

Продольная пространственная структура токовой трубки Ио-Юпитер

I. Зона генерации ДКМ-радиоизлучения

А. Г. Боев, И. В. Болименко

Радиоастрономический институт НАН Украины
Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 23 июля 1998 г., после переработки 22 сентября 1998 г.

Получена система нелинейных уравнений, описывающих продольные пространственные распределения параметров плазмы токовой трубки Ио-Юпитер, и проведен ее анализ для зоны генерации ДКМ-радиоизлучения Юпитера. Показано, что концентрация заряженных частиц испытывает пространственные нелинейные диффузионно-ионизационные колебания вдоль оси трубки Ио с периодом $(2 \div 2,5) \cdot 10^3$ км. Этот результат позволяет объяснить экспериментально наблюдаемую периодическую зависимость вероятности появления S-радиоизлучения Юпитера от частоты.

Отримано систему нелінійних рівнянь, що описують повздовжні просторові розподілення параметрів плазми струмової трубки Іо-Юпітер, та проведено її аналіз для зони генерації ДКМ-радіовипромінювання Юпітера. Виявлено, що концентрація заряджених частинок відчуває просторові нелінійні дифузійно-іонізаційні коливання уздовж осі трубки Іо з періодом $(2 \div 2,5) \cdot 10^3$ км. Цей результат дозволяє пояснити експериментально спостережену періодичну залежність ймовірності появи S-радіовипромінювання Юпітера від частоти.

В настоящее время общепризнано, что токовая трубка Ио-Юпитер играет важную, если не определяющую роль в генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера [1]. Введенная в рассмотрение Пиддингтоном и Дрейком [2] в 1968 году для объяснения обнаруженной в 1964 году Биггом [3] корреляции между ДКМ-активностью Юпитера и видимым положением его галилеевого спутника Ио трубка Ио-Юпитер является важным звеном во всех связующих механизмах и в ряде моделей генерации декаметрового излучения Юпитера [1]. Основным свойством трубки считается наличие в ней продольного электрического тока.

Вместе с тем, физическая модель токовой трубки как материального плазменного образования в ионосфере и магнитосфере Юпитера до сих пор не создана, не удалось произвести и прямых измерений ее параметров с борта космических аппаратов (КА), хотя попытки проведения таких экспериментов имели место. Так, в 1974 году КА "Пионер-11" прошел на расстоянии около 6 тыс. километров от трубки Ио, что составляет примерно 20 ее радиусов [1]. При этом не было зафиксировано никаких возмущений измеряемых параметров плазмы. В 1979 году траектория КА "Вояджер-1" прошла в непосредственной близости от трубки [4]. Измерения магнитных возмущений и потоков низкоэнергетических положительных ионов зафиксировали присутствие альфвеновских

волн вблизи трубки, причем их интенсивность возрастала по мере уменьшения расстояния до трубки [4,5]. Ток в трубке, оцененный по этим возмущениям, составил величину [4]:

$$I = 2,8 \cdot 10^6 \text{ А.}$$

Однако приведенная оценка не является однозначной, так как измерения проводились в зоне возможного влияния токового пояса (current sheet), расположенного в экваториальной плоскости непосредственно за Ио. При учете его влияния величина тока может быть уменьшена до значения [4]:

$$I = 6 \cdot 10^5 \text{ А.}$$

Такой ток способен влиять не только на генерацию альфвеновских волн в трубке, но и на основные ее параметры (температуру и концентрацию частиц). Выяснение этого влияния и нахождение пространственных распределений параметров плазмы является первоочередной задачей при построении физической модели трубки Ио-Юпитер. Решению ее и посвящена данная работа.

На основе рассмотрения трубки Ио как газового разряда в магнитосфере и ионосфере Юпитера составлена система обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих продольные пространственные распределения пара-

метров плазмы. Проведено исследование системы для зоны генерации ДКМ-радиоизлучения, т. е. для полярных участков трубки Ио на высотах $0,1 \leq h/R_j \leq 0,5$ над поверхностью планеты [6].

Показано, что плазма трубки Ио на таких высотах является слабоионизованной (степень ионизации $\alpha \sim 10^{-3}$), подошвы трубки Ио движутся в полярных областях Юпитера на высоте $h \sim 500 \div 600$ км. Концентрация нейтральных частиц $N \sim 10^8 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$, электронов (ионов) $n \sim 10^6 \div 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Электроны в этой области нагреты током до температуры $T_e \sim 3 \cdot 10^3 \text{ К}$, ионы – $T_i \sim 2 \cdot 10^3 \text{ К}$, атомы – $T \sim 400 \div 500 \text{ К}$.

