



АПЭКС: ЭКСПЕРИМЕНТЫ С НАПУСКОМ НЕЙТРАЛЬНОГО КСЕНОНА

© 1999 г. В. Н. Ораевский¹, Е. Чоуери², В. С. Докукин¹, А. С. Волокитин¹,
С. А. Пулинец¹, Ю. Я. Ружин¹, В. В. Афонин³

¹ Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк (Московская обл.)

² Electric Propulsion & Plasma Dynamics Lab Princeton University (EPPLD)

³ Институт космических исследований, РАН, Москва

Поступила в редакцию 18.03.1997 г.

После доработки 11.01.1999 г.

Представлены результаты наблюдений широкополосных спектров ВЧ-волн и параметров холодной плазмы при инъекции струи нейтрального ксенона в ионосфере во время реализации проекта АПЭКС. Обсуждаются теоретические модели воздействия инъекции газа на окружающую плазму и связь наблюдаемых эффектов с явлением аномальной ионизации.

ВВЕДЕНИЕ

Альвен [1] предложил явление критической скорости ионизации (английская аббревиатура – CIV) как фундаментальное явление физики плазмы для объяснения различных аспектов формирования солнечной системы ионосфер дальних планет и комет. Явление CIV – это быстрая (аномальная) ионизация нейтрального газа при условии если относительная скорость газового облака в замагниченной плазме превышает некоторое критическое значение, при котором кинетическая энергия атома превышает потенциал ионизации. Существенная составляющая этого явления – генерация низкочастотной плазменной турбулентности вследствие взаимодействия пучка иона с плазменными волнами. В основе нагрева и ускорения электронов и, как результат, ионизации нейтрального газа, лежат процессы взаимодействия волна – частица и нелинейное взаимодействие волн, характерные для этой низкочастотной турбулентности [3, 7].

Явление CIV было предметом многих теоретических [2] и экспериментальных [8] исследований в течение последних лет. Возможность использовать ионосферу и магнитосферу Земли в качестве идеальной лаборатории для экспериментального изучения явления CIV привлекает давно, и к настоящему времени в космосе был реализован целый ряд активных экспериментов с инъекцией нейтрального газа: PORCUPINE [5], CONDOR [5], LIMA STAR, ATLAS-1 [4]. Поскольку взаимодействие ионного пучка с фоновой плазмой лежит в основе процессов, контролирующих аномальную ионизацию облака нейтрального газа, то для исследования явления CIV представляют интерес результаты ракетных экспериментов COMBI и PORCUPINE, в которых изучалось возбуждение

низкочастотной турбулентности пучком ионов и струей плазмы в замагниченной плазме. К сожалению, многие детали CIV в этих экспериментах остаются неисследованными, и даже само проявление CIV в некоторых из них остается под сомнением.

Во время проведения экспериментов с инъекцией ксеноновой плазмы (пучка ионов Xe) в ионосфере по программе АПЭКС (Активный Плазменный Эксперимент – проект ИЗМИРАН) было около двадцати сеансов (незапланированных заранее), когда плазменная пушка работала в режиме инъекции нейтрального газа. В условиях эксперимента АПЭКС кинетическая энергия относительного движения атомов Xe и ионосферной плазмы превышала потенциал ионизации Xe, так что необходимое условие аномальной ионизации было удовлетворено. Инъекции нейтрального ксенона производились в диапазоне высот от 400 до 3000 км, и многие экспериментальные условия (значение геомагнитного поля, фоновая плотность, угол между вектором скорости газа и магнитным полем и т.д.) значительно изменялись вдоль полярной орбиты спутника, что является отличительной особенностью по сравнению с другими экспериментами, например, ATLAS-1.

Поскольку исследование аномальной ионизации не входило в программу АПЭКС, то аппаратные средства не позволяли увеличить расход (поток массы) нейтрального ксенона выше номинального 3 мг/с. Эта величина на три порядка ниже расхода газа в эксперименте ATLAS-1. Но, в отличие от эксперимента ATLAS-1, где продолжительность каждой инъекции газа не превышала 100 мс, длительность напусков газа в эксперименте АПЭКС составляла несколько минут. Однако относительно ограниченная масса инжектируемого

газа, по-видимому, не позволила полное проявление *CIV*. Тем не менее отдельные физические процессы, составляющие *CIV*, могли быть замечены в обсуждаемых экспериментах.

Для изучения процессов, ответственных за *CIV*, при анализе данных АПЭКС было рассмотрено влияние инъекции газа на спектры ВЧ-плазменной турбулентности, спектры ускоренных электронов и спектры колебаний электрического поля в окрестности частоты нижнегибридного резонанса, исследовалась также зависимость от угла между магнитным полем и направлением потока газа. Полученные в этом эксперименте данные, определенно указывают на реакцию окружающей плазмы на воздействие потока нейтрального газа, так в ряде случаев наблюдаются изменения плотности, температуры и анизотропии плазмы, изменения потенциала космического аппарата и усиление волновой активности фактически во всем диапазоне частот.

Статья организована следующим образом. После краткого описания научного комплекса приборов (раздел 2) в разделе 3 представлены данные бортовых наблюдений параметров холодной плазмы и ВЧ-волн. В разделе 4 рассмотрены теоретические модели взаимодействия нейтрального облака с плазмой в условиях эксперимента АПЭКС, включая анализ процессов предварительной ионизации газа и формирования неравномерного распределения ионов, квазилинейную теорию неустойчивости пространственно ограниченного пучка ионов в плазме и нагрева электронов в этом процессе, а также рассмотрение дополнительной ионизации нейтрального газа и других эффектов, сопровождающих *CIV*. В последнем разделе представлены выводы из проведенного анализа.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС И РЕЖИМЫ ИНЪЕКЦИИ НЕЙТРАЛЬНОГО Хе

В состав научного комплекса на борту ИСЗ "Интеркосмос-25" входили две электронных пушки с напряжением ускорения 8 КэВ и током 100 мА, инжектор нейтрального газа и плазмы Хе с эффективным током 2–4 А, а также научные приборы, которые позволяли проводить измерения микро- и макро-параметров тепловых в "сверхтепловых" компонент плазмы, квазипостоянных компонент магнитного и электрического полей и электромагнитных полей в КНЧ-ОНЧ-НЧ-ВЧ-диапазонах частот. К сожалению, в сеансах с инъекцией нейтрального Хе не работал ряд приборов, и отсутствуют данные о распределениях электронов и ионов, измерения низкочастотных компонент электрического и магнитного поля. Ниже кратко представлены приборы, данные

измерений которых представляют интерес при изучении аномальной ионизации.

