

УДК 533.932

Квазиперечная инжекция спутника «Интеркосмос-25»: геомагнитному полю до данным АПЭКС

Н. В. Баранец¹, Ю. Я. Ружин¹, В. В. Афонин², В. Н. Ораевский¹,
С. А. Пулинец¹, В. С. Докукин¹, Ю. М. Михайлов¹,
Я. П. Соболев¹, Л. Н. Жузгов¹, И. С. Прутенский¹

¹Інститут земного магнетизму, іоносфери та розповсюдження радіохвиль РАН, Троїцьк, Московська обл., Росія

²Інститут космічних досліджень РАН, Москва, Росія

Надійшла до редакції 14.01.99

Розглянуто різні ефекти пучково-плазмової взаємодії при інжекції в іоносферну плазму пучків заряджених частинок і нейтрального газу ксенону. Особливу увагу приділено інжекції в навколосячну пучниковою плазмою немодульованого (*dc*) електронного пучка зі струмом $I_{be} \approx 0.1$ А та енергією $\varepsilon_{be} = mv^2/2 \approx 10$ кeВ при квазиперечних кутах поширення $\alpha_{pe} \approx 74\ldots87^\circ$. Проведено комплексний аналіз задачі з використанням спеціальної методики обробки, суть якої полягає у максимальному наближенні до лабораторного стилю експериментів.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на огромный опыт в исследовании пучково-плазменной неустойчивости как в наземных лабораторных установках, так и в нижних слоях ионосферы, остается множество теоретических вопросов, требующих тщательной экспериментальной проверки. Это в первую очередь касается спутниковых экспериментов в высоких слоях ионосферы. Важное значение при этом приобретают вопросы согласования скорости опроса телеметрических параметров с характерными временными константами выходных интерфейсов и предполагаемыми величинами инкрементов различных плазменных неустойчивостей. Проект АПЭКС (спутник—субспутник) позволяет рассмотреть широкий спектр задач при изучении неустойчивостей в ионосферной плазме с использованием различных видов инжекции заряженных частиц или квазинейтральной плазмы [16, 17]. Комплексная диагностика процессов нагрева

плазмы и возбуждения различных мод колебаний ω , k в условиях сильной/слабой турбулентности дает возможность изучения динамики инжектированных пучков в ближней и дальней зонах инжекции. В этой работе основное внимание удалено результатам, связанным с инжекцией электронного пучка и зарегистрированным на основном спутнике. Приведены оценки плотностей инжектированных пучков электронов n_{be} для различных гидродинамических моделей, а также ионного компонента квазинейтральной плазмы n_{bi} на стадии свободного гировращения.

На примере одного полного цикла активного режима работы научной аппаратуры мы попытались проанализировать полученные данные в рамках классического описания пучково-плазменной неустойчивости для двухкомпонентной плазмы [10]. Особое внимание удалено исследованию энергетического распределения тепловых ионов, зарегистрированных с помощью анализатора с задержива-

ющим потенциалом (ионной ловушки [14]), и возбуждению электромагнитных полей в различных диапазонах частот. Данные активного эксперимента обработаны на компьютере CONVEX 120.

НАУЧНАЯ АППАРАТУРА

В комплексную обработку результатов эксперимента (рис. 1) включены телеметрические данные о токах и ускоряющем напряжении для электронной пушки (I_{be} , U_{be}) и инжектора квазинейтральной плазмы (для ионного компонента I_{bi} , U_{bi}) в точке

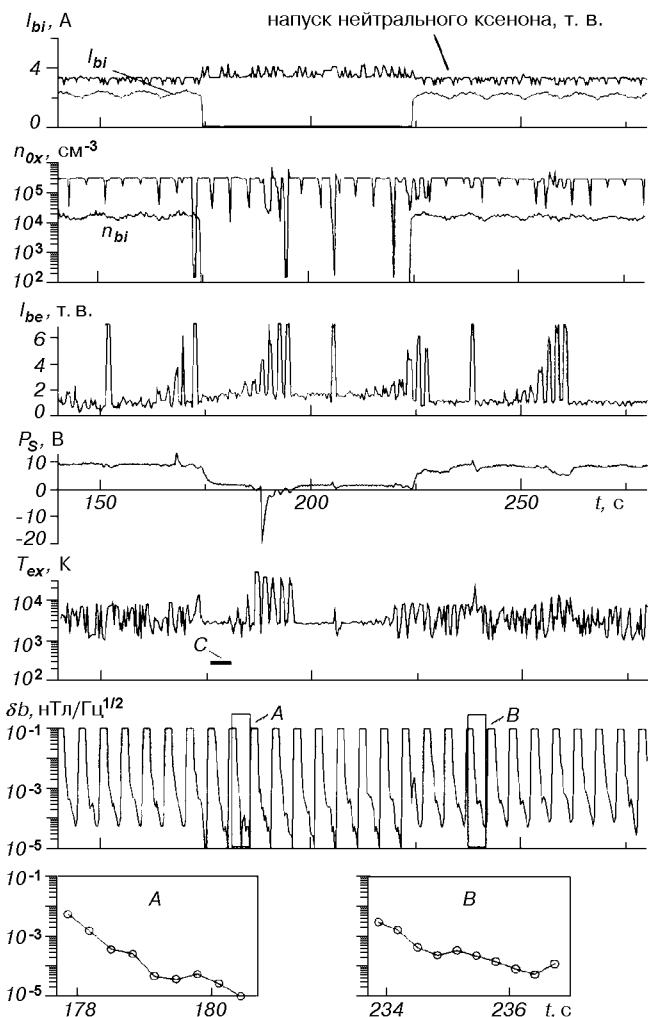


Рис. 1. Эпизод эксперимента с инжекцией электронов, квазинейтральной плазмы и выпуска газа ксенона Хе (в телеметрических вольтах, т. в.). Параметры плазмы T_{ex} , n_{0x} , потенциал спутника p_s , магнитные ОНЧ-спектры δb (8—969 Гц) показаны в зависимости от времени t (с) относительно момента $t_0 = 13 \text{ ч } 36 \text{ мин } 58.496 \text{ с UT}$, высота $H = 450 — 470 \text{ км}$ (виток 266, 09.01.1992)

$z = 0$ на спутнике, где r , z , θ — цилиндрическая система координат ($z \parallel \mathbf{B}_0$). Вычисление питч-углов инжекции электронов пучка и ионного компонента плазмы α_{pe} , α_{pi} , углов ориентации вектора скорости спутника \mathbf{v}_s , магнитного поля Земли \mathbf{B}_0 и его возмущений $\delta \mathbf{B}_j$ ($j = x$, y , z), а также углов $\beta_3 \equiv \beta_3(\mathbf{B}_0, \hat{Z})$, азимута $A \equiv A(\mathbf{B}_0^*, \hat{Y})$, или угла атаки $\theta_v \equiv Q_v(\mathbf{v}_s, \hat{X})$ проведено по измерениям бортовых датчиков и высокочувствительного магнитометра. Здесь X , Y , Z — спутниковая система координат и \mathbf{B}_0^* — проекция вектора \mathbf{B}_0 на плоскость XY (рис. 2), причем оси X , Y , Z соответствуют азимутальным (θ), радиальным (r) и аксиальным (z) измерениям компонентов. Квазипостоянные электрические поля δE_j по каждой из осей в диапазоне частот 0.1—2.5 Гц (или 0.1—10 Гц) измеряли с помощью двойных электрических зондов. Спектры ВЧ-плазменных волн в диапазоне $f = 0 \dots 10$ МГц (рис. 3) для электронной ленгмюровской, циклотронной или одной из гибридных плазменных частот, т. е. резонансов $\omega(\mathbf{k}) - \epsilon \approx \omega_{pe}, \omega_{ce}, \omega_{\pm}$, а также КНЧ—ОНЧ-волн в диапазоне $f = 8 \dots 969$ Гц, и фиксированных частотах 9.6 и 15.0 кГц для ионной ленгмюровской, гирогармоники, или альфвеновской моды $\omega(\mathbf{k}) - \epsilon \approx \omega_{pi}, \omega_{ci}, \omega_A$ определяли по данным волновых измерительных комплексов. Здесь $\epsilon = \delta\omega + i\gamma$ ($|\epsilon| \ll \omega$), а $\delta\omega$ и γ — малое приращение частоты и инкремент пучково-плазменной не-

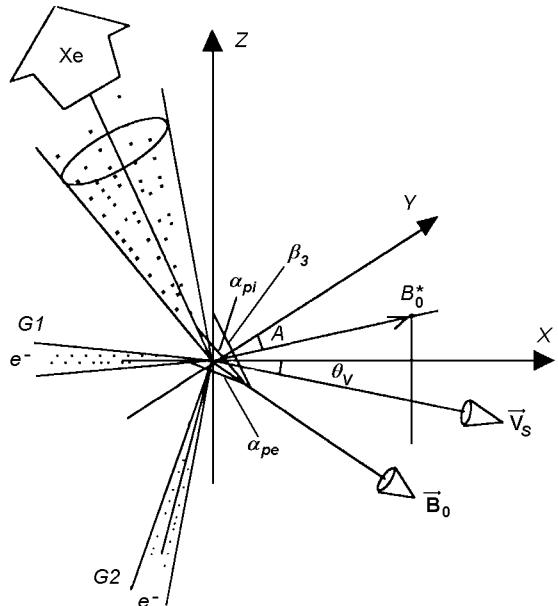


Рис. 2. Направление инжекции, углы ориентации для магнитного поля \mathbf{B}_0 и скорость \mathbf{v}_s в спутниковой системе координат XYZ , ось Z направлена от Земли

