

УДК 523.45

А. В. Архипов

Рефракция декаметрового радиоизлучения Юпитера

I. Искажение диаграммы направленности S -компоненты

Создана программа для вычисления рефракции быстрой необыкновенной моды во внутренней магнитосфере Юпитера. Как следует из расчетов, при использовании реалистической плазменной модели рефракция может объяснить наблюдаемую геометрию диаграммы направленности S -излучения, а также ее вариации при изменении ионографической долготы Ио и частоты.

REFRACTION OF JOVIAN DECAMETRIC RADIO EMISSION. I. DISTORTION OF THE S-RADIATION PATTERN, by Arkhipov A. V.—The computer program for ray tracking of a fast extraordinary mode in the inner jovian magnetosphere has been formed. It follows from the calculations that if the realistic plasma model is used, refraction can account for the observed radiation pattern of S-emission as well as its Io-longitude and frequency variations.

Введение. В последнее время много внимания уделяется исследованиям рефракции декаметрового радиоизлучения Юпитера во внутренней магнитосфере планеты [13, 15—18]. Однако во всех работах фактически рассматривалась L -компонента радиоэмиссии. Несмотря на результаты наблюдений, свидетельствующие о существенной рефракции S -эмиссии около Юпитера [4], возможные искажения диаграммы направленности (ДН) только S -компоненты подробно не анализировались. В настоящее время такой анализ весьма актуален по нескольким причинам.

Во-первых, теория [5] предсказывает выпускание S -излучения почти перпендикулярно к вектору магнитного поля в зоне генерации, что противоречит наблюдаемой ДН [3, 4, 8]. Учет искажения теоретической ДН рефракцией мог бы устранить такое расхождение.

Во-вторых, как было показано ранее [4], рефракция качественно объясняет наблюдаемые вариации ДН S -эмиссии в зависимости от частоты и ионографической долготы Ио. При этом чем ближе к планете источник генерации излучения (т. е. чем выше электронная концентрация), тем больше отличается от 90° угол между направлением распространения S -эмиссии и вектором магнитного поля в источнике. Поэтому вычисление рефракции излучения, рождающегося на разных высотах над планетой, имеет важное значение для интерпретации вариаций наблюдаемой ДН.

В-третьих, все работы по рефракции L -эмиссии до сих пор были основаны на модели [19], задающей распределение электронной концентрации n_e во внутренней магнитосфере Юпитера. Истинное же распределение n_e в зоне генерации декаметрового радиоизлучения неизвестно. Поэтому необходимо проверить, способна ли данная модель обеспечить такую рефракцию лучей, которая сможет объяснить наблюдаемую ДН S -излучения и ее вариации. Если модель [19] не приведет к согласию с наблюдениями, то важно установить, способна ли рефракция объяснить наблюдаемую ДН при реалистической модернизации плазменной модели. Такой подход мог бы способствовать диагностике фоновой плазмы в тех частях магнитосферы Юпитера, которые остаются недоступными другим методам изучения.

Для решения перечисленных вопросов необходимо: 1. Задать условия задачи, т. е. локализовать источник S -эмиссии, задать исходную

ДН, частоту f излучения относительно электронной циклотронной частоты f_c в источнике, задать плазменную модель и модель магнитного поля планеты; 2. Вычислить видимую ДН на разных частотах и при различных иовиграфических долготах Ио; 3. Сравнивая вычисленную ДН с наблюдаемой, варьируя параметр f/f_c и модернизируя плазменную модель [19], добиться согласия результатов расчетов с наблюдениями. Опишем каждый этап более подробно.

