

## ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В ПЛАЗМЕННОМ ТОРЕ ИО

А.Г. Боев

Радиоастрономический институт НАНУ, г.Харьков, Украина

Проведено объяснение вида функций распределения электронов по скоростям в различных областях плазменного тора Ио, измеренных КА «Voyager-1». В основе объяснения лежит представление о плазме тора Ио как о полностью ионизованной замагниченной термически неравновесной плазме, 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» функций распределения – ему соответствует система электронов, находящихся в равновесии с излучением.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

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 его радиусов, охватывая часть спутников (Ио, Европа, спутник 1979 J2).

Свидетельства сильного взаимодействия магнитосферы Юпитера с его спутником 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 ионосфере Юпитера были проведены космическими аппаратами «Pioneer-10-11» в 1973-1974 гг. Акуна и Несс [1], в 1976 г. на основе данных о поглощении частиц, полученных КА «Pioneer-11», пришли к выводу о существовании плазменного кольца вокруг Юпитера. В марте 1979 г. оно было непосредственно обнаружено на телевизионных изображениях, полученных с КА «Voyager-1». Первые прямые измерения параметров плазмы тора Ио также были проведены этим КА, когда он 5 марта 1979 г. достиг точки наибольшего сближения с Юпитером -  $4.89 R_J$  ( $R_J$  – радиус Юпитера). Проведенные при этом одновременные измерения концентраций положительных ионов -  $N_i$  и электронов -  $n$  указывают на сложный радиальный профиль заряженных частиц в торе. Согласно оптическим и прямым измерениям плазма тора характеризуется сложным химическим составом и высокими (~100 эВ) ионными температурами [2].

Наряду с измерением макроскопических параметров плазмы тора проводилось и измерение функций распределения электронов по скоростям (ФРЭ). В качестве характерных их черт следует отметить: наличие высокоэнергетичных «хвостов»; наличие точек «излома» ФРЭ при значениях на несколько порядков меньших максимума; наличие максвелловской части (максвелловского ядра) с температурой  $T_\infty$ , существенно меньшей температуры электронов и ионов. Типичная ФРЭ центральной

части тора показана на рисунке 1. Ей соответствует температура электронов  $T_e=6.3$  эВ. Максвелловское «ядро» характеризуется концентрацией электронов  $1250 \text{ см}^{-3}$  и температурой 5 эВ. Температура «хвоста» 626 эВ, концентрация  $0.24 \text{ см}^{-3}$ . Имеющиеся теоретические объяснения тепловых свойств плазмы тора предполагают, что источником ионной компоненты плазмы тора является горячая (до  $600^0 \text{ C}$ )

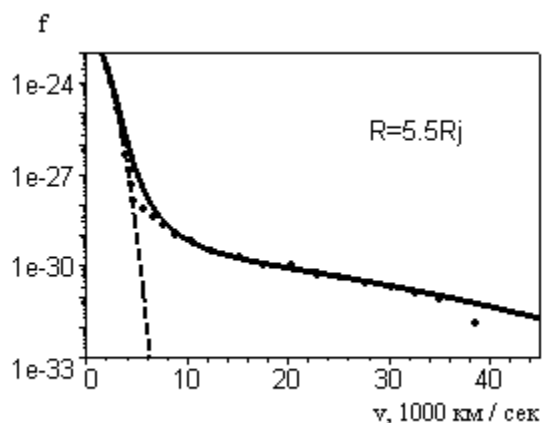


Рис. 1. Функция распределения электронов по скоростям в центральной части тора. Точки - эксперимент, пунктир - ФРЭ Максвелла, сплошная линия - теория

поверхность Ио, а вращательная энергия свежывброшенных с поверхности Ио ионов, на порядок – два превышающая наблюдаемые средние энергии частиц, является основным источником нагрева электронов [2,3]. Если объяснение происхождения ионов возражений не вызывает, то объяснение процесса нагрева электронов встречается с рядом непреодолимых трудностей из-за того, что время передачи энергии ионами электронам (более года) превышает время пребывания иона в торе (от 0.4 до 20 суток). Не объясненным является и происхождение максвелловского ядра электронной компоненты плазмы. Температура его  $T_M$  слишком высока, чтобы связать ее с наличием нейтральных атомов и их температурой. Целью настоящей работы является объяснение наблюдаемых свойств функции распределения электронов по скоростям, основываясь на существовании в торе электрического поля и излу-

чения. 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 функции распределения электронов по скоростям, полученные КА «Voyager-1», представляют собой ни что иное как аналог ФРЭ Дрювестейна [4]. Высокоэнергетичные «хвосты» наблюдаемых ФРЭ соответствуют электронам, нагретым сильным поперечным (по отношению к магнитному полю) электрическим полем в условиях преобладания неупругих столкновений с ионами. Согласно [2,3,5] именно столкновения являются основным механизмом возбуждения эмиссии, наблюдаемой с Земли и с различных КА. Аналитическая аппроксимация наблюдаемых функций распределения позволила оценить величину электрического поля  $E$ , действующего в плазме тора. Показано, что величина его может быть объяснена лишь движением частиц «юпитерианского ветра» в магнитном поле Юпитера. При этом электрическое поле имеет только азимутальную компоненту, направленную в сторону вращения планеты. Максвелловская же часть функции распределения формируется без влияния электрического поля и описывает систему из электронов и излучения, находящихся в тепловом равновесии между собой.

