

УДК 533.951.2

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИОНОСФЕРНУЮ ПЛАЗМУ В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА АНТЕННЫ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА "КОСМОС-1809"

© 1995 г. Н. В. Баранец***, В. В. Афонин*, Г. П. Комраков**, Г. В. Васильев***

* Институт космических исследований РАН, г. Москва

** Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород

*** Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Троицк

Поступила в редакцию 12.04.94 г.

Рассмотрены некоторые характеристики ВЧ-излучения дипольной антенны мощного бортового передатчика в области частот резонанса антенны. На основе применения магнитогидродинамического подхода к решению задачи о возбуждении электромагнитных полей дипольной антенной в ионосферной плазме приведены численные расчеты входного импеданса и компонентов электромагнитного поля в ближней и дальней зонах излучения. Большой объем экспериментальных данных по регистрации ускоренных частиц в околоспутниковой области позволил сравнить расчетные характеристики ВЧ-излучения антенны с данными наблюдений.

В последнее время возросло число работ по изучению воздействия на ионосферную плазму высокочастотного электромагнитного излучения от передатчика, установленного на борту ИСЗ. Для правильного понимания процессов, протекающих в околоспутниковой области, невозможно обойтись без знания особенностей излучения в области частот, близких к резонансным частотам окружающей плазмы. В этой работе мы попытались сравнить полученные экспериментальные данные о потоках заряженных частиц по данным спутника "Космос-1809" с результатами расчетов по определению электромагнитного поля в ближней и дальней зонах излучения. Задача вычисления характеристик излучения антенной типа симметричный вибратор в ионосферной плазме сопряжена с большими математическими трудностями, и ее решение проводится с целым рядом упрощающих предположений. Поэтому в условиях, когда на спутнике нет специальной диагностической аппаратуры для измерения распределения тока в антенне, возникает потребность в проверке расчетных значений входного импеданса антенны и электромагнитного поля излучения по имеющимся данным о параметрах окружающей среды. Естественно, для этого необходимо знать, как реагирует окружающая плазменная среда на воздействие поля волны накачки в зависимости не только от его величины, но и от величины расстройки, под которой мы будем понимать разность частоты внешнего поля и какой-либо из резонансных частот ионосферной плазмы.

1. ИНСТРУМЕНТЫ

На спутнике "Космос-1809", имеющем почти круговую орбиту с наклоном $\sim 82^\circ$ и высотой около 980 км, была установлена ионосферная станция ИС-338 для проведения внешнего радиозондирования ионосферы. Мощность, подводимая к системе из двух взаимно перпендикулярных антенных пар, достигала 300 Вт. Расположение антенн и датчиков измерительной аппаратуры в спутниковой системе координат показано на рис. 1. Система дипольных антенн была ориентирована под углом 45° к оси X. В диапазоне частот 0.3 - 5.0 МГц излучение проводилось антенной парой длиной 50 м (5), а в диапазоне 5.0 - 15.95 МГц – длиной 15 м (6). Основные технические характеристики ИС-338 приведены ниже:

| | | |
|-----------------------------------|---------------------|-----------|
| Длина антенны для | 0.3 - 5.0 МГц (1) | 50 м |
| | 5.0 - 15.95 МГц (2) | 15 м |
| Радиус трубки антенны | | 0.012 м |
| Длительность импульса | | 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 |

На борту спутника была установлена специальная аппаратура для регистрации стимулированных всплесков частиц окружающей плазмы – спектрометр СФ-3М, детектирующий электроны и ионы мягких энергий на 16 энергетических уровнях во всем диапазоне питч-углов [1]. Датчики

спектрометра расположены на штанге между двумя дипольными антеннами, как показано на рис. 1. Измерения значений электронной концентрации n_0 и температуры T_e проводились с помощью импедансного зонда ИЗ-2 и ленгмюровского зонда КМ-9. Рабочая частота прибора ИЗ-2 равна 5.03 МГц.

Ориентацию магнитного поля Земли в спутниковой системе координат определяли по данным бортового магнитометра, магнитное поле Земли и гирочастоту электронов – по модельным расчетам.

2. СТРУКТУРА ДИПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ И ПАРАМЕТРЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СЛОЯ

При рассмотрении модели дипольной антенны в ионосферной плазме для вычисления характеристик излучения большое значение имеет ее соответствие реальным физическим условиям в ионосферной плазме. При работе передатчика ИС-338 в импульсном режиме и наличии больших токов в антенне воздействие электромагнитного излучения на окружающую плазму будет приводить к образованию некоторой разреженной области вокруг антенны, от которой зависят все характеристики в ближней и дальней зонах излучения. Поэтому за модель источника электромагнитного излучения в ионосферной плазме мы приняли антенну конечной длины с изолированными концами, окруженную бесконечно протяженной цилиндрической областью, влиянием которой можно пренебречь при $|z| > h$ (рис. 2). Список основных обозначений, используемых в этой работе:

r, z, θ – цилиндрические координаты; a – радиус трубки антенны, $2h$ – длина антенны;

$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ – частота излучения передатчика,

где ω_0 – круговая частота, ω_{ce}, ω_{pe} – гирочастота и плазменная частота электронов; ν_{ei}, T_e, n_0 – частота столкновений электронов с ионами, электронная температура и концентрация; e, k, λ_{De} – заряд электрона, постоянная Больцмана и радиус Дебая; $b \sim \eta \lambda_{De}$ – толщина цилиндрического слоя вокруг антенны, где $\eta = -eV_0/kT_e$, V_0 – напряжение на входе антенны; \mathcal{R}, \mathcal{X} – активная и реактивная составляющие входного импеданса Z_v ; ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

Концентрация электронов в цилиндрической области, которая служила моделью слоя вокруг антенны, изменялась от 0 до величины $n_0/2$. При определении толщины слоя вокруг антенны, помещенной в ионосферную плазму и используемой

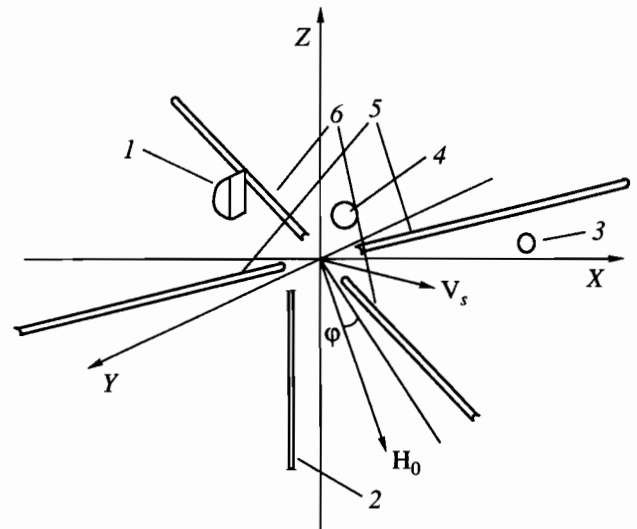


Рис. 1. Относительное расположение датчиков измерительной аппаратуры в спутниковой системе координат X, Y, Z (ось Z направлена от Земли). 1 – датчики заряженных частиц СФ-3МД/1 и 2; 2 – антенна импедансного зонда ИЗ-2; 3 – датчик ленгмюровского зонда КМ-9; 4 – магнитометр; 5, 6 – система дипольной антенны ионосферной станции ИС-338, V_s – направление вектора скорости спутника, H_0 – напряженность магнитного поля Земли, ϕ – угол между H_0 и плоскостью, перпендикулярной к оси антенной пары 5.

в качестве электрического зонда при отсутствии стороннего потенциала на ней, проводился ряд экспериментов [2], показавших, что наиболее удовлетворительные результаты получаются для значений b , равных 2 - 3 λ_{De} . По результатам работ Лафона по численному моделированию окружающей цилиндрическую антенну слоя при небольших значениях разности потенциалов V_0 в точке $z = 0$ и с учетом всех возможных токов значение b принималось равным 6 - 7 λ_{De} [3, 4]. Рис. 3 иллюстрирует выбор значения толщины слоя по данным работ Лафона [5] и Лафрамбуаза [6].