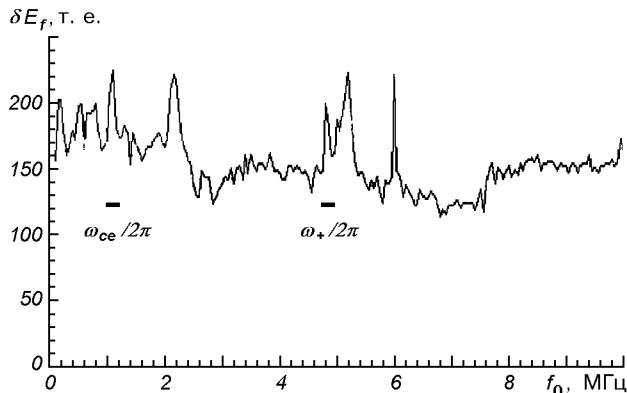


Рис. 3. Спектр ВЧ-плазменных волн, зарегистрированный при $t = 176 \dots 177$ с (интервал с на рис. 1)

устойчивости возбуждаемых волн. Электронную и ионную температуры T_e , T_i , потенциала корпуса спутника p_s , а также плотность плазмы $n \equiv n_{ix}$ и энергетическое распределение потоков ионов тепловой плазмы $j_{ix}/j_{iz}(V)$ ($0 \leq V \leq 12$ В) определяли с помощью импедансного зонда и анализатора тепловой плазмы с задерживающим потенциалом, где n_{ix} , V — плотность потока плазмы, измеренная в направлении оси $-X$, ($-Z$ для j_{iz}) и свирирующее напряжение на сетке ионной ловушки.

ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 1 представлены результаты измерений параметров пучка и плазмы на спутнике «Интеркосмос-25», а также расчетная плотность n_{bi} ионного компонента инжектированной плазмы. Из общей экспериментальной ситуации следует отметить некоторые характерные особенности. Ориентация магнитного поля B_0 была такова, что питч-углы электронной инжекции $\alpha_{pe} \approx 74 \dots 87^\circ$ ($z \geq 0$), а ионной $\alpha_{pi} \approx 121 \dots 132^\circ$ ($z \leq 0$), т. е. пучки электронов и квазинейтральной плазмы инжектировались в прямо противоположные стороны относительно оси z . Тем не менее вся пучково-плазменная система может рассматриваться как единая структура вдоль силовых линий поля B_0 . При этом взаимное влияние двух цилиндрических полупространств относительно раскачки неустойчивостей может быть учтено с помощью механизма эффективных столкновений и замены $\omega \rightarrow \omega + i\nu$, в условиях плазменной турбулентности, источник которой находится в противоположной области относительно $z = 0$. На некоторых орбитах режимы инжекции

электронного пучка и квазинейтральной плазмы или напуска нейтрального газа ксенона включались асинхронно, что обеспечило широкий выбор условий проведения эксперимента. В этом же режиме проведены измерения волновых спектров и ионного распределения $n_i(V)$. Асинхронность здесь означает независимость включений/выключений различных инжекторов и всех периодических измерений (спектров), которые были не синхронизованы с активной работой инжекторов. К этому следует добавить, что все измерения проведены на освещенном участке траектории спутника при $\omega_{pe}/2\pi \approx 4.8 \dots 4.9$ МГц и $\omega_{ce}/2\pi \approx 1.1 \dots 1.2$ МГц. Более интенсивный плазменный нагрев по компоненту T_{ex} наблюдался во время работы только электронной пушки G1 ($t = 175 \dots 225$ с), чем при одновременной работе обоих инжекторов электронов и плазмы. Это сравнение позволяет заключить, что инжекция квазинейтральной плазмы приводит к стабилизации пучковой неустойчивости, вызванной электронным пучком. На рис. 4 представлен 23-с цикл работы ускорителя электронов G1 и измеряемые параметры плазмы $n_i(V)$, T_{ex} , T_{ey} . Экспериментальные данные свидетельствуют о явной зависимости нагрева плазмы по T_{ex}/T_{ey} и ионного распределения $n_i(V)$ от режима инжекции (1 с — без модуляции; 3, 5, 7 ... — с амплитудно-частотной модуляцией). Длительность элементарного микроимпульса инжекции электронов $\tau_0 \approx 2$ мкс. Инжекция модулированного (ac) электронного пучка приводит к сильному резонансному нагреву плазмы по поперечном к магнитному полю B_0 компоненту $T_{ex} \approx 5$ эВ ($\beta_3 \approx 170^\circ$, $A \approx 300^\circ$) при частоте модуляции $\omega_m = 15.625$ кГц (15 с). Частоты $n\omega_m$ ($n = 1, 2$) близки к ионной плазменной частоте ω_{pi} для ионов O^+ и O_2^+/NO^+ ($2\omega_m \approx \omega_{pi}$), т. е. можно заключить, что плазменный нагрев вызван резонансом в области частот $\omega_m \approx \omega_{pi}$ для плазмы, состоящей преимущественно из ионов кислорода O^+ или группы O_2^+/NO^+ . На рис. 4 можно также наблюдать временную задержку нагрева ионосферной плазмы относительно момента выключения 1-с импульса инжекции электронного пучка.

Привлекает внимание отрицательный скачок потенциала Δp_s в резонансной области частот $\omega_m \approx \omega_{pi}$ на 17-й секунде инжекции. В лабораторном эксперименте [3] по изучению взаимодействия модулированного ионного пучка и плазмы было обнаружено подавление НЧ-колебаний кроме частоты модуляции, а также рост волн на частотах $\omega_m \leq \omega_{pi}$ ($\omega_m \approx \omega_{pi}$). В нашем случае НЧ-модуляции электронного пучка результаты являются схожими.

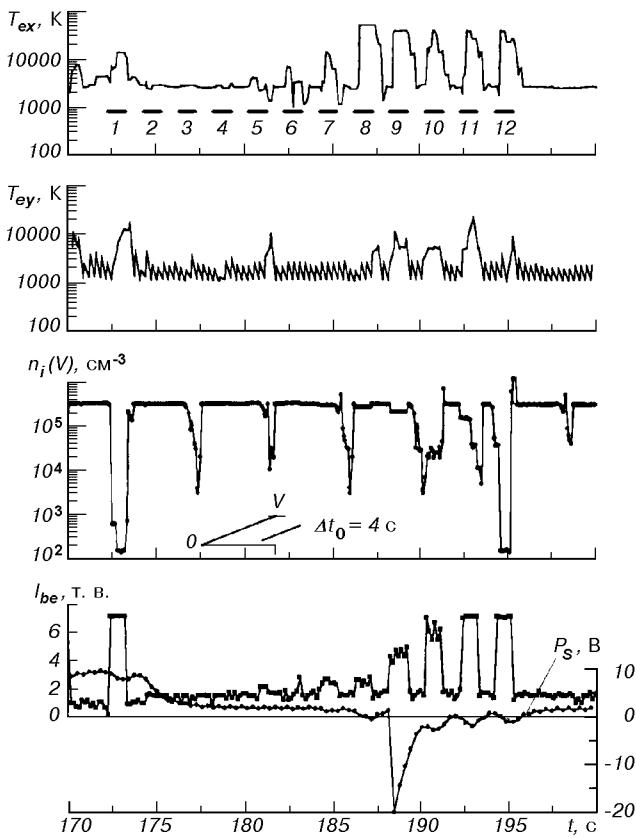


Рис. 4. Компоненты температуры T_{ex} , T_{ey} , плотность $n_{\text{ix}}(V)$ и потенциал P_s корпуса спутника при работе пушки G1. Длительность развертки задерживающего потенциала V на сетке ловушки $\Delta t_0 = 4$ с. Вверху отрезками 1, 2, ..., 12 показаны временные интервалы электронной инжекции

При квазистационарной инжекции электронного пучка, промодулированного на частотах $\omega_m \approx \omega_{pi}$, а также в зависимости от соотношения плотностей пучка и невозмущенной плазмы n_{be}/n_0 , возможно развитие ионно-фокусного режима (ИФР) распространения. В режиме ИФР электроны пучка испытывают радиальные осцилляции или продольные вариации плотности n_{be} с характерной частотой ω_0 (бетатронные осцилляции), когда длина волны флюктуаций ионной плотности λ_0 равна аксиально-радиальному расстоянию, на котором происходит одно циклотронное вращение единичного электрона. При этом даже слабые вариации ионной плотности канала могут привести к сильным радиальным осцилляциям электронов пучка. При модулированной инжекции режим ИФР для элементарных микроимпульсов может быть сформирован головными 2-мкс-импульсами («прекурсорный» пучок), стимулирующи-

ми поперечные к B_0 ионно-звуковые колебания вдоль всей трассы взаимодействия. Эти процессы могут отражать кривые зависимости p_s и T_{ex} . Развитию этого режима может воспрепятствовать движение пучка как целого со скоростью спутника, нарушающее условия фокусировки, а также различный массовый состав ионов плазмы.