Продольные распределения параметров плазмы формируются электрическим током при сильном влиянии процессов диффузии и теплопроводности. В рассматриваемом диапазоне изменения тока параметры плазмы достаточно слабо зависят от его величины. Это объясняется нелинейностью процессов, участвующих в формировании данного состояния трубки, что эквивалентно наличию сильных обратных связей.

Чрезвычайно интересным является наличие пространственных нелинейных диффузионно-ионизационных колебаний концентрации заряженных частиц с пространственным периодом $\Delta z \sim (2 \div 2,5) \cdot 10^3 \text{ км}$. Это явление положено в основу объяснения периодической зависимости вероятности появления S-радиоизлучения Юпитера от частоты [7], построенной по данным эксперимента.

1. Ток, текущий вдоль магнитных силовых линий, соединяющих Ио с полярными областями Юпитера, изменяет свойства ионосферной и магнитосферной плазмы, поэтому трубка на фоне этой плазмы должна представлять собой *плазменный шнур*, вращающийся вокруг Юпитера вместе с Ио.

Свойства равновесной неоднородной плазмы ионосферы и магнитосферы, на фоне которой изучается влияние тока, будут характеризоваться следующими выражениями для пространственных распределений концентраций электронов n_{es} , ионов n_{is} и атомов N_s [7,8]:

$$n_{es} = n_{is} = n_0 \exp\{-B(z)/2L_e\},$$

$$N_s = N_0 \exp\{-B(z)/2L_a\},$$

где

$$B(z) = z \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\Omega_j^2 R_j^2}{Lg} \left[\left(\frac{z}{R_j} + 1 \right) \left(\frac{z}{R_j} + 2 \right) + 1 \right] \right\},$$

$$L_\gamma = \frac{\kappa T_\gamma}{m_\gamma g} - \text{шкала высот частиц сорта } \gamma \{e, a\} \text{ (e - электроны, a - ионы); } n_0 \text{ и } N_0 - \text{концентрации частиц на том уровне ионосферы Юпитера, от которого отсчитывается высота } z; R_j \text{ и } \Omega_j - \text{соответственно радиус и угловая скорость вращения планеты; } g - \text{ускорение силы тяжести на Юпитере; } L - \text{параметр магнитной оболочки планеты; } m_\gamma \text{ и } T_\gamma - \text{масса и температура частиц сорта } \gamma.$$

Попадая в трубку, ионосферная плазма разогревается и начинает ионизоваться, концентрации электронов n и нейтральных атомов N в ней при этом изменяются. В дальнейшем предполагается, что и в трубке, и в ионосфере соблюдается условие электронейтральности плазмы.

На высотах, где происходит генерация ДКМ-излучения, (и выше) ионосфера Юпитера состоит в основном из водорода и гелия [9]. Преобладающим рекомбинационным процессом является диссоциативная рекомбинация с коэффициентом рекомбинации [9]:

$$\rho \approx 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}.$$

Площадь поперечного сечения трубки S является одним из основных ее параметров. Она связана с локальным магнитным полем $H(\lambda, z)$ в трубке Ио, зависящим от иовиграфической долготы λ , законом сохранения магнитного потока:

$$\Phi = HS = \Phi_0 = \text{const}, \quad (1.1)$$

где $\Phi_0 = 7,55 \cdot 10^{14} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ соответствует магнитному потоку через основание трубки на северном полюсе Юпитера на долготе $\lambda = 210^\circ$ [4].

Вследствие неоднородности распределения магнитного поля в магнитосфере соотношение (1.1) задает закон изменения сечения трубки в пространстве. Будем считать, что магнитное поле ближней магнитосферы Юпитера близко к дипольному [10] и представимо в виде:

$$H(\lambda, z) = H_0 \left(\frac{R_j}{\xi(z + R_j)} \right)^3,$$

где $H_0(\lambda)$ – распределение напряженности магнитного поля вдоль траектории подошвы трубки на северном или южном полушариях Юпитера; $\xi \approx 1,4$ – поправка на кривизну трубки.

При этом плотность электрического тока в трубке и напряженность электрического поля будут различны в каждом локальном сечении трубки.