Наиболее интересны данные измерений одной компоненты электрического и магнитного полей в диапазоне частот между 0.1 и 10 МГц, полученные с помощью ВЧ-волнового модуля. Эти наблюдения обсуждаются ниже.

Параметры ионосферной плазмы (плотность ионов и три компоненты температуры электронов) измерялись прибором КМ-10, который используется в качестве датчиков плоские никелевые зонды с диаметрами 3.5 см. Один из зондов был выделен для непрерывного текущего контроля потенциала зонда относительно тела спутника. Благодаря высокому входному импедансу используемого дифференциального усилителя потенциал зонда был близок к задаваемому балансом между электронным потоком и потоком набегающих ионов. Прибор КМ-10 способен измерять разность потенциалов вплоть до ± 90 В, это – ограничение усилителя. Детекторная часть прибора КМ-10 была закреплена на штанге длиной 1 м перед солнечными панелями в направлении скорости спутника и была вне инжектируемой струи ксенона (или струи плазмы).

Квазипостоянное магнитное поле измеряется с 3-осным магнитометром с динамическим диапазоном ± 6400 нТл. Дополнительно возможно использование данных другого (служебного) 3-осного магнитометра, который является частью системы управления.

Инъекция нейтрального ксенона производилась с помощью стационарного инжектора плазмы (УПМ) при работе в режиме без зажигания разряда. Этот прибор размещался в верхней части спутника таким образом, что его ось была направлена в заднюю полусферу относительно скорости спутника и под углом 45° относительно вертикальной оси спутника. Напуск нейтрального газа происходил в двадцати сеансах работы, в которых по некоторым техническим причинам не было приложено напряжение ионизации. Кроме того, стандартные режимы работы УПМ также содержат в начале каждого сеанса 5–6-секундный интервал с напуском нейтральных атомов Хе. Кинетическая энергия движения атомов ксенона относительно ионосферной плазмы превышала 20 эВ, что существенно больше потенциала ионизации ксенона $U_i = 12, 13$ эВ, однако общая масса инжектированных атомов Хе относительно мала, поэтому трудно ожидать наблюдения всех проявлений процесса аномальной ионизации (полный *CIV*) в этих экспериментах, но некоторые из фи-

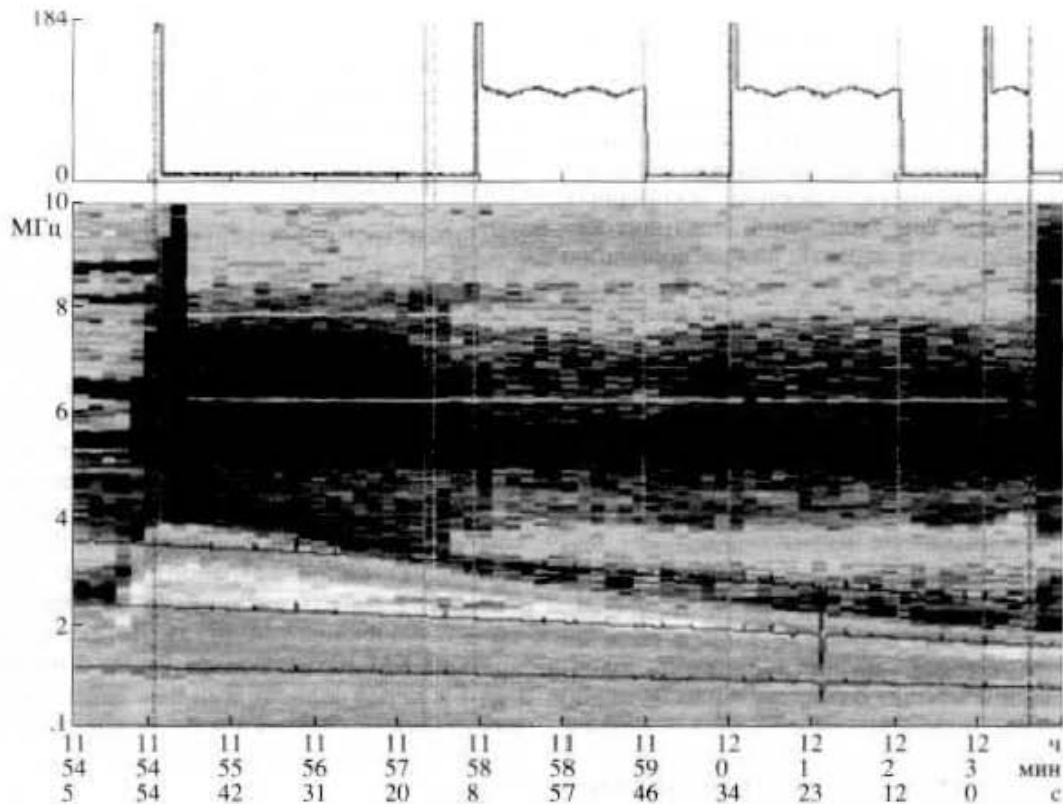


Рис. 1. Широкополосные ВЧ-спектры в диапазоне 1–10 МГц, полученные при напуске нейтрального ксенона на 419 витке орбиты. Амплитуда сигнала показана градациями серого цвета, различные события напуска газа отмечены вертикальными линиями, темные линии показывают изменение первых гармоник электронной циклотронной частоты с течением времени. На верхней панели в произвольных единицах показано изменение напряжения, подаваемого на УПМ.

зических процессов входящих в CIV явление, могли наблюдаться.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭМИССИИ

В проанализированных до настоящего времени данных наблюдений эффект инъекции нейтрального газа наиболее ясно проявляется в результатах измерений широкополосных спектров ВЧ-волн. Наблюдения ВЧ-волновой активности представлены следующими широкополосными данными, которые показывают два типичных случая инъекции: с большим и малым питч-углами и хорошо демонстрируют явную питч-угловую зависимость. Наблюдаемые эффекты могут быть суммированы следующим образом.

Во всех изученных напусках нейтрального ксенона (см. таблицу) с большим (близким к нормальному) питч-углом, а именно: между 85 и 115°, наблюдается усиление эмиссии плазменных ВЧ-волн

в диапазоне частот от 3 до 10 МГц. В случаях напуска нейтрального ксенона с малым питч-углом, а именно: между 57 и 71°, такое усиление волновой эмиссии не наблюдалось.