При построении общей картины активного эксперимента для всех представленных на рис. 2 параметров использовалось одно измерение за один телеметрический кадр и каждому из них присваивалось одно телеметрическое время. На рис. 4 временные зависимости величин $n_{\text{ix}}(V)$, T_{ex} , T_{ey} , I_{be} , p_s имеют разно-скоростную опросность, соответственно 4, 4, 2, 2, 1 изм./кадр. В этом случае для более высокого временного разрешения были использованы максимальные возможности телеметрии и каждому параметру/байту информации присваивалось свое индивидуальное время измерения, что соответствовало реальному времени при данной телеметрической системе. Таким образом мы решили проблему «часов» инжекции с точностью до $\Delta t/256$, где Δt — телеметрический период, а также получили возможность проведения интерполяционных вычислений. Мы продолжим анализ экспериментальных данных, но параллельно с результатами вычислений различных характеристик, которые нами были получены на основе экспериментальных данных.

ИНЖЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ К МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

Инжекция электронов в квазипоперечном направлении имеет целый ряд особенностей, позволяющий выделить этот случай в особый [5]. При рассмотрении механизма пучково-плазменного взаимодействия определяющее значение имеет форма пучка электронов, его плотность и температура. Часть электронов возвращается на корпус спутника или уходит в противоположном направлении относительно магнитного поля, ослабляя эффективный ток инжекции. Кроме того, случай квазипоперечной dc -инжекции в течение 1-й с позволяет нам рассмотреть целый ряд эффектов, связанных с вращающимся электронным слоем в непосредственной близости от корпуса спутника. В первую очередь нас интересует возбуждение магнитных и электрических полей, нагрев плазмы и ускорение ионов. Поэтому мы кратко остановимся на основных моментах взаимодействия, имеющих отношение к диагностике в околоспутниковой области ионосферной плазмы.

A. ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Дисперсионное уравнение относительно возбуждения потенциальных колебаний ω , к пучку заряженных частиц в плазме с максвелловским распределением и температурой $T_e > T_i$ запишется в виде [10]

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cos^2 \theta - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \sin^2 \theta + \frac{\omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} \times \\ \times \left[1 + i\sqrt{\pi} z_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(X_e) W(z_n) \right] = 0, \quad (1)$$

где $W(z_n)$ — функция Крампа, v_{Te} , v_{be} — тепловая скорость электронов плазмы и пучка, $\omega_{be}^2 = 4\pi e^2 n_{be}/m$ — плазменная частота электронов пучка, $A_n(X_e) = (X_e)^{|n|}/2^{|n|} n!$, $X_e \approx (k_\perp v_{be}/\omega_{ce})^2$. Здесь $k_\perp \equiv k \sin \theta$ — поперечный компонент волнового вектора под углом к геомагнитному полю $\theta \equiv \theta(B_0 k)$, а резонансная расстройка

$$z_n = \frac{\omega \pm n |\omega_{ce}| - k_z u}{\sqrt{2} k_z v_{be}}, \quad (2)$$

где верхний знак берется при аномальном эффекте Доплера, нижний — при нормальном. Средняя потоковая скорость по параметру α определяется из выражения $u \equiv \langle v_z \rangle_\alpha = (1/\Delta\alpha') \int_{\Delta\alpha}^b v \cos(\alpha_{pe} + \alpha) d\alpha$, где

эффективный раствор питч-угловой инжекции $\Delta\alpha' > \Delta\alpha$ (около 4° при $z = 0$). Решение дисперсионного уравнения (1) относительно раскачки плазменных колебаний в системе холодная плазма — холодный пучок ($n_{be}/n_0 \ll 1$) при $|z_n| \gg 1$, или больших относительных расстройках $\delta = (ku - \omega)/\omega_\pm$, для $\omega \approx k_z u \approx \omega_\pm$ ($n = 0$) может быть представлено в виде

$$\text{Im}\omega = \gamma \approx \left[\frac{\omega_{be}^2 \cos^2 \theta (\omega_+^2 - \omega_-^2) \omega_\pm}{2 |\omega_\pm^2 - \omega_{ce}^2|} \right]^{1/3}. \quad (3)$$

Нас интересует раскачка колебаний в низнегибридной области частот $\omega \approx \omega_-$ ($\approx \omega_{ce}$). Характер развития неустойчивости и динамики пучка будут зависеть не только от координаты z , но и от нагрева пучка и плазмы. Для плотности пучка в зависимости от параметров α_{pe} и z можно принять либо модель сплошного и однородного по сечению пучка $n_{be} \approx n_{0b}(r_0/r)^2$ при $n_{be}(1 - \kappa) > n_0$, либо трубчатую форму потока при $n_{be} \ll n_0$, где $r_0 \equiv r(z = 0)$ и κ — степень нейтрализации заряда пучка ионным фоном окружающей плазмы. Для изучения эффектов

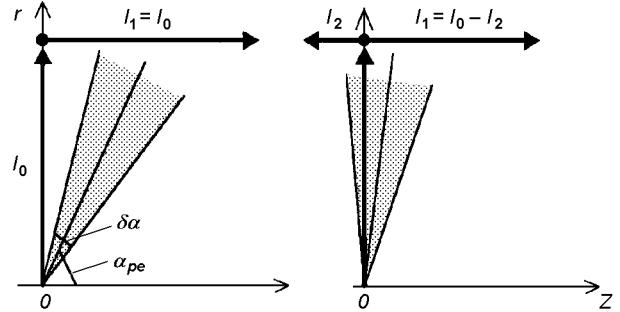


Рис. 5. Схематическое представление распределение тока инжекции электронов $I_0 = I_{be}$ в зависимости от питч-угла α_{pe} и эффективного раствора углов $\Delta\alpha'$

пучково-плазменного взаимодействия выбрана трубчатая форма электронного потока, которая в большей степени соответствует реальной форме потока не только при больших z , но и в ближней зоне инжекции на расстояниях $z \ll u/\gamma$ [23]. Для расчета плотности пучка при больших питч-углах $\alpha_{pe} + \Delta\alpha'/2 > 90^\circ$ для тока инжекции в нижнюю полусферу I_1 мы учитывали потерю зарядов, как это схематично показано на рис. 5, при этом сама плотность, как среднее значение $\langle n_{be} \rangle$ определяется из выражения для тока в нижнюю полусферу $I_1 \approx \approx 2\pi \int_a^b ev_z(r)n_{be}(r)rdr$, где a и b — максимальный и минимальный радиусы вращения крайних электронов на внутренней и внешней границах трубчатого пучка. Кроме кулоновских сил отталкивания и силы Лоренца ($\propto \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$), вызывающих начальное расширение пучка электронов. Необходимо принять во внимание действие переменных (ac) электрических полей, ассоциирующихся с пучково-плазменной неустойчивостью [11]. Эти поля, распространяясь назад к эмитирующему источнику, могут быть одним из важнейших факторов, фокусирующих электроны пучка. В обоих случаях необходимо модифицировать дисперсионное уравнение и ввести дополнительный член, учитывающий взаимодействие с индуцированными электромагнитными полями. Однако наша задача как раз и состоит в том, чтобы в эксперименте показать связь различных параметров плазмы и возбуждаемых полей, зарегистрированных в окрестности спутника, с инкрементом пучково-плазменной неустойчивости. В случае, когда наблюдается разброс параметров пучка и уже заметный нагрев ($v_{be} \sim \Delta v$) решением уравнения (1) для $k_z u \approx \omega_-$ и $|z_0| > 1$ в первом приближении будет выражение

$$\gamma = -\frac{\sqrt{\pi} \omega_{be}^2 \omega_-}{2k^2 v_{be}^2} \left[\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_-^2} \cos^2 \theta + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_-^2 \sin^2 \theta}{(\omega_-^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right]^{-1} z_0 \operatorname{Re} W(z_0), \quad (4)$$

где

$$\operatorname{Re} W(z_n) \approx \begin{cases} 1, & |z_n| \ll 1, \\ \exp(-z_n^2), & |z_n| \gg 1. \end{cases}$$

В тех случаях, когда потоковая скорость инжектированных электронов сравнима с альфвеновской скоростью $u \sim v_A = B_0/\sqrt{4\pi n_0 M}$, становится возможной раскачка волн в альфвеновском диапазоне частот $\omega \leq \omega_{ci}$, здесь M — масса иона. При больших поперечных длинах волн по отношению к гирорадиусу электронов $k r_{ce} \ll 1$ инкремент максимальен при циклотронном резонансе $\omega \approx k_u u - \omega_{ce}$. Инкремент нарастания можно определить с помощью выражения

$$\gamma = -\frac{\sqrt{\pi} \omega_{be}^2}{2\omega Q} \left[(1 + \cos^2 \theta) \frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \frac{2\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}(\omega_{ci} + \omega)} \right] z_0 \operatorname{Re} W(z_1). \quad (5)$$

Здесь

$$Q = \frac{\omega_{pi}^4}{(\omega^2 - \omega_{ci}^2)^2} \left[(1 + \cos^2 \theta) \frac{k^2 v_A^2}{\omega^2} + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} - 2 \right].$$

