

## **НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ НА ИОНАХ $\text{NO}^+$ В АКТИВНОМ ПЛАЗМЕННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ «NORTH STAR»**

***И.Х. Ковалева, Б.Г. Гаврилов, Ю.В. Поклад, Ю.И. Зецер***

На основе анализа оптических и электромагнитных экспериментальных данных ионосферного эксперимента «North Star» выявлены характерные признаки регистрации ионных волновых структур на ионах  $\text{NO}$ . Данные структуры регистрируются измерительными блоками после прохождения области плазменного облака в возмущённой оптической вспышкой фоновой плазме. Предложено теоретическое обоснование механизма возбуждения данных структур, которые идентифицируются как нелинейные ионно-циклотронные градиентно-дрейфовые волны.

### **Введение**

Мелкомасштабные ионосферные неоднородности исследуют в связи с различными процессами и различной аппаратурой на разных высотах и в разных широтах. Теоретическому описанию и моделированию этих возмущений как проявлению Релей-Тейлоровской неустойчивости [Haerendel, 1973] посвящены работы [Basu et al., 2002; Basu et al., 2005; Krall et al., 2010]. Широкий спектр масштабов возмущений объясняют вторичными неустойчивостями, формирующими каскадный процесс. Градиентно-дрейфовые модели (при привлечении градиентов по плотности, потоку или температуре) это одно из направлений объяснения возникновения таких флуктуаций в полярных широтах, например, [Hudson, Kelley, 1976; Gondarenko, Guzdar, 2004; Greenwald et al., 2006]. Когда движущиеся области повышенной или пониженной плотности плазмы связываются с высокочастотными частями структур – коротковолновыми флуктуациями плотности, токов, электромагнитного поля [Basu et al., 1978; Park et al., 2012] – их не рассматривают как целостное явление. Предложенная в работах И.Х. Ковалевой модель нелинейных градиентно-

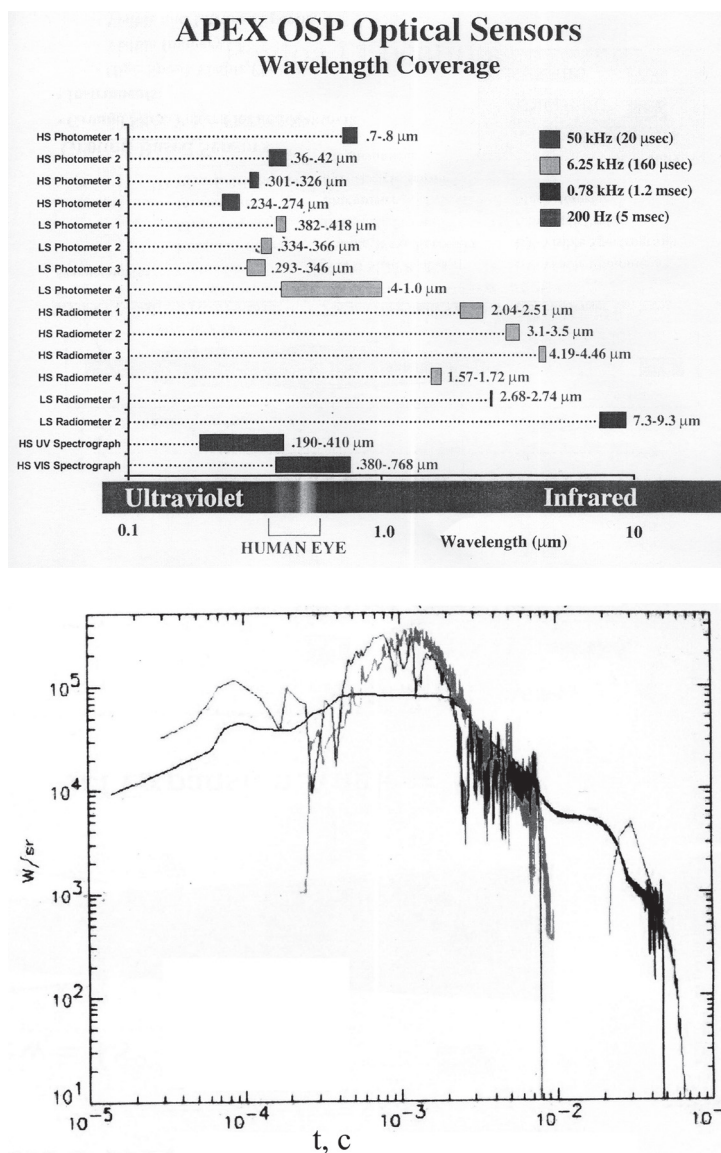
дрейфовых ионно-циклотронных волновых структур, возбуждаемых на градиенте концентрации, представляет некоторый синтез высказывавшихся ранее гипотез.