На рис. 1 показаны типичные широкополосные ВЧ-спектры в диапазоне 1–10 МГц полученные при инъекции нейтрального ксенона на 419 витке. Амплитуда сигнала показана цветом (здесь – градации серого цвета или палитра радуги на оригинальном рисунке), события напуска отмечены вертикальными линиями, красные кривые показывают первые пять гармоник электронной циклотронной частоты. Инъекция производилась с высоким питч-углом, начиная от 94.8° в момент открытия клапана и заканчивая 113° при закрытии. Верхняя панель показывает хронологию напряжения УПМ и показана для индикации цикла работы инжектора и для случая инъекции нейтрального газа.

На этом рисунке можно видеть следующие особенности широкополосных ВЧ-спектров:

1. Наблюдается волновая активность в узкой полосе (проявляющийся как темная полоса с от-

Виток	Начало (GMT)	Высота, км	Широта Долгота, град.	Скорость, км/с	Питч-угол, град	Освещенность
419	1/22/92 11.57:30	666.4	59.54 -17.75	8.01	95-113	+
490	1/28/92 11.57:00	838.7	58.91 -8.8	7.84	95-113	+
426	1/23/92 01.51:20	573.1	46.02 -8.898	8.1	64-71	-
496	1/28/92 23.47:28	522.6	40.31 -29.3	8.15	57-70	-

тенками серого) с центром приблизительно на частоте 3.7 МГц, которая начинается с включением клапана (с точностью до разрешения по времени прибора) и продолжается, пока клапан не выключен. Затем она распадается по полосе и амплитуде.

2. Наблюдается волновая активность в более широкой полосе частот от 8 МГц вплоть до 10 МГц, проявляющаяся главным образом как светлая полоса с оттенками более темного. Эта активность имеет те же самые свойства, что и

описанная выше узкополосная, за исключением того, что при выключении клапана, эмиссия обрывается более резко.

3. Обе из описанных выше полос излучения горизонтальны и не отражают изменения магнитного поля со временем, которое отражается на ходе гармоник электронно-циклотронной частоты, показанных на том же рисунке.

4. Все другие свойства являются или естественными ионосферными явлениями, или волно-

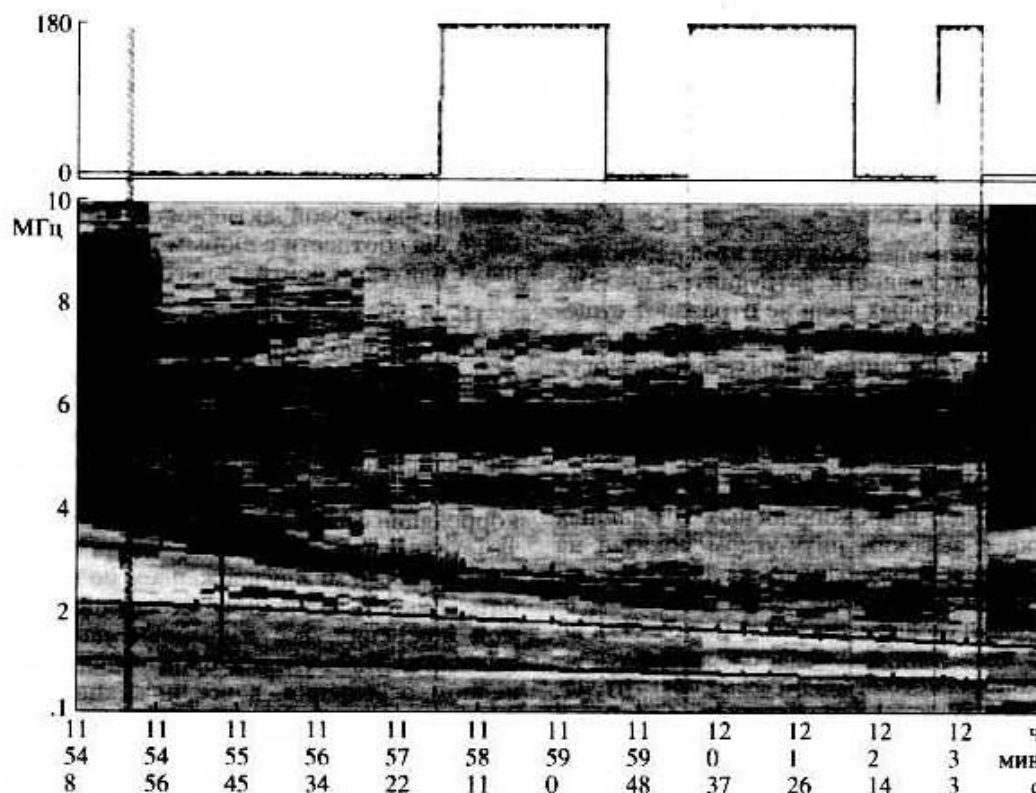


Рис. 2. Широкополосные ВЧ-спектры в диапазоне 1-10 МГц, полученные при напуске нейтрального ксенона, осуществленном на 490 витке орбиты.

