масштаб градиента концентрации, а \vec{V}_0 - эффективная скорость ионов в направлении.

ортогональном как \vec{B}_0 , так и силе. В случае неустойчивости Рэлея - Тейлора - это скорость, вызванная силой тяжести ($V_0 \approx g/\Omega_B$). Соответствующий ток ионов плотностью $j = eng/\Omega_B$ соответствует электрическому полю $E = j/\sigma_{\perp} = g\Omega_B/eV_{in}$. Флуктуации этого поля для "бесконечно" вытянутых неоднородностей $\delta E = -\delta N E + \delta \tilde{E}$, где δN - относительные флуктуации концентрации плазмы, а $\delta \tilde{E}$ - флуктуации внешнего поля, которые, в частности, могут быть вызваны флуктуациями j за счет флуктуаций v_{in} (поскольку $v_{in} \propto N_n$, то $\delta v_{in} \propto \delta N$, где δN_n - относительные флуктуации плотности нейтрального газа). Вариации $\delta \tilde{E}$ вызывают вариации скорости дрейфа $\delta V_d = c\delta E/B_0$ и соответственно, согласно уравнению непрерывности $\left(\frac{\partial \delta N}{\partial t}\right) \approx -\left(\delta \vec{V}_d \frac{\nabla N}{N}\right)$, $\delta \vec{V}_d = \frac{c}{B_0} [\delta \tilde{E} b]$ флуктуации δN . Для случая движения под действием гравитационной силы

$$\frac{\partial \delta N}{\partial t} = -\frac{g}{L v_{in}} \delta N + \frac{g}{L v_{in}} \delta N_n + \frac{g}{L v_{un}} \delta N_n (1 + \delta N). \quad (3)$$

Это решение содержит как вынужденное перераспределение плазмы под действием силы трения $\delta N \propto g\delta N t_n / L v_{in}$, так и неустойчивое*

$$\gamma \approx \frac{g}{v_{in} L} (1 + \delta N_n). \quad (4)$$

Очевидно, что при $\delta N_n < 1$ роль второго члена в (3) незначительна, однако он может играть определяющую роль в генерации неоднородностей конечной вытянутости (в возбуждении возмущенной с волновым вектором \vec{k} , не ортогональным к \vec{B}_0) [62]. Дело в том, что при $\vec{k} \cdot \vec{B}_0 \neq \pi/2$, как это видно из рис. 3а, при возникновении поляризационных полей из-за протекания поперечного тока в неоднородной среде возникает разность потенциалов вдоль \vec{B}_0 , которая уничтожается за счет высокой электронной проводимости плазмы вдоль \vec{B}_0 ($\sigma_{||e} = eN/mv_e \gg \sigma_{\perp}$). В результате

$$\delta \tilde{E} = -\delta N \frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}_0) D_{11}}{k_{\perp}^2 D_{11} + k_{||}^2 D_{||}} \quad (5)$$

($D_{||} = T_e/mv_e$, $D_{11} = T_1/Mv_{in}$) резко ослабляется при $k_{||}^2 D_{||} \gg k_{\perp}^2 D_{11}$ и инкремент неустойчивости значительно уменьшается.

* Нетрудно показать, что соответствующее выражение для инкремента неустойчивости для случая электрического поля $\vec{E}_0 \perp \vec{B}_0$ имеет вид $\gamma = CE_0/B_0(1 + \delta N_n)$.

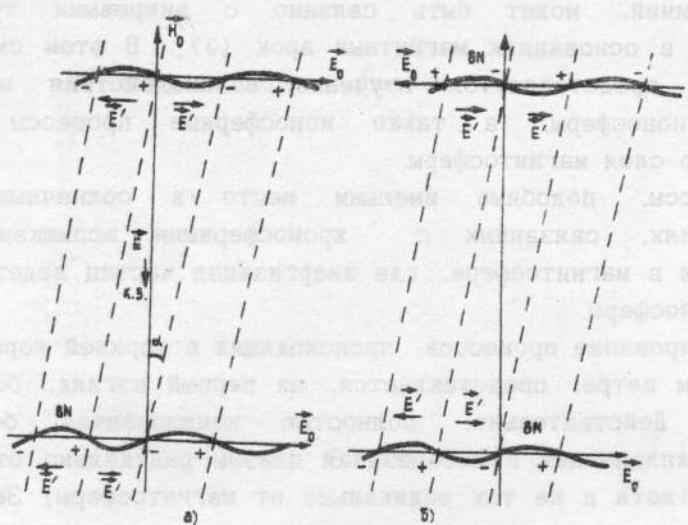


Рис. 3.