Условия задачи. Согласно общепринятой точке зрения [11], ДН зависящего от Ио декаметрового излучения (в частности S -компоненты) имеет вид конической поверхности, ось которой параллельна вектору магнитного поля в месте генерации. Генерация происходит на бы-

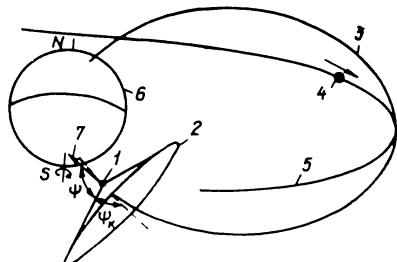


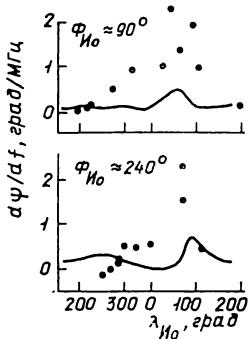
Рис. 1. Локализация источника и диаграмма направленности S -компоненты декаметрового радиоизлучения Юпитера: 1 — источник; 2 — диаграмма направленности S -излучения; 3 — магнитная трубка, проходящая через источник, согласно модели магнитного поля; 4 — Ио; 5 — орбита Ио; 6 — Юпитер; 7 — вектор магнитного поля в источнике

Рис. 2. Сравнение экспериментальных значений $d\psi/df$ (точки) и результатов вычислений по модели ПМ1 (кривые). Точки соответствуют границам S -буль, динамические спектры которых опубликованы в [9]

строй необыкновенной моде в силовых линиях магнитного поля, проходящих через Ио (в магнитной трубке Ио, далее — ТИ) там, где $f \approx f_c$ (рис. 1). При этом источник находится не на текущей ТИ, согласно модели поля, а на той, которая пересекла бы Ио несколько раньше, когда долгота спутника (λ_{Io} в системе вращения III 1965.0) была на $\Delta\lambda$ меньше. Причиной этого может быть искривление ТИ (за счет токов, текущих в ионосфере Ио [12], и отставания спутника от вращения магнитосферы [9]) или конечная скорость распространения альвеновских волн вдоль ТИ [15]. Различные исследования [3, 4, 15] дают одинаковую величину $\Delta\lambda = 20^\circ$. Анализ наблюдений показал, что в диапазоне $10 \text{ МГц} \leq f \leq 20 \text{ МГц}$ S -излучение в основном генерируется на южной ТИ [3, 7].

Геометрию ДН удобно описывать с помощью угла ψ между вектором магнитного поля в области генерации и направлением на наблюдателя во время регистрации излучения [3, 4]. Нередко под углом ψ понимают половинный угол раствора конуса излучения [8]. Для избежания путаницы угол ψ будем отсчитывать, как в работах [3, 4], относительно вектора магнитного поля. А половинный угол раствора конуса излучения обозначим ψ_k . На северной ветви ТИ $\psi_k = \psi$, а на южной $\psi_k = 180^\circ - \psi$.

Пока нет общепризнанной теории S -излучения и неизвестны параметры плазмы в источнике, невозможно предсказать величину f/f_c в зоне генерации. Поэтому во всех работах по рефракции [13, 15—18] постулируется, что f/f_c не зависит от частоты излучения и λ_{Io} . Будем считать это вынужденное предположение справедливым, по крайней мере, в первом приближении. Конкретное значение f/f_c подбирается так, чтобы вычисленная ДН была близка к наблюдаемой. При $f/f_c = \text{const}$ минимального искажения ДН рефракцией можно ожи-



дать на таких λ_{Io} , при которых S -излучение генерируется на максимальных высотах над планетой, где значения n_e наименьшие. Это происходит в секторе $200^\circ \leq \lambda_{\text{Io}} \leq 300^\circ$ [4]. В данном секторе отмечаются минимальные значения ψ середин S -бурь (близкие к 90°), а также минимальные величины $d\psi/df \approx 0$ границ S -бурь [3, 4, 8]. Эти значения параметров ДН S -излучения близки к предсказаниям теории [5], согласно которой у середин S -бурь $\psi = 90^\circ$ и $d\psi/df = 0$. Поэтому в качестве модели неискаженной диаграммы направленности примем, что на всех частотах S -компонента излучается перпендикулярно к магнитному полю в источнике.