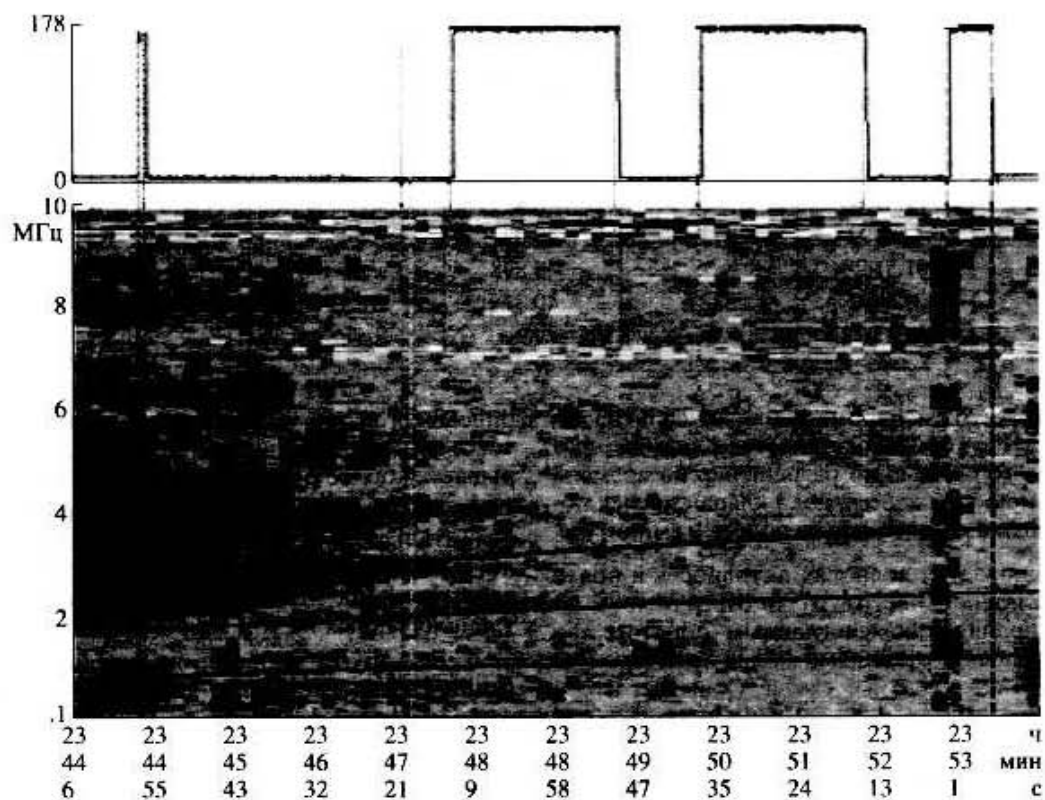


Рис. 3. Широкополосные ВЧ-спектры в диапазоне 1–10 МГц, полученные при напуске нейтрального ксенона, осуществленном на 496 витке орбиты.

вой активностью, на которые не воздействует напуск нейтрального газа.

Полное объяснение характера этой наблюдаемой волновой активности затруднительно. Так как частоты усиленных волн не отражают существенные изменения в магнитном поле и плотности в период регистрации данных, они не могут быть непосредственно связаны с естественными плазменными частотами. Тем не менее остается фактом, что их появление и наблюдаемые свойства хорошо соотносятся с событиями напуска газа.

Другой пример широкополосных ВЧ-данных для напуска с высоким питч-углом показан на рис. 2. Инжекция производилась на 490 витке орбиты. Для этого случая справедливы те же комментарии, что были сделаны для рис. 1 (виток 419), но здесь дополнительно наблюдается явное усиление широкополосного шума по всему спектру, начинающееся с включением нагревателя катода и заканчивающееся в момент выключения всех подсистем УПМ.

Пример инъекции с малым питч-углом показан на рис. 3 для орбиты 496. В отличие от обсужденных выше случаев инъекция с большим питч-

углом, эти данные не показывают какое-либо изменение волновой активности, которое можно было бы соотнести с любым из событий, связанных с напуском нейтрального газа.

Несмотря на то, что описанные выше ВЧ-эффекты хорошо коррелируют с питч-углом для изученных случаев, не ясно, является ли эта корреляция случайной, а появление выше упомянутых излучений контролируются другими условиями, например, положением на орбите и параметрами плазменной среды, которые имеют корреляции с питч-углом. В частности, интересно заметить, что вследствие незапланированной синхронности между движением по полярной орбите, циклом солнечного освещения и программой инъекций, все изученные напуски газа с большими питч-углами производились при солнечном освещении, а все инъекции с малыми питч-углами происходили в темноте. Таким образом, возможно, что присутствие потока солнечного света, а не питч-угол является определяющим параметром для описанных выше эффектов. В этом случае заслуживает исследования роль солнечного света в возбуждении широкополос-

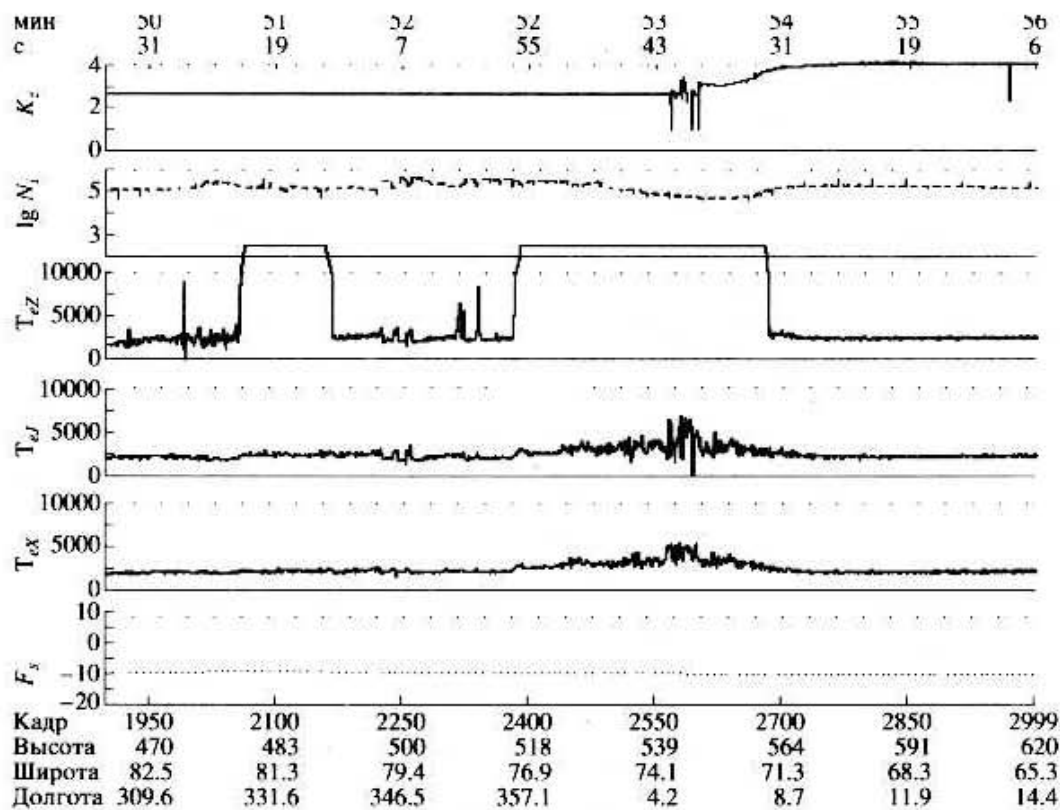


Рис. 4. Результаты измерений плотности, температуры плазмы по трем направлениям и потенциала спутника, полученные с помощью прибора КМ-10 на 419 витке орбиты. По оси абсцисс указано: наверху – время, внизу – номер телеметрического кадра и параметры орбиты спутника, (высота, широта и долгота).