Так как траектории подошв трубки на северном и южном полюсах планеты известны [4], то основываясь на вышеперечисленных соотношениях, можно проследить за свойствами плазмы в произвольном сечении трубки при движении Ио вокруг Юпитера.

2. Для нахождения распределений концентраций заряженных частиц в трубке Ио воспользуемся уравнением баланса концентрации электронов [11]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(D_{\parallel} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n}{M v_e} \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right) = v_i n - \rho n^2 + A. \quad (2.1)$$

Здесь

$$U = \frac{G M M_j}{z + R_j} + \frac{M \Omega_j^2 (z + R_j)^2}{2}$$

потенциал внешних сил, действующих на частицы плазмы в трубке; z и r – координаты, отсчитываемые соответственно вдоль оси трубки от ее подошвы и поперек трубки от центра ее сечения; D_{\parallel} и D_{\perp} – коэффициенты продольной и поперечной амбиполярных диффузий; M_j – масса Юпитера; A – скорость ионизации атомов потоком солнечного ультрафиолетового излучения; v_i – частота ионизации атомов электронным ударом, определяемая следующим выражением [11]:

$$v_i = N \alpha_i = 2N \sqrt{\frac{2 \kappa T_e}{\pi m_e}} \sigma_0^i \left(1 + 2 \frac{\kappa T_e}{\epsilon_i} \right) \exp \left(- \frac{\epsilon_i}{\kappa T_e} \right),$$

где ϵ_i и σ_0^i – энергия и сечение ионизации атома, N – концентрация атомов.

Уравнение (2.1) должно решаться совместно с уравнением баланса электронной температуры [11]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\chi_{\parallel} \frac{\partial \kappa T_e}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_{\perp} \frac{\partial \kappa T_e}{\partial r} \right) = - \frac{3}{2} n \delta v_e \kappa (T_e - T) + \sigma E^2 - \eta, \quad (2.2)$$

где χ_{\parallel} и χ_{\perp} – коэффициенты соответственно продольной и поперечной теплопроводности, а

$$\eta = n(N + n_i) K(T_e) -$$

слагаемое, учитывающее потери энергии электронов на тепловое излучение [12]; множитель $K(T_e)$ изменяется в интервале $10^{-23} + 10^{-21}$ эрг · см³ · с⁻¹ при изменении температуры от 10^4 до 10^5 К.

Оценим в уравнениях (2.1), (2.4) масштабы диффузии L_n и теплопроводности L_T , характеризующие относительную роль процессов пространственного перераспределения частиц и тепла [11]:

$$L_{n,k} = \sqrt{\frac{D_k}{\rho n}}, \quad L_{T,k}^{(e)} = \sqrt{\frac{\chi_k}{n \cdot \delta \cdot v_e}}, \quad (2.3)$$

где $k \{ \parallel, \perp \}$ – указывает направление переноса относительно магнитного поля.

Для предполагаемых значений параметров плазмы в трубке Ио ($T_e \sim 10^4$ К, $N \sim 10^8$ см⁻³, $n \sim 10^4$ см⁻³ [6]) отношения масштабов продольной и поперечной диффузии к соответствующим размерам трубки Ио ($l_{\parallel} \sim 10^{10}$ см, $l_{\perp} \sim 10^7$ см) составляют величины:

$$\frac{L_{n,\parallel}}{l_{\parallel}} \sim 0,1, \quad \frac{L_{n,\perp}}{l_{\perp}} \sim 10^{-5}. \quad (2.4)$$

Для отношений длин теплопроводности к соответствующим размерам трубки получим:

$$\frac{L_{T,\parallel}^{(e)}}{l_{\parallel}} \sim 0,1, \quad \frac{L_{T,\perp}^{(e)}}{l_{\perp}} \sim 10^{-6}. \quad (2.5)$$

Из (2.4) и (2.5) следует, что неоднородность параметров плазмы в поперечном сечении трубки существенна лишь в тонком слое вблизи края трубки, где происходит их сильное изменение до значений, характеризующих невозмущенную магнитосферу. Поэтому с достаточной степенью точности можно считать, что плазма в сечении трубки Ио однородна.

Оценки показывают, что охлаждение электронов в трубке Ио за счет излучения мало по сравнению с охлаждением при столкновениях с атомами, поэтому слагаемое η в правой части уравнения (2.2) можно опустить.

