

Функции распределения электронов по скоростям и электрическое поле в плазменном торе Ио

А. Г. Боев, А. А. Янцевич*, Н. Н. Ясницкая**

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4*

**Харьковский гуманитарный институт Украинской народной академии,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Лермонтовская, 22*

***Харьковский национальный политехнический университет,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Фрунзе, 21*

Статья поступила в редакцию 17 сентября 2001 г.

Объясняется вид функций распределения электронов по скоростям, измеренных КА "Voyager-1" в различных частях плазменного тора Ио. Показано, что наличие высокоэнергетичных "хвостов" определяется присутствием азимутального электрического поля, создаваемого "юпитерианским ветром". Максвелловская часть функций распределения соответствует системе электронов и возбужденных ионов, находящихся в тепловом равновесии.

Пояснюється вигляд функцій розподілу електронів за швидкостями, що були виміряні КА "Voyager-1" у різних частинах плазмового тора Іо. Доведено, що наявність високоенергетичних "хвостів" визначається присутністю азимутального електричного поля, що створюється "юпітеріанським вітром". Максвеллівська частина функцій розподілу відповідає системі електронів та збуджених іонів, що знаходяться у тепловій рівновазі.

В статье предлагается объяснение вида функций распределения электронов по скоростям, измеренных КА "Voyager-1" в различных областях плазменного тора Ио. В его основе лежит представление о том, что тор Ио содержит полностью ионизованную замагниченную термически неравновесную плазму, неравновесность которой связана с действующим в ней электрическим полем, вызванным "юпитерианским ветром". Сопоставление теоретической модели с данными космического эксперимента позволило оценить величину электрического поля и дать объяснение природы максвелловского "ядра" плазмы как системы электронов и сильно возбужденных излучающих ионов, находящихся в столкновительном равновесии между собой.

Плазменный тор, образованный вращающимся вокруг Юпитера вулканически активным спутником Ио, является одним из интереснейших и необычных явлений в магнитосфере этой планеты, не имеющим аналога в Солнечной системе. Тор занимает значительную часть пространства вокруг Юпитера – от четырех до восьми радиусов Юпитера, охватывая часть спутников (Ио, Европа, спутник 1979 J2).

Свидетельства сильного взаимодействия магнитосферы Юпитера с Ио известны давно как по оптическим, так и по радионаблюдениям (1956 г.). Первые непосредственные наблюдения Юпитера и его окрестностей – измерения магнитных полей, энергетических спектров и пространственного распределения заряженных частиц в магнитосфере и ионос-

фере – были проведены КА “Pioneer-10, 11” в 1973-1974 гг. В 1976 г. на основе данных о поглощении частиц, полученных КА “Pioneer-11”, Акуна и Несс [1] пришли к выводу о существовании плазменного кольца вокруг Юпитера.

В марте 1979 г. это кольцо было непосредственно обнаружено на телевизионных изображениях, полученных с КА “Voyager-1” [2]. Первые прямые измерения параметров плазмы тора Ио также были проведены КА “Voyager-1”, когда он 5 марта 1979 г. достиг точки наибольшего сближения с Юпитером – $4.89R_J$ (R_J – радиус Юпитера), пройдя через внутреннюю магнитосферу и область плазменного тора вблизи Ио. Проведенные при этом одновременные измерения концентраций положительных ионов N_i и электронов n указывают на сложный радиальный профиль распределения заряженных частиц в торе. Согласно оптическим и прямым измерениям плазма тора характеризуется сложным химическим составом и высокими ионными температурами [3]. Наряду с измерением макроскопических параметров плазмы тора проводилось измерение функций распределения электронов по скоростям (ФРЭ). Необходимо отметить следующие характерные особенности ФРЭ:

- наличие высокоэнергетичных “хвостов”;
- наличие точек “излома” при значениях, на несколько порядков меньших максимума;
- наличие максвелловской части (максвелловского ядра) с температурой T_{ω} , существенно меньшей температуры электронов и ионов.

Имеющиеся теоретические объяснения тепловых свойств плазмы тора (высокие значения температур заряженных компонент, вид функций распределения и др.) предполагают, что источником ионной компоненты плазмы является горячая поверхность Ио, а вращательная энергия свежесброшенных ионов, которая на порядок-два превышает наблюдаемые средние энергии частиц, является основным источником нагрева электронов [3, 4]. Однако до сих пор убедительно не показано, каким образом процесс остывания свежесброшенных ионов путем передачи энергии окружающей плазме может эффективно завершиться за время пребывания иона в торе. Согласно

оценкам [3, 4] среднее время пребывания иона во внутренней части тора ($R < 5.3R_J$) составляет $20 \div 30$ суток, а во внешней ($R > 5.8R_J$) – 0.4 суток. Время же передачи свежесброшенным ионом третьей части своей энергии ионам окружающей плазмы составляет величину ~ 20 суток. Далее, в соответствии с принятыми представлениями, охлаждение тора происходит за счет излучения ионов, которые в свою очередь возбуждаются столкновениями с электронами. Это предполагает наличие промежуточного процесса передачи энергии свежесброшенными ионами электронам, который протекает еще более медленно (характерное время для внешней части тора – более года). Необъясненным остается происхождение максвелловского ядра электронной компоненты плазмы. Температура его T_{ω} слишком высока, чтобы связать ее с наличием нейтральных атомов.