ной активности ВЧ-колебаний вследствие эффекта увеличения плотности плазм при фотоионизации. Поскольку изменение потока солнечного света в течение времени инъекции мало и так как расход газа при инъекции постоянный, такой механизм может дать объяснение постоянству частоты возбужденных полос во времени.

В заключение, мы не можем исключить роль наземных радиостанций в создании горизонтальных полос частоты, наблюдаемых в ВЧ-спектрах. Однако, тогда остается нерешенным вопрос, почему эти полосы появляются (или усиливаются) только во время инъекции.

Рассмотрение результатов измерений параметров холодной плазмы в периоды инъекций нейтрального газа не показало значимого изменения плотности плазмы. На обзорном рис. 4 показаны результаты измерений прибором КМ-10 плотности и температуры плазмы а также потенциала спутника на 419 витке. Эти данные очищены от телеметрических шумов и показывают достаточно сильные вариации температуры и плотности плазмы, а также потенциала космического аппа-

рата, которые не связаны с инъекцией ксенона. На рис. 5 более подробно показаны вариации температуры электронов плазмы вдоль и поперек магнитного поля в зависимости от времени, в целях соотношения с режимом работы УПМ на верхней панели в произвольных единицах показана хронология напряжения УПМ. Характер изменения величин достаточно ясен и можно заключить, что нет значимого изменения плотности, связанного с инъекцией нейтрального газа. Наличие пика температуры, опережающего на десятки секунд по времени инъекцию газа, по всей вероятности, не связано с нагревом или ускорением электронов при взаимодействии струи ксенона с окружающей плазмой. Такие же выводы следуют из рассмотрения данных для других витков орбиты.

Отсутствие других четких проявлений процессов аномальной ионизации, наиболее вероятно, есть результат низкой плотности потока (малой массы) испускаемого газа в эксперименте АПЭКС. При этом, даже если были реализованы условия неустойчивости ионного пучка, развивающаяся в результате турбулентность была на-

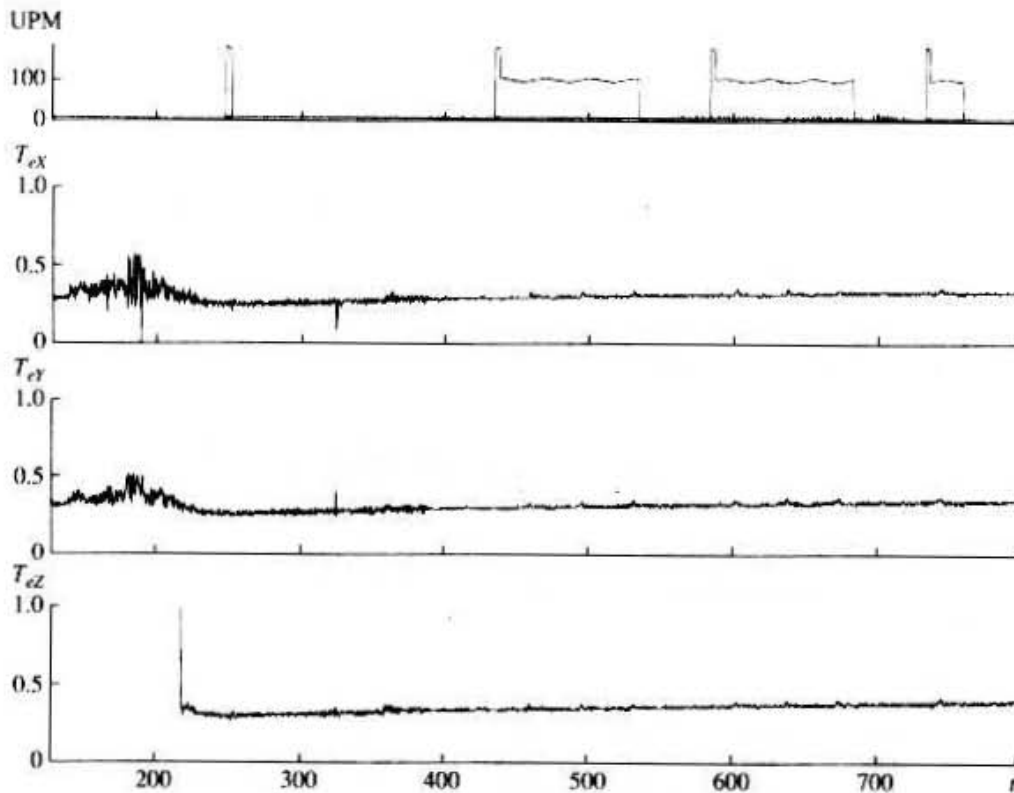


Рис. 5. Измеренные вариации температуры электронов (в эВ) в трех направлениях (вдоль по и перпендикулярно к магнитному полю) в зависимости от времени, прошедшего с момента $t = 11.52 : 55$. На верхней панели в произвольных единицах показано изменение напряжения, подаваемого на УПИМ.

много слабее, чем зарегистрированная на ИСЗ "ATLAS-1".

ОБСУЖДЕНИЕ

Расход газа в режиме инъекции нейтрального газа соответствует току инъекции плазмы (ток 2–3 А), что составляет $dN_{Xe}/dt = (2-6) \cdot 10^{19}$ атом/с. Средняя скорость истечения v составляет 1–2 v_T тепловых скоростей Хе в резервуаре. Хотя значение v_T точно не известно, можно принять, что $v_T \leq 10^4$ см/с. В результате вокруг спутника формируется облако нейтрального газа, движущееся со скоростью 5 ± 8 км/с сквозь окружающую плазму. Мы полагаем, что облако формирует сферический конус с углом раствора 60° и окружностью в поперечном сечении. Принимая, что плотность газа в сферическом конусе однородна в поперечном сечении (более точно можно принять гауссовское распределение плотности), она может быть оценена на расстоянии r как

$$n_{Xe} = \frac{dN_{Xe}}{dt} \frac{1}{2\pi r^2 v_T} = 10^{15}/r^2. \quad (1)$$

Здесь $dN_{Xe}/dt = (2-6) \cdot 10^{19}$ атом/с – расход нейтрального ксенона, истекающего со скоростью $v = v_T \leq 10^4$ см/с. Для примера, при $r = 100$ м плотность газа $n_{Xe} = 10^9$ см $^{-3}$, а при $r = 1000$ м $n_{Xe} = 10^7$ см $^{-3}$.