В итоге уравнения, описывающие пространственные распределения концентрации и температуры электронов вдоль оси трубки Ио, могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{d}{dz} \left(D_{\parallel} \frac{dn}{dz} + \frac{n}{Mv_e} \frac{dU}{dz} \right) = v_i n - \rho n^2 + A, \quad (2.6)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\chi_{\parallel} \frac{d\kappa T_e}{dz} \right) + \frac{3}{2} n \delta v_e \kappa (T_e - T) = \frac{I^2}{\sigma S^2}. \quad (2.7)$$

Система уравнений (2.6)–(2.7) является квазилинейной, т. к. ее коэффициенты зависят от параметров электронного газа. Эти зависимости качественно различны для слабоионизованного низкотемпературного (НТ) и сильноионизованного высокотемпературного (ВТ) состояний плазмы (см. табл. 1).

Таблица 1

	Холодная плазма	Горячая плазма
D_a	$\sim T_e^{1/2} / N$	$\sim T_e^{5/2} / n_e$
χ	$\sim n_e T_e^{1/2} / N$	$\sim T_e^{5/2}$
v_e	$\sim N T_e^{1/2}$	$\sim n_e T_e^{-3/2}$
σ	$\sim n_e T_e^{-1/2} / N$	$\sim T_e^{-3/2}$

Переход плазмы из одного состояния в другое зависит не только от величины тока, но и, как видно из уравнений (2.6)–(2.7) и таблицы 1, от параметров нейтральной компоненты плазмы: концентрации атомов N и их температуры T . Поэтому задачи пространственного распределения нейтральной и электронной компоненты плазмы в трубке Ио должны решаться одновременно.

3. Система уравнений, описывающая состояние нейтральной компоненты, имеет следующий вид [11]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{Mv_a} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + N \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left(D \frac{\partial N}{\partial r} \right) = -v_i n + \rho n^2 - A,$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial \kappa T}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi \frac{\partial \kappa T}{\partial r} \right) = Q = \frac{I^2}{\sigma S^2},$$

где $P = N\kappa T$ – давление газа, U – потенциал внешних сил, D – коэффициент диффузии, χ – коэффициент теплопроводности.

Вводя аналогично (2.3) длины диффузии атомов L_N и их теплопроводности $L_T^{(a)} = \sqrt{\frac{\chi T}{Q}}$, масштаб неоднородности потенциала L_U и используя типичные значения коэффициентов D и χ для водорода [12], нетрудно найти:

$$\frac{L_N}{l_{\perp}} \sim 10^{-3}, \quad \frac{L_U}{l_{\parallel}} \sim 1, \quad \frac{L_T^{(a)}}{l_{\perp}} \sim 10^{-2} + 10^{-5}, \quad \frac{L_T^{(a)}}{l_{\parallel}} \sim 10^{-8}.$$

Видно, что плотность атомов, так же как и электронов, постоянна почти по всему сечению трубки. Ее распределение вдоль трубки определяется в основном потенциалом внешних сил. Стационарный баланс температуры атомов обеспечивается главным образом процессом охлаждения через боковую поверхность трубки. Зависимость от высоты сечения трубки является параметрической.

Состояние нейтральной компоненты при этом определяется более простыми уравнениями:

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{1}{Mv_a} \left(\frac{dP}{dz} + N \frac{dU}{dz} \right) \right] = -v_i n + \rho n^2 - A, \quad (3.1)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\chi \frac{d\kappa T}{dr} \right) = \frac{I^2}{\sigma S^2}. \quad (3.2)$$

Они и будут анализироваться далее.

Таким образом, задача определения параметров плазмы в трубке Ио-Юпитер сводится к интегрированию системы уравнений (2.6), (2.7), (3.1), (3.2) с соответствующими краевыми условиями, которые задаются вблизи поверхности Юпитера ($z/R_j = 0$) и вблизи Ио ($z/R_j \approx 8,4$)*, либо с начальными условиями при $z/R_j = 0$. Положение трубки Ио относительно Юпитера определяется длиной λ ее подошвы на траектории в северном или южном полушариях.

После определения параметров плазмы будет найдено и продольное электрическое поле в трубке:

$$E = \frac{Imv_e}{e^2 n \Phi_0} H_0(\lambda) \left[\frac{R_j}{\xi(z + R_j)} \right]^3.$$

* Такое значение высоты Ио связано с искривленностью токовой трубки.

Знание его необходимо для понимания более детальных кинетических явлений, связанных с образованием направленных потоков заряженных частиц.

