

УДК 533.951.2

**Модификация ионосферной плазмы
в ближнем ВЧ-поле дипольной антенны:
активный эксперимент в космосе**

**Н. В. Баранец¹, В. В. Афонин², В. А. Гладышев³,
Я. П. Соболев¹, Г. П. Комраков⁴**

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

²Інститут космічних досліджень РАН, Москва, Росія

³Об'єднаний інститут фізики Землі РАН, Москва, Росія

⁴Науково-дослідний радіофізичний інститут, Нижній Новгород, Росія

Надійшла до редакції 14.01.99

Наведено результати активного експерименту на супутнику «Космос-1809» із вивчення дії ВЧ-випромінювання потужних бортових передавачів (300—400 Вт) на навколосяупутникову плазму. Розглянуто задачу про збурення функції розподілу заряджених частинок в безпосередній близькості від корпусу супутника (дипольної антени) і в прилеглому шарі плазми. Для випадку орієнтації антени вздовж магнітного поля проведено аналіз руху електронних потоків вздовж плазмової коаксіальної структури навколо випромінюючої антени. Зареєстровані спектри заряджених частинок і збурення щільності плазми на електронних циклотронних гармоніках.

ВВЕДЕНИЕ

Активные эксперименты в космосе с использованием ВЧ-излучения дипольной антенны и пучков заряженных частиц до недавнего времени были ориентированы на решение наиболее общих задач, связанных с диагностикой процессов в ионосферной плазме, изучением эффективности воздействия и с механизмами передачи энергии окружающей плазме. За последнее время развитие этих экспериментов стало приобретать новые черты, характерные для задач лабораторного типа [4, 17, 29]. Одна из таких задач связана с движением электронных потоков вдоль пространственно распределенных электромагнитных полей в ближней зоне излучения дипольной антенны. В активном эксперименте

© Н. В. БАРАНЕЦ, В. В. АФОНИН, В. А. ГЛАДЫШЕВ,
Я. П. СОБОЛЕВ, Г. П. КОМРАКОВ, 2000

на спутнике «Космос-1809» («Ионозонд-Э») впервые получены результаты резонансной модуляции потоков заряженных частиц в ближнем ВЧ-поле для случая продольной ориентации цилиндрической антены к магнитному полю Земли B_0 [1]. Изучение этого взаимодействия затрагивает широкий круг задач от определения импеданса антены в резонансном диапазоне частот, образования сильно разреженной плазменной области (вакуумных слоев) до изучения динамики прилегающей плазмы, ее устойчивости и равновесия. Наличие стоячих токов или потоков энергичных электронов с ларморовским радиусом вращения, сравнимым с поперечными размерами цилиндрической области вокруг антены («горячая структура») связывает воедино все эти вопросы. Можно привести анало-

гию с хорошо известной классической задачей движения электронов вдоль пластин конденсатора (неустойчивость Пирса) или в узком щелевом канале [8, 32]. Именно с этой точки зрения может быть рассмотрено использование цилиндрической антенны для модуляции потоков заряженных частиц в космических условиях. Вместе с тем рассмотрение этих вопросов неразрывно связано с изучением эффектов воздействия ВЧ-излучения бортовых передатчиков на ионосферную плазму и генерацию стимулированных всплесков заряженных частиц (sounder-accelerated particles — SAP), обнаруженных Гальпериным и Шуйской [4] на спутнике «Интеркосмос-19» по электронному отклику плазмы. Развитие этих исследований (в том числе и для ионов) было продолжено в работах Джеймса [29, 30] по данным американских спутников серии ИСИС. В работах Серова [17], Пулинца и Селегея [34] была проведена классификация электронных и ВЧ-волновых резонансов в параметрическом пространстве f_0/f_{ce} и f_{pe}/f_{ce} (резонансные ветви), где f_{pe} и f_{ce} — плазменная и циклотронная частота электронов, а $f_0 = \omega_0/2\pi$ — рабочая частота бортового передатчика.

В настоящей работе мы сделали краткий обзор полученных результатов по модуляции потоков заряженных частиц в ближнем поле дипольной

антенны на спутнике «Космос-1809» и попытались проанализировать некоторые направления в развитии этих исследований.

НАУЧНАЯ АППАРАТУРА

Спутник «Космос-1809» был запущен 18.12.1986 г. на круговую орбиту с высотой около 1000 км и наклонением 82.5° , с трехосной стабилизацией и осью Z , направленной к центру Земли. Результаты спутникового активного эксперимента по изучению воздействия ВЧ-излучения на ионосферную плазму получены с помощью ряда бортовых приборов, к которым относятся ионосферная станция ИС-338 с двумя взаимно перпендикулярными дипольными антеннами, спектрометр электронов и ионов малых энергий СФ-3М, импедансный зонд ИЗ-2 для измерения электронной концентрации n_0 и ее неоднородностей δn , высокочастотный зонд КМ-9 для измерения температуры электронов T_e и потенциала спутника p_s . Ориентацию магнитного поля Земли B_0 в спутниковой системе координат (углы β , φ), его величину и гирочастоту электронов ω_{ce} определяли по данным бортового магнитометра. Для контроля надежности измерений величины поля B_0 использовались также модельные расчеты. Ориен-

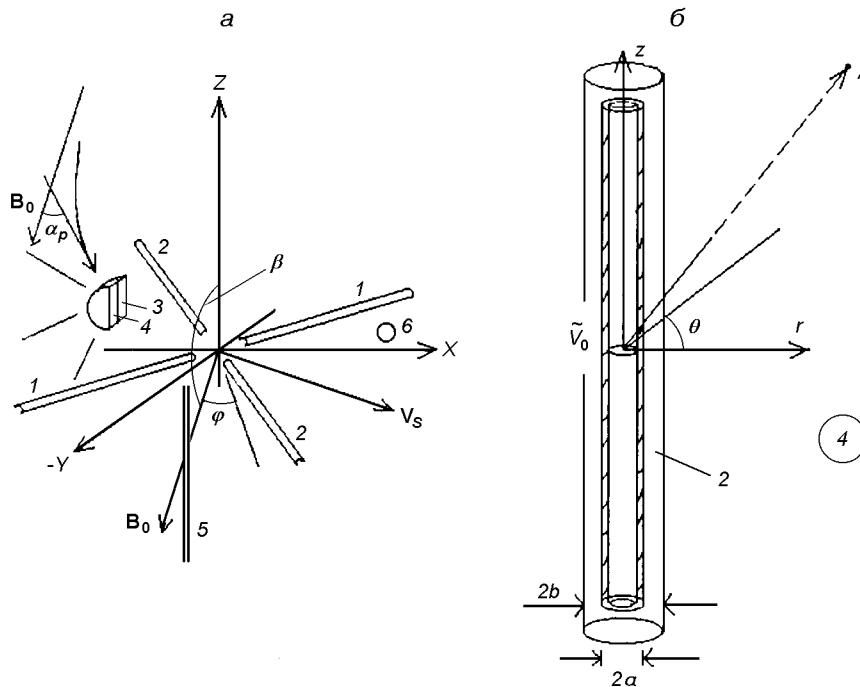


Рис. 1. (а) Расположение датчиков научной аппаратуры в спутниковой системе координат: 1, 2 — система дипольных антенн, ориентированная под углом 45° к осям X , Y ; 3, 4 — датчики ионов и электронов, 5 — антенна импедансного зонда ИЗ-2, 6 — датчик прибора КМ-9. (б) Геометрия антенны

тацию вектора скорости спутника V_s определяли по данным солнечных датчиков и бортового магнитометра. Представлены также результаты измерений ОНЧ-электрических полей на частоте 140 Гц анализатором АНЧ-2МЕ. Расположение датчиков научной аппаратуры и дипольных антенн ИС-338 приведено на рис. 1, а. Ниже приведены некоторые особенности измерительного цикла и основные характеристики научной аппаратуры.

Прибор СФ-3М представляет собой многоканальный энергоугловой анализатор электронов и ионов. Регистрация потоков заряженных частиц $J_\alpha(v, \alpha_p)$ сорта α проводилась на 16 энергетических уровнях в диапазоне энергий $\epsilon_e = 0.01 \dots 10.8$ кэВ для электронов (e) и $\epsilon_i = 0.01 \dots 9.3$ кэВ для ионов (i) в четырех диапазонах углов по отношению к вертикальной оси спутника: $0-45^\circ, 45-90^\circ, 90-135^\circ, 135-180^\circ$. Потоки частиц $J_\alpha \equiv \langle J_\alpha(v, \alpha_p) \rangle$ непрерывно регистрировались системой счетчиков большой емкости, где угловые скобки означают усреднение за несколько периодов ВЧ-инжекции. В 2-с паузе рабочего цикла передатчика измерялись невозмущенные потоки частиц $J_{0\alpha} \equiv J_{0\alpha}(v, \alpha_p)$, а также плотность плазмы n_0 (ИЗ-2) и температура электронов T_e (КМ-9). Для детального исследования процессов взаимодействия ВЧ-излучения с ионосферной плазмой была предусмотрена система 4 счетчиков с высоким временным разрешением (БВР), включающаяся последовательно на время τ (режимы измерений $\tau = 0.5, 1, 2$ или 3 мс). Начало счета первого из счетчиков было синхронизировано с работой передатчика таким образом, что регистрация потоков заряженных частиц $J_\alpha \equiv J_\alpha(\omega_0, v, \tau)$ происходила непосредственно после конца импульса излучения передатчика.

В состав комплекса ИС-338 входят приемопередатчик ИОН-1 и антенная система. Основные технические характеристики ионосферной станции приведены в таблице.