Для решения задачи также необходимо задать распределение n_e . Согласно модели [19]:

$$n_e = N_r(R) g(\lambda_m), \quad (1)$$

где

$$N_r(R) = A \exp[-B(1 - 1/R)]; \quad (2)$$

$$g(\lambda_m) = \exp(-\lambda_m^2/\lambda_s^2); \quad (3)$$

$$\lambda_s = \lambda_0/(R - 1); \quad (4)$$

$R = r/R_0$; r — удаление от центра Юпитера; R_0 — экваториальный радиус планеты (71 372 км, согласно [5]); λ_m — магнитная широта (вычисляется относительно магнитного диполя, расположенного в центре Юпитера и имеющего северный полюс на широте 84.4° и долготе 216° в системе вращения планеты III 1965.0); $A = 10^4 \text{ см}^{-3}$; $B = 7.679$; $\lambda_0 = 60^\circ$. Модель [19] объединим с моделью ионосферы, как сделано в [15]:

$$n_e = \frac{\{C \exp[-(h - 0.01985)/0.005412] + N_r(\rho)\} g(\lambda_m)}{1 + [0.01388/(h - 0.003868)]^{4.31}}, \quad (5)$$

где $h = R - 1/(1 + 0.14371 \sin^2 \theta)^{1/2}$; $\rho = R/(R - h)$ — иовицентрическое расстояние, отнесенное к радиусу планеты на данной иовиграфической широте θ ; $C = 1.15 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Для учета плазменного тора Ио к правой части выражения (2) прибавим поправку ΔN_r , которая содержит члены, аппроксимирующие n_e в холодной и горячей частях тора, согласно измерениям с борта автоматической межпланетной станции (АМС) «Вояджер-1» [10, fig. 12]:

$$\begin{aligned} \Delta N_r = & D \exp[-\sqrt{(\sqrt{x^2 + y^2} - E)^2 + z^2}/F] + \\ & + G \exp\left\{-\sqrt{(\sqrt{x^2 + y^2} - K)^2 + z^2}/\left[0.4\left(R_0 + \right.\right.\right. \\ & \left.\left.\left. + \frac{\sqrt{x^2 + y^2} - K}{\sqrt{(\sqrt{x^2 + y^2} - K)^2 + z^2}}\right) + L\right]\right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $D = 1700 \text{ см}^{-3}$; $E = 5.25 R_0$; $F = 0.15 R_0$; $G = 3500 \text{ см}^{-3}$; $K = 5.9 R_0$; $L = 0.2 R_0$; x , y , z — координаты точки в правой декартовой системе координат, центр которой совмещен с центром Юпитера, ось z направлена в северное полушарие, оси x и y лежат в плоскости центробежного экватора плазмы (он задается тем же магнитным диполем, относительно которого вычислялось λ_m), причем ось x имеет нулевую иовиграфическую долготу в системе вращения Юпитера III 1965.0.

Выражения (2) — (6) определяют исходную плазменную модель № 1 (ПМ1). Впоследствии выяснилось, что рефракция в основном происходит в близкой окрестности источника ($< 0.1 R_0$), где множитель $g(\lambda_m)$ в диапазоне $10 \text{ МГц} \leq f \leq 20 \text{ МГц}$ изменяется слабо (от 1 до

0.78), а вклад в рефракцию тора Ио менее 1° . Поэтому, как следует из выражения (5), на данных частотах, где $0.09 \leq h \leq 0.5$ и $1.09 \leq \rho \leq 1.5$, электронная концентрация n_e около источника (а значит, и рефракция) определяется, главным образом, функцией $N_r(\rho)$. Следовательно, согласие между вычисленной ДН и наблюдениями разумно искать путем подбора соответствующей функции $N_r(\rho)$, тем более что n_e в диапазоне $1.1 < \rho < 1.5$ до сих пор не измерялась. Модель [19] всего лишь экстраполирует к планете результаты измерений АМС «Пионер-10», выполненных на удалении $3 < \rho < 10$ около экватора.

Магнитное поле Юпитера в квадрупольном приближении зададим моделью O_4 ГЦКП [1], наиболее часто используемой в работах по рефракции.