Верификация предложенной авторами модели формирования ионосферных флуктуаций на градиенте плотности отдельных ионных компонент плазмы возможна при анализе проводившихся ранее активных ионосферных экспериментов по генерации ионосферных возмущений. Подробное аппаратное сопровождение таких экспериментов позволяет не только выявить ведущие (определяющие возбуждение флуктуаций) параметры плазмы, но и зафиксировать свойства тех нелинейных структур, которые возникают в подобных условиях. К таким параметрам относятся, например, направления векторов волновых полей, состав плазменных сгустков и т.д. В ходе активного ионосферного эксперимента «North-Star» (1999) были произведены две взрывные инъекции плазмы на высотах 360 и 280 км. Основная измерительная аппаратура и основное исследовательское внимание были направлены на изучение динамики плазменного облака. При этом было упущено из вида, что эксперимент, фактически, представлял собой два эксперимента в одном. Один из них связан с локальным интенсивным возмущением ионосферы в области порядка километра – области сформированного плазменного облака. Другой аспект эксперимента, состоявший в более обширном возмущении за счёт оптической вспышки области ионосферы с масштабами порядка несколько десятков и, возможно, даже ста километров, остался за пределами рассмотрения. Так как мелкомасштабные ионосферные флуктуации, которые возникают в слабо возмущённых, но обширных областях ионосферы в результате естественных или техногенных возмущений, оказывают определяющее влияние на качество высокочастотной радиосвязи и навигации, то интерес к их исследованию значительно возрос в последние годы. Детальные измерения, проводившиеся в активном ионосферном эксперименте, дают уникальную возможность получить картину формирования таких флуктуаций и выявить их свойства, позволяющие отдать предпочтение определенным теоретическим гипотезам об их происхождении. Дальнейший анализ экспериментальных данных проводится исходя из теоретических представлений о возбуждении флуктуаций как ионно-циклотронных градиентно-дрейфовых структур на градиентах концентрации отдельных ионов плазменной смеси [Kovalova, 2012; Ковалева, 2013]

### **Условия эксперимента. Постановка задачи**

По условиям эксперимента взрывные инъекции проводились в ионосфере полярных широт. Взрывной генератор выпускал плазменную струю навстречу измерительным блокам, расположенным на расстоянии порядка километра от источника плазменного сгустка. Скорости головной и хвостовой частей плазменной струи составляли  $\sim 40$  км/с и  $\sim 7$  км/с, соответственно. Горизонтальная скорость самой ракеты и её разделившихся частей (измерительных блоков) составляла  $\sim 1,7$  км/с. Ко времени  $\sim 0,1$  с и оптическое излучение плазменной струи, и поток энергии на датчики измерительной аппаратуры приближаются к фоновым значениям. Ионосферная плазма при инъекциях имела различный состав, но в обоих случаях в плазме перед инъекцией присутствовали в достаточно большой концентрации нейтральные компоненты воздуха. Первая инъекция (на высоте 360 км) проводилась в искусственно созданное воздушное облако (концентрация нейтральных компонент  $N_2$ ,  $O_2$  соответствовала высоте  $\sim 140$  км  $n \sim 2 \cdot 10^{11} \div 2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ). При второй инжек-

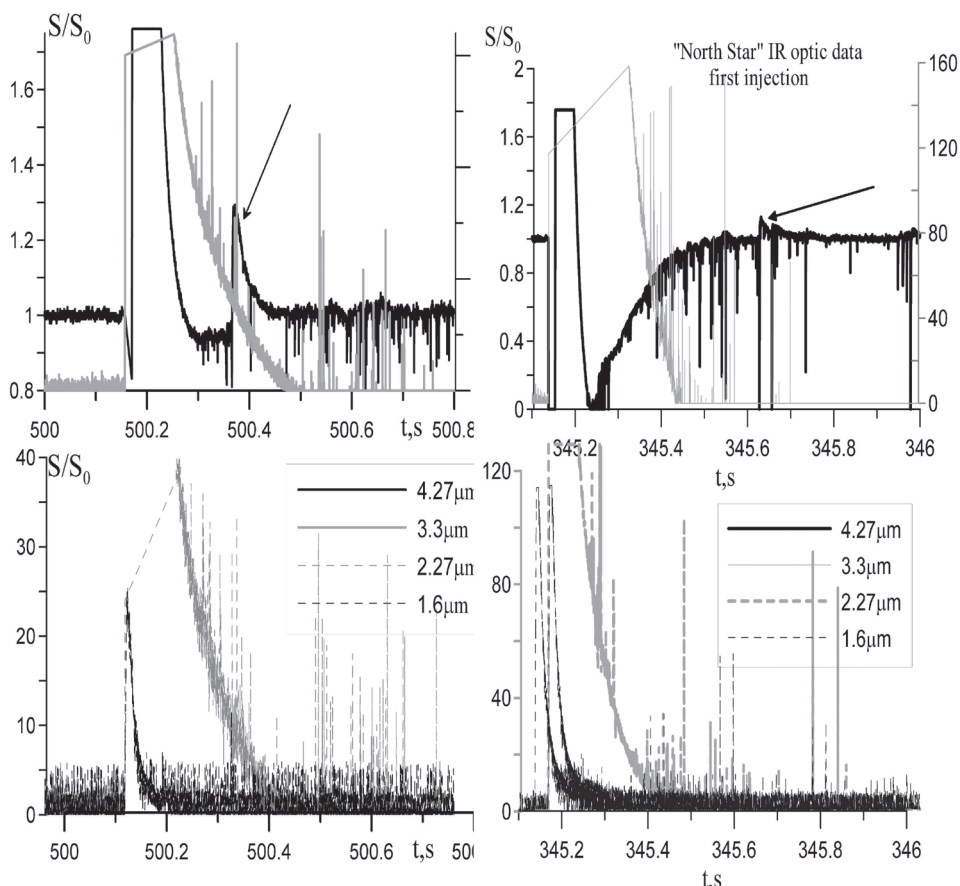
ции концентрация нейтральных компонент была  $n \sim 1,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Состав экспериментального оборудования, его размещение на различных измерительных блоках подробно освещены в работах [Erlandson et al., 2003; Pfaff et al., 2003; Gavrilov et al., 2003]. Отдельные важные детали тех или иных измерений будут отмечены по ходу анализа экспериментальных данных ниже. Хотелось бы только отметить чрезвычайно информативные и полные оптические измерения, проводившиеся в ходе данного эксперимента. Основные диапазоны длин волн, затронутые различными