Технические характеристики ионосферной станции ИС-338

длина антенны ($2h$):	0.3—5.0 МГц (1) 50 м 5.0—15.95 МГц (2) 15 м
радиус a трубы антенны	0.012 м
длительность импульса τ_r	133 мкс
частота повторения	58.6 Гц
дискретность частотного диапазона	
0.3—1.5 МГц:	0.025 МГц
1.5—15.95 МГц:	0.050 МГц

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Большое значение при проведении активных экспериментов в космической плазме имеет методика обработки телеметрических данных, построенная не только на реальной программе эксперимента и возможностях отдельных приборов, но и зависящая от реальных условий в ионосфере/магнитосфере. Геофизические условия космического эксперимента имеют определяющее значение, так как изменение параметров ионосферной плазмы позволяет проводить исследование взаимодействия ВЧ-излучения с плазмой в широком диапазоне параметров вдоль траектории полета спутника. Комплексная диагностика изучаемых явлений с применением тонкой временной структуры (τ) измерений позволяет говорить также о «моделировании» космических активных экспериментов. На рис. 2 приведена реальная картина эксперимента с участием описанного комплекса научной аппаратуры. В первую очередь можно отметить два характерных периода, связанных с техническими характеристиками приборов: 6-с цикл ВЧ-излучения в полосе частот $f_0 = 0.3 \dots 15.95$ МГц и сканирующий режим работы спектрометра при регистрации частиц различных энергий. Потребовалась специальная методика обработки данных, зарегистрированных при таком асинхронном режиме измерений спектральных величин. В эксперименте ИС-338/СФ-3М на спутнике «Космос-1809» суть ее заключалась в отборе большого количества данных или записей (потоки частиц J_α , температура и плотность электронов T_e , n_0 , потенциал корпуса спутника p_s , ВЧ-напряжение на входе дипольной антенны V_0 , частота излучения ω_0 , ленгмюровская частота ω_{pe} и т. д.) на участке полета в спокойных магнитосферных условиях (3-4 мин) и формировании отдельных файлов для частиц с энергией ϵ_α . При последующей обработке физические записи упорядочивались по определенному правилу, например, по частоте излучения, или восстанавливались энергетические спектры возмущенных потоков J_α на конкретной частоте ω_0 и т. д. [4, 29, 34]. Такой алгоритм позволял использовать один и тот же набор комплексных данных для решения различных задач.

СТРУКТУРА БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ДИПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

При интерпретации экспериментальных данных необходимо знать амплитуду и структуру возбуждаемых в плазме электромагнитных полей, волно-

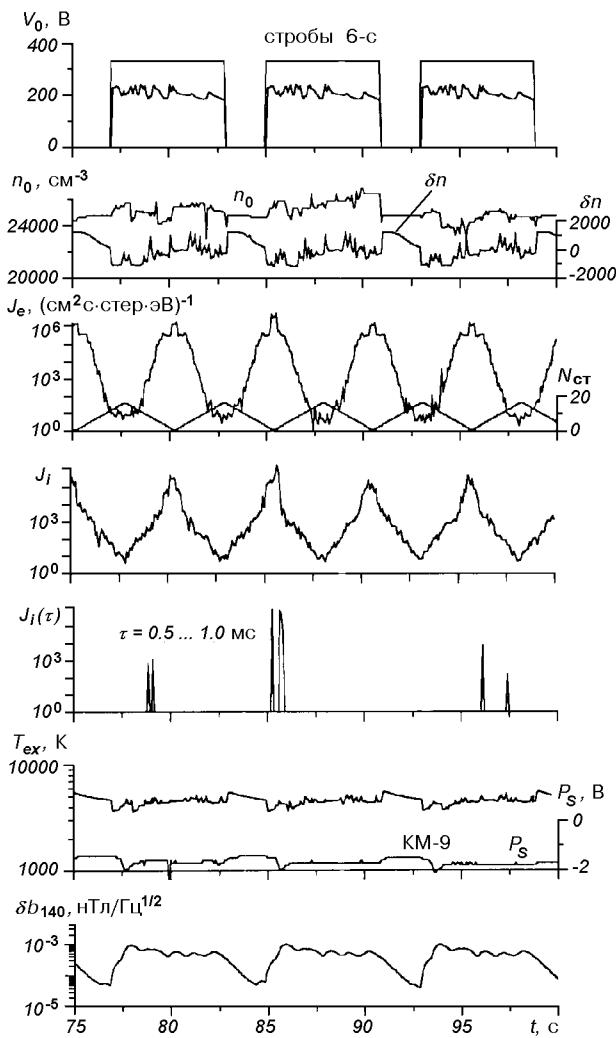


Рис. 2. Эксперимент на спутнике «Космос-1809» с использованием ВЧ-излучения дипольной антенны: V_0 — напряжение на клеммах антенны, N_{ct} — номер энергетической ступеньки регистрации заряженных частиц, δb_{140} — амплитуда ОНЧ-магнитного поля на частоте 140 Гц, T_{ex} — температура электронов в направлении оси X . Время t (с) приведено относительно момента $t_0 = 11 ч 56 м 14.846 с$ UT. Виток 554 (27.01.1987), $L_{dip} \approx 48^\circ$

вой вектор k_0 и другие характеристики излучения, поэтому кратко остановимся на математической модели излучения. Пусть r, z, θ — цилиндрические координаты с осью z , направленной вдоль оси антенны; $2h$ — длина антенны; ϵ_0, μ_0 — электрическая и магнитная постоянные. Рассмотрим продольную ориентацию дипольной антенны по отношению к магнитному полю.

А. Изолирующий слой. Область 2. За модель источника электромагнитного излучения в ионо-

сферной плазме была принята антenna конечной длины с изолированными концами, окруженная бесконечно протяженной цилиндрической областью (область 2), влиянием которой можно пренебречь при $|z| > h$ (рис. 1, б). Образование вокруг антены разреженной оболочки плазмы (rf-слой) с плотностью электронов $n \ll n_0$ и средней толщиной b , а также зависимость электростатического потенциала φ_A на антенне от приложенного к диполю высокочастотного напряжения V_0 детально исследована в работе Лафрамбуаза и др. [31]. Показано, что средняя во времени сила, действующая в ближнем ВЧ-электрическом поле в основном на электроны, эквивалентна существованию дополнительного члена $\varphi_a(r) = eE_2^2(r)/(4m\omega_0^2)$ в распределении антенного статического потенциала $\varphi(r)$ [15]; здесь $e, m/M$ — заряд электрона и отношение масс электрона к иону, а $E_2(r)$ — переменное электрическое поле в области 2. Приведена оценка зависимости статического потенциала $\chi(r) = e\varphi/\kappa T_e$ и распределения $n(r)$ для различных значений антенного потенциала $\chi_A = \chi(a)$ и радиационного параметра $e\varphi_a/\kappa T_e$, где κ — постоянная Больцмана. Лафрамбуаз и др. оценили расстояние $r_c = b$, как функцию электрического поля из уравнения движения для заряженных частиц в безразмерных переменных $d^2s/d\xi^2 \approx K \cos \xi / (s + 1)$ (без учета магнитного поля), где $s = (r/a) - 1$, $\xi = \omega_0 t$ и K — амплитудная константа. Значения параметра K по данным спутников ИСИС-2 и «Космос-1809» изменяются в пределах $10^3 - 10^4$ (линейный участок). Этому диапазону соответствуют значения $s_c \approx (1-4) \cdot 10^2$, или $b \approx 1.5-4.5$ м при $a = 0.12$ м. На основе этих результатов в работе [1] для определения толщины слоя использовалась приближенная оценка $b \approx 0.1\chi r_{De}$, где r_{De} — электронный радиус Дебая. Граница области 2 определялась из условия $n(b) \approx n_0/2$, поэтому была принята некоторая оценка для средней концентрации электронов в слое $\langle n \rangle \sim 10^{-2}n_0$.

Б. Импеданс антены и компоненты электромагнитного поля. При вычислении характеристик излучения дипольной антенны использовалась теория Кинга, Сандлера и Ву [12]. За модель окружающей среды (область 4) была принята холодная однородная плазма, электрически намного более плотная, чем в области 2. Электрические и магнитные поля E и B в каждой из областей $k = 2, 3, 4$ удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\nabla \times E = i\omega_0 B, \quad (1)$$

$$\nabla \times B = -i\omega_0 \epsilon_0 \epsilon_k B,$$

где все составляющие пропорциональны $\exp(i\omega_0 t)$. Для случая $z \parallel \mathbf{B}_0$ диэлектрическая проницаемость ϵ_k имеет вид

$$\epsilon_k = \begin{bmatrix} \epsilon_{1k} & i\epsilon_{2k} & 0 \\ -i\epsilon_{2k} & \epsilon_{1k} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{3k} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где для внешней среды ($k = 4$)

$$\epsilon_{14} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2(\omega_0 + iv)/\omega_0}{\omega_{ce}^2 - (\omega_0 + iv)^2}, \quad (3)$$

$$\epsilon_{24} = -\frac{\omega_{pe}^2\omega_{ce}/\omega_0}{\omega_{ce}^2 - (\omega_0 + iv)^2}, \quad (4)$$

$$\epsilon_{34} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0(\omega_0 + iv)}. \quad (5)$$