Если некоторые из этих атомов Хе ионизируются, то взаимодействие потока этих "затравочных" ионов с окружающей плазмой может послужить началом процесса аномально быстрой ионизации. Имеется несколько возможностей достигнуть необходимой предиионизацию – ионизация электрическим разрядом в инжекторе; ионизация атомов Хе при неупругих столкновениях с ионами окружающей плазмы с перезарядкой; ионизация электронным ударом при столкновениях с электронами плазмы и фотоионизация. Мы принимаем, что, по крайней мере, в двадцати случаях инъекции нейтрального газа первая возможность быть исключена, и рассмотрим эффективность последних трех процессов.

Ионизация Хе при столкновениях с перезарядкой

Неупругие столкновения атомов Хе с ионами O^+ с обменом заряда (перезарядкой) имеют сечение $\sigma_{ch} = 2 \cdot 10^{-15}$, что меньше сечения упругих

столкновений. Локальную скорость образования ионов Хе при перезарядке можно оценить согласно формуле (знак $\langle \rangle$ соответствует усреднению по распределению скоростей):

$$dn_{Xe^+} = \langle \sigma_{ch} n_i v \rangle n_{Xe}$$

Принимая во внимание, что число инжектируемых атомов растет линейно со временем, получаем, после интегрирования по времени и объему, общее количество ионов Хе, образованных за время t при столкновениях с ионами плазмы с перезарядкой

$$\begin{aligned} \bar{N}_{Xe^+} &= t \int \langle \sigma_{ch} n_i v \rangle n_{Xe} dV = \\ &= \langle \sigma_{ch} n_i v \rangle t \int \frac{dN_{Xe}}{dt} \frac{d^3 r}{r^2 v_T} = \langle \sigma_{ch} n_i v \rangle t \frac{dN_{Xe}}{dt} \frac{r}{v_T} \sim \\ &\sim \langle \sigma_{ch} n_i v \rangle \frac{dN_{Xe}}{dt} t^2 \approx 10^{15} t^2. \end{aligned}$$

Трудно ожидать возможности наблюдения новообразованных ионов с помощью диагностики, размещенной на спутнике. Прежде всего ларморовский радиус ионов Хе велик ($r_L \geq 500$ м), затем в любом случае ионы Хе не достигают расположенных на спутнике средств диагностики, как вследствие [ЕВ] дрейфа, так и из-за наличия относительной начальной скорости.

Ударная ионизация электронами плазмы

Оценка числа ионов Хе, образованных при неупругих столкновениях с электронами плазмы, может быть выполнена подобно тому, как это сделано в предыдущем разделе. Но здесь следует учесть существенное отличие, а именно то, что при температуре электронов окружающей плазмы 1–2 эВ число электронов с энергией, превышающей потенциал ионизации, очень мало. Так что эффективная частота ионизации

$$\langle \sigma_{eion} n_e v \rangle \approx 10^{-16} n_e v_T \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right)$$

и локальный темп образования ионов может быть оценен согласно

$$dn_{Xe^+} = \langle \sigma_{eion} n_e v \rangle n_{Xe} \approx 10^{-16} n_e v_T \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) n_{Xe}$$

Теперь получаем оценку полной скорости образования ионов Хе при ионизации электронным ударом

$$\begin{aligned} \bar{N}_{Xe^+} &= t \int \langle \sigma_{eion} n_e v \rangle n_{Xe} dV = \langle \sigma_{eion} n_e v \rangle t \frac{dN_{Xe}}{dt} \frac{r}{v_T} \sim \\ &\sim 10^{-16} n_e v_T \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) \frac{dN_{Xe}}{dt} t^2 \approx 10^{13} t^2 \end{aligned} \quad (2)$$

и видим, что величина скорости ионизации при перезарядке на два порядка выше.

Следствия появления ионов Хе в окружающей плазме при инжекции нейтрального газа будут обсуждаться ниже. Однако имеется другой, не рассмотренный выше процесс, который является более эффективным источником возмущения плазмы и приводит к генерации волн, нагреву электронов окружающей плазмы и создает предпосылки аномальной ионизации. Это – отражение ионов окружающей плазмы при упругих столкновениях со струей нейтрального газа, которое мы рассматриваем в следующем разделе.

Упругое отражение ионов плазмы при столкновениях со струей нейтрального газа Хе

Вблизи инжектора Хе плотность газа велика, и столкновения атомов Хе с ионами окружающей плазмы могут быть существенны. Оценим расстояние от инжектора, на котором длина свободного пробега ионов в нейтральном газе $\lambda = 1/\sigma n_{Xe}$ меньше или равна этому расстоянию $r_c = \lambda$. При поперечном сечении упругих столкновений $\sigma \sim 10^{-14}$ см² можно видеть, что расстоянию от инжектора менее, чем 10–20 см, фактически весь поток ионосферной плазмы через самое начало облака Хе будет остановлен (или отражен и рассеян) вследствие столкновений с нейтралами.

Но упругие столкновения могут влиять вплоть до расстояний 100–300 см. Вероятность того, что ионосферный ион будет рассеян в Хе-облаке на пути dl равна $\sim dl/\lambda$. Тогда поток ионосферных ионов $\sim \langle n_i v \rangle$, проходя через сечение dS облака Хе, на пути dl теряет

$$d\bar{N}_i = \langle n_i v \rangle dS \frac{dl}{\lambda} = \langle n_i v \rangle \sigma n_{Xe} dS dl$$

частиц в секунду. Полное число отраженных ионосферных ионов в секунду дается выражением

$$\begin{aligned} \bar{N}_i &= \langle n_i v \rangle \int \sigma n_{Xe} dS dl = \\ &= \langle n_i v \rangle \sigma \int n_{Xe} dV = \langle n_i v \rangle \sigma N_{Xe}, \end{aligned}$$

где N_{Xe} – общее количество инжектируемых атомов Хе. Итак, при типичных параметрах $n_i \approx 10^4$,

$v \approx v_{sc} = 8 \cdot 10^6$ полный поток ионов O^+ , рассеянных за время t , равен

$$\bar{N}_i = \langle n_i v \rangle \sigma \frac{dN_{Xe}}{dt} t \approx (3) \\ \approx 10^4 \cdot 8 \cdot 10^6 \cdot 10^{-14} \cdot 6 \cdot 10^{19} = (10^{15} - 10^{16}) \text{ и.}$$

Энергия ионов кислорода фактически не меняется при столкновениях вследствие большого различия масс ионов O^+ и Xe . Поэтому в первом приближении распределение отраженных ионов возможно рассматривать как изотропное в системе отсчета облака Xe (спутника). Ионосферные ионы, отраженные нейтральным облаком, замедлены и продолжают [ЕВ]-дрейф в системе облака вместе с основным потоком. Но в системе ионосферной плазмы на расстоянии, меньшем ларморовского радиуса ионов, отраженные ионы формируют теплый пучок ионов с дрейфовой скоростью $\sim v_{sc}$ и разбросом скоростей $\sim \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3}\right) v_{sc}$.