Цель настоящей работы – объяснить наблюдаемые свойства ФРЭ, основываясь на существовании в торе электрического поля, определить величину, направление и происхождения этого поля, выяснить природу и объяснить величину наблюдаемой температуры максвелловского ядра плазмы.

В работе построена теоретическая модель формирования кинетических свойств электронной компоненты плазмы тора, учитывающая основные процессы, характерные для высокотемпературной столкновительной плазмы в скрещенных электрическом и магнитных полях.

Показано, что ФРЭ, полученные КА “Voyager-1”, представляют собой не что иное, как аналог ФРЭ Дрювестейна [5]. Высокоэнергетичные “хвосты” наблюдаемых ФРЭ соответствуют электронам, нагретым сильным поперечным электрическим полем в условиях преобладания неупругих столкновений с ионами. Согласно [3, 4, 6] именно столкновения являются основным механизмом возбуждения эмиссии, наблюдаемой с Земли и различными КА. Аналитическая аппроксимация наблюдаемых функций распределения позволила оценить величину электрического поля E действующего в плазме тора. Показано, что величина его может быть объяснена только движением “юпитерианского ветра” в магнитном поле

Юпитера. При этом электрическое поле имеет только азимутальную компоненту, направленную в сторону вращения планеты. Максвелловская часть функции распределения формируется без влияния электрического поля и описывает систему электронов и возбужденных ионов, находящихся в тепловом равновесии между собой.

Таким образом, проведенный анализ указывает на существенную роль юпитерианского ветра и индуцируемого им электрического поля в формировании свойств плазменного тора Ио.

1. Согласно наземным и прямым измерениям [3, 4, 6, 7] плазма тора Ио состоит в основном из ионов и электронов с концентрациями в центральной части тора $\leq 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Во внешней и внутренней частях тора концентрации этих частиц на порядок-два меньше. Из нейтральных частиц обнаружены лишь атомы калия, натрия и кислорода. Время жизни нейтрального атома до ионизации в торе, согласно [3], составляет 1 час.

Для частот электрон-электронных (ν_{ee}), электрон-ионных (ν_{ei}), ион-ионных (ν_{ii}) столкновений во внешней части тора имеет место следующая оценка [5, 8]:

$$\nu_{ee} \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad \nu_{ei} \sim 7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}, \quad \nu_{ii} \sim 10^{-5} \text{ с}^{-1}. \quad (1.1)$$

Частоты столкновений с передачей энергии для тепловых электронов с ионами (ν_{ei}^E) и для ионов с ионами (ν_{ii}^E) равны:

$$\nu_{ei}^E \sim (3 \cdot 10^{-7} + 3 \cdot 10^{-8}) \text{ с}^{-1}, \quad (1.2)$$

$$\nu_{ii}^E \sim (2 \cdot 10^{-5} + 10^{-6}) \text{ с}^{-1}.$$

Частота ν_{ii}^E в (1.2) превышает ν_{ei}^E из-за существенно большей доли передаваемой энергии.

Тор находится в магнитном поле Юпитера со средним (по долготе) значением $2 \cdot 10^{-2}$ Гс. Исходя из этого для циклотронных частот

электронов ω_{He} и ионов ω_{Hi} получим:

$$\omega_{He} = 3.52 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{Hi} = 2.2 \cdot 10 \text{ с}^{-1}.$$

Оценка ионной циклотронной частоты здесь дана для иона кислорода. Таким образом, плазма тора Ио является сильно замагниченной, так как циклотронные частоты существенно превышают все остальные.

Плазменный тор не находится в состоянии полной коротации с магнитосферой Юпитера [3, 4] и поэтому в своем относительном движении пересекает магнитные силовые линии. Кроме того, в магнитосфере Юпитера существует ветер, представляющий собой радиальный поток высокоэнергетичных ядер водорода, гелия и других химических элементов [9, 10] и приводящий к возникновению индуцированных электрических полей и токов. Для их описания перейдем во вращающуюся вместе с Юпитером ортогональную систему координат, одна из осей которой (ось z) совпадает с осью вращения. Тогда распределения электрического \vec{E} и магнитного \vec{B} полей будут определяться следующими уравнениями [11]:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi\rho + \frac{1}{c} \text{div}[\vec{v}_0, \vec{B}], \\ \text{div } \vec{B} &= 0, \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c} [\vec{v}_0, \text{rot } \vec{E}] + \\ &+ \frac{1}{c} \left[\vec{v}_0, \vec{E} - \frac{1}{c} [\vec{v}_0, \vec{B}] \right]. \end{aligned}$$

Здесь $\vec{v}_0 = [\vec{\Omega}, \vec{r}]$ – скорость коротации, $\Omega = 1.77 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ – угловая скорость вращения Юпитера, \vec{r} – радиус-вектор, отсчитываемый от его центра; ρ и \vec{j} – соответственно плотности заряда и тока.