Оценка частоты столкновений электронов с ионами по измеренным значениям n_0 и T_e дает пренебрежимо малую величину $v \ll \omega_0$ и позволяет пренебречь потерями излучения на столкновения частиц. Для упрощения область 2 принималась изотропной по своим диэлектрическим свойствам $\epsilon_2 \approx 1 - \omega_{pe}^2/100\omega_0^2$. Волновое число и волновое сопротивление в цилиндрическом слое определялись соотношениями $k_2 = (\omega_0/c)\epsilon_2^{1/2}$, $\zeta_2 = (\mu_0/\epsilon_2\epsilon_0)^{1/2}$, при которых во всем рабочем диапазоне частот справедливо соотношение $|k_2 b| \ll 1$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. В области 4 рассматривалось излучение обыкновенной ($j = 1$) и необыкновенной ($j = 2$) моды колебаний, соответствующих ТМ- и ТЕ-составляющей поля. Волновое число в этой области определялось в соответствии с дисперсионным уравнением Апплетона—Хартри $k_{4j} = (\omega_0/c)n_{4j}$, а волновое сопротивление $\zeta_{4j} = 1/n_{4j}(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$, где n_{4j} — коэффициент преломления для j -й моды. Аксиальная симметричность задачи предполагает независимость решений для составляющих поля от координаты θ , которые находятся с помощью прямого и обратного преобразования Фурье, при этом все поперечные компоненты поля выражаются через E_z и B_z . При решении системы уравнений (1) с граничными условиями для областей 2, 4 при $r = a$, b и $r = \infty$ получено интегральное уравнение для тока в антенне $I(z)$, решение которого при $|k_4^2/k_2^2| \gg 1$ может быть представлено в синусоидальной форме для произвольной оконечной нагрузки Z_s [36]

$$I(z) = -\frac{iV_0 \sin k_0(h - |z| + i\theta_s)}{2Z_c \cos(k_0 h + i\theta_s)}. \quad (6)$$

Здесь $\theta_s = \operatorname{arctanh}(Z_s/Z_c)$, а волновое сопротивление Z_c и волновое число k_0 при условии $|k_4^2/k_2^4| \geq 2$

приближенно определяются следующими выражениями

$$k_0 = k_2 \left[\frac{k_4^2[H_0^1(k_4 b) + k_4 b \ln(b/a)H_1^1(k_4 b)]}{k_2^2 H_0^1(k_4 b) + k_4^2(k_4 b) \ln(b/a)H_1^1(k_4 b)} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

$$Z_c = \frac{\zeta_2 k_0}{2\pi k_2} \left[\ln(b/a) + \frac{k_2^2 H_0^1(k_4 b)}{k_4^2(k_4 b) H_1^1(k_4 b)} \right], \quad (8)$$

где H_0^1 и H_1^1 — функция Ганкеля первого рода. Величины Z_c и k_0 дают достаточно точные выражения в интересующей нас области частот, близких к локальной плазменной частоте ω_{pe} . Для определения входного импеданса антенны $Z_v = R - iX$ ($z = 0$, $\theta_s = 0$) можно написать $Z_v = V_0/I(0) = iZ_c \operatorname{ctg} k_0 h$.

Электромагнитное поле в области 2 можно оценить, если известно распределение тока в антенне. В этой области волновое сопротивление $Z_c \approx \approx (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \ln(b/a)/2\pi$. Если пренебречь влиянием зарядов в антенне, распределенных от некоторой точки z на расстояниях намного больших b , то для составляющих поля в слое можно написать приближенные выражения

$$B_{2\theta}(r, z) \approx -\frac{\mu_0}{2\pi r} I(z) = -\frac{ik_2^2 V_0}{2\omega_0 \ln(b/a) k_0 r} \frac{\sin k_0(h - |z|)}{\cos k_0 h}, \quad (9)$$

$$E_{2r}(r, z) \approx \frac{i}{2\pi r \omega_0} \frac{dI(z)}{dz} = \frac{V_0}{2\ln(b/a)r} \frac{\cos k_0(h - z)}{\cos k_0 h}, \quad (10)$$

$$E_{2z}(r, z) \approx \int_{r'=0}^r \left[\frac{\partial E_{2r}(r', z)}{\partial z} - i\omega_0 B_{2\theta}(r', z) \right] dr' = \frac{V_0 k_2^2 \ln(r/a)}{2\ln(b/a) k_0} \left[\left(\frac{k_0}{k_2} \right)^2 - 1 \right] \frac{\sin k_0(h - |z|)}{\cos k_0 h}. \quad (11)$$

Компоненты электромагнитного поля $E_{2\theta}$, B_{2r} , B_{2z} в области 2 не возбуждаются и в ближней зоне приближенно равны 0. Поле в области 4 ($b < r < h$) может быть найдено из граничных условий на поверхности слоя

$$B_{4\theta}(b, z) = B_{2\theta}(b, z), \quad E_{4r}(b, z) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_4} E_{2r}(b, z), \\ E_{4z}(b, z) = E_{2z}(b, z), \quad (12)$$

На рис. 3, б представлены численные значения импеданса антенны Z_v и электрического поля E_{4z} для реальных значений параметров ионосферы. Случай характерен тем, что конфигурация антенны и поля \mathbf{B}_0 была квазиперечной и отступает от наших предположений при расчете характеристик излучения. Однако в этом случае для оценки электрического поля в ближней зоне мы использовали модель изотропной среды. На этом рисунке частота

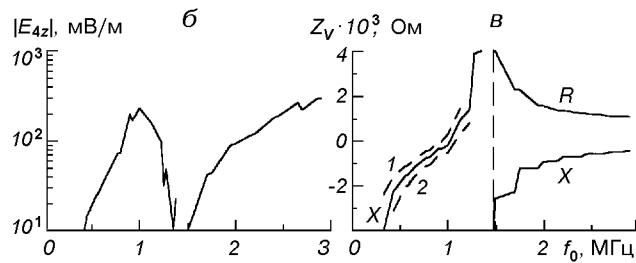
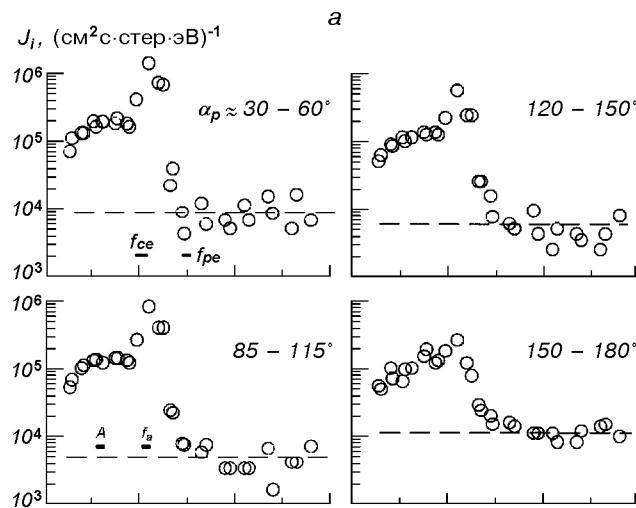


Рис. 3. а — характерный случай всплеска потоков ионов J_i в области резонанса $f_0 \approx f_a$ (f_{ce}) для $\varepsilon_i = 9$ эВ, $\varphi = 12-17^\circ$, штриховая линия — уровень потоков J_0i ; б — расчетное электрическое поле в ближней зоне излучения ($r = 3.5$ м) для $k_4 \approx (\omega_0/c) \cdot \varepsilon_{34}^{1/2}$; в — активная (R) и реактивная (X) составляющие импеданса антенны Z_v , штриховые кривые — значение X для разных моделей области 2: 1 — $b = 0.05\chi r_{De}$, $\varepsilon_2 = 1 - \omega_{pe}^2/500\omega_0^2$; 2 — $b \approx 0.2\chi r_{De}$, $\varepsilon_2 = 1 - \omega_{pe}^2/50\omega_0^2$. Вертикальная пунктирная линия — среднее значение частоты f_{pe} . Виток 554 (27.01.1987), $L_{dip} \approx 59-66^\circ$

ω_a , при которой $X = 0$ происходит смена знака реактивности, является резонансной для антенны [12, 14].

На рис. 4 показаны расчетные значения составляющих электрического поля в зависимости от координаты z/h для разных частот ω_0 . Синусоидальный характер распределения полей $B_{2\theta}(b, z)$ и $E_{2z}(b, z)$ по координате z показывает, что в точке $z = h$ их величины равны 0, однако это справедливо только для $|k_4^2/k_2^2| \gg 1$ и $Z_s = 0$. Считается, что основное влияние изолирующего слоя 2 на распределения тока в антенне и другие характеристики проявляется на частотах излучения $\omega_0 \leq \omega_{pe}$, а в области частот $\omega_0 > \max(\omega_{ce}, \omega_{pe})$ влияние более слабое, хотя и приводит к увеличению электриче-

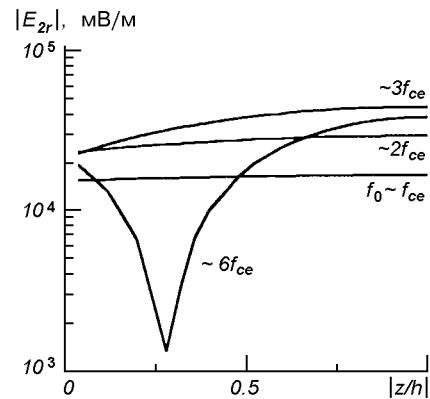


Рис. 4. Компоненты полей $E_{2z}(r, z)$, $E_{2r}(r, z)$ в области 2 ($r \approx 3.5$ м) для $f_{pe} \approx 0.62$, $f_{ce} \approx 0.65$ МГц, $T_e \approx 0.3$ эВ

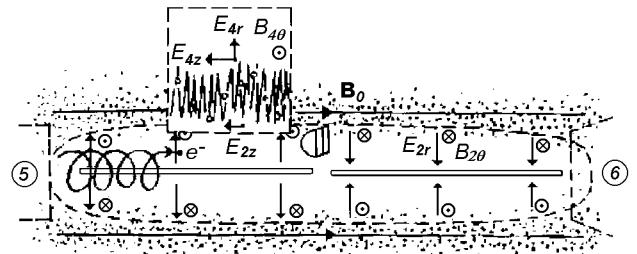


Рис. 5. Структура поля в областях 2 и 4, $z \parallel B_0$. Для пучка энергичных электронов областей 5 и 6 — «вход» и «выход» электродинамической структуры

ской длины антенны $k_0 h$ [25]. О реальной форме области 2 (рис. 5) можно судить по распределению величин $E_{2z}(b, z)$ и $E_{2r}(b, z)$ в ближней зоне излучения антенны с использованием формулы (8) для Z_c . Вероятно, что форма рассматриваемой структуры может быть зафиксирована точно так же, как в экспериментах с магнитным диполем (два витка с током) для структур типа «плазменный шнур», которые можно считать прямым «антиподом» области 2 вокруг антенны.