Вычисление рефракции. Для нахождения наблюданной ДН декаметрового радиоизлучения Юпитера, как и в случае земной ионосферы, широко используется лучевое приближение [13, 15—18]. Вычисления ориентации луча после преломления во внутренней магнитосфере Юпитера осуществлялись на ЭВМ ЕС-1033 с помощью программы TRACK. В основу алгоритма положены главные принципы работы программы RAPAD [6], предназначеннной для нахождения трехмерной траектории луча в ионосфере Земли. В RAPAD использована сферически симметрическая плазменная модель, в которой градиент показателя преломления считался параллельным нормали к земной поверхности. В случае Юпитера это упрощение недопустимо. Поэтому в программе TRACK предусмотрено вычисление истинной ориентации градиента показателя преломления в любой точке магнитосферы. Траектория луча разбивается на малые отрезки (шаги). В одном шаге n_e и магнитное поле считаются постоянными. Показатель преломления быстрой необыкновенной электромагнитной волны в холодной плазме вычисляется по формуле Эпплтона — Хартри [6]. На границах шагов изменение ориентации волнового вектора излучения происходит по закону Снеллиуса, а при необходимости — по законам отражения. Знание ориентации волнового вектора и магнитного поля позволяет найти направление вектора групповой скорости и путь луча на очередном шаге.

Задаются следующие параметры: λ_{Io} , f , f/f_c и иовицентрическое склонение Земли (D_E). В ходе выполнения программы TRACK определяется положение области генерации излучения, задается начальное направление луча и затем вычисляется траектория луча непосредственно от источника до иовицентрического расстояния $10R_0$. При этом шаг увеличивается от $10^{-5} R_0$ до $0.2 R_0$. Конечное направление луча вычисляется с точностью около 0.1° .

Задача заключается в нахождении конечного направления луча, выходящего к Земле. Для этого задается исходный угол между вектором магнитного поля и начальным волновым вектором в источнике. По этому параметру, и иовицентрическому склонению Земли $D_E = -2^\circ$ вычисляются два исходных направления луча, соответствующие двум стенкам конуса S-эмиссии. Иовицентрическое склонение D_1 этих направлений равно D_E . Рефракция отклоняет луч от направления на Землю, и теперь его склонение равно T_1 . Затем все вычисления повторяются для нового начального склонения луча $D_2 = 2D_E - T_1$, в результате которых находится новое конечное склонение луча T_2 . Как правило, даже T_2 на несколько градусов отличается от заданного D_E . Поэтому предусмотрено третье вычисление траектории луча при

$$D_3 = \frac{D_2 - D_E}{T_2 - T_1} (D_E - T_2) + D_2. \quad (7)$$

В этом случае конечное склонение луча отличается от D_E менее чем на 1° . В итоге, искомый угол ψ вычисляется с точностью порядка 0.1° .

Вычисления видимых углов ψ для частот 10 и 20 МГц по модели ПМ1 выполнены для разных значений λ_{Io} . Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными углами ψ . Каждое экспериментальное значение ψ вычислялось как угол между вектором магнитного поля в источнике (по модели O_4 ГЦКП [1]) и направлением на Землю в момент регистрации середины S -бури. При этом использовались результаты наблюдений 1980—1982 гг., выполненных с помощью

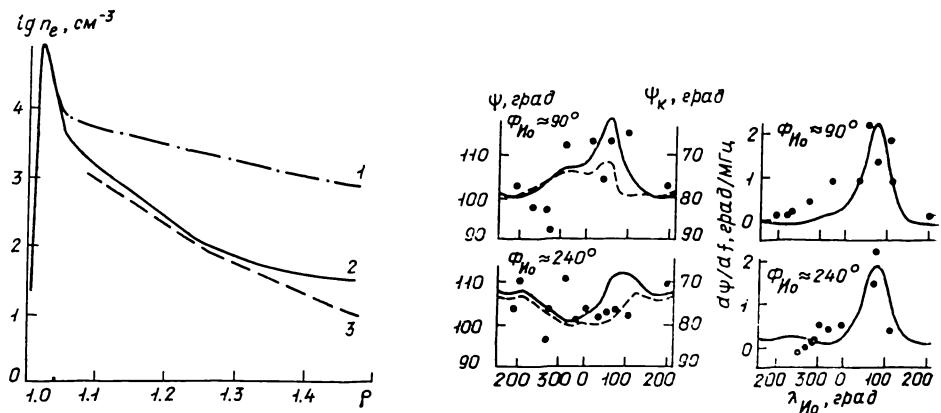


Рис. 3. Электронная концентрация в зоне генерации S -излучения (принято $0 = \lambda_m = 60^\circ$) по разным моделям: 1 — ПМ1; 2 — ПМ2; 3 — МДР