Для области, занимаемой тором, $(R/R_J = 5 \div 8)$ отношение $v_0/c = (1.8 \div 3.5) \cdot 10^{-4}$, поэтому все слагаемые в (1.3), содержащие множитель v_0/c , будут малы и могут быть

отброшены. Уравнения (1.3) должны замыкаться обобщенным законом Ома, который для рассматриваемой ситуации может быть записан в виде [8]:

$$\vec{j} = (\hat{\sigma}_e + \hat{\sigma}_i) \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{B}] \right), \quad (1.4)$$

где \vec{v} – относительная скорость центра масс частиц в единице объема, практически совпадающая со скоростью тяжелых частиц; \vec{j} – плотность тока; индексами “e” и “i” обозначены соответственно тензоры электронной и ионной проводимости:

$$\hat{\sigma}_k = \begin{pmatrix} \sigma_{1k} & \sigma_{2k} & 0 \\ -\sigma_{2k} & \sigma_{1k} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{3k} \end{pmatrix}, \quad k = e, i, \quad (1.5)$$

$$\sigma_{1k} = \omega_{pk}^2 v_k / 4\pi(\omega_{Hk}^2 + v_k^2),$$

$$\sigma_{2k} = \omega_{pk}^2 \omega_{Hk} / 4\pi(\omega_{Hk}^2 + v_k^2), \quad \sigma_{3k} = \omega_{pk}^2 / 4\pi v_k.$$

Здесь $\omega_{pk} = (4\pi e^2 Z^2 n_k / m_k)^{1/2}$ и v_k – соответственно, плазменная частота и полная частота столкновений частиц сорта k ; Z – зарядовое число.

В итоге для относительного стационарного состояния система (1.5) будет иметь следующий вид:

$$\text{rot } \hat{E} = 0, \quad \text{div } \hat{B} = 0, \quad (1.6)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0, \quad \text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \hat{\sigma} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{B}] \right).$$

Для приведенных выше параметров плазмы тора и для масштаба его неоднородности $L \sim R_j = 7.14 \cdot 10^9$ см, параметр $\epsilon = c/4\pi\sigma L \ll 1$. Индуцированное электрическое поле определяется относительной скоростью \vec{v} центра

масс и магнитным полем \vec{B} :

$$\vec{E}_\perp = -\frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{B}]. \quad (1.7)$$

Для коротящей плазмы $\vec{E} = 0$.

2. Роль различных кинетических процессов в формировании наблюдаемых ФРЭ заранее не ясна, и выяснение ее является целью настоящего рассмотрения. Тем не менее можно заранее утверждать, что случай больших потерь энергии электронами при столкновениях с тяжелыми частицами следует исключить из рассмотрения, т. к. при этом высокоэнергетичные части ФРЭ меньше максвелловских [8], что противоречит наблюдениям. Поэтому в дальнейшем будем исходить из общего выражения для симметричной части ФРЭ в случае плазмы с произвольной степенью ионизации, но с малой потерей энергии электронами при столкновениях [12]:

$$f = \Phi \exp \left\{ -\int_0^u \left(\sum_i^k \delta_i v_i + A_1 \right) du \right\} \times \left[\sum_i^k \frac{kT_{\omega_i}}{m} \delta_i v_i + A_2 + \frac{2e^2}{3m^2} \frac{E_\perp^2 v_p}{(\omega_H^2 + v_p^2)} \right]^{-1} du. \quad (2.1)$$

Здесь Φ – нормировочная постоянная; u – скорость электрона; v_p – полная частота столкновений с передачей импульса; v – полная частота столкновений (упругих и неупругих) с передачей энергии; δ_i – доля энергии, передаваемая при столкновении; e и m – соответственно заряд и масса электрона; E_\perp – поперечное электрическое поле (1.7). Для упругих столкновений $\delta_i = 2m/M$, где M – масса тяжелой частицы. Для неупругих столкновений, сопровождающихся излучением тяжелой частицей квантов с энергией $\hbar\omega$ (ω – частота кванта) [12]:

$$\delta_i v_i = \frac{2(\hbar\omega)_i}{m v^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_i}{\kappa T_i}\right) \right) N_i v q_{\omega,i}(v), \quad (2.2)$$

где N_i , T_i – соответственно концентрация и температура тяжелых частиц сорта “ i ” в исходном состоянии, κ – постоянная Больцмана, $q_{\omega,i}$ – сечение неупругого рассеяния. Величина $T_{\omega,i}$, входящая в формулу (2.1), – “эффективная температура”, определяемая формулой:

$$\kappa T_{\omega,i} = \frac{\hbar\omega_i \exp(-\hbar\omega_i/\kappa T_i)}{1 - \exp(-\hbar\omega_i/\kappa T_i)}. \quad (2.3)$$

При упругих столкновениях T_{ω} совпадает с температурой тяжелых частиц. Суммирование в (2.1) проводится по всем сортам излучающих частиц и по всем ионным переходам. Величины A_1 и A_2 , входящие в формулу (2.1), характеризуют влияние межэлектронного взаимодействия на функцию распределения:

$$A_1 = 2v_e F(z), \quad A_2 = \frac{\kappa T_e}{m} A_1,$$

$$F(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt - \frac{2z}{\sqrt{\pi}} \exp(-z^2), \quad (2.4)$$

$$z = \frac{v}{v_{Te}}, \quad v_{Te} = \left(\frac{2\kappa T_e}{m} \right)^{1/2},$$