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ

A. Резонанс антенны. Проведенные эксперименты по воздействию мощного ВЧ-излучения бортового передатчика $E_4^2/8\pi n_0 \kappa T_e \gg k_4^2 r_{De}^2$ на ионосферную плазму привели к обнаружению ускоренных электронов и ионов не только в области частот ω_{ce} , ω_{pe} ,

но и в широком диапазоне нерезонансных частот $\omega_0 \leq \max(\omega_{ce}, \omega_{pe})$ [2, 17, 29]. На рис. 3, а представлен один из наиболее характерных случаев наблюдаемых всплесков ионов по данным спутника «Космос-1809». На частотах излучения $\omega_0 \leq \max(\omega_{ce}, \omega_{pe})$ виден резкий пик интенсивности J_i для всех питч-углов, хорошо коррелирующий с резонансом антенны. Частоту ω_a можно определить из условия $\text{Im}Z_v = 0$, или

$$\ln(b/a) - (k_2/k_4)^2 \ln(1.1229/k_4 b) = 0. \quad (13)$$

На рис. 3, а и б наблюдается корреляция расчетного электрического поля E_{4z} с резким максимумом потоков J_i . Если пик интенсивности действительно вызван резонансом антенны, или наилучшим соглашением с плазмой, то уравнение (13) позволяет оценить величину $k_4 b$. На самой нижней панели представлены значения реактанса X для разных моделей слоя 2 (параметры b и n): 1 — с более резкой границей профиля $n(r)$, 2 — с более плавной. Для параметров ионосферы, соответствующих представленному на рис. 3 случаю, величина $b \approx 2-2.5$ м при $T_e \approx 0.2...0.4$ эВ. Для оценки величины b можно также воспользоваться уравнением баланса давлений и определить не зависящее от времени распределение плотности электронов [7]:

$$n(b) \equiv n_0/2 \approx n_0 \exp\left(\frac{e^2 E_2^2}{4m\omega_0 \kappa T_e}\right), \quad (14)$$

где $E_2^2 = E_{2z}^2 + E_{2r}^2$. В нашем случае равенство (14) выполняется для значений $b \approx 1-1.5$ м. Определение границы слоя «плазма—вакуум» довольно условно и часто зависит от способа регистрации. В лабораторной работе [23] с помощью техники ленгмюровского зонда величина b определялась из граничного условия $n(b) = n_0/10$. Очевидно, что размытость границы области 2 зависит также от параметра $r_E = eE_4(b, z)/m\omega_0^2$ — амплитуды осцилляций электрона в поле волны накачки. Для реальных значений параметров ионосферы $r_E \approx 0.1 \dots 0.2$ м, т. е. $r_E/r_{De} \approx 2\dots5$.

С резонансом антенны связан технический аспект использования антенн в плазме. Поток энергии в однородных линиях с волновым сопротивлением ρ частично или полностью отражается от нагрузки с входным импедансом Z_v . В случае $Z_v = \rho$ (≈ 200 Ом) отраженные волны отсутствуют и устанавливается односторонний поток энергии от генератора к нагрузке (режим бегущей волны). Другими словами, в окрестности частоты $\omega_0 \approx \omega_a$ возможны значительные потери мощности при $Z_v = R \approx \rho$. Следует также отметить достаточноши-

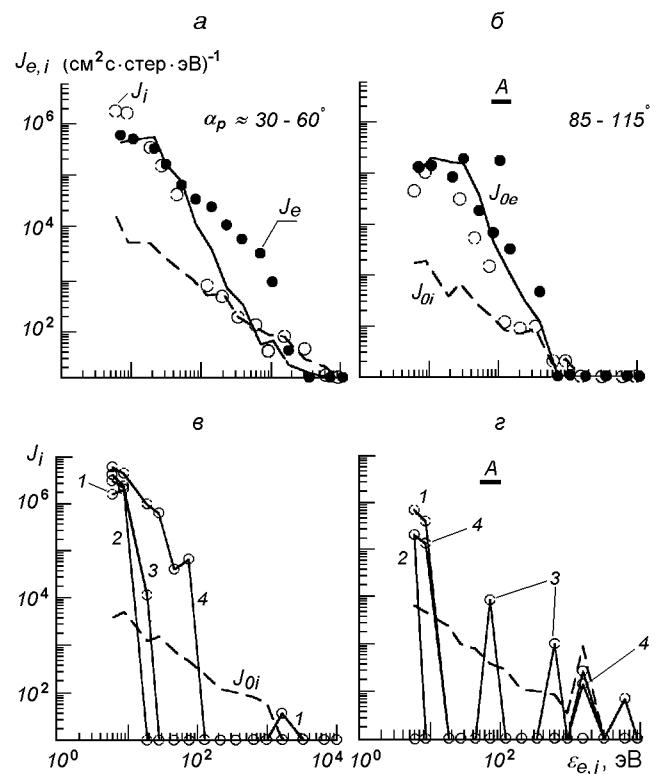


Рис. 6. Спектры потоков частиц $\langle J_{e,i} \rangle$ (а, б) и $J_i(\omega_0, v, t)$ (в, г), зарегистрированные в области частот $\omega_0 \approx \omega_a \approx \omega_{ce}$ и в области частот А (см. на рис. 2). На спектрах в) и г) цифрами 1—4 обозначены времена регистрации потоков ионов $\tau = 0-0.5$, $0.5-1.0$, $1.0-1.5$ и $1.5-2.0$ мс соответственно после импульса излучения. Сплошная и штриховая линии — уровни невозмущенных потоков J_{0e} и J_{0i}

рокий диапазон стимулированных всплесков ионов на частотах $\omega_0 \leq \omega_{pe}$ ($\omega_{pe} \leq \omega_{ce}$), что хорошо согласуется с аналогичными результатами по регистрации ионных потоков, полученными на спутнике ИСИС-2 и приведенными в работе [29]. По данным спектрометра СФ-3М возмущения ионных потоков $J_i(\omega_0, v, t)$ наблюдались в течение 0.5 мс на частотах $\omega_0 < \omega_{pe}$ и в течение 2—3 мс на частотах вблизи точки резонанса антенны [34]. На спектрах потоков ионов (рис. 6, в, $\omega_0 \approx \omega_a$) представлена зависимость возмущений J_i для двух диапазонов питч-углов α_p , приведены также спектры электронов J_e ($\omega_0 \approx \omega_a \approx \omega_{ce}$). Большая длительность возмущений ионных потоков на частотах $\omega_0 \approx \omega_a$, очевидно, связана с аномально большими значениями тока $I(z)$ в антенне и определенным углом между направлением движения спутника и ориентацией дипольной антенны. Из этих результатов можно сделать некоторые выводы:

(i) Возмущение потоков ионов, вызванное их ускорением, происходит в непосредственной близости от корпуса спутника в течение времени $\tau \approx 1...3$ мс;

(ii) Стимулированные всплески ионов $J_i(\omega_0, v, \tau)$ наблюдаются в диапазоне энергий $\varepsilon_i \approx 6 ... 120$ эВ для диапазона углов $\alpha_p \approx 40 ... 70^\circ$, и $\varepsilon_i \approx 6 ... 70$ эВ для углов $\alpha_p \approx 150 ... 180^\circ$;

(iii) Можно говорить об отрицательном потенциале корпуса спутника $p_s \approx \varphi_A$ ($\tau = 0$) относительно окружающей плазмы как одной из главных причин ускорения ионов [30].

Б. Расширение плазмы к отрицательно заряженному корпусу спутника. С исследованием возмущенных потоков $J_i(\omega_0, v, \tau)$ и статического $\chi = \chi(r, z, \tau)$ связан и другой аспект проблемы. Релаксация области 2 при $\tau \geq 0$ может рассматриваться как задача о расширении плазмы в вакуум к отрицательно заряженному электроду, т. е. корпусу спутника. В ряде лабораторных опытов [27, 28] с помощью ленгмюровского зонда и индуцированной лазерным излучением флуоресценции в плазме (ЛИФ-диагностика) проведены измерения плотности n_i и скорости ионов v_i на кромке расширяющейся плазмы, а также электрических полей в различных вакуумных слоях. В лабораторном эксперименте [27] с помощью ЛИФ-диагностики получено постоянство ионного потока $n_i v_i$ расширяющейся плазмы на различных расстояниях от электрода, свидетельствующее о стационарности процесса. Эксперименты позволили провести сравнение с теорией от простых моделей слоя, таких как законы Чайльда для χ и b , до сложных кинетических моделей [9]. При выборе граничных условий всегда предполагается, что $\chi, \varphi = 0$ ($r \geq b, \tau = 0$) и $n_i = n_e$, в то время как величина потока $n_i v_i$ и отношение ионной температуры к электронной T_{i0}/T_{e0} на входе в слой являются принципиальными положениями любой теории от законов Чайльда для тока до кинетических моделей с учетом функции распределения $S_\alpha(r, v_\alpha) \propto f_\alpha(r, v_\alpha) v_\alpha$ источника частиц сорта α [21, 22].