**Рис. 1.** (а) – покрытие различных диапазонов длин волн оптическими датчиками в ходе эксперимента «North star»; (б) – временная зависимость изменения светового потока в течение времени  $\sim 0,1$  с после срабатывания взрывного генератора ETG-1 (первая инжекция) эксперимента «North star»

измерительными средствами, представлены на рис. 1. Именно эти средства позволяют выявить те особенности формирования плазменных флуктуаций, на которые не обращалось до настоящего времени достаточного внимания.

Ко времени  $\sim 0,3$  с от момента взрыва измерительная аппаратура выходит за пределы самого плазменного облака и оптические сенсоры смотрят уже за пределы области интенсивного возмущения плазмы. Именно на этих временах фиксировались значительные возмущения в интенсивности одной из полос инфракрасного излучения (см. рис 2а, б). На рисунках области резкого увеличения свечения в полосе около  $4,27\text{ }\mu\text{m}$  отмечены стрелками. Рис. 2, а относится к первой инъекции плазмы, а рис. 2, б – ко второй. Резкие всплески свечения, интенсивность которых от максимальных амплитуд постепенно спадает за время  $0,025 \div 0,1$  с, регистрируются в обеих инъекциях. Эти всплески соответствуют только данной полосе длин волн. Для сравнения на тех же графиках приведены временные зависимости излучения в соседних диапазонах длин волн  $3,3$ ,  $2,27$ ,  $1,6\text{ }\mu\text{m}$ . Во всех остальных полосах ИК излучения регистрировалось постепенное уменьшение свечения от максимальных значений без всяких всплесков. Проведём анализ возможных источников такого свечения.

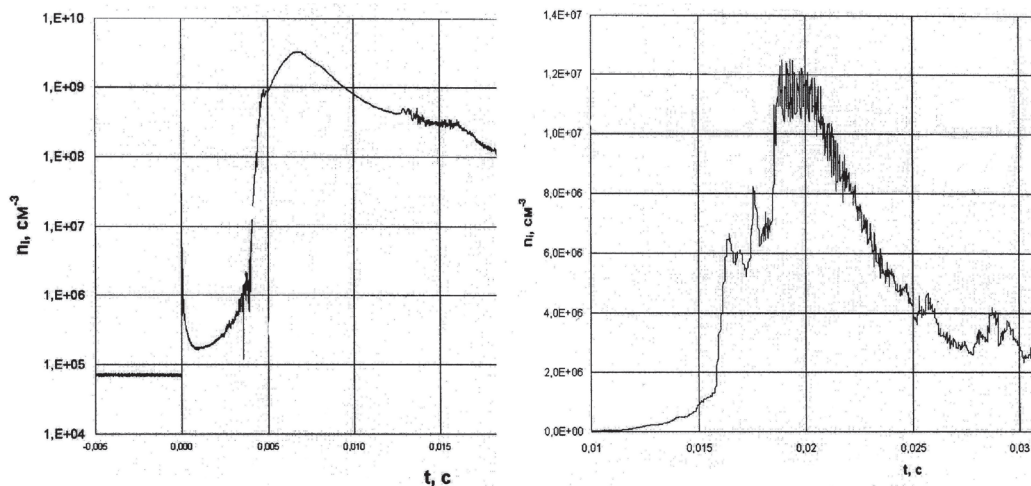


**Рис. 2.** (а, б) – временные зависимости интенсивности излучения в нескольких диапазонах инфракрасного излучения для первой и второй инъекций

## Анализ оптических данных

Приведённые выше оптические данные не являются отдельным случайным разовым всплеском в данном диапазоне длин волн. Так как данные всплески (хотя и с разными амплитудами) фиксировались как на высоте 360 км во время первой инъекции, так и на высоте 280 км во время второй инъекции и можно говорить о последовательности всплесков со спадающей амплитудой. Кроме этого данные измерения не являются исключительно оптическими всплесками, как будет показано ниже. Они присутствуют в некотором виде и в данных ленгмюровских датчиков. Это говорит о том, что зафиксирован некоторый вид флуктуаций (сгустков плазмы). Более того, данный вид флуктуаций связан с движением ионов (так как он отражён в данных ленгмюровских датчиков). Длины волн полосы оптического излучения позволяют определить те ионы, которые участвуют в данном движении.