где v_e и T_e – соответственно частота электрон-электронных столкновений и электронная температура. Величина A_1 быстро растет с увеличением скорости электрона и уже при $v = 3v_{Te}$ асимптотически достигает своего максимального значения, равного $0.8v_e$. Выражение (2.1) для функции распределения получено в условиях пренебрежения эффектами неоднородности плазмы и электрического поля, справедливых в силу замагниченности плазмы. В отсутствие электрического поля функция распределения (2.1) является максвелловской с температурой T_e , если $A_1 \gg \sum \delta_i v_i$ и

$A_2 \gg \sum (\kappa T_{i,\omega}/m) \delta_i v_i$. При выполнении неравенств противоположного знака функция распределения также будет максвелловской, но уже с температурой

$$T_{\omega} \equiv \frac{\sum_i^k T_{\omega,i} \delta_{\omega,i} v_{\omega,i}}{\delta_{\omega} v_{\omega}}, \quad (2.5)$$

определяемой эффективными температурами тяжелых частиц и суммарной частотой столкновений с передачей энергии

$$\delta_{\omega} v_{\omega} \equiv \sum_i^k \delta_{\omega,i} v_{\omega,i}. \quad (2.6)$$

Как уже отмечалось ранее в пункте 1, температура максвелловской части (максвелловского ядра) наблюдаемых функций распределений существенно меньше ионных и электронной температур. Возможность получения с помощью (2.1) максвелловской ФРЭ с температурой T_{ω} , отличной от температур электронов и ионов, далее будет использована для объяснения происхождения максвелловского ядра электронной компоненты плазмы. В связи с этим преобразуем выражение (2.1), вводя одновременно новую переменную $x = v/v_{Te}$. В итоге получим:

$$f = \Phi \exp\{-W\},$$

где

$$W = \int_0^{v/v_{Te}} \frac{2x dx [1 + 2(v_e/\delta_{\omega} v_{\omega}) F(x)]}{\frac{T_{\omega}}{T_e} + 2 \left(\frac{v_e}{\delta_{\omega} v_{\omega}} \right) F(x) + \frac{2e^2 E_{\perp}^2}{3m\kappa T_e \omega^2 n} \left(\frac{v_p}{\delta_{\omega} v_{\omega}} \right)}. \quad (2.7)$$

При написании (2.7) принимался во внимание тот факт, что электронная циклотронная частота существенно превышает все частоты столкновений. Учитывая оценки пункта 1, будем считать частоты столкновений электронов

с ионами доминирующими, поэтому полная частота столкновений электронов с передачей импульса, ν_p , будет зависеть от скорости электрона так же, как и частота электрон-электронных столкновений ν_e . Таким образом, одинаковыми зависимостями от скорости будут обладать и отношения частот

$$\frac{\nu_e}{\delta_\omega \nu_\omega} = \frac{C}{2} \left(\frac{v}{v_{Te}} \right)^{2+S}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\nu_p}{\delta_\omega \nu_\omega} = \frac{D}{2} \left(\frac{v}{v_{Te}} \right)^{2+S},$$

где C и D – безразмерные постоянные; скорость электрона для удобства нормирована на тепловую скорость электронов. Поскольку явный вид зависимости суммарного сечения возбуждения ионов от скорости электрона неизвестен, отношение сечений столкновений, определяющих левые части равенств (2.8), аппроксимированы степенной зависимостью с неизвестным показателем степени S . При этом формула (2.7) принимает следующий вид:

$$W = \int_0^{v/v_{Te}} \frac{2x dx [1 + Cx^{2+S} F(x)]}{\frac{T_\omega}{T_e} + Cx^{2+S} F(x) + \frac{T_\omega}{T_e} Ax^{2+S}}, \quad (2.9)$$

где

$$A = \frac{e^2 E_\perp^2}{3mkT_\omega \omega_H^2} D. \quad (2.10)$$

Аппроксимация функции распределения с помощью (2.9) позволит определить величины A , C и S , что превратит соотношение

(2.10) с учетом (2.8), (2.5), (2.3) в уравнение для определения напряженности электрического поля E_\perp , температур T_e и T_ω и параметров частот столкновений. Если $A = C = 0$, то функция распределения является максвелловской с температурой T_ω , поэтому для определения эффективной температуры может быть использована координата точки пересечения максвелловской функции распределения с осью скоростей. В рассматриваемой ситуации температуры T_ω и T_e известны из эксперимента и задача определения вышеуказанных параметров упрощается. Из (2.8), (2.10) получаем следующие уравнения:

$$C = 2 \left(\frac{\nu_e}{\delta_\omega \nu_\omega} \right) \left(\frac{v}{v_{Te}} \right)^{-(2+S)}, \quad (2.11)$$

$$D = \frac{C}{n\sqrt{2}} \sum_{i=1}^k Z_i^2 N_i,$$

$$A = \frac{e^2 E_\perp^2}{3kmT_\omega \omega_H^2} \frac{C}{n\sqrt{2}} \sum_{i=1}^k Z_i^2 N_i. \quad (2.12)$$