В одномерном случае движение ионов, входящих в слой со скоростью v_{i0} , описывается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial}{\partial r} [f_i(r, H)v_i(r, H)] = S_i(r, H) \quad (15)$$

с $H \equiv Mv_i^2/2 + q_i\varphi(r) = \text{const}$, где q_i — заряд иона. Вся последующая динамика, распределение потенциала $\varphi(r)$ и электрических полей $\partial\varphi/\partial r$ будут зависеть от функций распределения частиц $S_\alpha(r, v_\alpha)$ в области источника, параметров T_{i0}/T_{e0} и

r_{De}/b в квазинейтральном слое. Распределенным источником частиц в нашем случае будет вся прилегающая к слою плазма (область 3), кроме цилиндрических торцов. Плотность ионов на кромке расширяющейся плазмы может быть получена при интегрировании функции источника для всех типов ионов

$$n_i(r) = \sum_i \int_{q_i\varphi(r)}^{\infty} dH \int_a^b dr' S_i(r', H)/v_i(r, H).$$

После подстановки выражений для плотности ионов n_i и электронов $n_e(r)$ в форме распределения Больцмана (14) в уравнение Пуассона получено интегродифференциальное уравнение для слоя [23]. Его аналитическое решение для $\varphi(r)$ дает различные значения падения потенциала φ_1 ($r \approx b$) на интерфейсе «плазма—слой» и общего падения потенциала на спутнике/антенне $p_s \approx \varphi_A$ (или φ_w на «стенке») в зависимости от выбора функции источника $S_\alpha(r, v_\alpha)$. Результаты численного моделирования для различных схем также подтверждают большее падение нормированных потенциалов χ_1 и χ_A при инжекции частиц с максвелловским распределением по скоростям, где индекс 1 относится к плазменному интерфейсу [33]. В модели Биссела и Джонсона ($r_{De}/b \rightarrow 0$) на результирующей функции распределения для $f_i(0, v_i)$ (на «стенках») возникает особенность для частиц с $v_i \approx 0$, для устранения которой потребовалось введение предположения о неограниченно большом ускорении (электрическом поле $\partial\varphi_1/\partial r$) на границе «плазма—слой». Только при таком предположении неопределенно большое число ионов с начальной нулевой скоростью на интерфейсе может преодолеть расстояние b со сверхзвуковой скоростью в соответствии с критерием Бома $\langle v_i^{-2} \rangle \leq M/\kappa T_e$.

На рис. 6, в, г приведены спектры потоков ионов $J_i(\omega_0, v, \tau)$, зарегистрированные счетчиками БВР сразу после импульса инжекции, из которых в течении $\tau \approx 0—1.5$ мс (в) отчетливо виден узкий и крутой характер спектра для $\varepsilon_i \leq 10...15$ эВ. Для частиц в потенциальном поле сохраняется общий интеграл движения, поэтому из условия $Mv_i^2/2 + q_i\varphi(r_s) = Mv_{i1}^2/2 + q_i\varphi_1(b)$ для ионов в точке регистрации $r_s \approx 1.5$ м от корпуса спутника следует простое соотношение для падения потенциала $\varphi(r_s) - \varphi_1(b) \leq -(Mv_i^2/2 - Mv_{i1}^2/2)_{\max}/q_i$. Для заряда $q_i = e$ значение потенциала в точке регистрации потоков ионов $\varphi(r_s) \leq -10 ... -15$ В и относительно потенциала корпуса спутника p_s ($\tau = 0$) очень трудно сделать заключение о его точной величине. Для энергий $15 \leq \varepsilon_i \leq 100$ эВ с момента $\tau \approx$

$\approx 1.5\ldots 2.0$ мс потоки ионов являются более интенсивными по сравнению с невозмущенным уровнем. Это достаточно неожиданный результат, и пока можно сказать только о сильных экранирующих процессах в околоспутниковой области для энергичных ионосферных ионов. Что касается электронного отклика плазмы при $\tau \geq 0$, то кроме предположения о распределении Больцмана, можно сказать еще, что низкоэнергичная часть электронов не достигнет корпуса спутника сразу. Спутника достигнут только те электроны, энергия которых $\epsilon_e > e|p_s|$, т. е. что все зарегистрированные за время $\tau < 1.5$ мс электроны являются «пришельцами» из более удаленных областей $r \gg b$. Однако нельзя утверждать, что совпадение верхней и нижней границы отсечки на спектрах ионов и электронов (рис. 6 а, б) соответствует потенциальному p_s ($\tau = 0$). В непосредственной близости от корпуса спутника в ионосферной плазме развиваются интенсивные ионно-звуковые колебания, которые приводят к ускорению ионов и одновременно к сильной турбулизации плазмы, экранирующей быстрые потоки электронов на спутник. Кроме того, при $\tau \geq 0$ антenna (корпус спутника) находится под плавающим потенциалом $\varphi_A \equiv \varphi(a, \tau)$, и поэтому, регистрация электронных потоков будет зависеть от скорости релаксации наведенного потенциала на корпусе спутника.

Представленные на рис. 6 данные нерезонансных возмущений J_i на частотах $\omega_0 \neq \omega_a$, казалось бы, находятся в согласии с лабораторными опытами, несмотря на сложную геометрию распределения потенциала χ около спутника. Однако подобное равенство нарушается в области частот $\omega_0 \approx \omega_a \approx \omega_{ce}$. Это может быть следствием асимметричного расположения датчика ионов в области 2, сложной взаимной геометрии направлений z , B_0 и вектора скорости спутника V_s . Наблюдаемый резонанс на частоте $\omega_0 \approx \omega_{ce}$ скорее заставляет предположить следующее. Известно, что в ВЧ-электрическом (E) и постоянном магнитном полях медленно и быстро изменяющиеся части ларморовского радиуса электронов $r_{ce} = R_{ce} + \rho_e$ могут заметно увеличиться на гармониках $n\omega_{ce}$ благодаря действию сил поля волны с левой круговой поляризацией, пропорциональных $(1/\omega_0)\nabla_r |E_\perp(R_e)|^2 / (\omega_0 - n\omega_{ce})$, или резонансу «силы Миллера» [15]. Таким образом, при циклотронном ВЧ-нагреве увеличение кинетической энергии перпендикулярного движения электронов (ЭЦР) может привести к их резонансной локализации на внешней стороне магнитной силовой трубы и поляризации плазмы, что вызовет асимметрию в распределении потенциала типа «in-

out». Это повлечет за собой диффузию ионов и захвату в потенциальные ячейки [19], т. е. в распределении потенциала около спутника происходят два однотипных, но разных по своей природе явления. Одно связано с образованием области 2 вокруг антены, другое имеет резонансную природу и наблюдается в геометрии магнитной силовой трубы. С момента $\tau \geq 0$ оба процесса только усиливают релаксацию. Резонансное усиление потоков ионов на $\omega_0 \approx \omega_{ce}$ в активном эксперименте впервые было зарегистрировано на спутнике ИСИС-2 [29, рис. 7].

О ВОЗМУЩЕНИИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ. ОБЛАСТЬ 3

На спутнике «Космос-1809» с помощью импедансного зонда ИЗ-2 получены первые данные о ВЧ-возмущениях плотности плазмы $\Delta n = n - n_0$ в непосредственной близости от корпуса спутника. Измерение плотности плазмы производилось после импульса ВЧ-инжекции в «произвольный» момент времени $\tau \approx 0 \ldots 12$ мс, что отражено на рис. 2 в виде достаточно хаотичных изменений для n_0 . Поэтому для определения $\Delta n(\tau)$ в конкретные моменты времени была реализована специальная методика обработки экспериментальных данных. На рис. 7, а и б приведены результаты таких вычислений для возмущений плотности Δn ($\tau = 1\ldots 1.5$ мс) в области резонансных частот ω_{ce} , ω_{pe} , ω_{ih} , имеющие как положительный, так и отрицательный знак. Очевидно, что при большой мощности излучения и коротких импульсах ВЧ-излучения на границе области 2 с $\omega_0 < \omega_{pe}$ в переходной области

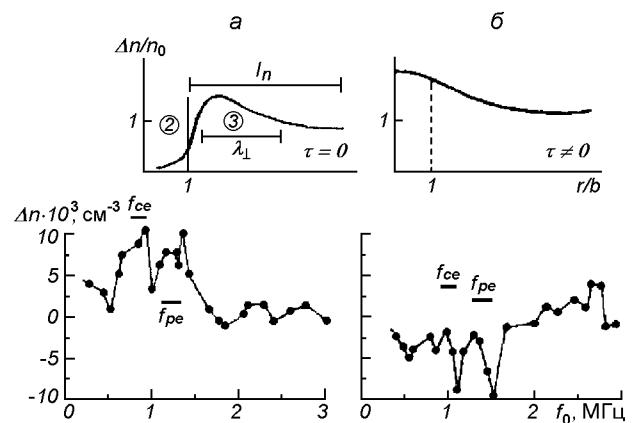


Рис. 7. Возмущение плотности плазмы Δn в зависимости от частоты f_0 при $\tau = 1\ldots 1.5$ мс для различных значений параметра $q = \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2 < 1$ (а), виток 49 (21.12.1986) и $q > 1$ (б), виток 678 (30.01.1987). Представлена модель области 2 и 3 для $\Delta n(r)/n_0$ при $\tau = 0$ (а) и $\tau \neq 0$ (б)