4. Одной из целей, которые ставились при анализе полученных уравнений, являлось выяснение возможности создания током I , текущим в трубке, таких параметров плазмы, которые ранее, априори, были заложены в модель черенковского механизма генерации S-радиоизлучения Юпитера [6] и обеспечивают объяснение наблюдаемых характеристик.

В качестве начальных параметров плазмы у подошвы трубки Ио выбирались параметры невозмущенной ионосферы Юпитера, полученные КА "Вояджер-1, 2" и "Пионер-10, 11" [9]. Согласно этим данным концентрация нейтральных частиц в зависимости от высоты изменяется в диапазоне $10^6 \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а их температура при этом изменяется от 100 до 350 К. Концентрация электронов может изменяться от значения $n \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ на высоте $h \sim 500 \text{ км}$ до значения $n \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ на высоте $h \sim (3 \div 4) \cdot 10^3 \text{ км}$.

Измерений электронной температуры в низких слоях ионосферы с борта КА не проводилось, поэтому она оценивалась нами по температурной зависимости коэффициента рекомбинации и его значениям, необходимым для создания наблюдаемого высотного профиля электронной концентрации солнечным ультрафиолетом. Эта оценка приводит к значению электронной температуры невозмущенной током ионосферы: $T \sim 800 \div 1000 \text{ К}$. Однако в дальнейшем оказалось, что начальное значение электронной температуры несущественно для стационарного состояния плазмы трубки, формируемого током. Оно оказывает влияние лишь на время изменения состояния плазмы от начального к стационарному при включении тока.

В связи с неопределенностью значения высоты, на которой подошва трубки Ио беспрепятственно скользит в ионосфере, уравнения (2.6), (2.7), (3.1), (3.2) численно решались для широкого диапазона начальных параметров из указанных выше интервалов.

Расчеты проводились для двух значений тока: $I_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ А}$ и $I_2 = 2,8 \cdot 10^6 \text{ А}$. Оказалось, что физически допустимые решения уравнений существуют лишь в достаточно узких диапазонах изменения начальных параметров. Вне этих диапазонов решения не определены, т.к. одна или несколько величин, характеризующих параметры плазмы и по смыслу являющихся положительными, принимают отрицательные значения. Изменение тока от значения I_1 до значения I_2 достаточно слабо сказывается на параметрах плазмы трубки, что связано с нелинейностью уравнений. Дальнейшее увеличение тока вплоть до величины $I \sim 10^8 \text{ А}$

сильно изменяет ход решения, приводя к его хаотической осцилляции и возникновению отрицательных значений параметров плазмы.

В итоге вычисления показали, что физически допустимые решения уравнений могут существовать в следующих интервалах изменения начальных параметров:

$$N = 6 \cdot 10^8 \div 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}, \quad (4.1)$$

$$n = 2 \cdot 10^3 \div 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}, \quad (4.2)$$

$$I = 6 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^7 \text{ А}. \quad (4.3)$$

Интервалы изменения концентраций частиц (4.1) и (4.2) соответствуют уровню атмосферы с давлением $P \sim 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$ [9] и относительной высоте над уровнем нормального давления

$$h \sim 400 \div 500 \text{ км}. \quad (4.4)$$

Эта высота, по-видимому, и может быть принята за высоту подошвы трубки Ио. Можно показать, что в этих условиях магнитная диффузионная длина $L_H \sim L$ (L – диаметр трубки Ио у ее основания). При этом магнитные силовые линии легко проникают в объем трубки, и подошва трубки Ио может свободно перемещаться в неоднородном магнитном поле.

На рис. 1 приведена зависимость концентрации нейтральных атомов N от высоты над поверхностью Юпитера. По сути, она представляет собой распределение Больцмана с гравитационным потенциалом

$$N = N_0 e^{-\frac{z-z_0}{H}},$$

где $H = \frac{\kappa T}{Mg}$ – масштаб неоднородности, определяемый температурой атомов. Видно, что в зоне генерации ДКМ-излучения $0,1 \leq z/R_j \leq 0,5$ [6] число нейтральных атомов достаточно велико:

$$N = 10^6 \div 10^8 \text{ см}^{-3}.$$

На рис. 2 представлена высотная зависимость изменения температуры атомов в трубке $T - T_0$ по сравнению с температурой атомов в окружающей трубку атмосфере T_0 . Видно, что температура атомов в зоне генерации