Для реальных параметров пучка/плазмы и магнитного поля $B_0 + \delta B$ скорость нарастания колебаний, вычисленная по формуле (3) при $n_{be}/n_0 \ll 1$, будет равна $\gamma/\omega_{pe} \sim 0.1 \dots 0.01$. С учетом разброса параметров пучка $\Delta v/v \sim 0.1 \dots 0.01$, $n_{be}/n_0 \sim 10^{-3} \dots 10^{-4}$ и эффективного раствора углов $\Delta\alpha \approx 14 \dots 16^\circ$ получим $\gamma/\omega_{pe} \sim 10^{-2} \dots 10^{-3}$ (формула (4)), что ближе к действительности (см. рис. 11). Большую роль в динамике неустойчивости играют захваченные частицы, которые ограничивают увеличение амплитуды электрического поля до уровня насыщения $\delta E_f^2/4\pi \approx n_{be} m v^2 (\gamma/\omega_{pe})$ и переводят всю систему плазма—пучок в неустойчивое состояние относительно возбуждения многомодового режима [6], который затем фактически является «длинноволновой накачкой» при развитии модуляционной неустойчивости. Оценка уровня ленгмюровской турбулентности на нелинейной стадии гидродинамической неустойчивости дает величину $\eta^f = W^f/n_0 T_e \approx (\delta E_s^2/8\pi n_0 T_e)^2 \gg m/M$ [9], при которой возбуждаемые плазменные колебания попадают сразу в область поглощения. Для принятого нами разброса параметров пучка и $\gamma/\omega_{pe} > 10^{-3} \dots 10^{-4}$ уровень турбулентности $m/M \ll \eta_f \ll 1$, и становится существенной спектральная перекачка энергии в сторону коротких длин волн с инкрементом модуляционной неустойчивости $\gamma/\omega_{pe} \sim 10^{-2} \dots 10^{-4}$, одно-

временно приводящая к срыву пучковой неустойчивости (расстройке резонанса). Итак, в зависимости от параметров пучка и плазмы, расстройки δ возможны два варианта развития неустойчивости: развал пучка на сгустки («самомодуляция») и стабилизация пучковой неустойчивости на уровне $\gamma = \gamma_0$, или периодические срывы неустойчивости [2].

Б. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

При квазистационарной инжекции электронов в течение первой секунды возбуждение электрических и магнитных полей в непосредственной близости от корпуса спутника будет существенным образом зависеть от развития ленгмюровской и ионно-звуковой турбулентности в плазме. С выходом на равновесную стадию развития динамических процессов возможен переход в слаботурбулентный режим инжекции электронного пучка. Возбуждение волн в различных диапазонах частот может оказать фокусирующий эффект на динамику электронного потока как в точке инжекции, так и на всей длине взаимодействия с плазмой. Рассматривая возбуждение волн в НЧ- и ВЧ-диапазонах ($\omega \sim \omega_A$, ω_{ci} и $\omega \sim \omega_{ce}$, ω_{pe}) мы должны учесть многие факторы, влияющие на динамику пучка, его нагрев и степень нейтрализации заряда ионным фоном плазмы. С одной стороны, возбуждение волн в рассматриваемых диапазонах предполагает выполнение ряда условий относительно критического значения плотности пучка n_{be} , а с другой — развитие колебаний нейтрализующего ионного фона приводит к сильному перемещению характерных масштабов и взаимному влиянию различных пространственных гармоник в системе плазма—пучок. В дальнейшем мы будем придерживаться следующих предположений/приближений.

1. Уровень ионно-звуковой турбулентности $\eta^s = W^s/n_0 T_e \approx (\delta E_s^2/8\pi n_0 T_e)^2$ становится больше уровня ленгмюровской $\eta^s > \eta^f$ за времена порядка $1/\gamma_0$. В дальнейшем это соотношение может быть нарушено. Уделяя основное внимание изучению возмущений магнитного и электрического полей $B = B_0 + \delta B$, $E = \delta E$ ($E_0 = 0$), мы допускаем два возможных варианта развития возмущений в плазме. При $\eta^s > \eta^f$ преобладает медленное развитие возмущений $\delta \Psi = \delta \Psi' + \delta \Psi^s$ (Slow), где $\delta \Psi'$, $\delta \Psi^s$ — очень медленно и медленно изменяющаяся часть возмущений за характерные времена $\tau \sim \omega_A^{-1}(\omega_{ci}^{-1})$ и $\tau \sim \omega_{pi}^{-1}$. В противном случае при $\eta^s < \eta^f$ следует рассматривать быстрое развитие возмущений $\delta \Psi =$

$= \delta\Psi^s + \delta\Psi^f$ (Fast). Здесь $\delta\Psi^s$, $\delta\Psi^f$ — звуковые и ленгмюровские возмущения, развивающиеся за характерные времена $\tau \sim \omega_{pi}^{-1}$ и $\tau \sim \omega_{pe}^{-1}$.

2. Источником возмущений плотности δn (δn_{be}) в системе плазма—пучок может быть трехволновая параметрическая неустойчивость, при которой альфвеновская волна накачки распадается на альфвеновскую и магнитозвуковую $a \rightarrow a + s$, последняя из которых вызывает возмущения плотности [1, 12]. Действие пондеромоторных сил со стороны нелинейных альфвеновских волн также может приводить к сильному возмущению плотности $\delta n \sim |\delta B|^2$ [19].

3. Возможность резонансного развития возмущений (больших по амплитуде значений) наиболее эффективна при «альфвеновском»/ионно-циклотронном резонансе [10], под которым обычно понимается либо резонансное возбуждение при $u \sim v_A$, либо поглощение в точке отсечки. В общем случае возмущения квазистационарного электрического и магнитного поля в слабо диссипативной плазме могут быть представлены как суперпозиция огибающей альфвеновского пакета волн и медленно изменяющихся полей, индуцированных нелинейными токами в плазме. Без учета вклада парциальных токов, пропорциональных $\langle \delta n_{be} \delta v' \rangle$ и $\langle \delta n_{be}^s \delta v^s \rangle$, амплитуда магнитных возмущений не превосходит значений $\delta B_{x,y,z} \sim I_{be}/r_{ce} \sim 10...20$ нТл даже при условии $\kappa \approx 0$, в угловых скобках — среднее значение от произведения двух одновременных флюктуаций.

4. Равновесные значения макроскопических параметров плазмы определяются как $\Psi^0 = \Psi_0 + \delta\Psi$, где Ψ_0 — невозмущенные величины, а $\delta\Psi$ — возмущения, индуцированные пучком электронов с равновесными значениями своих параметров ($\partial/\partial t = 0$), которые полностью определяются тензором диэлектрической проницаемости в системе плазма—пучок. При малых отклонениях от равновесия спектральное распределение флюктуаций имеет максимумы вблизи собственных частот плазменной системы $[\delta(\omega \pm i\omega_{ca} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})]^{-1}$, здесь $a = e, i$. В этой ситуации доминирующим диапазоном при подавлении неустойчивостей оказывается низкочастотный.

5. Относительно нагрева пучка мы будем считать, что $T_{be} = T_{be}^0 + \delta T_{be}$, где δT_{be} — флюктуации температуры пучка. О невозмущенных значениях плотности и температуры пучка следует говорить как о равновесных значениях $n_{be0} \equiv n_{be}^0$ и $T_{be0} \equiv T_{be}^0$ при отсутствии возмущений $\gamma \rightarrow 0$. Одновременные флюктуации плотности и температуры в

пространственно однородной плазме статистически независимы, т. е. $\langle \delta n \delta T \rangle_t = 0$.

6. Несмотря на то, что рассматриваемая задача не является осесимметричной относительно оси z ($\partial/\partial\theta \neq 0$) из-за движения спутника со скоростью v_s , азимутальные неустойчивости пучка электронов не принимаются во внимание в первом приближении. При проведении некоторых оценок предполагается сохранение спиралевидной формы пучка с шагом $l_0 \approx 2\pi v_z/\omega_{ce}$ (1–2 м) на расстояниях вдоль поля B_0 до одного гирорадиуса электронов $z \sim r_{ce}$.

Мы выделили самые основные, на наш взгляд, моменты взаимодействия электронного пучка и ионосферной плазмы при возбуждении флюктуаций, которые позволяют сконцентрировать наше внимание при более детальном анализе экспериментальных данных, а также на механизмах возбуждения низкочастотных волн и высокочастотных потенциальных колебаниях плазмы при углах инжекции $\alpha_{pe} = 74 \dots 87^\circ$.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для анализа экспериментальных результатов и качественного сравнения с теорией мы провели последующую обработку данных, представленных на рис. 1–4, которую можно назвать алгоритмом с «малыми изменениями параметров невозмущенной плазмы». По сути алгоритм является методом определения условий, при которых возможно изучение определенных зависимостей/эффектов от конкретных параметров пучка или плазмы при прочих равных условиях. Например, для изучения зависимости распределения тепловых ионов n_i от параметра $V + p_s$ (истинный задерживающий потенциал на сетке относительно плазмы) или построения волновых спектров для 1-й с инжекции *dc*-электронного пучка были использованы все зарегистрированные за активный период работы научной аппаратуры. При этом особое значение для наших задач имеет выбор участка орбиты спутника, на котором изменения параметров плазмы или конфигурации магнитного поля в системе *XYZ* остаются малыми. Методика восстановления спектральных величин для одного конкретного режима работы или периода инжекции электронного ускорителя использовалась ранее и в других работах [21, 22]. Здесь мы продолжили развитие этого метода для активных экспериментов в космосе.