Рис. 4. Сравнение параметров наблюдаемой ДН (точки) и результатов вычислений по модели ПМ2 (сплошные кривые для углов ψ вычислены при $f = 15$ МГц, штриховые — при $f = 10$ МГц). В случае $d\psi/df$ модельные кривые описывают среднее значение этого параметра в диапазоне $10 \text{ МГц} \leq f \leq 15 \text{ МГц}$

УТР-2, как правило, на частотах 10—17.25 МГц [3, 9]. Удовлетворительное согласие вычисленных и экспериментальных углов ψ достигнуто при $f/f_c = 1.005$. Но из расчетов следовали слишком малые значения $d\psi/df$ по сравнению с экспериментальными величинами (рис. 2). Графики представлены отдельно для двух секторов орбитальной долготы Ио, отсчитываемой от точки верхнего геоцентрического соединения в направлении движения спутника: $\Phi_{\text{Io}} \approx 90^\circ$ и $\Phi_{\text{Io}} \approx 240^\circ$. Это сделано потому что наблюдатель пересекает конусную ДН два раза за один оборот Ио. Точки на рисунке соответствуют границам S -бурь, динамические спектры которых опубликованы в [9]. Повысить расчетные значения $d\psi/df$ до уровня наблюдаемых можно было бы за счет уменьшения f/f_c , но тогда недопустимо увеличиваются модельные значения ψ .

Причина расхождения теории с экспериментом может заключаться в нереалистической плазменной модели. Действительно, согласно ПМ1 при $\rho = 1.085$ (высота 6000 км над уровнем облаков) получаем $n_e = 5477 \text{ см}^{-3}$, что более чем в пять раз превышает значение n_e на той же высоте, полученное из анализа радиопокрытия АМС «Вояджер-1» Юпитером [20, fig. 2.4]. Расчеты ψ по разным плазменным моделям показали, что удовлетворительное согласие с экспериментальными величинами как ψ , так и $d\psi/df$ достигается при использовании в ПМ1 следующей функции:

$$N_r(\rho) = M \exp[-20(\rho - 1)] + N \exp[-3(\rho - 1)] + P + \Delta N_r, \quad (8)$$

где $M = 10^4 \text{ см}^{-3}$; $N = 50 \text{ см}^{-3}$; $P = 20 \text{ см}^{-3}$. Оставляя без изменения остальные выражения (3)—(6), получаем плазменную модель № 2 (ПМ2). Эта модель на границе ионосферы ($h = 0.085$ или 6000 км над облаками) дает $n_e = 2000 \text{ см}^{-3}$, что ближе к измеренной величине $n_e =$

$=1000 \text{ см}^{-3}$ [20, fig. 2.4] по сравнению с МП1. Экваториальная концентрация электронов при $\rho=3$ составляет 20 см^{-3} , что близко к результатам АМС [14]. В дальнейшем выяснилось, что подобранная функция $n_e(\rho)$ в зоне генерации S-излучения близка к зависимости n_e от ρ , вычисленной для ТИ по модели диффузационного равновесия магнитосферной плазмы с ионосферой (рис. 3). Чтобы показать это, воспользуемся моделью диффузационного равновесия (МДР) и шкалой высот магнитосферы [21]. Нормировочный множитель МДР зададим таким, чтобы на границе ионосферы $n_e=1000 \text{ см}^{-3}$ при $\rho=1.085$, согласно результатам покрытия АМС «Вояджер-1» Юпитером [20, fig. 2.4]. Вычисленные зависимости $n_e(\rho)$ для ТИ по моделям МДР и ПМ2 (принято $\theta=\lambda_m=60^\circ$) приведены на рис. 3. Они оказались удивительно близкими в диапазоне $1.1 < \rho < 1.4$, соответствующем рабочим частотам УТР-2. Следовательно, модель ПМ2 вполне реалистична.