$$T \approx (3 \div 4) \cdot 10^2 \text{ К}.$$

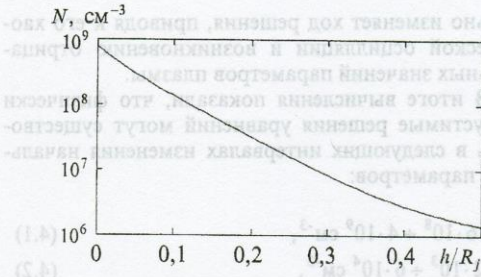


Рис. 1. Зависимость концентрации атомов в трубке Ио от высоты

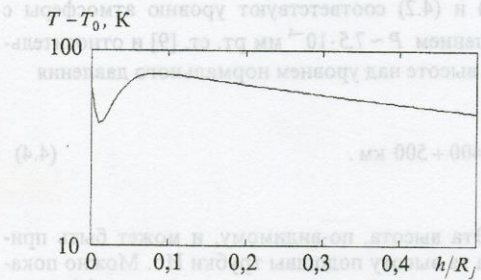


Рис. 2. Высотная зависимость разности между температурой атомов в трубке Ио и их температурой в ионосфере Юпитера

Как будет показано дальше, поведение температуры атомов качественно повторяет поведение электрического поля в трубке, поэтому причины, определяющие сложное поведение температуры на малых высотах ($z/R_j < 0,1$), будут рассмотрены ниже.

На рис. 3 изображена зависимость концентрации электронов в трубке от высоты. Характерной ее чертой являются пространственные нелинейные диффузионно-ионизационные колебания [11] около среднего значения

$$\bar{n} = v_i / \rho \sim 10^6 \text{ см}^{-3}.$$

Период осцилляций Δz определяется масштабом L_n из (2.6) и составляет величину

$$\Delta z \sim L_n \approx (2 + 2,5) \cdot 10^3 \text{ км}.$$

Убывание амплитуды этих колебаний с высотой подчиняется закону Больцмана

$$n \cong n_0 e^{-\frac{mg(z-z_0)}{\kappa T}}.$$

При изменении начальных параметров плазмы и тока в интервалах (4.1)–(4.3) период колебаний изменяется в диапазоне

$$\Delta z = 1,8 \cdot 10^3 \div 3,5 \cdot 10^3 \text{ км}.$$

Степень ионизации плазмы в трубке Ио в зоне генерации

$$\alpha = \frac{n}{N} \sim 10^{-3}.$$

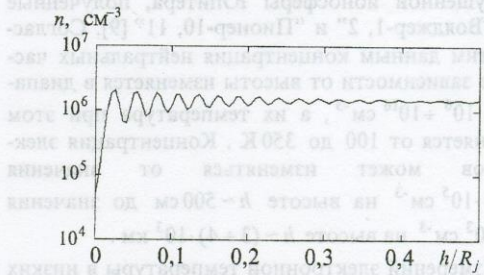


Рис. 3. Зависимость электронной концентрации в трубке Ио от высоты

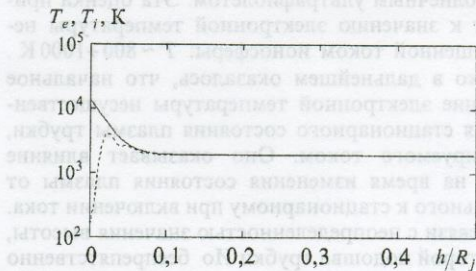


Рис. 4. Зависимость электронной (сплошная линия) и ионной (пунктир) температур в трубке Ио от высоты

На рис. 4 (сплошная линия) представлено распределение электронной температуры в трубке Ио в рассматриваемом диапазоне высот. Оценка различных слагаемых в уравнении (2.10) показывает, что формирование температурной зависимости при распределениях концентраций атомов (рис. 1) и электронов (рис. 3) происходит только в режиме сильного влияния электронной теплопроводности. Уменьшение температуры на малых высотах $z/R_j < 0,1$ связано с интенсивной ионизацией и уменьшением относительной роли электронно-атомных столкновений. В зоне генерации

$0,1 \leq z/R_j \leq 0,5$ электронная температура изменяется с высотой очень слабо

$$T_e \approx 3 \cdot 10^3 \text{ K}$$

Здесь основную роль играют столкновения электронов между собой и с ионами, частота столкновений осциллирует вместе с концентрацией электронов.