Данные эксперимента и численные характеристики составляли набор параметров для реального события $S_j (h_1, h_2, \dots, h_{i,..}, s_1, s_2, \dots, s_{i,..}; t_j)$, где

h_i и s_i — измеренные и расчетные величины. В реальном эксперименте большинство контролируемых параметров имеют свое собственное время измерения, связанное не только с частотой работы мультиплексоров, временем аккумуляции заряженных частиц или временем измерения полного спектра, но и с периодом опроса телеметрических каналов Δt и позицией каждого информационного байта в телеметрическом кадре с номером k . Для диагностики активных экспериментов в условиях быстротекущих процессов мы должны учитывать все эти немаловажные факторы. Поэтому для того, чтобы параметры h_i и s_i соответствовали времени $t_j \pm \delta t$ ($\delta t \ll \Delta t$), мы провели не только привязку каждого байта информации b_i к временной оси, но и с помощью интерполяционных методов произвели взвешивание в узлах временной сетки t_j численных амплитуд A_j по их измеренным значениям A_c^i . При этом моменты t_j нами выбирались не произвольно, а были связаны с наиболее часто опрашиваемыми параметрами, например, в момент измерения плотности плазмы n_{ix} или температуры T_{ex} , т. е. с неравномерным шагом Δt_j . На рис. 6 представлены две реальные временные зависимости плотности n_{ix} и тока инжекции I_{be} (4 и 2 изм./кадр), демонстрирующие описанную процедуру. Для интерполируемых значений $A_j(A_c^i)$ (кривая I) при каждом интервале времени $t_k + \Delta t$ необходимо знание последующих значений A_n . Это сильно нагружает вычислительные ресурсы, так как необходимо, чтобы каждый раз в оперативную память загружались три кадра — «текущий», «следующий» и «старый», но зато есть возможность корректно решать многие задачи. Такая 3—6-точечная интерполяция приводит к сглаживанию функций, уменьшению уровня вычислительных шумов и позволит корректно использовать вторые производные при решении уравнений Пуассона—Максвелла с реальными измере-

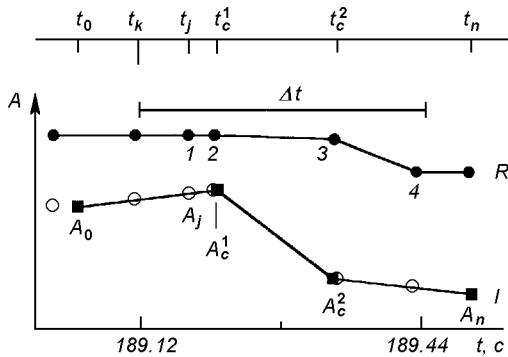
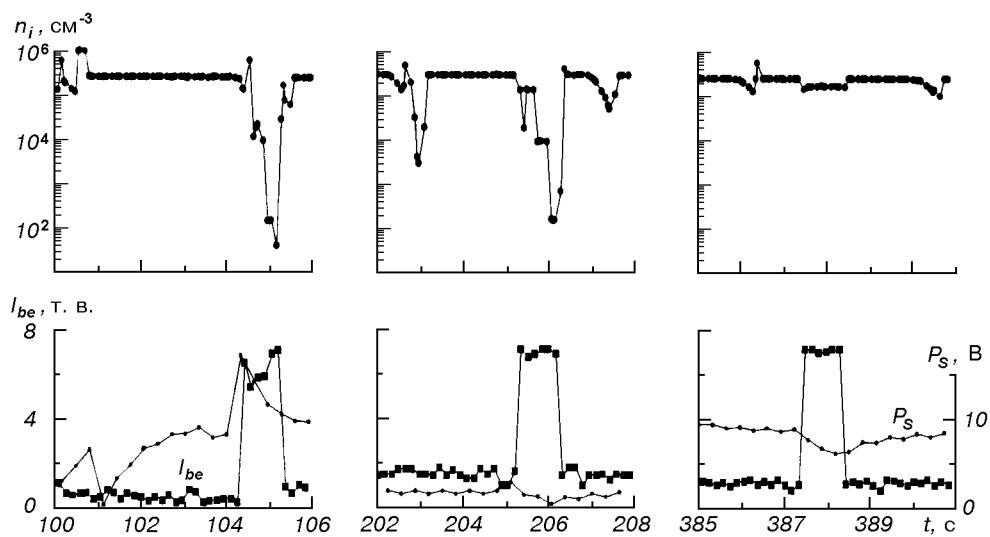
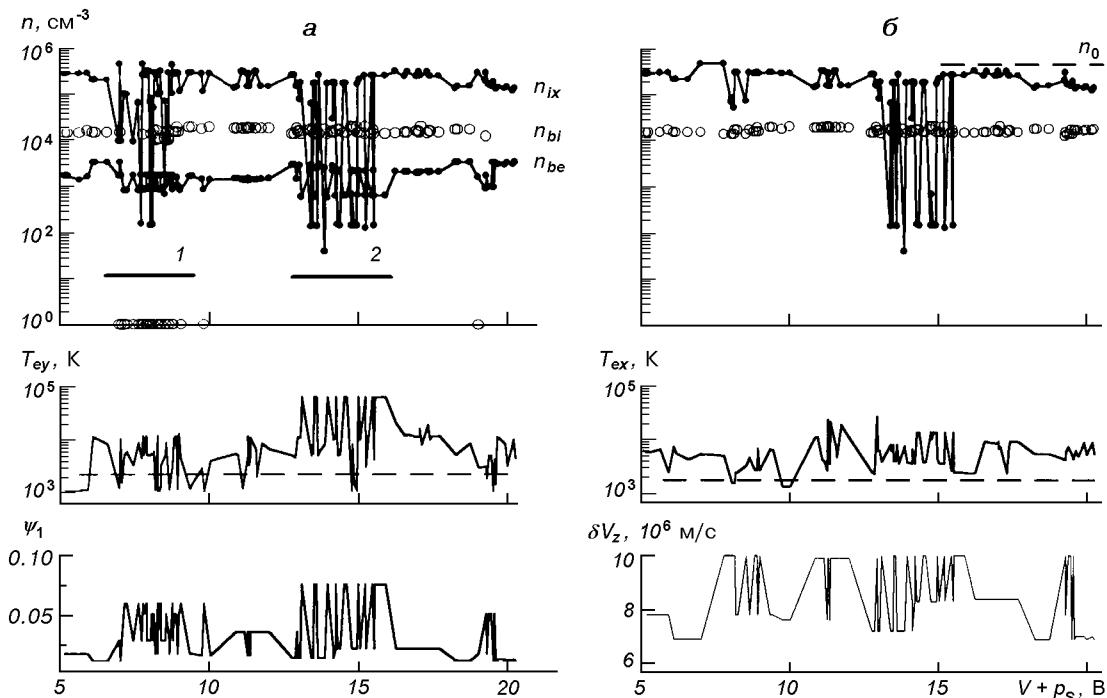


Рис. 6. Интерполяция текущих значений A_c^1 и A_c^2 (кривая I) в узлах временной сетки t_j ($j = 1, 2, 3$ и 4 , кривая R)

ниями в качестве входных параметров. В численном моделировании плазменных процессов подобное распределение параметров («раздача») по узлам пространственно-временной сетки именуется алгоритмом «частица в ячейке» (PIC), или взвешиванием первого порядка. В отличие от такой линейной интерполяции данных, все представленные на рис. 1 параметры (в формате одного телеметрического кадра) имеют одну общую привязку к ближайшему временному узлу, аналогично методу NGP в численном моделировании. Вся интерполяционная процедура проводится на всем этапе обработки данных с одновременной селекцией по отдельным событиям во время активного режима работы. События S_j и S_{j+1} могут считаться единичными, если время релаксации возмущенных характеристик ионосферной плазмы $\tau_r < t_{j+1} - t_j$, в противном случае события «контактные». Инжекция dc-электронного пучка в течении 1-й сопровождается целым рядом плазменных эффектов, которые видоизменяют не только стартовые условия для последующего момента времени, но и всю пучково-плазменную систему. В процессе турбулизации плазмы электронным пучком все возрастающую роль будет оказывать механизм «эффективных столкновений», приводящий к снижению инкремента пучково-плазменной неустойчивости. При обработке данных инжекции немодулированного электронного пучка отбирались все события («контактные»), которые составляли базу для последующего анализа («виртуального эксперимента»).