Так как исследуемые всплески регистрируются тогда, когда исследовательские блоки находятся в фоновой плазме, а не в искусственно созданной плазменной струе, то основными источниками ИК излучения вероятнее всего могут быть компоненты ионосферной среды. В диапазоне длин волн вблизи  $4,25\text{ }\mu\text{m}$  излучают, прежде всего, ионы  $\text{NO}^+$  (см. рис. 4). Кроме этого иона возможным источником излучения в данном диапазоне могли бы быть молекулы  $\text{CO}_2$ . Вероятность излучения одной из компонент продуктов взрыва ( $\text{CO}_2$ ) можно исключить по целому ряду причин. Во-первых, излучение  $\text{CO}_2$  должно было бы проявиться также в диапазоне  $2,7\text{ }\mu\text{m}$ . Во-вторых, трудно предположить, чтобы совместно с излучением  $\text{CO}_2$  не регистрировалось бы излучение других компонент продуктов взрыва в других диапазонах инфракрасного излучения:  $3,1\text{--}3,5\text{ }\mu\text{m}$  –  $\text{AlO}$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{N}_2^*$ ;  $2,68\text{--}2,74\text{ }\mu\text{m}$  –  $\text{CO}_2$ ;  $2,04\text{--}2,51\text{ }\mu\text{m}$  –  $\text{CO}$ ;  $1,57\text{--}1,72\text{ }\mu\text{m}$  –  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$ . В-третьих, всплески ИК излучения коррелируют со всплесками в плотности плазмы, то есть со сгустками ионов, поэтому следует предположить в качестве источника излучения возбуждённые ионы  $\text{NO}^+$ .

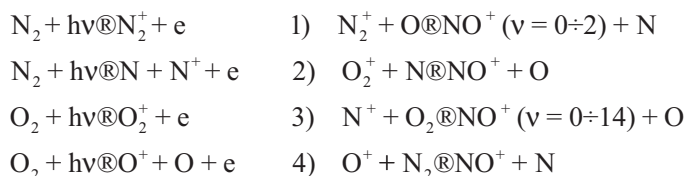


**Рис. 3.** Временная зависимость концентрации плазмы по данным ленгмюровских датчиков ETG2 в первой инъекции и PDP – во второй

## Механизм формирования плазменных сгустков ионов $\text{NO}^+$ и его фиксация в эксперименте

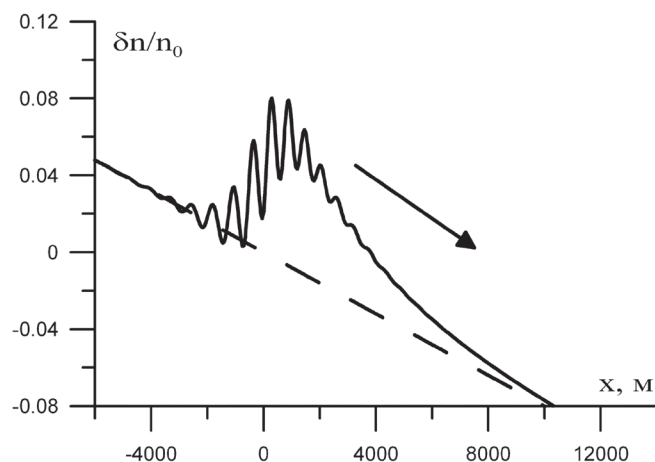
На основе анализа экспериментальных данных ранее [Erlandson et al., 2003; Gavrilov et al., 2003] уже делалось заключение о том, что ионизационные предвестники, регистрируемые перед фронтом плазменной струи, связаны с жёстким УФ излучением, испускаемым в момент взрыва. Временные зависимости ионизации, регистрируемой ленгмюровскими датчиками при первой и второй инъекциях, приведены на рис. 3. Практически мгновенное увеличение ионизации, регистрировавшееся в первой инъекции, интерпретируется как дополнительная ионизация, возникающая под воздействием жёсткого УФ излучения на поверхность измерительного блока. Очевидно, что это же излучение модифицирует окружающую место эксперимента плазму.