Вместе с тем, если имеются периодические (в наиболее интересном случае) вариации δN_n (и следовательно j_1) с $k'_b = k_{oz}$, как легко видеть из рис. 3б, возможна такая поляризация неоднородностей, при которой силовая линия магнитного поля будет эквипотенциальной, и поле $\delta \vec{E}$ будет примерно равно $\delta N \vec{E}_0$. В этом случае продольный размер неоднородностей плазмы будет определяться продольной стратификацией δN_n . Действительно, инкремент неустойчивости в среде с периодическими неоднородностями δN_n имеет вид

$$\gamma = \frac{V_d \delta N_n}{L} \eta, \quad \eta = \frac{k_y^2 \mu}{(k_z - k_{oz})^2 + \mu k_\perp^2}, \quad \mu = \frac{\nu_e \nu_i}{\omega_B \Omega_B} \quad (6)$$

и при $k_z = k_{zo}$ $\eta = 1^*$.

Подставляя в (4) значение $L \approx 500$ км, получаем, что неустойчивость Рэлея - Тейлора может приводить к образованию неоднородной структуры с $l \approx 50-300$ км и временами развития $\tau \approx 1-5$ суток.

Образование активных областей, в которых потоки газа поднимаются из хромосферы в корону и опускаются вдоль магнитных

*Ниже мы кратко обсудим еще одну возможность консервации электрического поля за счет вариаций \tilde{B}_0 .

силовых линий, может быть связано с вихревыми турбулентными движениями в основаниях магнитных арок [37]. В этом смысле весьма интересным представляется изучение взаимодействия между E- и F-слоями ионосферы, а также ионосферные процессы заполнения плазменного слоя магнитосферы.

Процессы, подобные имеющим место в солнечных магнитных конфигурациях, связанных с хромосферными вспышками, могут наблюдаться в магнитосфере, где энергизация частиц ведет к полярным сияниям ионосферы.

Моделирование процессов, происходящих в верхней короне Солнца и в солнечном ветре, представляется, на первый взгляд, более проблематичным. Действительно, полностью ионизованная бесстолкновительная межпланетная и межзвездная плазмы радикально отличаются от ионосферы (хотя и не так радикально от магнитосферы) Земли. Однако развитие в плазме турбулентности, например ионнозвуковой, которая экспериментально зарегистрирована в солнечном ветре на космических аппаратах [63, 64], приводит, как известно, к аномально большим (по сравнению с кулоновскими) частотам соударений $\nu_{\text{эфф}}$, которые изменяют динамику плазмы [64].

Используя найденные в [65] значения эффективных частот ($\nu_{\text{эфф}, e} \approx 0,1 - 1 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{\text{эфф}, i} \approx 10^{-4} - 10^{-3} \text{ с}^{-1}$), нетрудно увидеть соответствие по ряду безразмерных параметров ионосферы и турбулентного солнечного ветра (табл. 1). В связи с этим, в межпланетной (и межзвездной) плазме могла бы реализоваться тепловая неустойчивость [3], обязанная турбулентному нагреву, имеющая аналогию с тепловой неустойчивостью столкновительной ионосферной плазмы, привлекаемой в качестве одного из механизмов мелкомасштабной неоднородной структуры земной ионосферы [66].

Предположения о важной роли тепловых и термомагнитных неустойчивостей в верхней ионосфере [67, 69] основаны на данных "Dynamics Explorer 2" [68], показывающих значительное увеличение электронной (до 10^4 K) и ионной ($(3 - 8) \cdot 10^3 \text{ K}$) температур в локальных областях, которые расположены вблизи областей с сильными вариациями концентрации плазмы и квазистационарного электрического поля.

Оценки, основанные на измерениях вариации продольного электрического поля (и тока), показывают, что дополнительный нагрев плазмы мог быть связан с продольными токами. При этом частота соударений должна быть аномальной и достигать величины порядка

нескольких тысяч соударений в секунду. Как показывают эксперименты в ионосфере [29], продольный внутренний масштаб низкочастотной турбулентности верхней ионосферы (*F*-слой) уменьшается с ростом геомагнитных возмущений. Последнее также может говорить о роли аномального сопротивления в процессах переноса плазмы. Вполне разумно предположить, что подобная ситуация может возникать и в плазме солнечного ветра в условиях, когда могут генерироваться индукционным образом электрические поля.