На рис. 7 представлены отдельные 4-с спектры плотности ионов $n_i(V, p_s, t)$ зарегистрированные ионной ловушкой в направлении оси $-X$ в реальном времени. Все три спектра отражают различную реакцию ионосферной плазмы за время инжекции (1-с) электронного пучка в зависимости от потенциала корпуса спутника, плотности электронного пучка n_{be} , времени свищирования $0 < t < 4$ с ($0 < V < 12$ В) и других внешних условий. Очень близкие результаты, но для электронных потоков, получены в ракетном эксперименте «Polar-5» с помощью анализатора с задерживающим потенциалом [13, 15]. Авторы связали источник дополнительного тока с пучково-плазменной неустойчивостью. В нашем случае на коллектор попадают только ионы с энергией $\epsilon \approx M_a v_s^2 / 2 > e(V + p_s)$, при этом предполагается, что все ионы сорта a однократно ионизованы. Плотность ионных компонентов n_{ia} определялась по измеренному ионному току на коллектор ловушки $I_x \approx Tr \cdot S_0 ev_s \cos\theta_v f(T_{ia})$, где Tr — пропускная способность сеток, S_0 — площадь входного окна и $f(T_{ia})$ — некоторая функция ион-

Рис. 7. Спектры тепловой плазмы $n_i(V) = n_{ix}$ для трех 1-с периодов инжекции электроновРис. 8. Измеренные значения ионного распределения $n_{ix}(V + p_s)$, плотность плазмы n_0 («насыщение») и анизотропии температуры нагрева T_{ex}/T_{ey} , а также расчетные значения плотности n_{be} и n_{bi} для трубчатых моделей пучков, параметра ψ_1 при $\Delta\alpha' \approx 14-16^\circ$ и флюктуации скорости δv_z . Случай (б) соответствует одновременной инжекции электронов и ионов плазмы, а горизонтальные пунктирные прямые для T_{ex}/T_{ey} соответствуют невозмущенным уровням

ной температуры, относительно которой делаются определенные предположения. На рис. 8 представлены виртуальные зависимости плотности $n_{be}(V + p_s)$, полученные в процессе обработки данных большого количества инжекций, нагрев плазмы по

азимутальном и радиальном компонентам электронной температуры T_{ex}/T_{ey} и функция $\psi_1 = \cos^3(\alpha_{pe} - \Delta\alpha'/2) - \cos^3(\alpha_{pe} + \Delta\alpha'/2)$ для питч-угла инжекции и предполагаемого эффективного угла раствора $\Delta\alpha'$ (рис. 5). Кроме расчетного значения

плотности пучка электронов, приведена также оценка плотности струи ксеноновой плазмы n_{bi} , позволяющая отчетливо выделить эффекты совместной работы обоих инжекторов. Можно отметить удовлетворительную корреляцию температуры нагрева ионосферной плазмы по компоненту T_{ey} и функции ψ_1 в областях 1 и 2. Этот факт можно использовать при оценке температуры нагрева электронного пучка $\delta T'_{be} \sim \delta T'_e$, что кажется вполне логичным с точки зрения существования граничных условий для процесса термодиффузии в системе плазма—пучок. Сам по себе этот факт требует более детального исследования, пока же мы его только сформулируем: а) инжекция электронов при углах $90^\circ - \alpha_{pe} < \Delta\alpha'/2$ вызывает незначительный нагрев, и наоборот, б) приводит к существенному нагреву плазмы по поперечному компоненту при меньших углах инжекции. На рис. 8 показаны также флюктуации скорости $\delta v_z = \max\{v_z - \langle v_z \rangle_a\}$, которые являются продуктом измеренных и численных величин. Интерпретация изменения ионного состава однозначной быть не может. С одной стороны, уменьшение ионного потока в областях 1 и 2 (рис. 8, a) при выполнении условия $M_a(v_s \cos \theta_v)^2 / 2 \geq e(V + p_s) \approx 7...9$ эВ и $13...15$ эВ соответствует ионам O^+ и группе NO^+/O_2^+ . Обеднение этих групп ионов может быть связано с плазмохимическими реакциями вида $e + NO^+ \rightarrow NO^* + h\nu$ (механизм Кнудсена), либо, что более вероятно, вовлечением этих ионов КНЧ-ОНЧ-волнами в движение вдоль оси z при циклотронном резонансе $\omega = k \cdot v_{ia} \pm n|\omega_{ci}|$, $n = 0, \pm 1$. Мы видим также, что в рассматриваемых областях наблюдаются сильные возмущения всех параметров плазмы, коррелированные с плотностью потока инжектированных электронов (высокочастотным инкрементом пучковой неустойчивости), несмотря на то, что параметр $V + p_s$ является внутренней характеристикой ионной ловушки. Необходимо отметить, что надежное определение плотности ионных компонентов n_{ia} , и соответственно разрешение по массовому составу, возможно только в условиях невозмущенной/слаботурбулентной плазмы. Поэтому мы должны сделать важный в нашем случае вывод: возмущение плотности ионов $\delta n_{ia} \equiv n_{ia} - \bar{n}_{ia}$ очень слабо отражает изменение массового состава ионосферной плазмы, и скорее связано с энергетическими характеристиками ионных потоков в возмущенной плазме, здесь \bar{n}_{ia} — эмпирическое среднее. В нашем случае корректнее использовать плотности ионных токов j_{ix}, j_{iz} .

На рис. 9, a представлены волновые измерения магнитной компоненты ОНЧ-НЧ-волны δb ($\equiv \delta B'$,

δB^s) в аналогичной зависимости. Необходимо подчеркнуть, что последовательность волновых измерений на оси $V + p_s$ довольно условна, она имеет смысл только в связи с данными на рис. 8 как сопутствующие измерения. Представлен также инкремент возбуждения альфеновских волн γ в результате циклотронного механизма взаимодействия на аномальном эффекте Доплера (формула 5, $\omega < \omega_{ci}$, $n = 1$) для водородной плазмы и угла распространения $80^\circ < \theta < \theta_r$ (резонансный угол $87-89^\circ$). Несмотря на то, что на высоте полета спутника ионный состав сильно неоднороден, содержание водорода составляет значительную его часть. При расчете инкремента мы стремились сохранить малость расстройки z_1 ($\gamma \neq 0$), а это было возможно только для водородной плазмы, квазипоперечных углах распространения и на частотах $\omega \leq \omega_{ci}$. Возбуждение волн в области ионно-циклотронного резонанса отражает спектр магнитного компонента δb ОНЧ-НЧ-волн (рис. 10), зарегистрированных за время dc -инжекции электронного пучка. В области частот $\omega \sim \omega_{ci}$ почти нарушаются условия, при которых было получено решение дисперсионного уравнения для НЧ-волн, и которое мы использовали в наших численных оценках. Следует сказать, что при рассмотрении «альфеновских» резонансов $\omega = k \cdot v_A$ ($u \sim v_A$) возникает подобная, но прямо противоположная проблема относительно условий его реализации при $k \rightarrow v_A/\omega$. В эксперименте на витке 266 циклотронный резонанс мог быть реализован только для ионов H^+ . Во всяком случае для ускорения более тяжелых ионов мы должны предположить совсем аномальные условия, или другие механизмы. Можно выделить несколько особенностей ОНЧ-НЧ-полей для группы данных в области 2. На частотах $\omega \leq \omega_{ci}$ амплитуда магнитного компонента очень хорошо коррелирует с величиной инкремента $\gamma \sim n_{be}$, но на более высоких частотах в звуковом диапазоне наблюдается заметное ослабление сигнала. Объяснение этого эффекта может быть построено на предположении 4 о доминирующем влиянии низкочастотных неустойчивостей. На рис. 9, б приведена зависимость амплитуд и инкремента (те же данные, что на рис. 9, a) от величины резонансной расстройки $z_0 \sim u/v_{be}$, построенная по описанной выше методике. Можно сделать заключение, что возбуждение НЧ-волн менее чувствительно к тепловому разбросу частиц пучка, причем тенденция эта усиливается с уменьшением частоты. Результат этот хорошо вписывается в существующие представления, хотя и требует более детального исследования. Выбор параметров ($\alpha_{pe}, z_0, \gamma, \dots$) в качестве переменной для определения функции

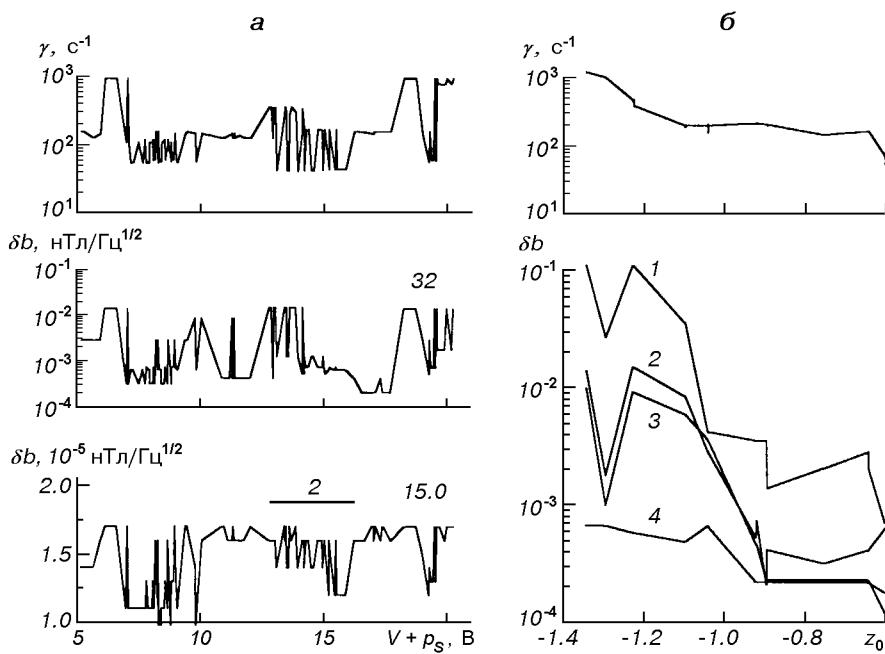


Рис. 9. Возмущения ОНЧ-магнитных полей δb для частот $\omega/2\pi = 33$ Гц и 15.0 кГц (а) в зависимости от параметра $V + p_s$ (признак того, что для соответствующего энергетического распределения ионных потоков наблюдаются возмущения, представленные на рис. 8, 11); справа (б) — те же возмущения δb (1 — 8, 2 — 33, 3 — 50 и 4 — 149 Гц), но в зависимости от параметра $z_0 \sim -u/v_{be}$ ($n = 0$). Вверху (а и б) — оценка скорости роста волны с частотой $\omega_{ci} - \omega = 150$ Гц ($\theta = 85^\circ$), расстройкой $\delta\omega \sim 500$ Гц при $M/m = 1841$ и $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-1}$