Следовательно, в процессе преобразования окружающей плазмы первичными являются реакции фотоионизации с основными нейтральными компонентами  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ . Это реакции ионизации и ионизационной диссоциации. После чего первичные ионы достаточно быстро вступают в ряд реакций, приводящих к образованию, в частности,  $\text{NO}^+$

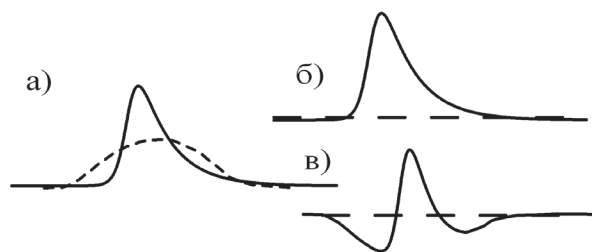


Особенность образования  $\text{NO}^+$  состоит в том, что данный молекулярный ион образуется в ряде колебательно-возбуждённых состояний и, таким образом, становится видимым в ИК диапазоне длин волн. Особенно велик уровень колебательного возбуждения молекул, образованных по реакции 3, следующей за реакцией диссоциативной ионизации. В этой реакции с максимальной вероятностью образуются колебательно возбуждённые ионы с  $v = 6 \div 7$ . Но и в реакции 1, следующей за ионизацией молекулярного азота, около 75% результирующих ионов  $\text{NO}^+$  оказывается в возбуждённом состоянии.

В результате приведённых выше реакций формируется область ионосферы, содержащая дополнительные колебательно возбуждённые ионы  $\text{NO}^+$ . Эти дополнительные ионы формируют возмущение квазистационарного распределения ионов. Согласно теоретическим представлениям работ [Kovaleva, 2012; Ковалева, 2013], на поперечных геомагнитному полю градиентах концентрации ионов при превышении градиентом порогового значения возбуждаются нелинейные ионно-циклотронные градиентно-дрейфовые структуры. Процесс движения этих структур является проявлением процесса релаксации градиентов. В этом случае при прохождении области градиента следует ожидать регистрации структуры вида, представленного на рис. 4 (если фиксировать динамику изменения плотности плазмы). В эксперименте регистрировались относительные флуктуации плотности плазмы  $\Delta n/n$ , отнесённые к некоторому среднему уровню (см. рис. 5, а). Поэтому в экспериментальных флуктуациях плотности следует ожидать сигналов вида рис. 5, б (если сгусток плазмы значительно меньше той области, на которой фиксируется средняя концентрация) или рис. 5 в (если размер сгустка сравним с областью плазмы, на которой формируется среднее значение). В этом последнем случае сгусток регистрирует-



**Рис. 4.** Форма нелинейной структуры, формирующейся на градиенте. Пунктир – квазистационарная зависимость плотности плазмы; стрелка указывает направление движения структуры



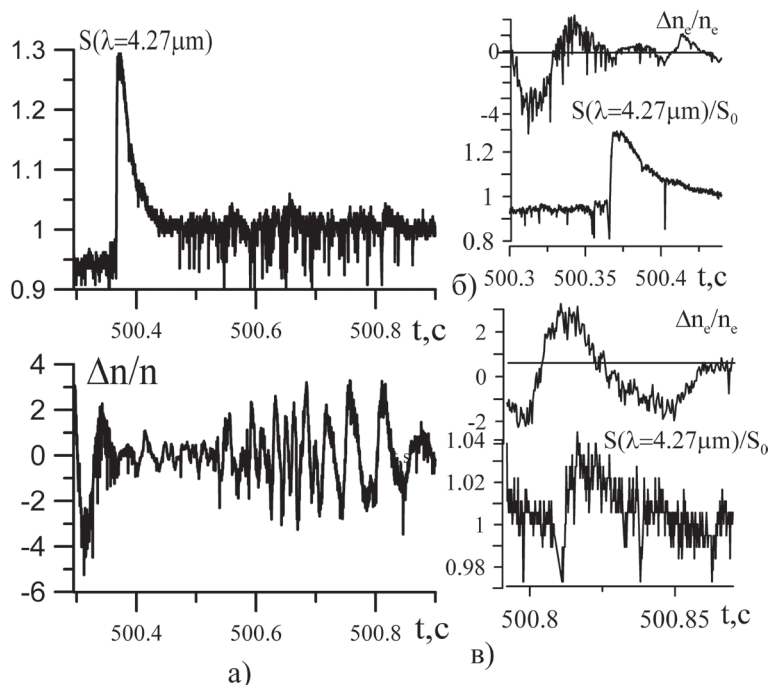
**Рис. 5.** Пространственная форма увеличения плотности плазмы и возможные формы регистрации возмущения.

Определяемый в эксперименте средний уровень плотности плазмы обозначен пунктиром

ся как последовательность: разрежение-сгусток-разрежение. Кроме этого необходимо учесть, что после первичной вспышки колебательное возбуждение молекул  $\text{NO}^+$  постепенно уменьшается. Это приводит к постепенному уменьшению оптических всплесков, но сохранению амплитуд флуктуаций плотности.