Результаты вычислений по модели ПМ2 показаны на рис. 4. Каждая экспериментальная точка на графиках $\psi(\lambda_{\text{Io}})$ соответствует средней частоте и среднему моменту времени наблюдения каждой из 20 наиболее длительных S-бурь, наблюдавшихся на УТР-2 в 1980—1982 гг. [9]. Модельные кривые вычислены при $f/f_c=1.0003$. Видно, что расчетные кривые удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми ψ и $d\psi/df$. Остаточные расхождения могут объясняться следующими причинами: 1) небольшой разброс S-бурь по частоте может привести к большим различиям в $d\psi/df$. Действительно, минимальные расчетные значения $d\psi/df$ при $10 \text{ МГц} \leq f \leq 15 \text{ МГц}$ близки к нулю, а при $15 \text{ МГц} \leq f \leq 20 \text{ МГц}$ — к 2 град/МГц ; 2) весьма вероятны сильные флюктуации n_e . Например, в земной плазмосфере n_e изменяется примерно в 100 раз [2] в зависимости от солнечной активности, местного времени и т. д. Кроме того, в магнитосфере Юпитера плазма спорадически инжектируется вулканами Ио; 3) использованная модель магнитного поля (O_4 ГЦКП) может быть недостаточно точной; 4) возможна примесь S-излучения с северной ветви ТИ; 5) игнорируется магнитное поле токов, текущих в ТИ; 6) не исключены флюктуации параметра f/f_c .

Перечисленные причины позволяют расценивать полученное согласие модельных кривых с результатами наблюдений как удовлетворительное.

Интересным следствием модельных расчетов является различие углов ψ , вычисленных для одних и тех же значений f и λ_{Io} , но для разных стенок конуса ДН (т. е. при $\Phi_{\text{Io}} \approx 90^\circ$ и $\Phi_{\text{Io}} \approx 240^\circ$). Несмотря на симметрию исходной ДН относительно вектора магнитного поля в источнике, неодинаковые условия рефракции в разных стенах ДН приводят к различиям модельных ψ , достигающих иногда $6\text{--}7^\circ$ (рис. 4).

Выводы. 1. Вычисления показали, что при реалистической модели распределения n_e (ПМ2) рефракция вполне может объяснить наблюдаемую геометрию ДН S-излучения Юпитера, ее вариации с изменением λ_{Io} и f . Рефракция дает естественное объяснение различиям между предсказанный [5] и наблюдаемой ДН S-излучения.

2. В широко используемой модели [19] величина n_e при удалении от планеты уменьшается слишком медленно, чтобы этим объяснить наблюдаемые величины $d\psi/df$. Эмпирически подобранное распределение n_e (ПМ2), удовлетворительно объясняющее наблюдаемые ψ и $d\psi/df$, близко к теоретическому распределению, полученному в предположении диффузационного равновесия между магнитосферной и ионосферной плазмой.

3. ДН S-излучения, строго говоря, не является полым конусом, ось которого точно параллельна вектору магнитного поля в области генерации. Расчеты по моделям ПМ1 и ПМ2 для двух стенок ДН ($\Phi_{\text{Io}} \approx 90^\circ$ и $\Phi_{\text{Io}} \approx 240^\circ$) дают несколько различные углы ψ . Так, при $\Phi_{\text{Io}} = 330^\circ$ и $\lambda = 210^\circ$ расхождение достигает $6\text{--}7^\circ$. Причиной явля-

ется мультипольность магнитного поля и отклонение вектора поля от плоскости меридиана, проходящего через источник.

4. Рефракция происходит, главным образом, в ближайших окрестностях источника (около 500 км при модели ПМ2). Поэтому модель ПМ2, подобранная для согласования расчетной ДН с наблюдениями, может претендовать на описание распределения n_e в окрестностях ТИ.