Итак, некоторая часть потока ионосферных ионов захватывается облаком нейтрального Xe . Плотность плазмы ионосферных ионов кислорода может увеличиваться так, что этот эффект "нагревания" может быть наблюдаем. Но основной эффект столкновений ионов ионосферы с газом Xe – образование неустойчивого (пучкового) распределения ионов по скоростям и в результате генерация нижнегибридных колебаний плазмы. Образованный ионный пучок сильно неоднороден в пространстве. Мы можем оценить плотность пучка (это принципиальный параметр, который контролирует условия неустойчивости), если мы предположим, что на расстоянии R главный вклад в плотности пучка дают ионы, рассеянные при $r < R$ и $t = R/v_{sc}$.

Таким образом, имеем

$$\frac{n_b}{n_i} = \frac{\bar{N}_i}{n_i v_{sc} R^2} = \frac{\langle n_i v \rangle \sigma dN_{Xe}}{n_i v_{sc} v_T R^2 dt} R = \\ = \frac{\sigma dN_{Xe}}{v_T R dt} = \frac{60}{R}.$$

При $R \leq 10^4$ получаем $n_b/n_i \sim 10^{-3} - 10^{-4}$.

Нагрев электронов

Ускорение или нагрев электрон-волнами при развитии ион-ионной неустойчивости обычно рассматривается как существенная часть в цепи событий, ведущих в результате к аномальной ионизации в разреженной среде. Оценка типичного среднего пути свободного пробега ионосферных электронов в облаке Xe при упругих столкнове-

ниях ($\sigma_{e-Xe} \sim (0.3-1) \cdot 10^{-15}$) при плотности нейтралов (см. формулу 1):

$$\lambda_{e-Xe} \approx 1/n_{Xe} \sigma_{e-Xe} \approx (1-3)r^2,$$

где r – расстояние от инжектора в метрах показывает, что упругие столкновения $e-Xe$ являются существенными до $r \sim 1$ м. На расстоянии $r > 3$ м любые столкновения электронов слишком редки, чтобы изменить их динамику или распределение. Согласно предыдущему рассмотрению, плотность плазменных ионов, рассеянных на атомах Xe , довольно высока в $r \leq 3$ м, и в этой области могут развиваться колебания ионнозвукового типа, приводя к сильному нагреву электронов (это возможно при их захвате и пересечении траекторий в потенциале волны). Энергия ускоренных электронов может быть оценена, предполагая, что ион-ионная неустойчивость стабилизирована захватом ионов в потенциальной яме Φ_{trap} . Тогда электрон получает дополнительную энергию $\epsilon \sim e\Phi_{trap} = m_i v \Delta v = 3 \pm 5$ эВ, где Δv – сдвиг скорости между пучком и волной. Таким образом, нагрев электронов до энергии выше, чем потенциал ионизации, возможен только вследствие резонансного взаимодействия с волнами значительно большей длины и в существенно большем объеме.

Итак, около инжектора отраженные ионы формируют *bump-on-tail* распределение, и в этом случае возможно развитие ион-ионной неустойчивости, поскольку относительная скорость V_b плазмы ионосферы и ионов пучка значительно превышает тепловую скорость ионов фоновой плазмы. Неустойчивость ионного звука подавлена в ионосфере при $T_e = T_i$, и при таких условиях главной остается неустойчивость квазипотенциальных нижнегибридных колебаний при их резонансном взаимодействии с пучком ионов $kV_b = k_{\perp} V_b \approx -\omega_{pe} = \omega_c (-k_z/k)$ где ω_{pe} , ω_c – ленгмюровская и электронно-циклотронные частоты. Предполагается, что $\omega \ll \omega_c$ и параллельный волновой вектор k_z меньше, чем k_{\perp} , перпендикулярный к магнитному полю. Приняв, что длина неустойчивой волны меньше диаметра облака ионов, вычисляем локальный инкремент неустойчивости пучка ионов согласно [6]:

$$\gamma_b = \omega \frac{\omega_{pe}^2}{1 + (\omega_{pe}/\omega_c)^2} \left(\frac{1}{k \Delta V_b} \right)^2 \left(\frac{n_b}{n_i} \right) - \omega \left(\frac{n_b}{n_i} \right) \geq 10^2,$$

где ΔV_b – дисперсия скоростей в пучке, равная в нашем случае $\sim 1/2 V_b$.

Порог ион-ионной неустойчивости определяется временем, за которое волна покидает область взаимодействия с пучком. Этот фактор может быть представлен введением эффективного темпа затухания $\nu = V_{gc}/R$, где V_{gc} – групповая скорость волн $V_{gc} = \partial\omega/\partial k_z = \omega/k_z$. Необходимое условие неустойчивости $\gamma_b \geq \nu$ удовлетворяется при $k_{\perp} R \geq n_i/n_b = 10^3$.

Выше порога неустойчивость насыщается из-за квазилинейного резонансного взаимодействия электронов с нижегибридными волнами. Если равновесное состояние достигнуто и есть баланс темпа раскачки и затухания волн, согласно уравнению $(\gamma_b + \gamma_e)W_k = 0$, то можно определить (см. [9]) функцию распределения электронов, ускоренных в результате развития неустойчивости пучка иона. Здесь W_k – плотность энергии волн; γ_e – затухание Ландау при резонансе $\omega = k_z v_{ez}$ с замедленными электронами, данное выражением

$$\gamma_e = \omega \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 (1 + (\omega_{pe}/\omega_e)^2)} \frac{\partial F_e}{\partial v_{ez}} \Big|_{v_z = \omega/k}$$

С помощью уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_e}{\partial v_{ez}} &= \frac{\gamma_b k^2 [1 + (\omega_{pe}/\omega_e)^2]}{\omega \omega_{pe}^2} = \\ &= - \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \frac{1}{\Delta V^2} \frac{N_p}{N_{Xe}} \end{aligned} \quad (4)$$