В эксперименте были зафиксированы формы флуктуаций плотности, аналогичные рис. 5, в, которые соответствуют всплескам в ИК полосе  $4,27 \mu\text{m}$ . На рис. 6 отражены два таких всплеска и соответствующие им флуктуации плотности плазмы, регистрировавшиеся ленгмюровским датчиком блока OSP. На рис. 6, а представлена общая запись, два отрезка записи с конкретным сопоставлением оптических данных и данных ленгмюровского датчика представлены на рис. 6, б, в.

Данные показывают, во-первых, что колебания плотности плазмы по данным ленгмюровского датчика имеют достаточно большие амплитуды на поздних временах регистрации после взрывного выпуска (через время  $\sim 0,5 \text{ c}$ ), когда плазменное облако осталось далеко позади. Во-вторых, спадающие по амплитуде вспышки в полосе  $4,27 \mu\text{m}$  соответствуют колебаниям плотности плазмы, то есть связаны с движением заряженной компоненты плазмы. На основе этого можно сделать вывод: на



**Рис. 6.** (а) – всплески излучения на 4,27 мкм и соответствующие им всплески плотности плазмы для второй инъекции; (б, в) – отрезки записи, соответствующие отдельным структурам

поздней стадии прохождения области возмущения плазмы регистрировались плазменные сгустки, содержащие повышенную концентрацию ионов  $\text{NO}^+$ . Это соответствует гипотезе о формировании на градиенте концентрации ионно-циклотронных структур, содержащих повышенную концентрацию одного иона плазменной смеси.

### Свойства нелинейных волновых структур

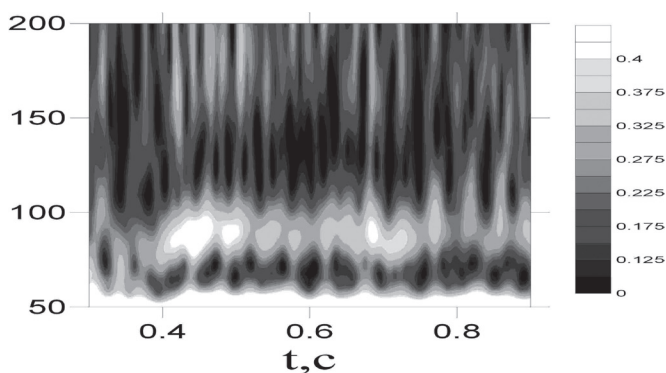
Одновременно с регистрацией плазменных сгустков при инъекциях регистрировались три компонента волновых электрического и магнитного полей. Волновое электрическое поле регистрировалось блоком PDP. Ориентация и стабилизация этого блока обеспечивалась его вращением. Ко второй инъекции значительная прецессия блока не позволяет делать достаточно точные выводы об ориентации вектора волнового электрического поля. Поэтому рассмотрение волновых флуктуаций электрического поля делается в основном по данным первой инъекции. Волновое магнитное поле регистрировалось блоком OSP. Гироскопическая стабилизация этого блока сохранила ориентацию его оси вращения относительно геомагнитного поля по ходу полёта. Это позволяет фиксировать ориентацию вектора волнового магнитного поля относительно геомагнитного поля и сравнить эти данные для волновых флуктуаций, соответствующих двум инъекциям.

При регистрации ионно-циклотронных структур следует ожидать фиксацию волнового пакета низкочастотных колебаний на заднем резком фронте сгустка или разрежения плазмы (см. рис. 6). При возбуждении структуры в плазме, содержа-

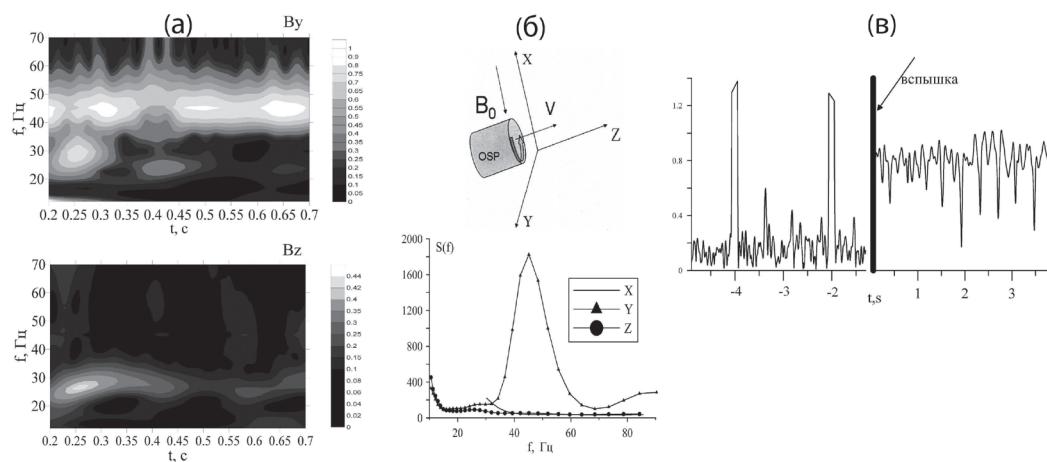
щей несколько видов ионов, возможно присутствие волновых пакетов нескольких частот, часть из которых будет близка к циклотронным частотам некоторых ионов смеси (см. [Ковалева, 2013]). Распространение структур почти поперек геомагнитного поля определяет соотношения компонент сигнала. Волновое магнитное поле должно иметь две компоненты: перпендикулярно направлению движения структуры и перпендикулярно геомагнитному полю (основная), и вдоль геомагнитного поля. Волновое электрическое поле должно иметь две компоненты: примерно перпендикулярно геомагнитному полю вдоль движения структуры (основная) и поляризованное поле перпендикулярно геомагнитному полю и направлению движения. Направление движения структуры вдоль линии градиента определяет ориентацию полей в эксперименте. Так как измерительные блоки проходят область возмущения плазмы примерно вдоль радиуса от центра при приблизительном движении на север, то основную компоненту волнового магнитного поля следует ожидать в направлении запад-восток, а основную электрическую компоненту в направлении север-юг.