2 и 3 ($r \geq b$) может быть выполнено соотношение $n > n_0$ и тогда для расчета электромагнитного поля дипольной антенны потребуется учитывать дополнительный переходной слой (область 3). В этом случае наиболее близкой к реальности была бы трехслойная модель внешней среды, которая редко используется на практике из-за значительных математических трудностей. На рис. 7 представлены некоторые модели распределения плотности $n(r)$, качественно отражающие динамику областей 2 и 3. Значения параметра $\beta_H = 8\pi n_0 k T_e / B_0^2$ для ионосферной плазмы вдоль орбиты «Космос-1809» удовлетворяют соотношению $\beta_H \ll 1$, и $B_0/B_{4\theta}(b, z) \sim 10^3 \dots 10^4$. Поэтому в плазме малого давления, когда размеры неоднородностей плотности плазмы l_n меньше глубины скин-слоя $\delta_s \sim 1/\text{Im}k_0$, действие ВЧ-излучения должно оказывать стабилизирующее влияние на плазму в области 3 [16, 18]. Подавление низкочастотных неустойчивостей может быть особенно заметным для случая, когда градиент плотности ∇n направлен перпендикулярно к магнитному полю. В работе [10] рассмотрена устойчивость по отношению к дрейфовым колебаниям бесстолкновительной плазмы, находящейся в постоянном магнитном поле B_0 и ВЧ-поле E -волны. Мы будем придерживаться случая продольной ориентации дипольной антенны к постоянному магнитному полю, когда компоненты полей на границе переходной области представляются в виде

$$(E_{4r}, E_{4z}, 0); (0, 0, B_{4\theta}); (0, B_0, 0). \quad (16)$$

В этих условиях для описания невозмущенного состояния плазмы вводится параметр $g_\alpha^\phi = -em^{-1}\nabla(\varphi_a + \varphi)$ — эффективное «ускорение силы тяжести», учитывающее все действующие потенциальные силы на частицы сорта α . Описание низкочастотных возмущений δg_α в области 3 можно представить в виде, пропорциональном $\exp[i(kr - \omega t)]$ при $\omega, k_z v_{Te} \ll \omega_0$ и $\lambda_\perp \ll l_n, \delta_s$, где $\lambda_\perp = 2\pi/k_\perp$ — длина волны возмущения в поперечном к B_0 направлении и v_{Te} — тепловая скорость частиц. В теоретических работах детально исследовано влияние внешних ВЧ-полей на низкочастотные колебания. Демирханов и др. [10] для отдельного частного случая $v_{Ti} \ll \omega / |k_z| \ll v_{Te}, k_\perp v_{Te} \ll |\omega_{ce}|$ из условия квазинейтральности НЧ-колебаний получили дисперсионное уравнение для определения частоты $\omega = \text{Re}\omega$ и инкремента $\gamma = \text{Im}\omega$ дрейфовых колебаний. В пределе $k_\perp v_{Ti} / \omega_{ci} \ll 1$ и $T_i \ll T_e$ приближенное решение дисперсионного уравнения, полученного в работе [10], можно представить в виде

$$\omega = \omega^*(1 + F),$$

$$\gamma = -\sqrt{\pi} \frac{\omega^{*2}}{|k_z| v_{Te}} (F + \zeta + \eta_e/2), \quad (17)$$

где

$$\omega^* = \frac{k_\perp T_e \ln n_0}{m |\omega_{ce}| r}, \quad \eta_e = \frac{\ln T_e}{\ln n_0}, \quad \zeta = \frac{\omega_{0e}}{\omega^*}, \quad \omega_{0e} = \frac{k_\perp g_e^{\text{ef}}}{\omega_{ce}},$$

а функция F определяется выражением

$$F = \frac{r_E^2}{r_{De}^2} \frac{k_z^2 (k_\perp^2 \varepsilon_{14} + k_z^2 \varepsilon_{34})}{(k_\perp^2 \varepsilon_{14} + k_z^2 \varepsilon_{34})^2 - (\eta^* k_\perp \varepsilon_{24})^2},$$

$$\eta^* = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}. \quad (18)$$

В общем случае величина F имеет резонансный характер, в частном, когда $\omega_{ci} \ll \omega_0 \ll |\omega_{ce}|$, величина F отрицательна [18]. Для нашей задачи величина F по порядку величины сравнима с $B_{4\theta}^2 / 16\pi n_0 T_e \sim 0.1 \dots 0.01$. Если следовать работе [15], то в случае заметных изменений амплитуды поля E_2 на расстояниях порядка ларморовского радиуса электронов r_{ce} и $\omega_0 \neq \omega_{ce}$ резонансный характер будет иметь также составляющая потенциала $\varphi_a \sim \omega_0^2 E_2^2 / (\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)$, который, однако, в приведенных оценках не учитывался. Для дипольной антенны, как следует из (17), действие переменного магнитного поля $B_{4\theta}$, $(B_{2\theta})$ оказывает стабилизирующее действие на устойчивость ионосферной плазмы относительно низкочастотных возмущений в области 3, в то время как величина ζ всегда положительна и способствует уменьшению инкремента γ . Результаты численного анализа формул (17), (18) в применении к нашему случаю представлены на рис. 8 в виде зависимостей инкремента

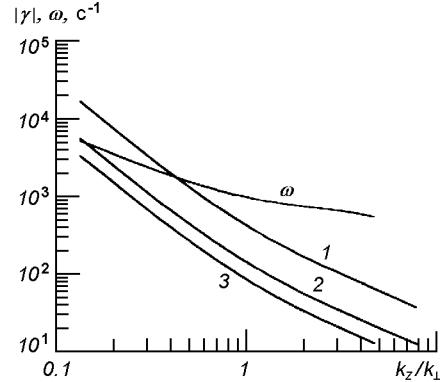


Рис. 8. Зависимость инкремента γ и частоты ω от параметра k_z/k_\perp ($T_e = 0.5$ эВ, $f_{ce} \approx 0.63$, $f_{pe} \approx 0.80$ МГц; 1, 2, 3 — γ при $\lambda_0 = 2, 6, 10$ м соответственно)

мента γ и частоты НЧ-колебаний ω от величины параметра k_z/k_{\perp} для различных значений λ_0 и T_e . В отличие от частоты ω , инкремент γ заметно уменьшается при увеличении плотности n_0 . Так, уже для $n_0 \approx 0.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ значения $\gamma \approx 100 \text{ с}^{-1}$. Очевидно также, что с увеличением угла наклона антенны к магнитному полю должна уменьшаться частота НЧ-возмущений в области 3. По данным рис. 8 можно сказать, что величина и знак $\Delta n(\tau)$ будут зависеть от частоты ω , времени τ и резонансных частот плазмы. Рассмотрение этой задачи указывает на важность сбалансированности длительности и мощности ввода ВЧ-импульса в ионосферную плазму ($\tau_r < |\gamma^{-1}|$) с точки зрения стабильности области 3.

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ ВДОЛЬ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ «ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ВЧ АНТЕННА В ПЛАЗМЕ»

А. Циклотронные резонансы на электронных гармониках $n\omega_{ce}$. Известно, что условием резонансного взаимодействия электромагнитной волны с электронами на циклотронных гармониках является соотношение

$$\omega_0 = n\omega_{ce} + k_{0z}v_z, \quad (19)$$

в котором n — номер гармоники, а величины k_{0z} , v_z — проекции волнового вектора и скорости частицы на направление магнитного поля ($z \parallel B_0$). Существует два характерных интервала углов θ распространения волны по отношению к магнитному полю: 1) $|\pi/2 - \theta| \gg \beta_T/n_{kj}$ и 2) $|\pi/2 - \theta| \ll \beta_T/n_{kj}$ — почти поперечное распространение, когда в условии (19) можно пренебречь доплеровской поправкой $k_{0z}v_z$, где $\beta_T = (\kappa T_e/mc)^{1/2}$. Наиболее четко резонансный характер проявляется при наличии составляющей поля с левой круговой поляризацией и $k_{0\perp}v_{\perp} \neq 0$. Хорошо известно также, что при продольной ориентации дипольной антенны к полю B_0 диаграмма направленности при излучении необыкновенной волны отлична от нуля для углов $\theta \approx 0$ [3]. Поглощение НО-моды на первой гирогармонике значительно в широком диапазоне углов для разреженной плазмы и увеличивается при $\theta \rightarrow 0$. На более высоких гармониках $n \geq 2$ поглощения НО-волны ($\sim (\beta_T n_{kj})^{2s-4} \sin^{2n-2}\theta / |\cos\theta|$) очень незначительно [11].

На рис. 9, *a* представлен характерный случай резонансного усиления потоков электронов $\langle J_e \rangle$ на гармониках nf_{ce} ($n = 1, 2, \dots, 5$) для всего диапазона наблюдаемых питч-углов $\alpha_p \approx 90^\circ \dots 160^\circ$, когда

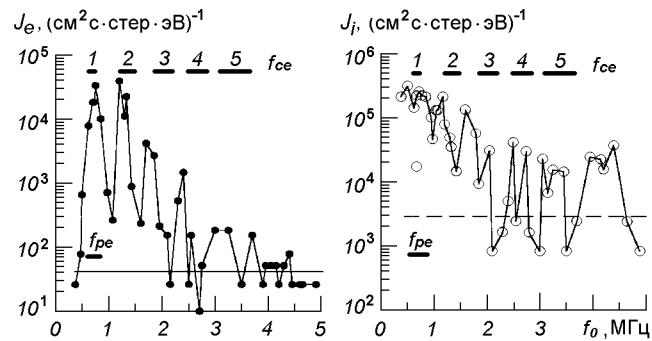


Рис. 9. Резонансное усиление потоков J_e для $\alpha_p \approx 90-120^\circ$ и J_i для $\alpha_p \approx 60-90^\circ$ на гармониках nf_{ce} , $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ ($\epsilon_e = 396 \text{ эВ}$, $\epsilon_i = 9 \text{ эВ}$), тонкая и штриховая горизонтальные прямые — уровни потоков J_{0e} и J_{0i} . Виток 44 (21.12.1986), $L_{dip} \approx 27-35^\circ$