Заметим, что совместное действие продольных токов и перпендикулярного к \vec{B} внешнего электрического поля $\vec{E}_{0\perp}$ может играть важную роль в возникновении нагревных неустойчивостей плазмы, приводящих как к сильному нагреву плазмы, так и к возникновению ее тонкой структуры [67]. Хорошо известно, что поля $\vec{E}_{0\perp}$ вызывают усиленный нагрев ионов с $T_i \geq T_e$ [66]. Однако наличие даже слабого продольного электрического поля приводит к значительному повышению T_e . Это означает, что малейшее отклонение угла ϕ_E между \vec{B}_0 и $E_{0\perp}$ от $\phi_E = \pi/2$ вызывает появление продольного поля $E_{0\parallel}$ и тока электронов, который нагревает электроны, и в результате могут вызвать за счет вариаций \vec{B}_0 еще большее увеличение ϕ_E , а следовательно, E_{\parallel} и T_e . Такая неустойчивость могла бы сопровождаться генерацией альфеновских волн (AB). В этом смысле наиболее интересны AB с волновыми числами $k_\perp \gg k_\parallel$, которые могли бы генерировать мелкомасштабную турбулентность в столкновительной плазме, находящейся во внешнем поле $E_{0\perp}$. Такой эффект уже был, по-видимому, зарегистрирован при нагреве ионосферы, когда через 30–35 с после выключения мощного нагревного устройства срелаксированная турбулентность вновь возбуждалась на короткое время [69]. Отметим, что интервала в 30 с достаточно для возвращения возбужденных AB с $k_\perp \gg k_\parallel$ после отражения от ионосферного альфеновского резонатора [70]. Интересно также заметить в связи с этим, что согласно частному сообщению В. А. Троицкой, в области сильного нагрева ионосферной плазмы имеет место и повышенный уровень вариаций магнитного поля в диапазоне частот альфеновских волн.

Вариации магнитного поля могли бы быть также важны для "консервации" неоднородностей электрического поля, особенно на стадии релаксации неоднородностей плазмы. В частности, одна из загадок ионосферных неоднородностей состоит в подавлении поперечной ионной и продольной электронной диффузии, которые не наблюдались в измерениях релаксации искусственной турбулентности [46].

Эти эксперименты, где использовались сложные временные и частотные режимы воздействия на ионосферу, позволяют возбуждать турбулентность разных масштабов в разных высотных интервалах и следить за временными изменениями спектров турбулентности [46, 71]. Последнее может дать ключи к нашему пониманию природы турбулентных спектров в межпланетной и межзвездной плазме, в атмосферах Солнца и звезд.

Возбуждение искусственных АВ и изучение их влияния на неоднородности плотности плазмы и на нагрев ионосферной плазмы внешними электрическими полями может быть важным для определения роли таких полей в процессах нагрева плазмы космических объектов, тем более, что магнитогидродинамические волны, как представляется, лежат в основе нагрева короны Солнца [72] и динамики солнечного ветра [73].

Наконец, оборудование, предназначенное для ионосферной лаборатории, может непосредственно использоваться для исследования космической плазмы. Речь прежде всего идет об использовании мощных передатчиков радиолокации ионно-звуковой турбулентности в областях ускоренных потоков солнечного ветра, магнитосфера и планет солнечной системы [74].

В частности, расчеты [75] показывают, что исследования ионно-звуковой турбулентности в солнечном ветре могут быть перспективны и позволяют по допплеровским сдвигу и уширениюм частоты принимаемого сигнала определять скорость солнечного ветра и спектр ионно-звуковой турбулентности. Они позволяют также определять радиус Дебая (внутренний масштаб турбулентности).

Предварительные эксперименты в этом направлении были проведены с помощью нагревного стенда "Сура" в 1986 г. [76], в которых на частоте $f = 9,3$ МГц был зарегистрирован сигнал ($2 \cdot 10^{-14}$ Вт) от ионно-звуковой турбулентности в солнечном ветре. Эти данные позволили оценить скорость ветра ($v_{\text{св}} \sim 400$ км/с), расстояние до рассеивающей области ($R = c\Delta t/2 \sim 2,1 \cdot 10^{10}$ см) и уровень турбулентности. В настоящее время осуществлены и эксперименты по локации ионно-звуковой турбулентности в магнитосфере [77].