Зафиксированный в эксперименте общий уровень волнового электрического поля в период регистрации сгустков плазмы (через 0,4 с после инъекции) возрастает. Максимальные амплитуды фиксируются в период регистрации световых всплесков  $\text{NO}^+$ . Вейвлет анализ позволяет выявить те частоты колебаний, которые соответствуют периоду прохождения сгустков плотности. Для данных по электрическому полю в низкочастотной части – это всплески на частоте 70–100 Гц (см. рис. 7). Основной сигнал содержится в X–Z плоскости системы координат, связанной с геомагнитным полем и направлением оси вращения (вдоль направления движения блоков ракеты). Анализ выполнен с помощью вейвлета Морли с параметром  $\omega_0 = 6,0$  и минимальным разрешаемым временным масштабом  $\sim 10^{-3}$  с.

Волновое магнитное поле содержится, в основном, в Y компоненте сигнала (см. рис. 8). Сигнал имеет характер последовательности амплитудных всплесков в частотном диапазоне 40–55 Гц (рис. 8, а). Сигнал достигает максимальной амплитуды на частоте  $\sim 42\text{--}45$  Гц (рис. 8, б, где показано также расположение системы координат X–Y–Z относительно направлений геомагнитного поля и движения блоков ракеты). В отличие от сигнала электрического поля, данный сигнал регистрируется и в фоновой плазме до инъекции, а сразу после инъекции его амплитуда значительно возрастает (см. рис. 8, в). Кроме этого, имеется пик колебаний на частоте  $\sim 70\text{--}120$  Гц (см. рис. 8, б). По соотношению амплитуд электрического и магнитного полей на данных частотах можно сделать вывод: колебания на частоте 70–120 Гц являются квазиэлектростатическими, а на частоте 42–45 Гц – электромагнитными.



**Рис. 7.** Результат вейвлет анализа волнового электрического поля при сопоставлении с оптическими данными на длине волны 4, 27 мкм для первой инъекции



**Рис. 8.** (а) – результат вейвлет анализа волнового магнитного поля по осям Y и Z системы координат, связанной с геомагнитным полем; (б) – спектры низкочастотной части волнового магнитного поля в системе координат, связанной с геомагнитным полем, а также ориентация системы координат X–Y–Z относительно направлений геомагнитного поля и движения блоков ракеты; (в) – временная зависимость относительного уровня мощности шума на частоте 45 Гц во время инъекции плазмы

Как видно из анализа экспериментальных данных, направления волновых векторов флуктуаций электрического и магнитного полей соответствуют ожидаемым при регистрации ионно-циклотронных структур. Жёсткая ориентация колебаний относительно геомагнитного поля указывает на то, что колебания не связаны с хаотическим шумом, который мог бы сформироваться на большом удалении от точки эксперимента от других источников возмущения. По нашему мнению данные зависимости объясняются следующим. На градиентах концентрации ионов формируются нелинейные структуры в виде сгустков плотности плазмы с волновыми пакетами коротковолновых колебаний. В результате доплеровского сдвига данные колебания регистрируются в электрическом поле как волновые пакеты на частоте 70–120 Гц. При их распаде или перестройке в процессе движения они испускают электромагнитные волны на несущей частоте. В результате реальная частота колебаний (без доплеровского сдвига) фиксируется по электромагнитному фону на несущей частоте, являющемуся продуктом излучения всей области возмущения ионосферной плазмы (порядка 100 км). Этим объясняется практически мгновенное возрастание уровня шума на частоте ~42–45 Гц, сохраняющееся после инъекции достаточно большое время примерно на одном уровне и то, что это излучение представляет собой последовательность всплесков на этой частоте (как видно из рис. 8, а).