Здесь учтено, что частоты упругих электрон-ионных столкновений с передачей импульса отличаются от частоты электрон-электронных столкновений только постоянным множителем $Z^2 N / 2^{1/2}$, где Z и N – зарядовое число и концентрация ионов данного сорта. Из (2.11) и (2.12) получим следующую формулу для определения величины электрического поля в В/см:

$$E_\perp = 4.2 \cdot 10^{-10} \cdot \omega_H \left(\sqrt{2T_\omega} \frac{An}{C \sum_i Z_i^2 N_i} \right)^{1/2}. \quad (2.13)$$

Отношение напряженности электрического поля к магнитной индукции, определяющее согласно (1.7) отношение скорости центра

масс частиц к скорости света, дается выражением:

$$\frac{E_{\perp}}{B} = 2.464 \cdot 10^{-5} \left(\sqrt{2} T_{\omega} \frac{An}{C \sum_i Z_i^2 N_i} \right)^{1/2}. \quad (2.14)$$

Следует отметить, что электрическое поле и скорость центра масс определяются только отношением постоянных A и C .

3. В процессе аппроксимации наблюдаемых ФРЭ выражением (2.9) величины A , C и S подбирались численно отдельно для каждой области тора исходя из требования обеспечить максимальное совпадение во всех характерных элементах ФРЭ, перечисленных во введении. При этом оказалось, что хорошая аппроксимация наблюдаемых функций распределения возможна только при значении показателя степени S , близком к 2.

При меньших положительных значениях S нельзя обеспечить наблюдаемое положение точки излома ФРЭ, при больших S – нужной кривизны “хвоста”, при отрицательных S – еще и убывания “хвоста” функции распределения. Дальнейшие результаты получены для значения $S = 2$. Порядок и первые значащие цифры величин A и C определяются практически однозначно. Возможная вариация значений A и C в следующем порядке после первой значащей цифры практически не отражается на величине электрического поля, т. к. оно зависит от этих постоянных, как видно из (2.13) и (2.14), достаточно слабо. Согласно (2.8) эффективное сечение неупругого столкновения должно убывать с ростом скорости электрона следующим образом:

$$\bar{q}_{\omega} \sim q_e v^{-S} \sim v^{-(S+4)}, \quad (q_e \sim v^{-4}),$$

что качественно согласуется с поведением сечений возбуждения за максимумом [13].

Проведение более детального анализа начнем с ФРЭ во внешней открытой части тора ($R = 8.9 R_1$). На рис. 1 представлены измеренная функция распределения (точки) и ее аппроксимация (сплошная кривая) формулой (2.9). Видно достаточно хорошее соответствие между теорией и экспериментом для значений параметров

$$S = 2, \quad A = 3.95 \cdot 10^{-1}, \quad C = 3.2 \cdot 10^{-3}. \quad (3.1)$$

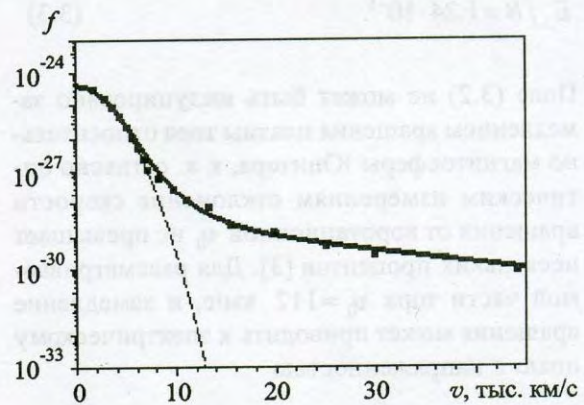


Рис. 1. Функции распределения электронов по скоростям во внешней открытой части тора ($R = 8.9 R_1$): теория (сплошная кривая), эксперимент (точки), распределение Максвелла (штрих)

Вычисления проводились для электронной температуры $T_e = 120$ эВ и температуры максвелловского ядра (эффективной температуры) $T_{\omega} = 26$ эВ, характеризующих наблюдаемую ФРЭ в этой части тора. Для них

$$T_e/T_{\omega} = 4.615.$$

Определим теперь напряженность индуцированного электрического поля, исходя из (2.13), (2.14) и (3.1). Согласно прямым измерениям КА “Voyager-1” в одном кубическом сантиметре внешней части тора содержалось 39 электронов [3]. Им соответствует заряд 19 ионов O^{++} и 1 иона O^+ , из которых, согласно [4], и состоит ионная компонента плаз-