При больших величинах подводимого напряжения в точке $z = 0$ на толщину слоя вокруг антенны окажут заметное влияние силы высокочастотного давления, приводящие к выталкиванию электронов из окружающей антенну области. Это выталкивание возникает вследствие радиальных осцилляций, совершаемых электронами в ближнем неоднородном поле антенны, и, следовательно, существования осредненной во времени силы, направленной от антенны. Высокочастотные осцилляции электронов могут иметь амплитуду порядка толщины цилиндрического слоя и служат одной из причин существования дополнительных токов на антенну без изменения профиля электронной концентрации в окружающей антенну области [7].

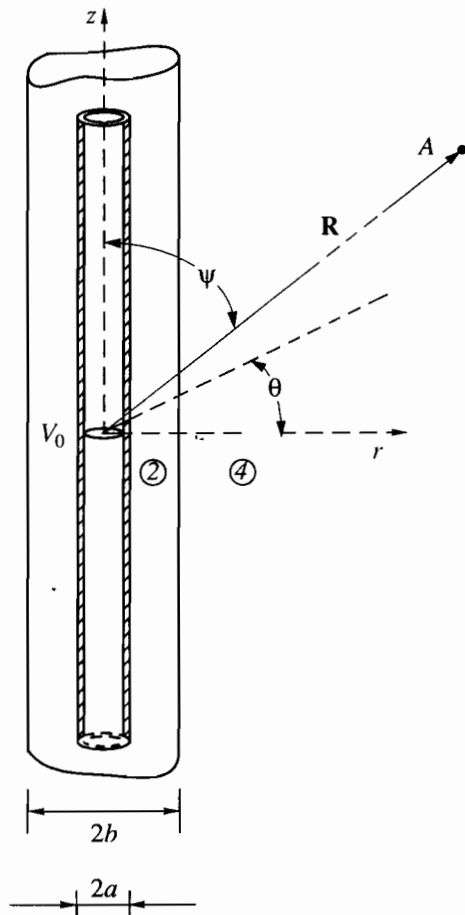


Рис. 2. Геометрия антенны. Область 2 – цилиндрический слой, область 4 – внешняя среда. R – радиус-вектор до точки A в дальней зоне излучения.

Оценка толщины слоя вокруг антенны при большом значении напряжения представляет собой довольно сложную задачу, в которой должны быть учтены многие факторы. Несмотря на то что определение профиля электронной концентрации вокруг антенны и оценка эквивалентной толщины b имеют очень большое значение, эта задача является все-таки частной в нашем случае. Поэтому для определения толщины b мы использовали довольно грубую оценку, учитывающую общую зависимость от приложенного напряжения V_0 к антенне и параметров n_0 , T_e ионосферной плазмы, $b = 0.1\eta\lambda_{De}$. В выборе коэффициента 0.1 и линейного характера зависимости от приложенного напряжения V_0 мы попытались учесть результаты работ Лафрамбуаза [6, 7] и тот факт, что в определенном интервале значений V_0 зависимость толщины слоя можно приближенно считать линейной. Можно сказать, что определение толщины слоя в нашем случае носит эмпирический характер. Модель цилиндрического слоя в зависимости от реального распределения электронной концентрации $n_0(r)$, т.е. с резкой или плавной границей

профиля, может иметь различную толщину b и соответственно разную эквивалентную концентрацию электронов внутри слоя. Мы приняли, что концентрация электронов в слое приближенно соответствует величине $10^{-2}n_0$, учитывая, что измеряемая величина n_0 , по данным прибора ИЗ-2, составляет величину $(0.5 - 3) \times 10^4 \text{ см}^{-3}$.

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВХОДНОГО ИМПЕДАНСА ДИПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ

При вычислении характеристик излучения дипольной антенны за модель окружающей среды мы приняли холодную однородную плазму, электрически намного более плотную, чем цилиндрический слой вокруг антенны. Оценка частоты столкновений электронов с ионами ν_{ei} по измеренным значениям n_0 и T_e дает пренебрежимо малую величину по сравнению с частотой излучения передатчика ω_0 и позволяет пренебречь потерями излучения на столкновения частиц.

Вычисления проводились как для моделей внешней среды с изотропными диэлектрическими свойствами, так и для магнитоактивной плазмы. Для изотропной модели без магнитного поля волновое число и волновое сопротивление в цилиндрическом слое (область 2) равны

$$k_2 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon_2}, \quad \zeta_2 = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_2} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Если областью 2 является вакуум, то $k_2 = \omega_0/c$, где $c = 3 \times 10^8 \text{ м/с}$ и $\zeta_2 = \zeta_0 \approx 120\pi \text{ Ом}$. Во внешней среде (область 4) волновое число и волновое сопротивление равны

$$k_4 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon_4}, \quad \zeta_4 = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_4} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Диэлектрическая проницаемость в области 4 определялась по формуле $\epsilon_4 = 1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2$. В области цилиндрического слоя мы приняли $\epsilon_2 = 1 - \omega_{pe}^2/100\omega_0^2$. При таком ϵ_2 во всем рабочем диапазоне частот справедливо $|k_2 b| \ll 1$. Вычисление входного импеданса и распределения тока в антенне проводилось в соответствии с магнитогидродинамической теорией [8, 9]. Для выбранной модели внешней среды учет тепловых поправок будет существенным только в очень узкой области вблизи резонансных частот. Для распределения тока в антенне использовалась синусоидальная форма, справедливая для электрически короткой антенны при $|k_0 h| \ll 1$ и $|k_4^2/k_2^2| \gg 1$:

$$I(z) = -\frac{iV_0 \sin k_0(h - |z|)}{2Z_c \cos k_0 h}, \quad i = \sqrt{-1}. \quad (3)$$

Волновое сопротивление Z_c и волновое число

k_0 при выполнении менее жесткого условия $|k_4^2/k_2^2| \geq 2$ определялись выражениями

$$k_0 = \left[\frac{k_4^2 [H_0^{(1)}(k_4 b) + k_4 b \ln(b/a) H_1^{(1)}(k_4 b)]}{k_2^2 H_0^{(1)}(k_4 b) + k_4^2 (k_4 b) \ln(b/a) H_1^{(1)}(k_4 b)} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$$Z_c = \frac{\zeta_2 k_0}{2\pi k_2} \left[\ln(b/a) + \frac{k_2^2 H_0^{(1)}(k_4 b)}{k_4^2 k_4 b H_1^{(1)}(k_4 b)} \right], \quad (5)$$

где $H_0^{(1)}$ и $H_1^{(1)}$ – функции Ганкеля первого рода. Определенные таким образом волновые величины Z_c и k_0 дают достаточно точные выражения в интересующей нас области частот, близких к локальной плазменной частоте ω_{pe} .

Для вычисления импеданса на входе дипольной антенны $Z_v = \mathcal{R} - i\mathcal{X}$ можно написать $Z_v = V_0/I(0) = i \cdot 2Z_c \text{ctg} k_0 h$.

На рис. 5б (см. ниже) представлены численные значения активной и реактивной составляющих входного импеданса антенны для реальных значений параметров ионосферы по данным спутника “Космос-1809”. (На всех последующих рисунках с представлением частотных зависимостей мы для удобства будем пользоваться частотой f_0 .) Следует отметить, что расчетная формула для импеданса Z_v имеет особенность в точке $\omega_0 = \omega_{pe}$ и не дает правильных результатов из-за пренебрежения потерями излучения в среде $\sim v_{ei}/\omega_0$. Частота ω_a , при которой $\mathcal{X} = 0$ и происходит смена знака реактивности, является резонансной для антенны. Частотный интервал между резонансом антенны и частотой, на которой активное сопротивление имеет пик, будет тем больше, чем больше частота столкновений электронов с ионами v_{ei} .

4. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В БЛИЖНЕЙ И ДАЛЬНОЙ ЗОНАХ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Для изучения взаимодействия ВЧ-излучения с ионосферной плазмой требуется знание электрического и магнитного полей не только в ближней зоне излучения ($r > b$) и области 2 ($r < b$), но и в дальней зоне ($r \gg h > b$). При изучении взаимодействия волны на качки с ионосферной плазмой в дальней зоне излучения, кроме того, важно знать диаграмму направленности. Электрическое и магнитное поля в области 2 можно приближенно оценить, зная распределение тока в антенне. Если пренебречь влиянием зарядов в антенне, распределенных от некоторой точки z на расстояниях, намного больших b , то для составляющих элект-

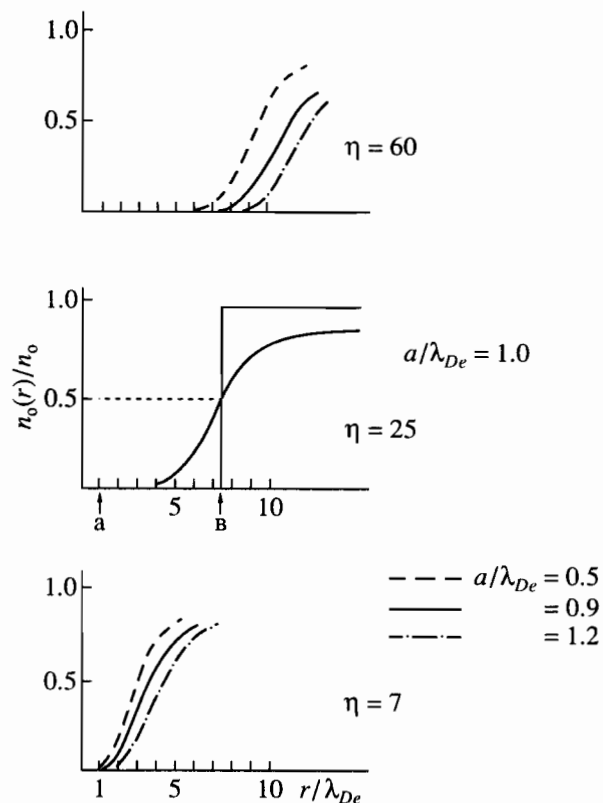


Рис. 3. Определение толщины цилиндрического слоя вокруг антенны при небольших значениях V_0 [3].

ромагнитного поля в слое можно написать приближенные выражения:

$$B_{2\theta}(r, z) \approx \frac{\mu_0}{2\pi r} I(z) = -\frac{i\mu_0 V_0 \sin k_0(h - |z|)}{4\pi r Z_c \cos k_0 h}, \quad (6) \quad z > 0,$$

$$E_{2r}(r, z) \approx -\frac{i}{2\pi r \omega} \frac{dI(z)}{dz} = \frac{V_0 k_0 \cos k_0(h - z)}{4\pi \omega_0 r \epsilon_2 Z_c \cos k_0 h}, \quad (7)$$

$$E_{2z}(r, z) \approx \int_{r'=0}^r \left[\frac{\partial E_{2r}(r', z)}{\partial z} - i\omega_0 B_{2\theta}(r', z) \right] dr' = \frac{V_0 \sin k_0(h - |z|) \ln(r/a)}{4\pi Z_c \cos k_0 h} (k_0^2/\epsilon_2 \omega_0 - \mu_0). \quad (8)$$

Компоненты электромагнитного поля $E_{2\theta}$, B_{2r} , B_{2z} в области 2 не возбуждаются и приближенно равны 0 в ближней зоне. В области 2 волновое сопротивление $Z_c \approx (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \ln(b/a)/2\pi$ и приближенные формулы (6) - (8) принимают вид:

$$B_{2\theta}(r, z) = -\frac{ik_0^2 V_0}{2\omega_0 \ln(b/a) k_0 r} \frac{\sin k_0(h - |z|)}{\cos k_0 h}, \quad (9)$$

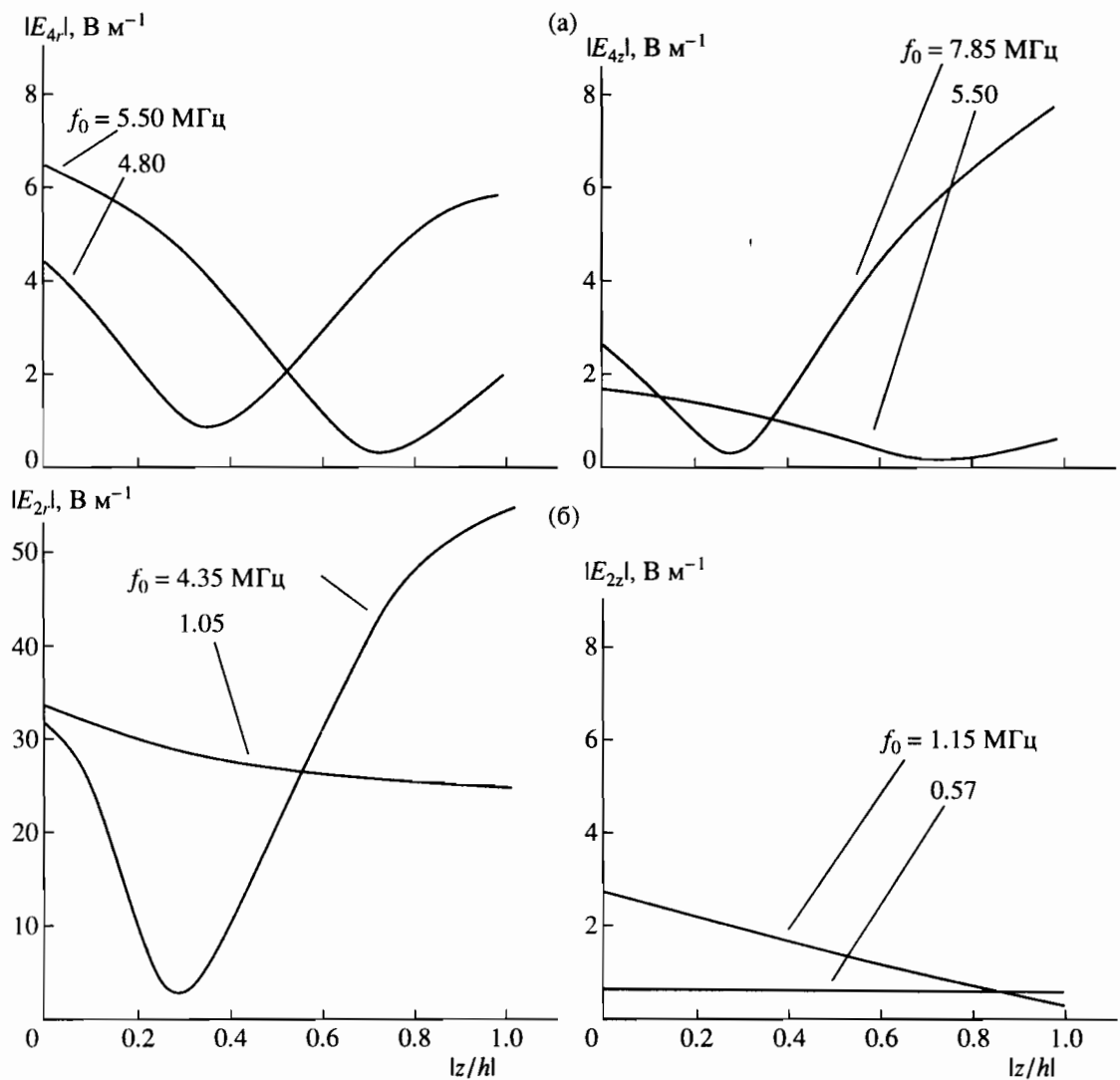


Рис. 4. Зависимость расчетных величин компонент электрического поля от координаты z для разных частот излучения при $f_{pe} \approx 1.32$ МГц, $f_{ce} \approx 0.91$ МГц.