дипольная антenna ориентирована почти вдоль магнитного поля ($\beta \approx 80^\circ$; $\varphi \approx 75^\circ$; $q \approx 1$). Определенная часть электронов, зарегистрированная спектрометром СФ-3М на гармониках nf_{ce} , в течение времени τ_r была подвержена наиболее сильным возмущениям в области 2 с радиусом поперечного сечения порядка b и длиной порядка h . Распределение поля при $r < b$ близко к поперечной электромагнитной моде ТЕМ, для которой справедливы соотношения $|k_2b| \ll 1$, $\text{Im}k_2 \approx 0$ и $E_{2z}/E_{2r} \ll 1$. Подобная электродинамическая структура («ко-кон») и компоненты поля в ней схематически показаны на рис. 5. Наличие плавного диэлектрического перехода $n_{e,i}(b)$ приводит к увеличению составляющей $E_{2z}(E_{4z})$ и круговой поляризации поля $E \equiv E_2 \cos(k_2 z - \omega_0 t)$, что является положительным моментом для области 2 и плазменного интерфейса с точки зрения эффективности взаимодействия электронного потока с ближним полем антенн. Для электронов с питч-углами регистрации $\alpha_p \approx 90\dots120^\circ$ и $k_{0z} \equiv k_2$ условие (19) должно принять вид $\omega_0 = n\omega_{ce} - |k_2 v_z|$, что согласуется с некоторым смещением резонансов относительно гармоник nf_{ce} . Однако этот циклотронный механизм взаимодействия за время τ_r дает только некоторую часть из общего числа резонансных электронов. Другая часть, и по-видимому большая, является следствием релаксационных процессов при $\tau \geq 0$. В подтверждение этого на рис. 9, *b* представлены возмущения потоков $\langle J_i \rangle$ на частотах nf_{ce} , которые можно связать с резонансом «силы Миллера» или с резонансным поведением функции F (18), т. е. с уже обсуждавшимся механизмом увеличения коэффициентов поперечной диффузии для ионов при ЭЦРН. Ранее считалось, что образова-

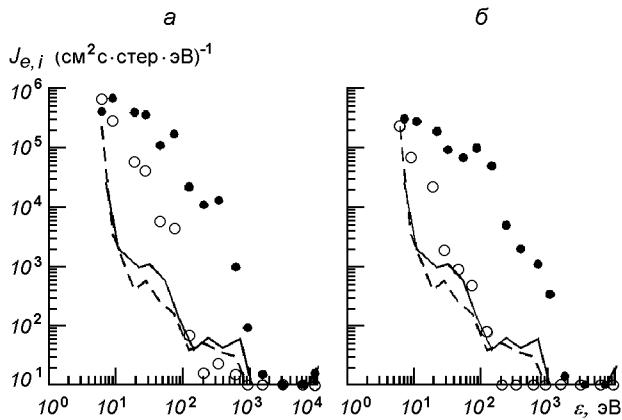


Рис. 10. Спектры потоков J_e ($\alpha_p \approx 90-120^\circ$), J_i ($\alpha_p \approx 60-90^\circ$) на гармониках $n f_{ce}$: (а) — $n = 1$, (б) — $n = 2$

ние изолирующего слоя и его влияние на диаграмму направленности происходит в диапазоне частот $\omega_0 < \max(\omega_{ce}, \omega_{pe})$ [25, 26]. Резонансное усиление потоков ионов J_i для рассматриваемой ориентации показывает, что и в более высокочастотной области заметная роль также принадлежит области 2. На рис. 10 представлены спектры потоков J_e и J_i на гармониках $n = 1, 2$. В связи с потерями энергии на излучение и нагрев плазмы в областях 3 и 4 можно говорить о добродатности плазменных цилиндрических «стенок» как своеобразного резонатора.

Как известно, идеальное экранирование излучения происходит в области плазменного резонанса $\omega_0 = \omega_{UH}$, случаи $\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2 \gg 1$ и $\omega_0 = n\omega_{ce}$ могут лишь частично усилить отражательные характеристики слоя [13]. Для плотности энергии, отобранной у поля резонансными и нерезонансными электронами, может быть сделана оценка

$$W^* = \int m v^2 (f_e - f_{0e}) d^3 v \approx \sum (J_e - J_{0e}) \Delta v^3,$$

где f_e — функция распределения электронов. На гармониках $n = 1, 2, 3$ величина $W^* \approx 0.47, 0.27, 0.04 \cdot 10^{-11}$ Дж/м³, что сравнимо с плотностью энергии $E_{2z}^2/4\pi \approx (0.22...0.60) \cdot 10^{-11}$ Дж/м³ для $r = 0.3...4$ м и $\omega_0 \approx \omega_{ce}$, однако в условиях анизотропии определенная часть мощности излучения неизбежно «теряется» в окружающей плазме.

С учетом ранее сделанных выводов относительно ускорения ионов в ближней зоне антенны можно сказать, что возмущения потоков электронов с энергией $\epsilon_e < p_s$ вызваны исключительно послеимпульсной релаксацией ионосферной плазмы, т. е. низкоэнергичные электроны в течение времени τ_r «обтекают» область 2 из-за отрицательного элект-

ростатического потенциала φ_A на антenne. Ионосферные электроны с энергиями $0.1 \leq \epsilon_e \leq 2-3$ кэВ способны сформировать очень слабый ток $I_{be} \approx e\pi b^2 \int f_e d^2 v \sim 10^{-5} \dots 10^{-6}$ А через область 2, взаимодействуя с полем в течение всего времени пролета h/v_z . В этом случае для малых углов α_p и первой гармоники гирочастоты значение параметра $\mu = \omega_{ce} h / 2\pi v_z$ (число гировращений на полудлине антены) варьируется в пределах $0.5 \leq \mu \leq 10$, для $\mu \ll 1$ электроны преимущественно либо ускоряются, либо только замедляются в поперечном направлении. Для электронов с $r_{ce}/b < 1$ и $\mu \gg 1$ траектории движения в случае идеально выбранных орбит будут испытывать малые бетатронные осцилляции, пропорциональные $\exp[i(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k})\mathbf{r} + \omega_0 t]$, где \mathbf{k} — пока не определенная величина. В зависимости от фазы поля $\omega_0 t_0$, скорости v и положения ведущего центра частицы в плоскости $z = h$ (момент t_0), вся система на входе (область 5, рис. 5) будет работать селективно, производя первоначальную группировку электронов. Необходимо отметить одну особенность, связанную с неустойчивостью тока $I(z, t) = I(z) \exp(-i\omega_0 t)$ в антenne, или неустойчивостью Пирса. Эйдманом показано [20], что при относительном движении тонкого проводника в изотропной плазме ток в системе становится неустойчивым при $h\omega_0/v_z > \pi/\sqrt{2}$ со значительно большим инкрементом $\text{Im}\omega_0$, чем в работе [32]. В ионосферной плазме ситуация более сложная, однако в целом ориентация магнитного поля \mathbf{B}_0 вдоль оси антены оказывает стабилизирующее влияние на распределение тока в антenne.

Ближнее поле вокруг антены на частотах $\omega_0 \approx n\omega_{ce}$ ($n = 3, 4, 5, 6$) сильно неоднородно и может быть одной из причин наблюдаемых резонансных возмущений потоков J_e именно до $n = 5$ (см. рис. 4, $f_0 \approx 6f_{ce}$). Переменные поля (9)–(11) при $r \ll b$ могут выполнять роль электромагнитных замедляющих структур (ЗС) довольно сложной формы, а при $r \sim b$ в совокупности с полем приграничного слоя определять форму и структуру ЗС на внутренней стороне коаксиальной линии, аналогично полю $\delta\mathbf{B}_w$ ($\delta\mathbf{E}_w$) для широкого класса электровакуумных СВЧ-приборов [6, 24]. Таким образом, вся структура представляет собой нерегулярный плазменный волновод и может быть рассмотрена как своеобразная аналогия ондулятора [8], который является важнейшим элементом СВЧ-генераторов стимулированного излучения при прохождении холодного интенсивного электронного пучка вдоль однородного магнитного поля с суперпозицией ондуляторного поля.

При большом токе инжекции высокоэнергичных электронов плазменная структура в области 3 и квазинейтральность могут быть сильно нарушены и движение электронов будет происходить на фоне оголенного положительного заряда ионов, который в современной пучковой технологии часто называется ионно-фокусирующим режимом (ИФР). Как известно, основным конкурентом режима ИФР является шланговая неустойчивость, при которой даже слабые вариации ионной плотности канала могут привести к сильным радиальным осцилляциям электронов пучка и разрушению режима ИФР. И здесь может проявиться одно из самых ценных достоинств легкой цилиндрической антенны (полувибратора) как протяженного источника ВЧ-излучения для подавления паразитных неустойчивостей. Хотя в этом случае теория излучения антенны типа симметричного вибратора нуждается в существенных изменениях математической модели.

Мы остановились на основных моментах взаимодействия электронов при пролете электронов вдоль разреженной электродинамической структуры вокруг цилиндрической антенны при наличии поля ВЧ-накачки на частотах $\omega_0 \approx n\omega_{ce}$. Очевидно, что все процессы взаимосвязаны, и для более точных оценок необходимо комплексное рассмотрение всех вопросов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью работы был краткий обзор результатов космического эксперимента по модуляции и локальному ускорению заряженных частиц в ближнем поле дипольной антенны на спутнике «Космос-1809». Можно выделить наиболее важные результаты проведенного эксперимента.

1. Возмущенные потоки ионов $J_i(\alpha_p, v)$ на частотах волн накачки $\omega_0 \leq \max(\omega_{ce}, \omega_{pe})$, $\omega_0 \neq k_{0z}v_i$ связаны с образованием разреженной области 2 вокруг антенны на время излучения (τ_r) и расширением окружающей плазмы после окончания ВЧ-импульса ($\tau > 0$) в область пониженной концентрации плазмы к отрицательно заряженным корпусу спутника и антенне.

2. Задержка ускоренных ионов после импульса излучения ($\tau_s \approx 1.5$ мс) на дифференциальных спектрах связана с распределением электростатического потенциала $\varphi(r, z)$ вокруг антенны и потенциалом корпуса спутника $p_s = \varphi(a, 0)$, а также с функцией распределения ионов в области 3 (функцией источника) и со стартовыми условиями на момент $\tau = 0$.

3. Обнаруженные вариации плотности плазмы $\Delta n(\tau, \omega_0)$ в течение $\tau \approx 0...1.5$ мс — следствие релаксационных процессов в окрестности дипольной антенны и определяются остаточными колебаниями плазмы после ВЧ-импульса.