мы в этой области. Тогда

$$\sum_{i=1}^k Z_i^2 N_i = 77,$$

и из (2.13), (2.14) получаем:

$$E_{\perp} = 5.6 \cdot 10^{-1} \text{ В/см}, \quad (3.2)$$

$$E_{\perp}/B = 1.24 \cdot 10^{-1}. \quad (3.3)$$

Поле (3.2) не может быть индуцировано замедлением вращения плазмы тора относительно магнитосферы Юпитера, т. к. согласно оптическим измерениям отклонение скорости вращения от коротационной v_0 не превышает нескольких процентов [3]. Для рассматриваемой части тора $v_0 = 112$ км/с, и замедление вращения может приводить к электрическому полю с напряженностью

$$E_{\perp} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ В/см},$$

гораздо меньшей, чем (3.2). Согласно (3.3) центр масс всех частиц движется в пространстве со скоростью, близкой к скорости света. Так как скорость центра масс практически определяется скоростью тяжелых частиц, то электрическое поле (3.2) может быть объяснено лишь наличием в магнитосфере Юпитера высокоэнергетичных тяжелых частиц с энергиями порядка $1 \div 10$ МэВ. Действительно, приборы КА "Pioneer-10, 11" [9] и "Voyager-1, 2" [10] зафиксировали радиальный "юпитерианский ветер", состоящий из ядер водорода, гелия и элементов средней части таблицы Менделеева с энергиями от 0.1 до 50 МэВ. Детальные энергетические спектры протонов для трех участков траектории "Pioneer-10" приведены в [9]. Электрическое поле, создаваемое таким радиальным потоком частиц, имеет только азимутальную компоненту

$$E_{\perp} \equiv E_{\phi},$$

направленную в сторону вращения Юпитера. Таким образом, электрическое поле (3.2), формирующее "хвосты" ФРЭ, индуцируется юпитерианским ветром, пересекающим силовые линии магнитного поля.

Аналогичная аппроксимация ФРЭ была проведена и для других частей тора: при $R = 7.8R_J$ (внешняя закрытая часть тора) и $R = 5.5R_J$ (центральная часть). Результаты этой аппроксимации изображены на рис. 2 и рис. 3. Для расстояния $R = 7.8R_J$ (внешняя закрытая часть тора) постоянные A и C имеют следующие значения:

$$A = 4.6 \cdot 10^{-2}, \quad C = 8.4 \cdot 10^{-4}.$$

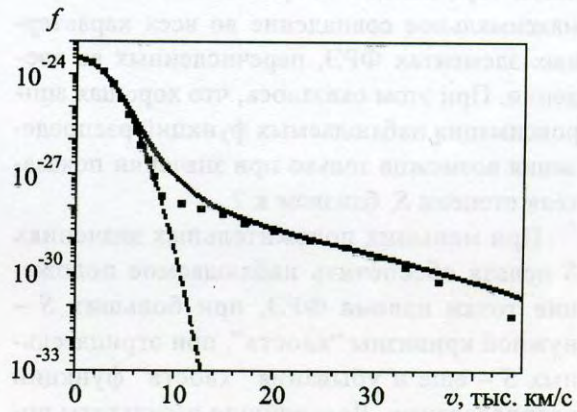


Рис. 2. ФРЭ во внешней закрытой части тора ($R = 7.8 R_J$): теория (сплошная кривая), эксперимент (точки), распределение Максвелла (штрих)

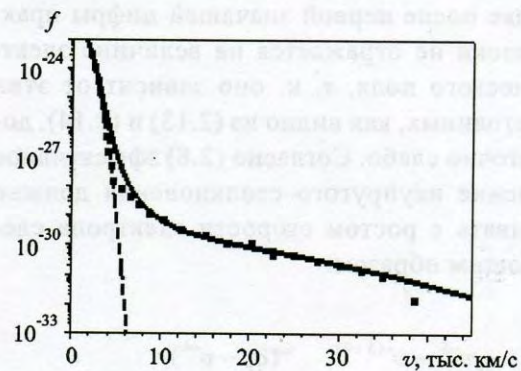


Рис. 3. ФРЭ в центральной части тора ($R = 5.5 R_J$): теория (сплошная кривая), эксперимент (точки), распределение Максвелла (штрих)

Плазма в этой части тора характеризуется следующими экспериментально наблюдаемыми параметрами:

$$n = 157 \text{ см}^{-3}, \quad T_e = 39 \text{ эВ}, \quad T_\omega = 23 \text{ эВ}. \quad (3.4)$$

Согласно [3] в этой части тора ионная компонента плазмы состоит в основном из однократных ионов кислорода O^+ с добавлением двукратных ионов кислорода O^{++} . Зарядовая нейтральность плазмы обеспечивается при этом 117 однократными и 10 двукратными ионами кислорода. Тогда из (2.13), (2.14) с учетом (3.4) получаем:

$$E_\phi = 6.73 \cdot 10^{-1} \text{ В/см},$$

$$E_\phi/B = 1.13 \cdot 10^{-1}.$$

Видно, что электрическое поле по-прежнему определяется юпитерианским ветром.