а – в ближней зоне ($r = 3.5$ м); б – в слое 2 ($r = 0.8$ м).

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

$$E_{2z}(r, z) = \frac{V_0 k_2^2 \ln(r/a)}{2 \ln(b/a) k_0} [(k_0/k_2)^2 - 1] \times \frac{\sin k_0(h-|z|)}{\cos k_0 h}. \quad (11)$$

Электромагнитное поле во внешней среде (область 4) находим из граничных условий на поверхности слоя

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

$$E_{4z}(b, z) = E_{2z}(b, z).$$

Следует подчеркнуть, что формулы (9) - (12) справедливы только в цилиндрическом слое и ближней зоне излучения и теряют даже свой приближенный характер по мере увеличения координаты r . На рис. 4 показаны расчетные значения компонент электрического поля в зависимости от координаты z для разных частот излучения. Знание распределения электрического поля по координате z важно с точки зрения определения реальной формы слоя 2 вокруг дипольной антенны.

Электрическое поле в произвольной точке внешней среды (область 4) рассчитывается из электромагнитного поля на поверхности цилиндрического слоя при условии, что поле на торцах цилиндрической антенны не вносит своего вклада. Зависимость вклада составляющих электромагнитного поля на поверхности слоя в поле

излучения в дальней зоне на расстоянии R имеет вид $\Psi = e^{ik_0 R} / R$ (см. [8]). При $R \gg h > b$ и $R \gg 2\pi/k_4$

$$E_4(\mathbf{R}) \approx \frac{1}{4\pi} \int_{z=-h}^h \int_{\theta=-\pi}^{\pi} [i\omega_0 B_{4\theta}(b, z)\Psi \mathbf{z} - E_{4z}(b, z)\theta \text{grad} \Psi + E_{4r}(b, z)r \text{grad} \Psi] b d\theta dz, \quad (13)$$

где \mathbf{r} , \mathbf{z} , θ – единичные орты цилиндрической системы координат.

После подстановки выражений для составляющих и проведенного интегрирования выражение (13) приобретает вид

$$E_4^\theta(R) \approx \frac{i\omega_0 \mu_0 I(0) e^{ik_4 R}}{2\pi k_4 R} \{ J_0(k_0 b \sin \psi) - k_4 b \ln(b/a) [(k_0/k_2)^2 - 1] \times (J_1(k_4 b \sin \psi) / \sin \psi) \} F_0(\psi, k_4 h, k_0 h), \quad (14)$$

где ψ – угол между \mathbf{R} и осью Z (рис. 2). В выражении (14) множитель F_0 определяется выражением

$$F_0(\psi, k_4 h, k_0 h) = \frac{[\cos(k_4 h \cos \psi) - \cos k_0 h] \sin \psi}{[(k_0/k_4) - (k_4/k_0) \cos^2 \psi] \sin k_0 h},$$

где J_0, J_1 – функции Бесселя первого рода, которые для малых аргументов $k_4 b \sin \psi$ заменялись своими асимптотическими выражениями.

5. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Проведенные эксперименты по воздействию мощного ВЧ-излучения бортового передатчика (E_4)²/8 π k η_0 T e \gg $k_4^2 \lambda_{De}^2$ на ионосферную плазму, приводящему к появлению ускоренных электронов и ионов резонансной области частот, свидетельствуют о существовании максимума в потоках заряженных частиц на частотах близких, но меньше ω_{pe} [10, 11]. Статистика такой особенности регистрируемых стимулированных всплесков исключает ошибку из-за неточного определения плазменной частоты. Последующее представление экспериментальных данных по регистрации заряженных частиц окружающей плазмы спектрометром СФ-3М связано с методикой обработки стимулированных всплесков во время работы передатчика ИС-338. Суть ее в отборе данных о потоках заряженных частиц с энергией ϵ_{ei} на 3-4-минутном интервале работы аппаратуры на борту "Космос-1809" с одновременным вычислением характеристик излучения, входного импеданса антенны и последующей сортировкой этих величин по частоте ω_0 . При выборе интервалов для

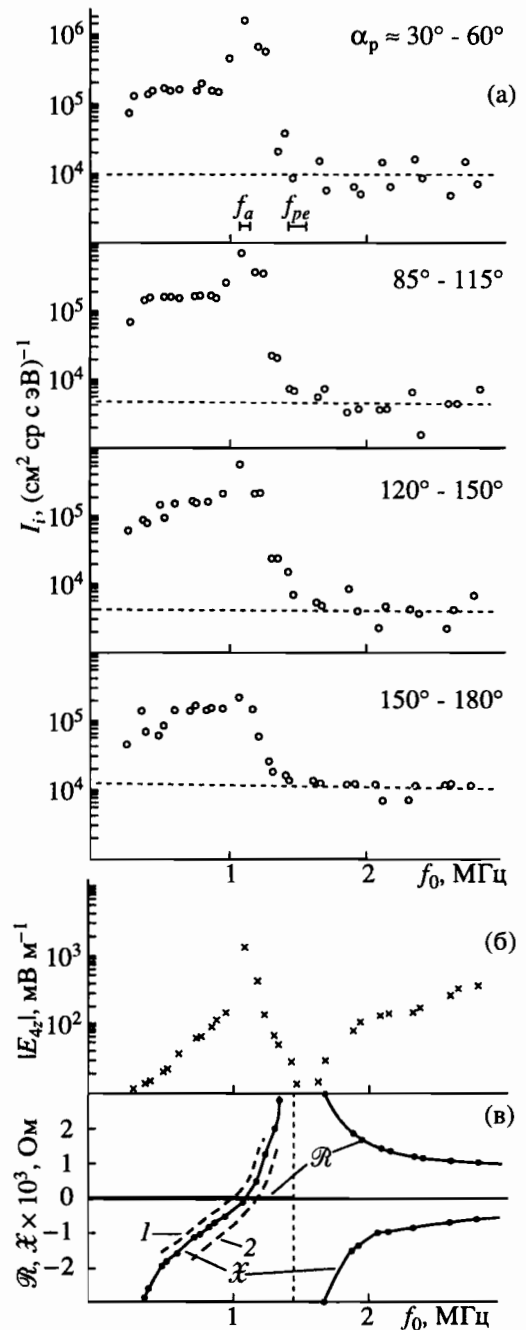


Рис. 5. Характерный случай всплеска ионов в области резонанса антенны. а – зависимость стимулированных потоков ионов от частоты излучения передатчика ($\epsilon_i = 9$ эВ, $\phi = 12^\circ - 17^\circ$), f_a – частота резонанса антенны, пунктирная линия – уровень невозмущенных потоков ионов; б – расчетное электрическое поле в ближней зоне излучения ($r = 3.5$ м); в – активная (\mathcal{R}) и реактивная (\mathcal{X}) составляющие входного импеданса антенны, штриховые кривые – реактивное сопротивление для различных параметров цилиндрического слоя вокруг антенны: 1 – $b = 0.05\eta\lambda_{De}$, $\epsilon_2 = 1 - \omega_{pe}^2/500\omega_0^2$; 2 – $b = 0.20\eta\lambda_{De}$, $\epsilon_2 = 1 - \omega_{pe}^2/50\omega_0^2$. Вертикальная пунктирная линия – среднее значение частоты f_{pe} . Виток 554 (27.01.1987), $L_{dip} \approx 59^\circ - 66^\circ$.