Температура электронов не испытывает осцилляций в зоне генерации, т. к. и процесс набора энергии электронами от тока, и процесс перераспределения ее в пространстве определяется величиной n/v_e , не зависящей от концентрации электронов.

Температура ионов T_i рассчитывалась по формуле [11]

$$T_e - T_i = \frac{v_{ia}(T_e - T)}{v_{ia} + 4mM^{-1}v_{ie}}$$

где v_{ia} , v_{ie} — соответственно частоты столкновений ионов с атомами и электронами. Результат вычислений показан на рис. 4 (пунктир). Как и следовало ожидать, значение температуры ионов оказалось в промежутке между T_e и T . В зоне генерации

$$T_i \approx 2 \cdot 10^3 \text{ K}$$

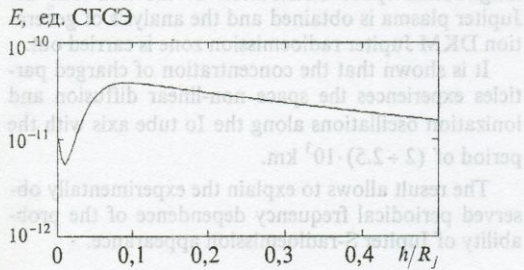


Рис. 5. Зависимость продольного электрического поля в трубке Ио от высоты

На рис. 5 показана зависимость от высоты продольного электрического поля E в трубке Ио. На малых высотах поведение этой зависимости (а также температуры нейтралов (см. рис. 2)) имеет достаточно сложный характер и связано с влиянием электронно-атомных столкновений. Убывание электрического поля при $z/R_j > 0,1$ определяется увеличением сечения трубки Ио. Электрическое поле в зоне генерации изменяется в диапазоне

$$E = (1,8 \div 1,2) \cdot 10^{-8} \text{ В/см.}$$

Таким образом, трубка Ио вблизи поверхности Юпитера представляет собой плазменный шнур, продольная пространственная структура которого сформирована электрическим током, текущим в нем, при существенном влиянии процессов диффузии и теплопроводности. В этой области для нее характерно наличие достаточно большого количества нейтральных атомов и горячих электронов.

Плотность электронов периодически распределена по высоте с периодом $\Delta z \sim 2,5 \cdot 10^3 \text{ км}$, что, безусловно, должно существенно отразиться на механизме генерации ДКМ-радиоизлучения Юпитера.

5. Одним из самых интересных и трудно объяснимых экспериментально наблюдаемых свойств S-радиоизлучения Юпитера является периодическая зависимость вероятности его появления W от частоты (рис. 6, точки) [7]. Декаметровое излучение Юпитера является спорадическим, и вероятность W определяется отношением времени его наблюдения к полному времени патрулирования планеты. Объяснение связи наблюдаемых осцилляций вероятности с частотой излучения до сих пор не дано.

Авторами предлагается объяснение этого явления, основанное на существовании пространственной периодической зависимости концентрации заряженных частиц (рис. 3) и черенковском механизме генерации S-радиоизлучения Юпитера. Указанный механизм предполагает наличие в трубке Ио нерелятивистского электронного пучка, движущегося от Юпитера к Ио.

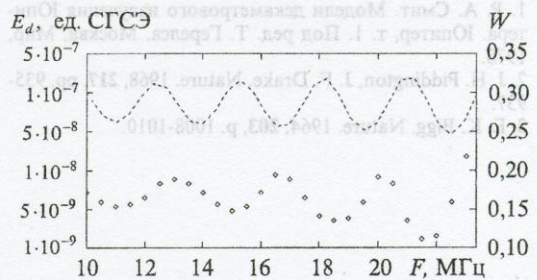


Рис. 6. Частотные зависимости вероятности W появления S-радиоизлучения (точки) и критического поля Драйера (пунктир)

В рамках этого механизма декаметровое радиоизлучение в диапазоне от $5 \div 7 \text{ МГц}$ до $39,5 \text{ МГц}$ создается электронным пучком в полярных участках трубки Ио длиной около

$(0,35 \div 0,4)R_j$. При этом изменению частоты излучения на 1 МГц соответствует приращение длины трубки Ио равно примерно $0,01R_j$, т. е. $700 \div 800$ км, а периоду осцилляций вероятности по частоте $\Delta\omega \approx 3$ МГц – изменение длины трубки $\Delta z \sim (2,1 \div 2,5) \cdot 10^3$ км.