Заметим, что возможности ионосферной лаборатории с точки зрения моделирования процессов в солнечной и околосолнечной плазме позволяют использовать более полно и саму солнечную лабораторию для изучения более удаленных космических объектов. Вместе с тем, непосредственное моделирование в ионосфере и магнитосфере ряда

бесстолновитильных процессов разряженной плазмы межзвездной среды также представляется интересным. Отработка методов диагностики плазмы и использование устройств для воздействия на ионосферу мощными радиоволнами увеличивают возможности этой лаборатории. В этом смысле создание более эффективных, чем существующие, экспериментальных стендов для модификации ионосферы, особенно вблизи геомагнитного экватора, представляется весьма целесообразным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов Л.М. Ионосферная турбулентность, Тезисы XV всес. конф. по распростран. радиоволн. - М.: Наука. 1987. С 12; Ионосфера как космическая плазменная лаборатория. Тезисы лекций VI межд. школы по физике ионосферы. - М.: Наука. 1990. С.38.
2. Генкин Л.Г. Диссертация. Горький, 1987.
3. Genkin L.G., Erukhimov L.M.//Phys. Rep. 1990. V.186. N 3. P.97.
4. Подгорный И. М., Сагдеев Р. З. //УФН. 1969. Т. 98. С. 401.
5. Хьюиш А. //Proc.Roy.Soc.A. 1955. V.228. P.238.
6. Виткевич В. В. //Астрон. журн. 1958. Т. 35. С. 52.
7. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. - М.: Наука, 1967.
8. Денисов Н. Г. //Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4. N 4. С. 630.
9. Ерухимов Л. М. //Изв. вузов. Радиофизика. 1962. Т. 5. N 5. С. 839.
10. Yeh K.C., Liu C.H. //IEEE. 1984. V70. P.324.
11. Getmantzev G.G., Erukhimov L.M.//IQSY. 1969. V.5. P.229.
12. Kelley M.C. The Earth's Ionosphere Plasma Physics and Electrodynamics.-Int.Geophys.Ser. V.43, New York.Acad.Press, 1989.
13. Ерухимов Л. М. //Геомагнетизм и аэрономия. 1966. Т. 6. N 2. С. 400.
14. Ерухимов Л. М., Рыжов В. А. //Геомагнетизм и аэрономия. 1965. Т.5. N 4. С. 693; 1968. Т. 8. С. 657.
15. Алисов В. А. , Ерухимов Л. М. //Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. N 2. С. 268.
16. Hewish A. et.al.// Nature, 1968. V.217. P.709.
17. Ерухимов Л. М., Писарева В. В. //Астрон. циркуляр. 1968. N 489; Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. N 6. С. 900.
18. Scheuer P.//Nature 1968, V.218. P.920.
19. Ерухимов Л. М. //Астрон. циркуляр. 1969. N 513; Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. N 6. С. 821.
20. Rickett B.J.//Nature.1969.V.221.P.158.
21. Колесов М.А., Яковлев О.И., Ефимов А.И. и др.// УФН. 1977. Т.124. С.698.
22. Ерухимов Л.М. В сб.: Проблемы поиска жизни во вселенной.- М.: Наука, 1986. С.144.

23. Ерухимов Л.М., Муравьева Н.В., Мясников Е.Н.//Письма в Астрон. Журн. 1990. Т.16. С.1118.
24. Ерухимов Л.М.//Тезисы докл., Всесоюзной конф. по радиоастрономии. Рига, 1968.
25. Riddle A.C.//Solar Phys. 1974. V.35. P.152.
26. Shapirovskya N.//Sov.Astron. 1978. V.22. P.544.
27. Spangler S. and Cordes J.M.//Astrophys J. 1988. V.332. P.346.
28. Spangler S. et al.//Astron.Astrophys. 1989. V.209. P.315.
29. Erukhimov L.M., Lerner A.M., Kosolapenko V.I., Myasnikov E.N. Planet Space Sctense. 1981. V.29. P.931.
30. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В.//УФН.1983. Т.141. С.257.
31. Ерухимов Л.М., Кирш(Шпиро) П.И.//Изв.вузов.Радиофизика. 1973. Т.16. № 12. С.1783;
Erukhimov L.M. ,Shapiro P.I. in: Scintillation, International Meeting for Wave Propagation in Random Media, Meeting Digest, Seattle, 1992.
32. Абрамович Б.С., Беллюстин Н.С., Гурбатов С.Н. //Физика плазмы. 1980. Т.6. № 4. С.829.
33. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые процессы в ионосфере и космической плазме. - М.: Наука, 1984.
34. Ерухимов Л.М.. Шпиро П.И.//Препринт НИРФИ № 246. Горький, 1987.
35. Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. - М.: Наука, 1974.
36. Гершман Б.Н.. Игнатьев Ю.А., Каменецкая Г.Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя Е на различных широтах. - М.: Наука, 1979.
37. Генкин Л.Г., Ерухимов Л.М.//Письма в Астрон.Журн. 1985. Т.11. С.769.
38. Mouradian Z., Simon G.//Solar.Phys. 1975. V.42. P.311.
39. Brueckner G.E.//Appl.Opt. 1980. V.19. P.3994.
40. Генкин Л.Г., Ерухимов Л.М., Мясников Е.Н., Шварц М.М.// Изв.вузов. Радиофизика. 1987. Т.30 С.567.
41. Гибсон Е. Спокойное Солнце. - М.: Мир, 1977.
42. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. - М.: Наука, 1977.
43. Мамедов С.Г., Оруджиев Е.М.//Астрон.журн. 1983. Т.60. С.1192
44. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. - М.: Наука, 1964.
45. Степанов А.В.//Астрон.журн. 1983. Т.60. С.1192.
46. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н., Митяков Н.А., Фролов В.Л.//Изв.вузов. Радиофизика. 1987. Т.30 С.208.
47. Thide' B., Корка Н., Shtubbe P.//Phys.Rev.Lett. 1982. V. 49. P. 1561.
48. Boiko G.N., Erukhimov L.M., Zyuzin V. A. //Radiophys. Quantum Electron. 1985. V. 28. P. 259.