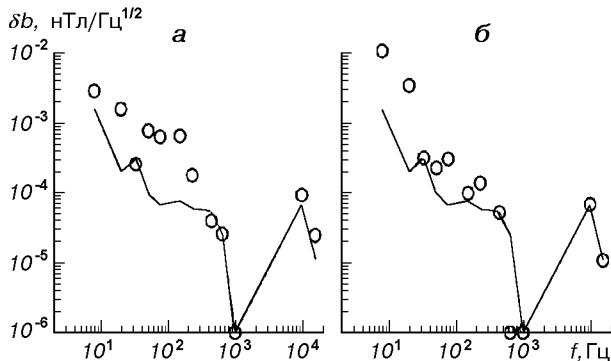


Рис. 10. Спектры δb ОНЧ-волн при инжекции электронного пучка (первая секунда, а) и в паузе (вторая секунда, б). Сплошные кривые — невозмущенный спектр при отсутствии инжекций

нальных зависимостей требует от них по-возможности равномерного распределения в достаточно широких пределах. К сожалению, это выполняется далеко не всегда в условиях достаточно медленной телеметрии или дискретных включений исследуемых режимов. Именно этими факторами объясняется малочисленность точек (их перекрытие по одинаковому параметру z_0) на рис. 9, б. Данные на рис. 11 представляют ряд эффектов, связанных с

возбуждением аномальных медленно изменяющихся магнитных и электрических полей (0.1—10 Гц), которые могут быть результатом развития мелко-масштабных волновых процессов на макроскопическом уровне. В верхней части рисунка приведены энергетические характеристики ионных потоков j_{ix} , j_{iz} , потенциал корпуса спутника p_s и инкремент раскачки потенциальных высокочастотных колебаний плазмы (формула (4)). Самой примечательной особенностью этой группы данных эксперимента можно считать аномально сильное возбуждение магнитного поля $\delta B = B - B_0$. Сравнивая возмущения δB с данными магнитного компонента ОНЧ-НЧ-волн и инкрементом $\gamma(\omega \leq \omega_{ci})$, можно предположить их внутреннюю взаимосвязь. Возникает все же вопрос: какая роль в возбуждении магнитного поля принадлежит ОНЧ-волнам? Или возбуждение волн — это одно из следствий динамо-процесса при инжеции электронной спиральности? Ответ может быть построен на предложении 3 о резонансном возбуждении альфвеновских волн. В этой проблеме чаще всего внимание акцентируется на поведении крупномасштабного поля при взаимодействии кинетических (поле скорости U) и магнитных мод (поле B), которое описывается двумя однотипными уравнениями для импульса и индукции, а основ-

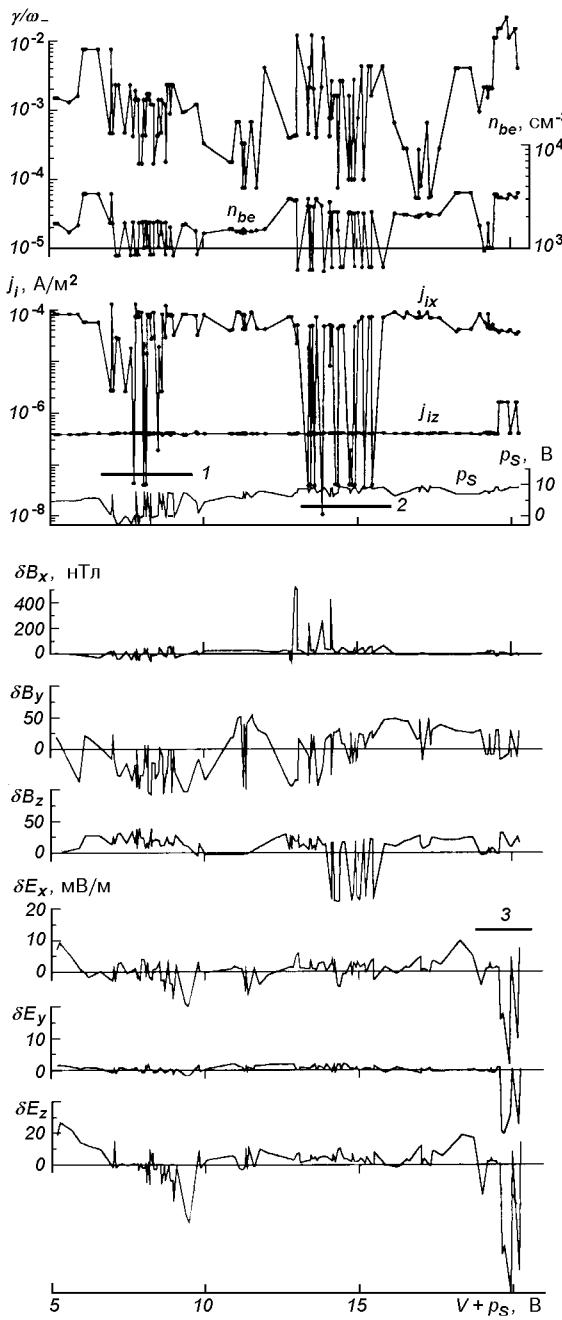


Рис. 11. Измеренные значения ионных потоков j_{ix}/j_{iz} , возмущений электрических и магнитных полей δE_{xyz} , δB_{xyz} , потенциала корпуса спутника p_s в зависимости от параметра $V + p_s$. В верхней части рисунка представлены также значения инкремента γ/ω (формула (4)) для $\Delta v/v \sim 10^{-1}$, $\delta \approx 0.20$, $\Delta\alpha' \approx 14-16^\circ$ и плотность электронного пучка n_{be}

ным источником генерации магнитной энергии рассматривается $\text{rot}(\mathbf{U} \times \mathbf{B})$ [4]. Микропроцессы же определяют спектральное распределение флюктуаций и перенос энергии в сторону коротких масштабов.

С этими гидродинамическими процессами на равновесной стадии взаимодействия (предположение 1, 4) можно связать более слабые возмущения компонента магнитного поля $\delta B_z \approx 70...80$ нТл (группа 2). Один из сценариев развития этих механизмов предполагает, что 1) каскад кинетической энергии к более высоким волновым числам вызван обычными нелинейными взаимодействиями; 2) распределение энергии между кинетическими и магнитными модами в малых масштабах происходит благодаря возбуждению альфеновских волн; 3) усиление крупномасштабного поля происходит в результате протекания процесса, называемого «обратным каскадом» магнитной энергии [7, 18]. Чтобы обобщить представленные здесь результаты, отметим, что для групп 1 и 2 характерен градиентный характер развития неустойчивостей, пропорциональных ∇n и ∇T , с которыми можно связывать и возбуждение аномально больших магнитных флюктуаций. Что касается электрического поля, то приемлемая интерпретация возмущений δE и связь с возмущениями магнитного поля может быть проведена только после анализа уравнения Пуассона—Максвелла, так как $\nabla \cdot \delta E \neq 0$. Этот вопрос выходит за рамки нашего рассмотрения. Можно отметить редкие, но интенсивные всплески амплитуды поля δE (группа 3), и если бы не одновременные возмущения ионных потоков j_{iz} и корреляция расчетных инкрементов возбуждения волн, то можно было бы считать их недостоверными.