1. Акуна М. Х., Несс Н. Ф. Результаты, полученные с помощью феррозондового магнитометра на борту КА «Пионер-11» // Юпитер.— М.: Мир, 1979.— Т. 3.— С. 248—266.
2. Антонова А. Е., Флигель Д. С., Довбня Б. В. Некоторые особенности пульсаций геомагнитного поля в диапазоне 0,1...1 Гц: количественное описание и сравнение со спутниковыми и наземными измерениями // Исследование структуры и волновых свойств околоземной плазмы.— М.: ИЗМИРАН, 1980.— С. 3—23.
3. Архипов А. В. О диаграмме направленности S -компоненты декаметрового радионизлучения Юпитера // Астрон. циркуляр.— 1985.— № 1368.— С. 4—6.
4. Архипов А. В., Рябов Б. П. Диаграмма направленности S -компоненты декаметрового радионизлучения Юпитера // Там же.— 1986.— № 1456.— С. 4—5.
5. Зайцев В. В., Злотник Е. Я., Шапошников В. Е. К теории S -всплесков декаметрового радионизлучения Юпитера // Письма в Астрон. журн.— 1985.— 11, № 3.— С. 208—215.
6. Лоуренс Р. С., Посакони Д. Дж. Численный метод построения траекторий для исследования ионосферы // Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн.— М.: Наука, 1971.— С. 123—141.
7. Рябов Б. П. Декаметровое радионизлучение Юпитера. II. Локализация области генерации S -излучения // Астрон. вестн.— 1986.— 20, № 1.— С. 20—34.
8. Рябов Б. П. Декаметровое радионизлучение Юпитера. III. Некоторые физические характеристики источника генерации S -компоненты.— Харьков, 1987.— 50 с.— (Препр./АН УССР. Радиоастрон. ин-т; № 2).
9. Рябов Б. П., Архипов А. В., Шевченко В. А. Декаметровое радионизлучение Юпитера. I. Морфология S -бульва // Астрон. вестн.— 1985.— 19, № 4.— С. 296—318.
10. Bagalag F., Sullivan J. D. Direct plasma measurements in the Io torus and inner magnetosphere of Jupiter // J. Geophys. Res.— 1981.— 86, N A10.— P. 8447—8466.
11. Goertz C. K. The Io-control of Jupiter's decametric radiation: the Alfvén wave model // Adv. Space Res.— 1983.— 3, N 3.— P. 59—70.
12. Goertz C. K., Deift P. A. Io's interaction with the magnetosphere // Planet. and Space Sci.— 1973.— 21, N 8.— P. 1399—1415.
13. Green J. L. The Io decametric emission cone // Radio Sci.— 1984.— 19, N 2.— P. 556—570.
14. Gurnett D. A., Scarf F. L., Kurth W. S. et al. Determination of Jupiter's electron density profile from plasma wave observations // J. Geophys. Res.— 1981.— 86, N A10.— P. 8199—8212.
15. Hashimoto K., Goldstein M. L. A theory of the Io phase asymmetry of the Jovian decametric radiation // Ibid.— 1983.— 88, N A3.— P. 2010—2020.
16. Menietti J. D., Green J. L., Gulkis S., Six F. Three-dimensional ray tracing of the Jovian magnetosphere in the low-frequency range // Ibid.— 1984.— 89, N A3.— P. 1489—1495.
17. Menietti J. D., Green J. L., Gulkis S., Six N. F. Jovian decametric arcs: an estimate of the required wave normal angles from three-dimensional ray tracing // Ibid.— 89, N A10.— P. 9089—9094.
18. Menietti J. D., Green J. L., Six N. F., Gulkis S. Ray tracing of Jovian decametric radiation from southern and northern hemisphere sources: comparison with Voyager observations // Ibid.— 1987.— 92, N 1.— P. 27—38.
19. Sentman D. D., Goertz C. K. Whistler mode noise in Jupiter's inner magnetosphere // Ibid.— 1978.— 83, N A7.— P. 3151—3165.
20. Strobel D. F., Atreya S. K. Ionosphere // Physics of the Jovian magnetosphere / Ed. by A. J. Dessler.— Cambridge: Cambridge Univ. press, 1983.— P. 51—67.
21. Wu C. S., Freund H. P. Induced emission of Jupiter's decametric radiation by Io-accelerated electrons // Astrophys. J.— 1977.— 213, N 2.— P. 575—587.