Плазма центральной части тора ($R = 5.5R_J$) очень сложна по своему ионному составу, однако основную роль здесь играют однократные ионы серы S^+ (69 %) и кислорода O^+ (21 %) [6]. Электронная компонента плазмы при этом характеризуется следующими параметрами:

$$n = 1250 \text{ см}^{-3}, \quad T_e = 6.3 \text{ эВ}, \quad T_\omega = 5 \text{ эВ}. \quad (3.5)$$

Электронейтральность плазмы в этом случае может быть обеспечена 958 ионами серы и 292 ионами кислорода. Постоянные A и C имеют следующие значения:

$$A = 1.3 \cdot 10^{-2}, \quad C = 4.05 \cdot 10^{-5}.$$

Из (2.13), (2.14) получаем:

$$E_\phi = 2.27 \text{ В/см},$$

$$E_\phi/B = 1.26 \cdot 10^{-1}. \quad (3.6)$$

Величина отношения полей (3.6), как и ранее, указывает на то, что источником электрического поля и в этой части тора является юпитерианский ветер.

Как видно из сравнения результатов вычислений, скорость ветра практически постоянна во всех частях тора. Сравнительно небольшой ее разброс (~10 %) вполне может быть объяснен погрешностями аппроксимации и выбора ионного состава плазмы. Здесь следует отметить, что согласно (2.13) и (2.14) влияние этих погрешностей на конечный результат достаточно слабое. Электрическое поле заметно уменьшается при переходе от центральной ко внешним частям тора что почти полностью связано с уменьшением магнитного поля Юпитера.

4. Обратимся теперь к вычислению эффективных температур T_ω , характеризующих максвелловские части наблюдаемых функций распределения. Согласно (2.2), (2.3), (2.5) и (2.6), они определяются ионным составом плазмы, температурами и концентрациями ионов, энергиями излучаемых квантов, сечениями неупругих процессов возбуждения. Из-за различия параметров плазмы в сечении тора рассмотрение этого вопроса проведем отдельно для каждой области тора.

Рассмотрим сначала центральную часть тора ($R = 5.5R_J$), плазма которой, согласно (3.5), имеет электронную температуру 6.3 эВ. При такой электронной температуре у ионов серы и кислорода, из которых на 90 % состоит ионная компонента плазмы, в соответствии с диаграммами Гротриана [4, 6], будут возбуждены в основном два нижних уровня с суммарными энергиями квантов, равными 5 эВ для серы и 8 эВ для кислорода. Температуры ионов серы и кислорода ~ 8 эВ [3, 6]. Согласно (2.5) эффективная температура, определяющая максвелловскую часть ФРЭ, будет задаваться следующей формулой:

$$T_\omega = \frac{T_\omega^S + T_\omega^O (\delta_\omega v_\omega)^O / (\delta_\omega v_\omega)^S}{1 + (\delta_\omega v_\omega)^O / (\delta_\omega v_\omega)^S}, \quad (4.1)$$

где эффективные температуры ионов серы и кислорода

$$T_{\omega}^S = 5.75 \text{ эВ} \quad \text{и} \quad T_{\omega}^O = 4.66 \text{ эВ}$$

находились из выражения (2.3). Отношение долей энергии, теряемых электронами при столкновениях с ионами кислорода и серы, входящее в (4.1), вычислялось по формуле (2.6):

$$\frac{(\delta_{\omega} v_{\omega})^O}{(\delta_{\omega} v_{\omega})^S} = 0.66. \quad (4.2)$$

При этом учитывался химический состав ионной компоненты плазмы,

$$N^O / N^S = 0.304,$$

и предполагалось, что отношение сечений возбуждения и полных частот столкновений ионов серы и кислорода порядка единицы, т. е.

$$(v q_{\omega})^O / (v q_{\omega})^S \sim 1. \quad (4.3)$$

Необходимость в такой гипотезе вызвана отсутствием точных данных о сечениях возбуждения. Оправданием для нее могут служить оценки яркостей красных линий ионов серы и кислорода, полученные из оптических наблюдений и вполне коррелирующие с процентным содержанием ионов [4]. В итоге из (4.1) с учетом всех последующих соотношений получаем

$$T_{\omega} = 5.31 \text{ эВ}. \quad (4.4)$$

Этот результат вполне согласуется со значением температуры максвелловского ядра плазмы в центральной части тора. Отметим, что уменьшение температуры ионов на 1 эВ или уменьшение отношения (4.3) на порядок приводит к изменению T_{ω} в диапазоне от 4.8 до 5.7 эВ. Максимальная относительная погрешность при этом $\sim 20\%$.

Во внешней закрытой части тора ($R = 7.8R_J$) плазма характеризуется параметрами (3.11), температурами ионов

$$T^{O^+} = 45 \text{ эВ}, \quad T^{O^{++}} = 40 \text{ эВ}$$

и отношением их концентраций

$$N^{O^{++}} / N^{O^+} = 0.085. \quad (4.5)$$

Так как температура электронов велика (39 эВ), то у ионов будут возбуждаться все линии, включая и ультрафиолетовые. Согласно диаграммам Гротриана для ионов этих элементов [4, 6] суммарная энергия излучаемых квантов для O^+ равна 46.2 эВ, а для O^{++} – 47.6 эВ. Ультрафиолетовые спектры, полученные КА “Voyager 1”, свидетельствуют о практически одинаковой интенсивности ультрафиолетовых линий обоих типов ионов [4]. С учетом различия в концентрациях ионов (4.5) примем, что

$$(v q_{\omega})^{O^{++}} / (v q_{\omega})^{O^+} = (0.085)^{-1} = 11.7. \quad (4.6)$$