49. Leyser T. B., Thide' B., Derblon H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1145.
50. Грач С.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. N 6. С. 684.
51. Грач С.М., Трахтенгерц В.Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 18. N 9. С. 1288.
52. Грач С.М., Митяков Н.А., Б.О.Рапопорт, Трахтенгерц В.Ю. // Физика. 1981. Т. 2Д. С. 102.
53. Leyser T. B. Dissertation. Uppsala Univ. Uppsala. Sweden. IRF Sci. Rep. 1989. P. 198.
54. Ерухимов Л.М., Фролов В.Л. Препринт НИРФИ N 284. Горький. 1989; Бойко Г.Н., Ерухимов Л.М., Фролов В.Л. // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30. С. 998.
55. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Разумов Д.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. N 11. С. 1301.
56. Генкин Л.Г., Ерухимов Л.М., Левин Б.Н. // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 75, 167.
57. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. N 12. С. 1821; 1978. Т. 21. N 10. С. 1418.
58. James J.C. // Solar Phys. 1970. V. 12D. P. 143.
59. Zakharov V.E. // Sov. Phys. JETP. English translation. 1972. V. 35. P. 908.
60. Pickelner S.B. // Soviet Astron. Journ. 1971. V. 48. P. 357.
61. Генкин Л.Г., Ерухимов Л.М., Смирнов Д.Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. N 8. С. 953.
62. Garnett D.A., Anderson R.R. // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 632.
63. Garnett D.A., Frank L.A. // J. Geophys. Res. 1958. V. A83. P. 58.
64. Галеев А.Н., Сардеев Р.З. Вопросы теории плазмы. - М.: Атомиздат, 1972. N 7.
65. Генкин Л.Г., Ерухимов Л.М. // Геомагнетизм и аэрономия 1983. Т. 23. С. 15.
66. Ерухимов Л.М., Каган Л.М., Мясников Е.Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 22. С. 721.
67. Ерухимов Л.М., Каган Л.М. // Изв. вузов. Радиофизика 1991. Т. 34. N 9. С. 975.
68. Basu S. et al. // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 115.
69. Ямпольский Ю.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. N 4. С. 519.
70. Поляков С.В., Рапопорт Б.О. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. С. 816.
71. Беленов А.Ф., Ерухимов Л.М., Митяков Н.А., Мясников Е.Н., Фролов В.Л. В сб.: Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера-термосфера. ИПФ АН СССР. Горький, 1989.
72. Priest E.R. Solar Magneto-Hydrodynamics. Geoph. and Astroph. Monographs, 1987. V. 21. D. Reidel Publ. Company, Dordrecht /Boston /Lancaster.
73. Hallweg J.V. // Publ. Astron. Sci. Pacific. 1974. V. 86. P. 561.

74. Беленов А.Ф. и др. Препринт НИРФИ № 383. Н.Новгород. 1992.
75. Генкин Л.Г., Ерухимов Л.М.//Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т.23. С.393.
76. Genkin L.G., Erukhimov L.M., Tokarev Yu.V. Diagnostics of iono-acoustic turbulence in the solar wind by method of radiowave back scattering. In: Proceedings of the III Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radio Waves. - M.: Nauka, 1991. P. 171.
77. Gurevich A.V., Babichenko A.M., Karashtin A.N., Rapoport V.O.//J.Geophys.Res. 1992. V. 97. P. 8693.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
21 февраля 1992 г.