## Выводы

В активном ионосферном эксперименте зафиксировано возникновение мелкомасштабных ионосферных флуктуаций. Эти флуктуации связаны с движением сгустков ионов  $NO^+$ , фиксированных оптическими сенсорами. Движение сгустков сопровождается волновыми флуктуациями электрического (в плоскости X–Z)

и магнитного полей ( $Y$ ), сохраняющих ориентацию относительно геомагнитного поля на протяжении всего времени эксперимента. В низкочастотном спектре можно выделить квазиэлектростатический и электромагнитный шумы. Формирование сгустков определённых ионов, компоненты полей волновых пакетов, сопровождающих эти сгустки, отвечают модели нелинейных ионно-циклотронных структур. Электромагнитный шум на частотах 42–45 Гц, сопровождающий их возбуждение, может быть зарегистрирован на значительных расстояниях. Это даёт основание предполагать, что возможна наземная регистрация ионосферных флуктуаций по такому шуму. Анализ данного эксперимента показывает, что взрывной генератор является достаточно простым и экономным источником для создания в ионосфере искусственной области мелкомасштабных флуктуаций за счёт вспышки жёсткого ультрафиолета. Детальное исследование такой области в различных геофизических условиях позволило бы понять и условия возникновения флуктуаций в ионосфере и модификацию за их счёт коэффициентов переноса плазмы в возмущённых условиях.

Авторы благодарят Р. Пфаффа и Р. Эрландсона за предоставленные экспериментальные данные.

Работа была представлена на международной конференции COSPAR 2014 в форме устного доклада: Kovaleva I., Zetzer J., Poklad Y., Gavrilov B., Pfaff R., Erlandson R., Nonlinear wave structures on  $\text{NO}^+$  ions in active plasma-jet space experiment «North-Star».С. 5.1-0019-14

## Литература

Ковалева И.Х. Диссипативные ионно-циклотронные солитоны с чирпом в плазме нижней ионосферы Земли, содержащей несколько видов ионов // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 3. С. 1–11.

Basu B. Characteristics of electromagnetic Rayleigh-Taylor modes in nighttime equatorial plasma // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. A02303, doi:10.1029/2004JA010659.

Basu B. On the linear theory of equatorial plasma instability: Comparison of different descriptions // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. N. A8, doi:10.1029/2001JA000317.

Erlandson R.E., C.-I. Meng, P.K. Swaminathan, C.K. Kumar, V.K. Dogra, B.J. Stoyanov, J.I. Zetzer, Y. Kiselev, B.G. Gavrilov, H. Stenbaek-Nielsen, K.A. Lynch, R.F. Pfaff, Jr., P.A. Delamere, S. Bounds, and N.A. Gatsonis. The APEX North Star Active Plasma Jet Experiment // J. Spacecraft Rockets. 2004. V. 41. N.4. 483–489.

Gondarenko N.A., P.N. Guzdar. Simulations of the scintillation-producing irregularities in high-latitude plasma patches // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L22107, doi:10.1029/2006GL028033.

Gondarenko N.A., P.N. Guzdar. Plasma patch structuring by the nonlinear evolution of the gradient drift instability in the high-latitude ionosphere // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. A09301, doi:10.1029/2004JA010504.

Gondarenko N.A., P.N. Guzdar. Density and electric field fluctuations associated with the gradient drift instability in the high-latitude ionosphere // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L11802. DOI: 10.1029/2004GL019703, 2004a.

Gavrilov B.G., I.M. Podgorny, D.B. Sobyannin, J.I. Zetzer, R.E. Erlandson, C.I. Meng, R.F. Pfaff, and K.A. Lynch. Particles, Electric and Magnetic Field Measurements in «North Star» Plasma Jet Experiment // J. Spacecraft Rockets 2004. V. 41. N. 4. PP. 490–495.

*Greenwald R.A., K. Oksavik, P.J. Erickson, F.D. Lind, J.M. Ruohoniemi, J. B.H. Baker, and J.W. Gjerloev.* Identification of the temperature gradient instability as the source of decameter-scale ionospheric irregularities on plasmopause field lines // *Geophys.Res. Lett.* 2006. V. 33. L18105, doi:10.1029/2006GL026581.

*Haerendel G.* Theory of equatorial spread F // preprint Max-Planck-Inst. Fur Phys. And Astrophys., Garching, Germany. 1973.

*Hudson M.K., Kelley M.C.* The temperature gradient drift instability at the equatorward edge of the ionospheric plasma trough // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. N. 22. PP. 3913–3918.

*Kelley M.C.* The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics, 1989. Academic, San Diego, Calif.

*Krall J., J.D. Huba, G. Joyce, T. Yokoyama.* Density enhancements associated with equatorial spread F // *Ann. Geophys.* 2010. V. 28. PP. 327–337.

*Kovaleva I.Kh.* Dissipative ion-cyclotron oscillitons in a form of solitons with chirp in Earth's low-altitude ionosphere // *Phys. Plasmas.* 2012. V. 19. P. 102905, doi: 10.1063/1.4763561.

*Pfaff R.F., S.R. Bounds, H.T. Freudenreich, P.A. Delamere, R.E. Erlandson, C.I. Meng, J.I. Zetzer, and B.G. Gavrilov.* Electric Field, Magnetic Field, and Plasma Density Measurements on the Active Plasma Experiment (APEX) Sounding Rocket // *J. Spacecraft Rockets.* 2004. 41. N. 4. 521–532.