обработки на ЭВМ единственным требованием было условие использования данных о потоках заряженных частиц при спокойном уровне магнитосферной возмущенности. На рис. 5 представлен один из наиболее характерных случаев наблюдения всплесков ионов. На частотах излучения $\omega_0 < \omega_{pe}$ виден резкий максимум интенсивности J_i для четырех питч-угловых секторов, причем этот максимум хорошо коррелирует с так называемым резонансом антенны. Частота резонанса антенны ω_a определяется из условия $\text{Im}Z_v = 0$, или, исходя из полученного выражения для импеданса антенны, для частоты $\omega_0 = \omega_a$ можно написать

$$\ln(b/a) - (k_2/k_4)^2 \ln(1.1229/k_4 b) = 0. \quad (15)$$

На этом же рисунке приведены расчетные значения электрического поля в ближней зоне. В точке резонанса антенны расчетное электрическое поле имеет пик, который хорошо объясняет наблюдаемый резкий максимум интенсивности стимулированных всплесков ионов. Математические выражения для определения электрического поля имеют особенность в точке $Z_v = 0$ из-за неучета потерь излучаемой мощности на столкновении частиц. На рисунке с представлением расчетных значений импеданса эта особенность графически не отражена. В тех случаях, когда хорошо обнаруживается максимум потоков ускоренных ионов в точке резонанса ω_a , условие $\text{Im}Z_v = 0$ может служить дополнительной информацией для определения частоты ω_{pe} или параметра $k_4 b$.

Расчеты электрического поля волны накачки как для случая с холодной однородной плазмой без магнитного поля, так и для реальной ионосферы при излучении обыкновенных волн в квазипоперечном к магнитному полю направлении дают одинаковые результаты. С учетом этого можно сделать вывод, что на частотах $\omega_0 < \omega_{pe}$ (область непрозрачности для O -волн) ускорение ионов происходит в ближней и промежуточной областях излучения антенны. Следует также отметить достаточно широкий диапазон стимулированных всплесков ионов на частотах $\omega_0 < \omega_{pe}$ ($\omega_{ce} < \omega_{pe}$), что достаточно хорошо согласуется с аналогичными результатами по регистрации ионных потоков, полученными на спутнике ISIS-II и приведенными в работе Джеймса [12]. По данным спектрометра СФ-3М, имеющего систему из четырех счетчиков с быстрым временным разрешением [13], возмущения ионных потоков существуют в течение 0.5 мс на частотах $\omega_0 < \omega_{pe}$ и в течение 2 - 3 мс на частотах излучения вблизи точки резонанса антенны (см. [1]). Большая длительность возмущений ионных потоков около точки резонанса антенны, очевидно, связана с аномально большими значениями тока $I(z)$ в антенне и оп-

ределенным углом между направлением движения спутника и ориентацией дипольной антенны.

Если учесть орбитальную скорость движения спутника и размах большей пары дипольных антенн, то 2 - 3 мс – это время нахождения спутника в возмущенной области ионосферной плазмы. За время действия ВЧ-импульса рассмотрение процессов нерезонансного взаимодействия излучения с частицами ионосферной плазмы (вдали от частот ω_{ce} , ω_{pe} и их гармоник) невозможно без анализа причин возникновения статистического слоя вокруг антенны. Стимулированные потоки ионов и электронов, зарегистрированные спектрометром СФ-3М, являются составными частями токов на антенну и корпус спутника из окружающей плазмы. Следуя работе Лафрамбуаза и др. [7], образование слоя вокруг антенны сопровождается высокочастотными осцилляциями электронов с частотой ω_0 и амплитудой $eE_2/m_e\omega_0^2$, сцентрированной на некотором расстоянии около границы слоя. Электрическое поле в области 2 равно $E_2 = \sqrt{E_{2z}^2 + E_{2r}^2}$. Некоторая часть этих электронов (с амплитудой осцилляций, большей характерного расстояния b) собирается на антенне, формируя таким образом дополнительный ток из окружающей ионосферной плазмы. Регистрация стимулированных потоков ионов за время действия импульса излучения отражает существование ионных токов при отрицательном статическом потенциале на антенне и корпусе спутника. Вопрос о влиянии приложенного высокочастотного напряжения на распределение статического потенциала в слое и токи собирания ионов и электронов представляется нам серьезной задачей, заслуживающий отдельного рассмотрения.

Существование стимулированных потоков ионов при $\omega_0 < \omega_{pe}$ в течение $\tau \approx 0.5$ мс после импульса излучения хорошо согласуется с оценкой Джеймсом времени спадания электростатического потенциала на антенне $\tau \leq 1$ мс. В целом рассмотрение процессов в плазме после окончания действия ВЧ-импульса в начальный момент близко к гидродинамической задаче расширения плазмы в вакуум к отрицательно заряженному электроду с последующим развитием ионно-звуковых колебаний и ускорением заряженных частиц в поле этих волн [14]. На рис. 5б представлено реактивное сопротивление для разных моделей слоя: 1 – с более резкой границей профиля $n_0(r)$, 2 – с более плавной границей. Конечно, цилиндрическая структура слоя является лишь приближенной моделью распределения плотности по координате z и использование параметра b в качестве расстояния до некоторой границы очень рискованно, тем не менее можно сказать, что наблюдаемый резонанс антенны по данным о потоках ионов

дает некоторую информацию о толщине слоя b при рассмотрении обратной задачи, т.е. при проверке расчетных характеристик излучения по имеющимся экспериментальным данным.

На рис. 6 представлены аналогичные зависимости наблюдаемых потоков ускоренных электронов J_e и расчетных значений электрического поля в дальней зоне излучения ($R \approx 200$ м). Гирочастота электронов на рассматриваемом участке полета спутника была очень близка к значению частоты наблюдаемого резонанса антенны, и поэтому пик интенсивности электронов, вызванный резонансным увеличением поля волны накачки, виден на фоне циклотронного резонанса электронов на первой гармонике ω_{ce} . На рис. 7 приведены энергетические спектры потоков ускоренных частиц для разных питч-углов регистрации при частоте возмущения, близкой к резонансу антенны. На этих спектрах можно выделить две характерные особенности:

- энергетический диапазон возмущений на дифференциальном спектре для электронов и ионов варьируется в пределах от ~ 100 до 1000 эВ и от ~ 10 до 100 эВ соответственно, причем верхний предел энергетического диапазона возмущенной части спектра ионов совпадает с нижним пределом энергетического диапазона возмущений на спектре электронов;

- зависимость амплитуды возмущенных потоков от питч-углового распределения. На рис. 5 величина возмущенных потоков ионов с питч-углами $\alpha_p \sim 30^\circ - 60^\circ$ на порядок больше потоков с $\alpha_p \sim 150^\circ - 180^\circ$.

Удовлетворительная корреляция расчетных значений электрического поля волны накачки и возмущенных потоков ионов в точке резонанса антенны свидетельствует о максимальном вводе ВЧ-мощности на глубину скин-слоя в ионосферную плазму и для выбранной модели излучения о величинах b и ϵ_2 в цилиндрическом слое можно говорить как об "эффективных значениях".