В рамках любого механизма генерации вероятность появления S-радиоизлучения определяется целым рядом различных факторов. В рамках черенковского механизма генерации она обязательно должна зависеть от вероятности появления электронных пучков. Будем считать, что электронные пучки в трубке Ио образуются вследствие эффекта “убегания” электронов [11]. В этом случае вероятность появления электронных пучков будет определяться критическим полем Драйзера [11]:

$$E_D = \frac{e^3 n}{8\pi k T} \Lambda, \quad (5.1)$$

где Λ – кулоновский логарифм.

Для осциллирующего распределения электронов в трубке Ио будет осциллировать и поле Драйзера (5.1). В областях трубки, где поле Драйзера имеет минимум, вероятность появления электронного пучка будет более высокой. На рис. 6 пунктиром приведена пересчитанная на частоту зависимость (5.1). Видно, что она хорошо коррелирует с экспериментальной зависимостью (точки).

Более детальное рассмотрение этого вопроса предполагается провести отдельно.

Литература

1. Р. А. Смит. Модели декаметрового излучения Юпитера. Юпитер, т. 1. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1978.
2. J. H. Piddington, J. F. Drake. Nature. 1968, **217**, pp. 935-937.
3. E. K. Bigg. Nature. 1964, **203**, p. 1008-1010.

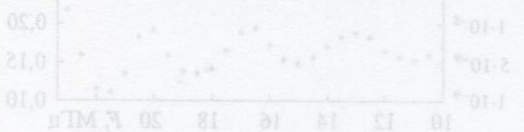


Рис. 6. Зависимость критического поля Драйзера от частоты излучения.

В рамках этого механизма декаметровое излучение в диапазоне от 2 до 7 МГц до 30 МГц создается электронными пучками в поперечном сечении трубки Ио. Скорость движения пучка в зоне генерации уменьшается в диапазоне

4. M. H. Acuna, Behannon K.W., Connerney J.E.P. Jupiter's magnetic field and magnetosphere. Physics of the Jovian magnetosphere. Ed. A.J. Dessler. Cambr. Univ. Press, 1983, pp. 1-50.
5. J. W. Belcher. The Low-energy plasma in the Jovian magnetosphere. Physics of the Jovian magnetosphere. Ed. by A. J. Dessler. Cambr. Univ. Press, 1983, pp. 68-105.
6. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов. Астрон. журнал. 1991, **68**, вып. 4, с. 853-862.
7. Б. П. Рябов, Н. Н. Герасимова. Декаметровое спорадическое радиоизлучение Юпитера. Киев, Наукова думка, 1990, 237 с.
8. D. R. Melrose. Planet and Space Sci. 1967, **15**, No. 2, pp. 381-393.
9. F. Strobell, K. S. Atreya. Ionosphere. Physics of the Jovian magnetosphere. Ed. A. J. Dessler. Cambr. Univ. Press, 1983, pp. 51-67.
10. Р. Хайд, Д. Стеннард. Магнитное поле Юпитера: наблюдения и теория. Юпитер, т. 3. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1978, 522 с.
11. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, С. А. Сахаров. Основы физики плазмы. Москва, А.И., 1977, с. 384.
12. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович. Физика плазмы солнечной атмосферы. Москва, Наука, 1977, с. 256.

Longitudinal Spatial Structure of Flux-Tube Io-Jupiter

A. G. Boev, I. V. Bolimenko

A system of non-linear equations describing the longitudinal space distribution of the flux-tube Io-Jupiter plasma is obtained and the analysis of generation DKM Jupiter radioemission zone is carried out.

It is shown that the concentration of charged particles experiences the space non-linear diffusion and ionization oscillations along the Io tube axis with the period of $(2 \div 2.5) \cdot 10^3$ km.

The result allows to explain the experimentally observed periodical frequency dependence of the probability of Jupiter S-radioemission appearance.

Рис. 5. Зависимость вероятности появления пучка в трубке Ио от частоты.

На рис. 5 показана зависимость от частоты продольного электрического поля E в трубке Ио. На малых высотах зависимость этой зависимости (в) также температуры нейтронов (см. рис. 2) имеет достаточно сложный характер и связано с влиянием электронно-ионных столкновений. Убывание электрического поля при $z/R_j > 0,1$ определяется уменьшением сечения трубки Ио. Электрическое поле в зоне генерации уменьшается в диапазоне