Тогда из (2.3) и (2.6) получим:

$$T_{\omega}^{O^+} = 25.5 \text{ эВ}, \quad T_{\omega}^{O^{++}} = 20.8 \text{ эВ} \quad \text{и}$$

$$\frac{(\delta_{\omega} v_{\omega})^{O^+}}{(\delta_{\omega} v_{\omega})^{O^{++}}} = 1.11.$$

Эффективная температура максвелловской части ФРЭ согласно (4.1) при этом равна

$$T_{\omega} = 23.03 \text{ эВ}. \quad (4.7)$$

Изменение температуры ионов в пределах 5 эВ и отношения (4.6) на порядок изменяет значение температуры (4.7) в пределах от 20.1 до 25.4 эВ. Относительная погрешность вычисления T_{ω} при этом составляет величину порядка 15 %.

В открытой внешней части тора ($R = 8.9R_J$) плазма характеризуется следующими наблю-

даемыми параметрами:

$$T_e = 120 \text{ эВ}, \quad n = 39 \text{ см}^{-3},$$

$$N^{O^+} / N^{O^{++}} = 0.053.$$

Ионная температура здесь также очень велика: $T_i = 46 \text{ эВ}$. Поскольку двукратных ионов кислорода в этой части тора гораздо больше и их сечения возбуждения заметно преобладают (см.(4.6)), T_ω будет определяться именно ими. Вычисления по формуле (4.1) дают значение эффективной температуры максвелловского ядра плазмы:

$$T_\omega = 26.2 \text{ эВ},$$

которое хорошо коррелирует с данными эксперимента. Изменение ионной температуры в пределах 5 эВ приводит к относительной погрешности вычисления T_ω порядка 15 %.

В заключение сформулируем основные выводы этой работы. Несмотря на ограниченный объем данных об ионной компоненте плазмы, можно достаточно уверенно утверждать, что в торе Ио существует сильное азимутальное электрическое поле, генерируемое "юпитерианским ветром". Оно играет существенную роль, создавая высокоэнергетичные "хвосты" у функций распределения электронов по скоростям. Максвелловское ядро плазмы тора, описываемое максвелловской частью функций распределения, формируется процессами столкновительного равновесия электронов с высоковозбужденной ионной компонентой. Отсутствие провалов на функциях распределения электронов вблизи порогов ионизации атомов элементов, образующих плазму, подтверждает гипотезу [3, 4] о том, что основным источником ионов в плазме тора является поверхность Ио.

Литература

1. M. H. Acuna. J. Geophys. Res. 1976, **81**, pp. 2917-2922.
2. B. A. Smith et al. Science. 1979, **204**, pp. 951-971.

3. Д. Д. Салливен, Д. Л. Сиско. Наблюдения плазменного тора Ио. В кн.: Спутники Юпитера. Т. 3. Москва, Мир, 1986, 344 с.
4. К. Б. Пилчер, Д. Ф. Стробел. Эмиссия от нейтральных частиц и ионов в магнитосфере Юпитера. В кн.: Спутники Юпитера. Т. 3. Москва, Мир, 1986, 344 с.
5. И. Шкаровский, Т. Джонстон, М. Бачинский. Кинетика частиц плазмы. Москва, Атомиздат, 1969, 396 с.
6. R. A. Brown, C. D. Pilcher, D. F. Strobel. Spectrometric Studies of the Io Torus. In: Physics of the Jovian Magnetosphere. Ed. by A. J. Dessler. Cambr. Univ. Press., 1983, 546 pp.
7. J. W. Belcher. The Low-Energy Plasma in the Jovian Magnetosphere. In: Physics of the Jovian Magnetosphere. Ed. by A. J. Dessler. Cambr. Univ. Press., 1983, 546 pp.
8. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, А. П. Сахаров. Основы физики плазмы. Москва, Атомиздат, 1969, 396 с.
9. Ф. Б. Мак-Дональд, Д. Г. Трейнер. Наблюдения энергичных юпитерианских электронов и протонов. В кн.: Юпитер. Т. 3. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1979, 440 с.
10. A. W. Schardt, C. K. Goertz. High-Energy Particles. In Physics of the Jovian magnetosphere. Ed. A. J. Dessler. Cambr. Univ. Press., 1983, 546 pp.
11. А. Г. Боев, Я. М. Соболев. Кинем. и физика небесных тел. 1995, **11**, №5, с. 14-24.
12. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. Москва, Наука, 1973, 272 с.
13. И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. Москва, Мир, 1967, 832 с.

Electron Distribution Functions and Electric Field in Io Plasma Torus

A. G. Boev, A. A. Yantsevich,
N. N. Yasnitskaja

The electron distribution functions measured by the spacecraft "Voyager-1" in different shares of the Io plasma torus are explained. It is proved that their suprathermal tails are formed by the electrical field induced by the "Jupiter wind". The Maxwellian parts of these spectra characterize thermal equilibrium populations of electrons and excited ions.