4. Обнаружен редкий тип возмущений ионных потоков J_i на электронных гармониках $n\omega_{ce}$ ($n = 1, 2, 3$). Существование резонансных потоков J_i позволяет предположить образование «вакуумных прослоек» на частотах $\omega_0 > \max(\omega_{ce}, \omega_{pe})$ в результате резонансного усиления составляющей ВЧ-потенциала для волн с левой круговой поляризацией $\varphi_a(r, z) \sim \nabla |E_2(r, z)|^2 \omega_0 / (\omega_0 - n\omega_{ce})$ и пространственно-неоднородного распределения концентрации плазмы в области 2.

5) Усиление потоков электронов $J_e(\alpha_p, v)$ в диапазоне частот $\omega_0 = n\omega_{ce} - |k_{0z}v_z|$ ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) при продольной ориентации антенны ($z \parallel B_0$) может быть связано с резонансным взаимодействием пролетных электронов с (i) электромагнитными модами в области 2 в течение времени τ_r , (ii) послеимпульсной релаксацией окружающей плазмы по аналогии с результатами 1, 2) и (iii) электронными циклотронными волнами в плазме при $\tau > 0$.

Эти результаты позволяют сформулировать рабочую гипотезу относительно использования цилиндрической антенны (полувибратора) в качестве распределенного источника ВЧ-излучения для модуляции пучков энергичных электронов в ближнем поле антенны. При умеренных плотностях инжектированных электронов (предположительно меньше плотности окружающей плазмы) в электродинамической системе возможно развитие циклотронно-ондуляторной неустойчивости на частотах электронных гирогармоник.

Авторы искренне признательны научным руководителям эксперимента на спутнике «Космос-1809» («Ионозонд-Э») Ю. И. Гальперину и Ф. К. Шуйской, Н. С. Ерохину и В. А. Шувалову за ценные замечания и полезное обсуждение работы, а также рецензенту за многочисленные предложения, которые существенно ее улучшили.

- Баранец Н. В., Афонин В. В., Гладышев В. А. и др. Ускорение электронов на гармониках электронной циклотронной частоты под действием ВЧ-излучения на спутнике «Космос-1809» // Космич. исследования.—1995.—33, № 2.—С. 118—127.
- Баранец Н. В., Афонин В. В., Комраков Г. П., Васильев Г. В. Воздействие ВЧ-излучения на ионосферную плазму в области резонанса антенны по данным спутника «Космос-1809» // Космич. исследования.—1995.—33, № 1.—С. 40—51.
- Бункин Ф. В. Об излучении в анизотропных средах //

- Журн. эксперим. и теорет. физики.—1957.—32, № 2.—С. 338—346.
4. Гальперин Ю. И., Сагдеев Р. З., Шуйская Ф. К. и др. Обнаружение явления ускорения электронов в ионосферной плазме под действием излучения мощного бортового радиопередатчика вблизи локальной плазменной частоты со спутника «Интеркосмос-19» // Космич. исследования.—1981.—19, № 1.—С. 34—44.
 5. Гапонов А. В., Миллер М. А. Об использовании движущихся высокочастотных потенциальных ям для ускорения заряженных частиц // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1958.—34, № 3.—С. 751—752.
 6. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпратов В. К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // Изв. вузов. Радиофизика.—1967.—10, № (9—10).—С. 1414—1453.
 7. Гетманцев Г. Г., Денисов Н. Г. Об одном эффекте при измерении электронной концентрации в ионосфере методом антенного зонда // Геомагнетизм и аэрономия.—1962.—2, № 4.—С. 691—693.
 8. Гинзбург В. Л. Об излучении электрона, движущегося вблизи диэлектрика // Докл. АН СССР.—1947.—56, № 2.—С. 145—148.
 9. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1965.—49, № 8.—С. 647—654.
 10. Демирханов Р. А., Гуткин Т. И., Лозовский С. Н. Дрейфовая неустойчивость бесстолкновительной плазмы в высокочастотном поле E -волны // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1968.—55, № 6.—С. 2195—2199.
 11. Железняков В. В. О гирорезонансном излучении и поглощении в равновесной магнитоактивной плазме // Изв. вузов. Радиофизика.—1964.—7, № 1.—С. 67.
 12. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. — М.: Наука, 1984.
 13. Кондратьев И. Г., Миллер М. А. Двумерные электромагнитные поля, направляемые плазменными слоями // Изв. вузов. Радиофизика.—1965.—8, № 1.—С. 34—41.
 14. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. Антенны в плазме. — Нижний Новгород: ИПФ АН СССР, 1998.
 15. Миллер М. А. Движение заряженных частиц в высокочастотных электромагнитных полях // Изв. вузов. Радиофизика.—1958.—1, № 3.—С. 110—123.
 16. Михайловский А. Б. Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963.—Т. 3.—С. 141.
 17. Серов А. А., Гальперин Ю. И., Лисаков Ю. В., Шуйская Ф. К. Локальное ускорение электронов околоспутниковой плазмы радиоизлучением мощного бортового передатчика // Космич. исследования.—1985.—23, № 3.—С. 431—443.
 18. Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д. О стабилизации низкочастотных неустойчивостей плазмы // Журн. эксперим. и теорет. физики. Письма.—1966.—4, № 1.—С. 32—35.
 19. Шурыгин Р. В., Юшманов П. Н. Ионный теплоперенос в токамаке при циклотронном нагреве // Физика плазмы.—1986.—12, № 5.—С. 535—545.
 20. Эйдман В. Я. О неустойчивости квазистатических колебаний тонкого проводника, обтекаемого плазмой // Изв. вузов. Радиофизика.—1979.—22, № 7.—С. 781—788.
 21. Bissell R. C., Johnson P. C. The solution of the plasma equation in plane parallel geometry with a Maxwellian source // Phys. Fluids.—1987.—30, N 3.—P. 779—786.
 22. Emmert G. A., Henry M. A. Electric sheath and presheath in a collisionless finite ion temperature plasma // J. Appl. Phys.—1992.—71, N 1.—P. 113—119.
 23. Emmert G. A., Wieland R. M., Mense A. T., Davidson J. N. Electric sheath and presheath in a collisionless finite ion temperature plasma // Phys. Fluids.—1980.—23, N 4.—P. 803—812.
 24. Freund H. P., Jackson R. H., Pershing D. E., Taccetti J. M. Nonlinear theory of the free-electron laser based upon a coaxial hybrid wiggler // Phys. Plasmas.—1994.—1, N 4.—P. 1046—1059.
 25. Galejs J. Impedance of a finite insulated cylindrical antenna in a cold plasma with a longitudinal magnetic field // IEEE Trans. on Antennas and Propagation.—1966.—AP—14, N 6.—P. 727—736.
 26. Galejs J. Impedance of a finite insulated cylindrical antenna in a cold plasma with a perpendicular magnetic field // IEEE Trans. on Antennas and Propagation.—1966.—AP—14, N 6.—P. 737—748.
 27. Goekner M. J., Goree J., Sheridan T. E. Measurements of ion velocity and density in the plasma sheath // Phys. Fluids.—1992.—B 4, N 6.—P. 1663—1670.
 28. Gottscho R. A., Burton R. H., Flamm D. L., et al. Ion dynamics of rf plasmas and plasma sheaths: A time-resolved spectroscopic study // J. Appl. Phys.—1984.—55, N 7.—P. 2707—2714.
 29. James H. G. Sounder-accelerated particles observed on «ISIS» // J. Geophys. Res.—1983.—88, N A5.—P. 27—40.
 30. James H. G. Discharge of RF-induced spacecraft potential by positive ions // Planet. Space Sci.—1987.—35, N 1.—P. 105—118.
 31. Laframboise J. G., Rubinstein J., Palmer F. H. Theory of topside sounder transmission effects on antenna quasistatic sheath impedance // Radio Sci.—1975.—10, N (8,9).—P. 773—784.
 32. Pierce G. P. Limiting currents in electron beam in the presence of ions // J. Appl. Phys.—1944.—15, N 4.—P. 721—726.
 33. Procassini R. J., Birdsall C. K., and Morse E. C. A fully kinetic, self-consistent particle simulation model of the collisionless plasma-sheath region. // Phys. Fluids.—1990.—B 2, N 12.—P. 3191—3205.
 34. Pulinets S. A., Selezey V. V. Ionospheric plasma modification in the vicinity of a spacecraft by powerful radio pulses in topside sounding // J. Atmos. Terr. Phys.—1986.—48, N 2.—P. 149—157.
 35. Shuiskaya F. K., Galperin Yu. I., Serov A. A., et al. Resonant heating of the ionospheric plasma by powerful radiopulses aboard the «Intercosmos-19» and «Cosmos-1809» satellites // Planet Space Sci.—1990.—38, N 2.—P. 173—180.
 36. Wu T. T. Introduction to linear antennas // Antenna Theory. — New York: McGraw-Hill, 1969.—Part 1.

MODIFICATION OF IONOSPHERIC PLASMA IN THE NEAR RF FIELD OF A DIPOLE ANTENNA: ACTIVE EXPERIMENT IN SPACE

N. V. Baranets, V. V. Afonin, V. A. Gladyshev,
Ya. P. Sobolev, and G. P. Komrakov

Experimental results of the sounder accelerated charged particles (SAP) and perturbed plasma density recorded in the near satellite region are considered. Ion acceleration after rf pulses ($\tau \geq 0$) is related to the self-similar plasma expansion into a vacuum (region 2) to negatively charged body. The boundary «plasma-sheath» stability (in region 3) during an rf pulse is also considered relative to the LF fluctuation of plasma density. The first observations of the ion flux at the electron cyclotron harmonics $n\omega_{ce}$ ($n = 1, 2, \dots$) as well as the electron flux in the frequency range of $\omega_0 = n\omega_{ce} - |k_{0z}v_z|$, $n = 1, 2, \dots, 5$ ($z \parallel B_0$) are registered on Cosmos-1809 satellite. It is suggested that the acceleration of ions can be explained by the resonance increase of «Miller force» $\sim \nabla|E_2(r, z)|^2\omega_0/(\omega_0 - n\omega_{ce})$.