Можно сравнить настоящие результаты с известной экспериментальной работой [8] по изучению турбулентного состояния «плазменного» пучка, под которым подразумевался плазменный столб, пронизываемый пучком быстрых электронов. Измерение энергий и потоков ионов, ускоряемых в неустойчивом плазменном пучке, производилось методом задерживающего потенциала с помощью многосеточных зондов, перемещаемых вдоль радиуса r попечерного сечения лабораторной установки расположенных вдоль оси z со стороны виртуального катода (N1) и вблизи анода (N2). При этом они были ориентированы таким образом, что зонд N1 регистрировал ионные потоки j_{iz} , движущиеся против первичного пучка, а N2 — потоки j_{2z} по ходу пучка. Основные выводы этого исследования состояли в том, что при превышении пучком некоторого критического значения $(n_{be}/n_0)_k$ попечерный размер неустойчивого плазменного пучка увеличивался на порядок (1), распределение плотности плазмы по азимуту является сильно неоднородным и имеет вид плазменного «протуберанца», врачающегося вокруг оси пучка в ионную сторону с частотой

порядка десятка кГц (2), ускорением части ионов перпендикулярно к магнитному полю до энергий в сотни эВ (3) и возбуждением ионно-звуковых волн на частотах $\omega \approx \omega_{ci}$ (4). Конфигурация измерений зондом N1 очень близка к нашему спутниковому эксперименту.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы привели результаты выполнения программы в той ее части, которая касается обработки первичной телеметрической информации и специальных алгоритмов для решения широкого спектра задач в активном эксперименте. Можно выделить основные моменты, или наиболее заметные результаты эксперимента на витке №266 при инжекции электронного пучка ($\alpha_{pe} \approx 74\ldots87^\circ$).

1. В результате пучково-плазменной неустойчивости возбуждаются волны в различных диапазонах частот:

- а) в области частот $\omega \leq \omega_{ci}$ наблюдается усиление магнитного компонента КНЧ-волн;
- б) увеличение теплового разброса электронов пучка приводит к ослаблению/затуханию спектра возбуждаемых КНЧ-волн;
- в) наблюдается возбуждение высокочастотных плазменных волн в области частот $\omega \sim \omega_+, \omega_{pe}, \omega_{ce}$, которое связывается с резонансом колебаний при $\omega(k) - \epsilon \approx kv \approx \omega_+, \omega_{pe}, \omega_{ce}$.

2. Инжекция электронного пучка приводит к сильному нагреву плазмы и анизотропии температур, а также модуляции плотности плазмы/ионных потоков в околоспутниковой области:

- а) при немодулированной инжекции эффективность нагрева плазмы/пучка по поперечной составляющей температуры заметно уменьшается при питч-углах $\alpha_{pe} + \Delta\alpha'/2 > 90^\circ$ ($\Delta\alpha'$ — эффективная ширина пучка);
- б) уменьшение интегральных ионных потоков j_{ix} с энергиями 7—9 и 13—15 эВ возможно имеет резонансный характер взаимодействия с возбуждаемыми ОНЧ-волнами;
- в) при инжекции модулированного пучка в области частот $\omega_0 \approx \omega_{pi}$ зарегистрировано сильное отрицательное падение потенциала корпуса спутника $\Delta p_s \approx -20$ В относительно окружающей плазмы.

3. К наиболее заметным результатам можно отнести возбуждение квазистационарного магнитного поля. Предполагается, что в обоих случаях генерация поля связана с увеличением дополнительных парциальных токов в плазме. Выделим несколько особых случаев:

а) аномальное/резонансное усиление магнитного поля δB на два порядка ($|\delta B_x|_{max} \sim 500$ нТл) по сравнению с номинальным $\delta B_h \sim I_{be}/r_{ce} \approx 10 \ldots 20$ нТл;

б) квазиравновесный случай с амплитудой поля (5—7) δB_h ;

4. Наблюдается генерация квазистационарного электрического поля δE (0.1—10 Гц), а также одновременное усиление продольных ионных потоков j_{iz} на корпус спутника.

5. Инжекция квазинейтральной плазмы приводит к стабилизации пучковой неустойчивости в системе пучок электронов — ионосферная плазма, что, вероятно, связано с повышенным уровнем низкочастотной турбулентности.

Некоторые из этих результатов подтверждают ранее полученные в ракетных экспериментах, но большинство являются новыми и требуют дальнейшего исследования как с точки зрения фундаментальных вопросов космической физики, так и различных приложений пучковых технологий в космосе.

Авторы искренне признательны одному из участников проекта АПЭКС и руководителю эксперимента ДЕП/УЭМ В. М. Чмыреву за предоставленные данные по измерению квазистационарных электрических полей и полезное обсуждение работы, а также А. М. Капулкину за ценные дискуссии по многим вопросам ускорения ионов. Мы также благодарны всем разработчикам научной аппаратуры, ГКБ «Южное», Институту электросварки им. Е. О. Патона и многим другим научным организациям за успешную реализацию проекта АПЭКС.

1. Галеев А. А., Ораевский В. Н. О неустойчивости альфавенских волн // Докл. АН СССР.—1962.—147, № 1.—С. 71—73.
2. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Релаксация сильноточных электронных пучков и модуляционная неустойчивость // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1977.—72, № 2.—С. 507—517.
3. Кацубо Л. П., Коваленко В. П., Солошенко И. А. Пространственно-временная фокусировка ионного пучка при возбуждении им поперечных ионных ленгмюровских колебаний плазмы // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1974.—67, № 1.—С. 110—117.
4. Ландау Д. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1959.—296 с.
5. Лизунов Г. В., Силивра А. А. Инжекция электронного пучка в ионосферную плазму под углом к геомагнитному полю // Геомагнетизм и аэрономия.—1988.—28, № 6.—С. 980—984.
6. Мацюбко Н. Г., Онищенко И. Н., Файнберг Я. Б. и др. О возникновении турбулентности при взаимодействии «момоэнергетического» пучка с плазмой // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1972.—63, № 3.—С. 874—885.
7. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. — М.: Мир, 1980.
8. Незлин М. В., Солнцев А. М. Неустойчивый плазменный

- пучок // ЖЭТФ.—1965.—48, № 5.—С. 1237—1247.
9. Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. Д. Диссипация мощной электромагнитной волны в неоднородной плазме и «сверхсильная» плазменная турбулентность // Физика плазмы.—1980.—6, № 2.—С. 377—382.
 10. Степанов К. Н., Киценко А. Б. О возбуждении электромагнитных волн в магнитоактивной плазме пучком заряженных частиц // Журн. теорет. физики.—1961.—31, № 2.—С. 167—175.
 11. Banks P. M., Raitt W. J. Observations of electron beam structure in space experiments // J. Geophys. Res.—1988.—93, A6.—P. 811—822.
 12. Hollweg J. V. Density fluctuations driven by Alfvén waves // J. Geophys. Res.—1971.—76, N 22.—P. 5155—5161.
 13. Jacobsen T. A., Maynard N. C. POLAR 5 — An electron accelerator experiment within an aurora: 3. Evidence for significant spacecraft charging by an electron accelerator at ionospheric altitudes // Planet. Space Sci.—1980.—28, N 3.—P. 291—307.
 14. Knudsen W. C. Evaluation and demonstration of the use of retarding potential analyzers for measuring several ionospheric quantities // J. Geophys. Res.—1966.—71, N 19.—P. 4669—4679.
 15. Maehlum B. N., Grandal B., Jacobsen T. A., Troim J. POLAR 5. An electron accelerator experiment within an aurora: 2. Scattering of an artificially produced electron beam in the atmosphere // Planet. Space Sci.—1980.—28, N 3.—P. 279—289.
 16. Oraevsky V. N., Ruzhin Yu. Ya., Dokukin V. S. The dynamics of the object potential during electron beam injection and the possibility to control it // Adv. Space Res.—1992.—12, N 12.—P. 1243—1247.
 17. Oraevsky V. N., Triska P. Active plasma experiment — project APEX // Adv. Space Res.—1993.—13, N 10.—P. 10103—10111.
 18. Pouquet A., Patterson G. S. Numerical simulation of helical magnetohydrodynamic turbulence // J. Fluid Mech.—1978.—85, N 2.—P. 305—323.
 19. Spangler S. R. Kinetic effects of Alfvén wave nonlinearity. I. Ponderomotive density fluctuations // Phys. Fluids.—1989.—B1, N 8.—P. 1738—1746.
 20. Uberoi C. Alfvén waves in inhomogeneous magnetic fields // Phys. Fluids.—1972.—15, N 9.—P. 1673—1675.
 21. Wilhelm K., Bernstein W. Whalen, Study of electric fields parallel to the magnetic lines of force using artificially injected energetic electrons // Geophys. Res. Lett.—1980.—7, N 1.—P. 117—120.
 22. Winckler J. R. The application of artificial electron beams to magnetospheric research // Revs Geophys. and Space Phys.—1980.—18, N 3.—P. 659—682.
 23. Winglee R. M., Pritchett P. L. Comparative study of cross-field and field-aligned electron beams in active experiments // J. Geophys. Res.—1988.—93, N A6.—P. 5823—5844.

ELECTRON BEAM INJECTION QUASILATERAL TO THE GEOMAGNETIC FIELD FROM THE DATA OF INTERCOSMOS-25 SATELLITE: APEX PROJECT

N. V. Baranets, Yu. Ya. Ruzhin, V. V. Afonin, V. N. Oraevsky, S. A. Pulinets, V. S. Dokoukin, Yu. M. Mikhailov, Ya. P. Sobolev, L. N. Zhuzgov, and I. S. Prutensky

We investigate the beam-plasma instability effects arising on the injection of charged particle beams and neutral xenon into the ionospheric plasma. Special consideration is given to the injection of the unmodulated electron beam (*dc*) with the current $I_{be} \approx 0.1$ A and the energy $\epsilon_{be} = mv^2/2 \approx 10$ KeV into a background plasma. Complex analysis of this problem is carried out with a special data processing which can be determined as the closest approach to the laboratory style of experiment.