находим решение, представляющее универсальное распределение ускоренных электронов $F_e(v_z) \propto v_{max} - v_z$, или $F_e(v_z) = 2(n_{supra}/n_0)(v_{max} - v_z)$ с

$$\frac{n_{supra}}{n_0} = \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \frac{v_{max}^2}{\Delta V^2} \frac{N_p}{2N_{Xe}}$$

Максимальная скорость, до которой волны могут ускорять электроны, определяется условием

$$v_{max}^2 = D_{zz} \tau = D_{zz} L_{\parallel} / v_{max},$$

где

$$D_{zz} = \omega_{pe}^2 \int \left(\frac{k_z}{k_{\perp}} \right)^2 \frac{E_k^2}{4\pi n m_e} \delta(\omega - k_z v_{ez}) dk_z d(\pi k_{\perp}^2)$$

является коэффициентом диффузии электронов в пространстве скоростей. Далее, мы используем оценку

$$D_{zz} = v_{Te}^2 \omega_{pe}^2 \frac{W}{n T_e} \left\langle \left(\frac{k_z}{k_{\perp}} \right)^2 \right\rangle \frac{1}{\omega} = v_{Te}^2 \omega \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_e^2} \frac{W}{n T_e},$$

где W – энергия волн: $W = \int (E_k^2 / 4\pi) dk_z d\pi k_{\perp}^2$ – интеграл вычисляется вдоль линии спектра и отношение k_z/k_{\perp} берется вдоль этой линии. Теперь можно оценить энергию ускоренных электронов

$$\frac{\epsilon_{max}}{T_e} = \left(\frac{L_{\parallel} \omega \omega_{pe}^2}{v_{Te} \omega_e^2 n T_e} W \right)^{2/3} = 10-20.$$

Численная оценка, полученная при характерных параметрах $W/nT_e \approx 10^{-3}$, $\omega_{pe}^2/\omega_e^2 \approx 10$, $L_{\parallel} = 10^6$ см,

$\omega = (0.3-1) \cdot 10^5$, $T_e \approx 0.3-0.5$ эВ, показывает, что в этом случае энергия электронов может достигать величины, достаточной для ионизации ксенона.

Ионизация Хе ускоренными электронами

Ускоренные нижегибридной турбулентностью сверхтепловые электроны дают дополнительную ионизацию Хе, темп которой может быть оценен с помощью вычисленного распределения электронов также, как и в случае ударной ионизации электронами плазмы (см. формулу (2)):

$$\frac{dN_{Xe^+}}{dt} = \int \sigma_{eion}(v) F_e(v) dv \int n_{Xe} dV \approx \langle \sigma_{eion} n_e v \rangle N_{Xe},$$

$$\frac{1}{t_{ion}} = \frac{d \log N_{Xe^+}}{dt} = \frac{1}{3} \sigma_{eion}(v_{max}) n_{supra} v_{max} \approx$$

$$\approx 6 \cdot 10^{-16} n_0 \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \frac{v_{max}^3}{\Delta V^2} \frac{N_p}{6 N_{Xe}} =$$

$$\approx 10^{-16} v_{max} n_0 \frac{m_e v_{max}^2}{m_i \Delta V^2} \frac{N_p}{N_{Xe}} \approx 10^{-5}.$$

Здесь $m_e v_{max}^2 / m_i \Delta V^2 = 0.3-1$, $N_p/N_{Xe} = 10^{-2}$. Таким образом, за время инжекции нейтрального Хе ~ 1000 с только 1% атомов будет ионизован.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретическое рассмотрение показало следующее.

1. Несмотря на малое количество инжектированного нейтрального Хе газа из-за столкновительного взаимодействия его с фоновой плазмой появляется достаточное число “затравочных” энергичных ионов – как новообразованных ионов Хе, так и рассеянных ионов ионосферной плазмы.

2. Можно ожидать развития ион-ионной неустойчивости нижегибридных волн на расстоянии $r \sim 3-100$ м. Эти волны в системе отсчета спутника имеют перпендикулярную к магнитному полю компоненту фазовой скорости в диапазоне скоростей отраженных ионов 0-7 км/с, но их групповая скорость направлена почти вдоль магнитного поля, так что они могут достигать спутника и могут быть наблюдаемы.

3. В квазилинейном взаимодействии нижегибридная волна ускоряет электроны вдоль магнитного поля до сверхтепловых энергий. Эти электроны могут достигать спутника при благоприятном направлении магнитного поля и наблюдаться.

4. Ожидаемый поток этих электронов и объем их столкновительного взаимодействия с нейтраль-

ным ксеноном не достаточен, чтобы произвести значимое увеличение плазменной плотности.

Эти выводы, по всей видимости, согласуются с представленными наблюдаемыми данными и позволяют их объяснить. К сожалению, отсутствие данных о низкочастотной (нижнегибридной) волновой активности и спектрах энергичных электронов лишает нас возможности представить полную картину явления и сделать окончательные выводы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alfvén H.* On the Origin of the Solar System. Oxford: Oxford University Press, 1954. P. 344.
2. *Galeev A.A., Chabibrachmanov I.C.* The critical ionization phenomenon in astrophysics // Proc. of the Joint Varena-Abastumani International School and Workshop on Plasma Astrophysics, May 1986, ESA-SP-251, Ed. D. Lominadze, 1986. P. 129–136.
3. *Haerendel G.* Alfvén's critical velocity effect tested in space // *Z. Naturforsch.* 1982. V. 34a. P. 728–735.
4. *Marshall J.A., Burch J.L., Choueiri E.Y., Kawashima N.* CIV experiment on ATLAS-1. // *Geophys. Res. Lett.* 1993. V. 20(6). P. 499–502.
5. *Haerendel G., Kelley M.C., Pfaff R.F.* Electric field measurements during the condor critical velocity experiment // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. № A9. P. 9939–9946.
6. *Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 272 с.
7. *Papadopoulos K.* On the physics of the critical ionization velocity phenomena // *Space Plasma Physics*, 1985 Plasma Physics College in Trieste, Italy. 1985. P. 33–58.
8. *Torbert R.B.* Review of critical velocity experiments in the ionosphere // *Adv. Space Res.* 1990. V. 10. P. 47–58.
9. *Ораевский В.Н., Волокитин А.С., Лизунов Г.В.* Генерация свистовых волн поперечно ограниченным ионным пучком // *Физика плазмы.* 1995. Т. 20. Вып. 5. С. 91–95.