Для всех четырех секторов питч-углового распределения максимумы интенсивности возмущенных потоков ионов наблюдались на одной и той же частоте – частоте резонанса антенны. Совершенно другое мы наблюдаем в электронных всплесках. На рис. 8 на частотах излучения, близких к резонансу антенны ω_a , наблюдаемые возмущения электронных потоков особенно заметны для продольных (по отношению к магнитному полю) направлений регистрации частиц. В рассматриваемом случае гирочастота электронов ω_{ce} была близка к частоте ω_a , и поэтому резонансный контур возмущенных электронных потоков на гирочастоте был промодулирован электрическим полем волны накачки. Для других питч-угловых секторов, отличающихся от продольных направлений регистрации, характерен широкий

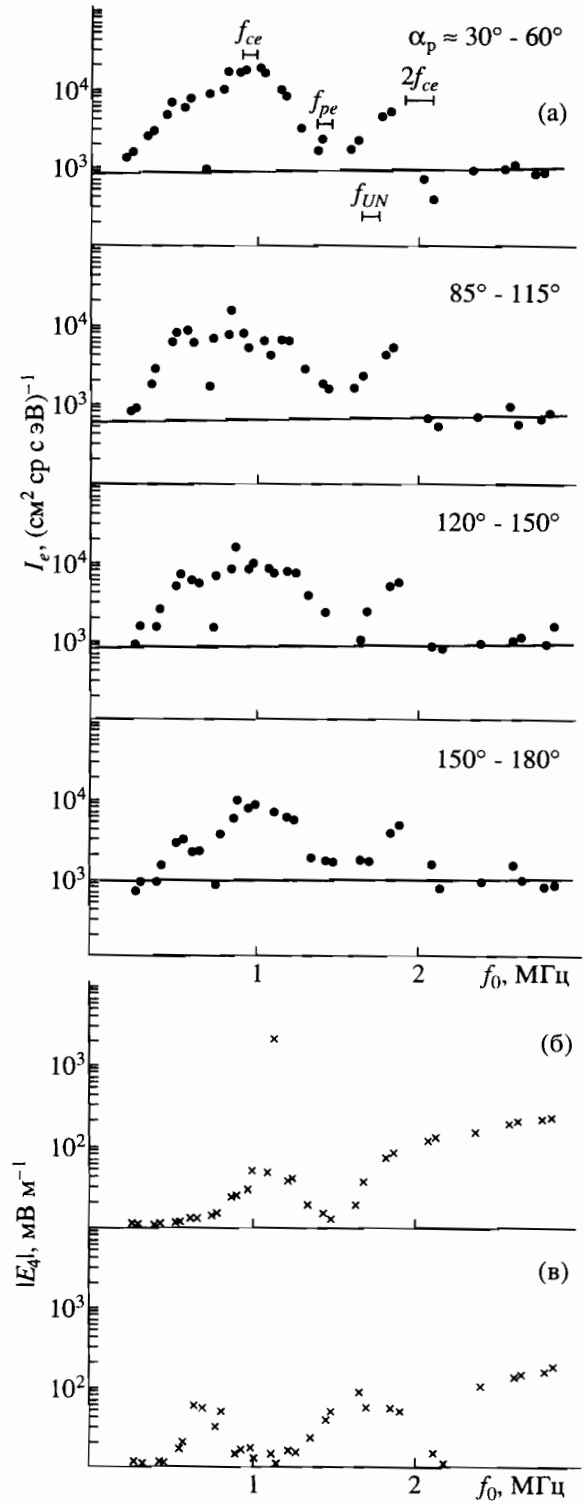


Рис. 6. Случай всплеска электронов в области частот f_{ce}, f_{UH} : а – зависимость стимулированных потоков электронов от частоты излучения передатчика ($\epsilon_e = 238$ эВ, $\varphi \approx 12^\circ - 17^\circ$), f_{ce} – гирочастота электронов, f_{UH} – частота верхнегибридного резонанса. Расчетное электрическое поле в дальней зоне излучения ($R \approx 200$ м): б – при излучении O -моды, в – при излучении HO -моды. Виток 554, $L_{dip} \approx 59^\circ - 66^\circ$.

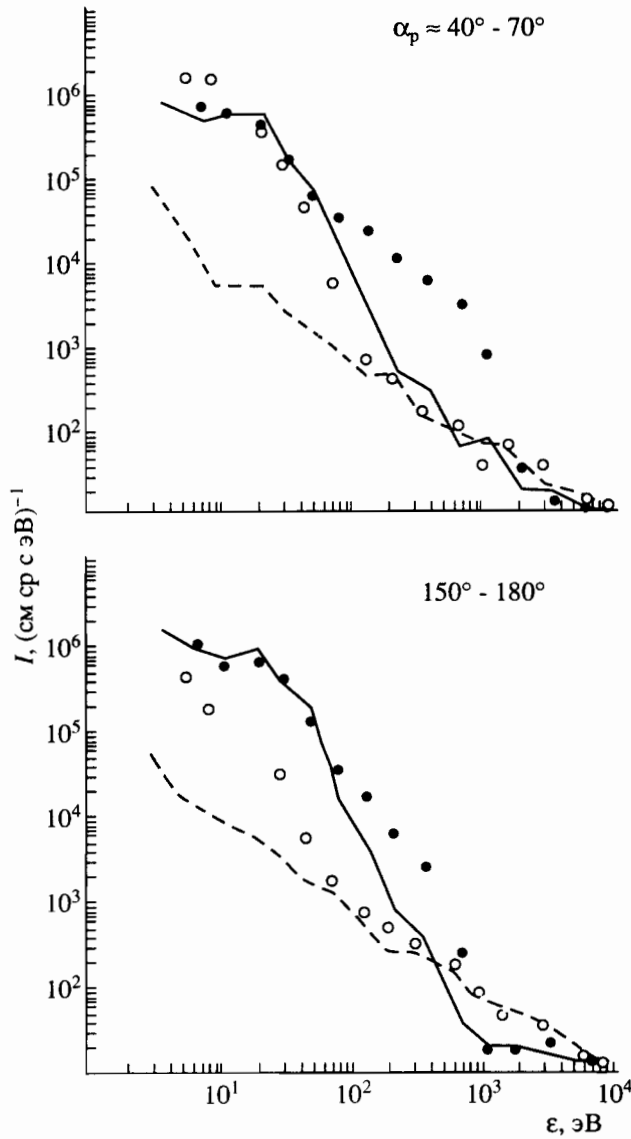


Рис. 7. Энергетические спектры потоков ионов и электронов для разных питч-углов на частоте излучения f_a , штриховая и сплошная линии – уровни невозмущенных потоков ионов и электронов, светлые и темные кружки – стимулированные потоки электронов и ионов. Виток 554 (27.01.1987), $L_{\text{dip}} \approx 59^\circ - 66^\circ$.

по частоте всплеск возмущенных потоков, на котором иногда трудно выделить резонансный пик интенсивности. Такие возмущения электронных потоков особенно характерны для углов регистрации с питч-углами, близкими к 90° .

При рассмотрении излучения дипольной антенны в холодной однородной плазме, находящейся во внешнем однородном магнитном поле, дисперсионные свойства плазменной среды для высокочастотных ветвей колебаний определяются с помощью хорошо известного выражения для

показателя преломления

$$N^2 = N_{1,2}^2 = 1 - \left\{ [2\omega_{pe}^2(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)] [2\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2) - \omega_0^2\omega_{ce}^2 \sin^2\Theta \pm \sqrt{\omega_0^4\omega_{ce}^4 \sin^4\Theta + 4\omega_0^2\omega_{ce}^2(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)\cos^2\Theta}]^{-1} \right\},$$

где $\Theta = 90^\circ - \psi - \phi$.

Величина $N_1(\omega_0)$ со знаком минус соответствует необыкновенной волне, а $N_2(\omega_0)$ со знаком плюс – обыкновенной. На рис. 8 представлены зависимости N_2^2 для углов распространения Θ , близких к 90° , и N_1^2 для углов распространения, близких к продольным (Z- и X-ветви), от частоты возмущения ω_0 . Отметим, что зависимости $N_{1,2}^2(\omega_0)$ получены для реальных значений ω_{pe} и ω_{ce} аналогично методике обработки стимулированных всплесков с одновременным вычислением входного импеданса антенны и компонентов электромагнитного поля волны накачки. При вычислении характеристик излучения с учетом дисперсионных свойств магнитоактивной плазмы параметры цилиндрического слоя вокруг антенны остались без изменений $b = 0.1\eta\lambda_{De}$ и $\epsilon_2 = 1 - \omega_{pe}^2/100\omega_0^2$. Во внешней среде волновой вектор $k_4 = N\omega_0/c$ (для HO-моды – $k_{41} = N_1\omega_0/c$, для O-моды – $k_{42} = N_2\omega_0/c$). Учитывая, что в магнитоактивной плазме возможно распространение двух типов волн с различными показателями преломления, был рассчитан входной импеданс дипольной антенны при излучении каждой из этих мод. На рис. 8в - 8е представлены характеристики излучения дипольной антенны – входной импеданс и электрическое поле обыкновенной и необыкновенной волн в дальней зоне излучения ($R = 200$ м). Расчетные характеристики излучения несмотря на то, что верно отражают дисперсионные свойства ионосферной плазмы, носят приближенный характер и требуют применения более строгой теории. Импедансные свойства плазмы оказывают определяющее действие на характер зависимости амплитуды электрического поля от частоты излучения независимо от расстояния в дальней зоне, поэтому представленное на рис. 8 расчетное электрическое поле следует рассматривать с точки зрения именно частотной зависимости при сравнении с экспериментальными данными спектрометра.

При распространении O-волны в квазипоперечном направлении характеристики аналогичны случаю излучения в холодной однородной плазме без магнитного поля. Импеданс антенны при излучении HO-волны имеет две точки, в которых реактивное сопротивление равно нулю и амплитуда поля волны накачки аномально возрастает. Как известно, в плазме с магнитным полем у

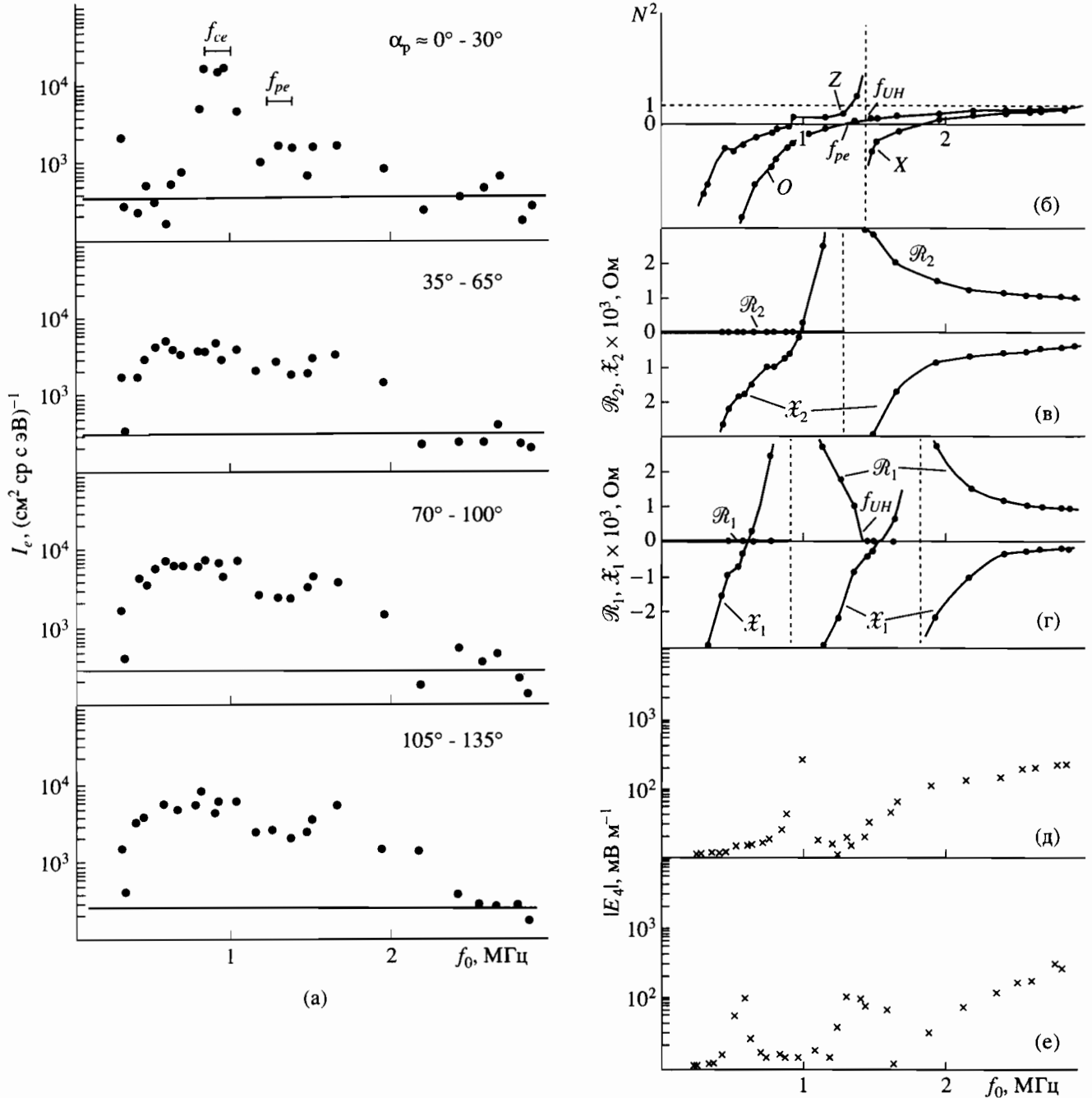


Рис. 8. Характерный случай всплеска электронов в области частот f_{ce}, f_{UH} . а – зависимость стимулированных потоков электронов от частоты излучения передатчика ($\epsilon_e = 238$ эВ, $\varphi \approx 15^\circ - 22^\circ$); б – зависимость квадрата показателя преломления при излучении O -моды ($\Theta \approx 75^\circ$), Z - и X -моды ($\Theta \approx 10^\circ$) от частоты излучения, в, г – зависимость активной и реактивной составляющих импеданса $R_{2,1}, X_{2,1}$ от частоты при излучении соответственно O -волны и HO -волны; д, е – зависимость расчетного электрического поля в дальней зоне ($R = 200$ м) при излучении соответственно O -волны и HO -волны.
Виток 594 (30.1.1987 г.), $L_{dip} \approx 34^\circ - 41^\circ$.

HO -волны существуют две области, в которых энергия волны передается электронам. При $\omega_0 \approx \omega_{ce}$ энергия поля волны передается резонансным электронам за счет циклотронного затухания [15]. В области верхнегибридного резонанса,

когда $\omega_0 \approx \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$, энергия электромагнитного поля за счет эффекта линейной трансформации передается электростатическим колебаниям с последующей трансформацией в области циклотронного резонанса в бернштейнскую моду и

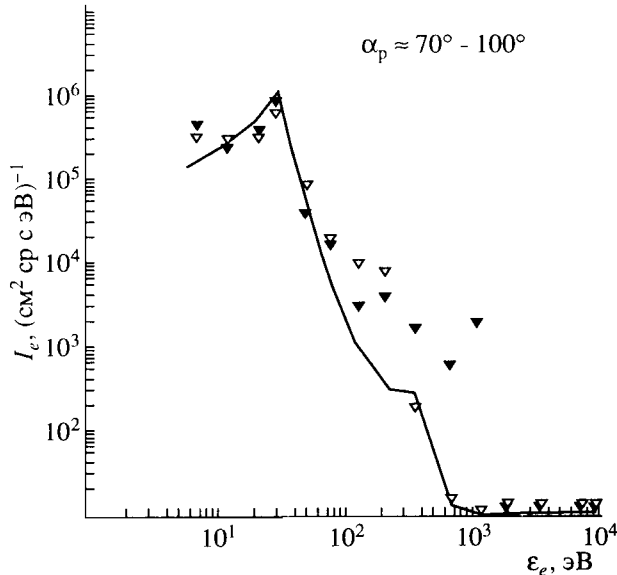


Рис. 9. Энергетические спектры потоков электронов, светлые треугольники – возмущенные потоки при излучении Z-моды на частоте резонанса антенны, зачерненные треугольники – возмущенные потоки при излучении X-моды на частоте резонанса антенны, ломаная кривая – уровень невозмущенных потоков электронов.
Виток 594, $L_{\text{dip}} \approx 34^\circ - 41^\circ$.

в конечном итоге ее поглощением группой быстрых резонансных электронов [16].

На рис. 8а для питч-углов $\alpha_p \sim 70^\circ - 100^\circ$ на широком всплеске возмущенных потоков можно выделить две области, которые хорошо коррелируют с электрическим полем *HO*-волны в окрестности точек резонанса антенны при излучении быстрой и медленной мод. Наблюдаемая корреляция является следствием взаимодействия *HO*-волны с электронами ионосферной плазмы, приводящего к ускорению по поперечной к магнитному полю составляющей скорости частиц. Циклотронное поглощение *HO*-волны на ω_{ce} представляет собой основной механизм ускорения электронов по поперечной составляющей. Резонанс антенны при излучении X-моды очень близок к частоте собственных гибридных колебаний ионосферной плазмы в направлении, близком к продольному, и поэтому возмущения потоков электронов на частотах, близких к верхнегибридной частоте $\omega_{UH} \approx \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$, вызванные поглощением энергии бернштейновских мод группой быстрых резонансных электронов, промодулированы электрическим полем волны накачки. Резонансное увеличение волнового вектора k_0 приводит к аномально большому вкладу доплеровской поправки в условие циклотронного взаимодействия волн с электронами $\omega_0 = \omega_{ce} + k_0^{\parallel} v^{\parallel}$, что приводит к частотному уширению наблюдаемых резо-

нансов. Здесь k_0^{\parallel} и v^{\parallel} – проекции волнового вектора и скорости резонансных частиц на направление магнитного поля. На рис. 6 представлены аналогичные результаты с точки зрения влияния дисперсионных свойств ионосферной плазмы на характер взаимодействия волн с электронами. Этот случай интересен наблюдаемым двойным резонансом в потоках электронов (резонанс на $2f_{ce}$ и f_{UH}). На рис. 9 представлены энергетические спектры возмущений электронных потоков в диапазоне питч-углов $70^\circ - 100^\circ$ для двух областей, в которых импедансные свойства ионосферной плазмы вызывают резонансное увеличение таких параметров, как амплитуда электрического поля волны и ее волнового вектора.

Подводя итог, подчеркнем, что исследование резонансного взаимодействия электромагнитных волн с частицами ионосферной плазмы является частью задачи о возбуждении электромагнитных полей компактными источниками и диссипации ВЧ-мощности в ионосфере.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы сравнили расчетные значения электрического поля волны накачки и других характеристик излучения с имеющимися экспериментальными данными о потоках заряженных частиц в околоспутниковой области по данным спутника “Космос-1809”. Нас прежде всего интересовала область частот, близких к резонансным частотам в ионосферной плазме, на которых обнаружены эффекты ускорения частиц. Используемая магнитогидродинамическая теория излучения дипольной антенны в ионосферной плазме позволяет понять некоторые особенности стимуляции ускоренных частиц на резонансных частотах плазмы и собственной резонансной частоте антенны. Основные результаты:

- имеют место усиление ионных потоков на частотах излучения $\omega_0 < \omega_{pe}$ ($\omega_{pe} > \omega_{ce}$) и корреляция потоков ионов с электрическим полем линейно-поляризованной волны на собственной резонансной частоте антенны;
- наблюдаемое ускорение потоков ионов происходит в ближней зоне излучения дипольной антенны на частотах $\omega_0 < \omega_{pe}$;
- экспериментально подтверждено влияние дисперсионных свойств ионосферной плазмы на характер взаимодействия электромагнитных волн с электронами;
- наблюдается корреляция расчетной амплитуды поля волны на частотах резонанса антенны при излучении Z- и X-мод с возмущениями потоков электронов.

В заключение авторы выражают большую благодарность организаторам эксперимента Ю.И. Гальперину и В.А. Гладышеву, а также Ю.В. Чугунову и Г.Л. Гдалевичу за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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. V. 38. № 2. P. 173 - 180.
2. *Модестов А.П.* Емкость ионного экрана вокруг цилиндрической низкочастотной антенны, установленной на ИСЗ // *Космич. исслед.* 1980. Т. 18. № 4. С. 580.
3. *Lafon J.P.* On the Perturbation of Plasma and Particle Collection by a Cylinder a Magnetic Field // *J. Plasma Phys.* 1973. V. 10. № 3. P. 383 - 393.
4. *Vernet N., Meyer P.* The Impedance of a Dipole Antenna in the Ionosphere // *R. Sci.* 1975. V. 10. № 5. P. 529 - 536.
5. *Lafon J.P.* On the Behaviour of a Metallic Body in an Isotropic Collisionless Plasma. II. // *Plasma Phys.* 1975. V. 17. № 10. P. 741.
6. *Laframboise J.G.* Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless Maxwellian Plasma at Rest // *Rep.* 100, fig. 33. Institute of Aerospace Studies. University of Toronto, 1966.
7. *Laframboise J.G., Rubinstein J., Palmer F.H.* Theory of Topside Sounder Transmission Effects on Antenna Quasistatic Sheath Impedance // *R. Sci.* 1975. V. 10. № 8, 9. P. 773 - 784.
8. *Кинг Р., Смит Г.* Антенны в материальных средах. М.: Мир, 1984.
9. *Galeis J.* Near Fields of a Cylindrical Antenna // *R. Sci.* 1968. V. 3. № 9. P. 821.
10. *Гальперин Ю.И., Сагдеев Р.З., Шуйская Ф.К. и др.* Обнаружение явление ускорения электронов в ионосферной плазме под действием излучения мощного бортового радиопередатчика вблизи локальной плазменной частоты со спутника "Интеркосмос-19" // *Космич. исслед.* 1981. Т. 19. № 1. С. 34 - 44.
11. *James H.G.* Sounder-Accelerated Particles Observed on ISIS // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. № A5. P. 27.
12. *James H.G.* Discharge of RF-induced Spacecraft Potential by Positive Ions // *Planet. Space Sci.* 1987. V. 35. № 1. P. 105.
13. *Баранец Н.В., Гладышев В.А., Мулярчик Т.М. и др.* Наблюдение заряженных частиц малых энергий с помощью спектрометра СФ-3М на борту спутника КОСМОС-1809 // *Космич. исслед.* 1992. Т. 30. № 1. С. 67 - 78.
14. *Гуревич А.В., Парийская Л.В., Пятаевский Л.П.* Автомодельное движение разреженной плазмы // *ЖЭТФ.* 1965. Т. 49. В. 2(8). С. 647 - 654.
15. *Суворов Е.В., Фрайман А.А.* О циклотронном поглощении на первой гармонике при квазиперпендикулярном распространении // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1977. Т. 20. № 1. С. 67.
16. *Голант В.Е., Пилия А.Д.* Линейная трансформация и поглощение волн в плазме // *УФН.* 1971. Т. 104. С. 413.

Effect of HF Emission on Ionospheric Plasma in Antenna Resonance Region aboard the "Cosmos-1809" Satellite

N. V. Baranets, V. V. Afonin, G. P. Komrakov, G. V. Vasil'ev

Some characteristics of HF emission of the dipole antenna of topside sounder transmitter in the frequency range of antenna resonance have described in this paper. On the basis an application of magnetohydrodynamics approach to solving a problem on excitation of electromagnetic field by the dipole antenna in ionospheric plasma, a numerical calculations of the antenna input impedance and electromagnetic field components is given in near and far field region. A great volume of the experimental data on recording of the sounder accelerated particles (SAP) by powerful HF emission allowed to carry out a comparison with a calculated characteristics of emission by the dipole antenna.