Таким образом, проведенное рассмотрение указывает на существенную роль юпитерианского ветра и индуцируемого им электрического поля в формировании свойств плазменного тора Ио. Плазменный тор Ио представляет собой систему из возбужденных излучающих ионов, выброшенных с ее поверхности и электронов, находящихся в равновесии с излучением.

## 2. КИНЕТИКА

Согласно наземным и прямым измерениям [2,3,5,6] плазма тора Ио состоит в основном из ионов и электронов с концентрациями в центральной части тора  $\leq 2000 \text{ см}^{-3}$ . Во внешней и внутренней частях тора концентрации этих частиц на порядок-два меньше. Из нейтральных частиц обнаружены лишь атомы калия и натрия. Время жизни нейтрального атома до ионизации в торе согласно [2] составляет 1 ч.

Роль различных кинетических процессов в формировании наблюдаемых ФРЭ заранее не ясна, и выяснение ее является целью дальнейшего рассмотрения. Заранее можно лишь отбросить случай больших потерь энергии электронами при столкновениях с тяжелыми частицами, так как при этом высокоэнергетичные части ФРЭ меньше максвелловских, 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 [7].

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

Здесь  $\Phi$  - нормировочная постоянная;  $u$  - скорость электрона;  $v_p$  - полная частота столкновений с передачей импульса;  $v_i$  - полная частота столкновений (упругих и неупругих) с передачей энергии;  $\delta_i$  - доля энергии, передаваемая электроном при столкновении;  $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона;  $E_{\perp}$  - поперечное электрическое поле;  $\omega_H$  - электронная гирочастота. Для упругих столкновений  $\delta_i = 2m/M$ , где  $M$  - масса тяжелой частицы. Для неупругих столкновений, сопровождающихся излучением тяжелой частицей квантов с частотой  $\omega$  [7]

$$\delta_i v_i = \frac{2\hbar\omega_i}{mu^2} \left( 1 - \exp \left( - \frac{\hbar\omega_i}{kT_i} \right) \right) N_i u q_{\omega,i}(u), \quad (1)$$

где  $N_i$  и  $T_i$  - соответственно концентрация и температура тяжелых частиц сорта « $i$ »;  $k$  - постоянная Больцмана;  $q_{\omega,i}$  - сечение неупругого рассеяния. Эффективная температура  $T_{\omega,i}$  излучающих частиц определяется формулой [7]:

$$kT_{\omega,i} = \frac{\hbar\omega_i \exp(-\hbar\omega_i/kT_i)}{1 - \exp(-\hbar\omega_i/kT_i)}. \quad (2)$$

Суммирование в формуле для  $f$  проводится по всем сортам излучающих частиц и по всем ионным переходам. Величины  $A_1$  и  $A_2$  в ней характеризуют влияние межэлектронного взаимодействия на функцию распределения:

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

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

$$z = u/u_{T_e}, \quad u_{T_e} = \left( \frac{2kT_e}{m} \right)^{1/2}.$$

В отсутствие электрического поля при относительно больших  $A_1$  и  $A_2$  ФРЭ становится максвелловской с температурой электронов, при относительно малых - максвелловской, но уже с некой эффективной температурой

$$T_{\omega} = \sum_i^k T_{\omega,i} \delta_{\omega,i} v_{\omega,i} / \sum_i^k \delta_{\omega,i} v_{\omega,i}.$$

Это средняя температура системы квантов, излучаемых различными ионами. Наличие в формуле частот столкновений с передачей энергии связано с различной эффективностью их возбуждения. Возможность получения максвелловской ФРЭ с температурой  $T_{\omega}$ , отличной от температуры электронов и ионов, далее будет использована для объяснения происхождения максвелловского ядра электронной компоненты плазмы тора. Для плазмы тора гирочастота существенно превышает все частоты столкновений, среди которых частота электронных столкновений является доминирующей. Полная частота столкновений с передачей импульса  $v_p$  будет зависеть от

скорости электрона так же, как и частота электрон-электронных столкновений. Таким образом, одинаковыми зависимостями от скорости будут обладать и отношения частот. Поскольку явный вид зависимости суммарного сечения возбуждения ионов от скорости неизвестен, то она в дальнейшем будет аппроксимироваться степенной зависимостью с неизвестным показателем степени  $S$ . В итоге для следующих отношений частот получим:

$$\frac{v_e}{\delta_{\omega} v_{\omega}} = \frac{C}{2} \left( \frac{u}{u_{Te}} \right)^{2+S}, \quad \frac{v_p}{\delta_{\omega} v_{\omega}} = \frac{D}{2} \left( \frac{u}{u_{Te}} \right)^{2+S}.$$

Здесь  $C$  и  $D$  – также пока неизвестные безразмерные постоянные. В итоге после некоторых преобразований выражение для функции распределения  $f$  может быть приведено к следующему виду:

$$f = \Phi \exp(-W), \quad \text{где}$$

$$W = \int_0^{u/u_{Te}} \frac{2x dx [1 + Cx^{2+S} F(x)]}{\frac{T_{\omega}}{T_e} + Cx^{2+S} F(x) + \frac{T_{\omega}}{T_e} Ax^{2+S}}$$

и

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

Аппроксимация экспериментальной ФРЭ с помощью приведенных формул позволяет определить величины  $A$ ,  $C$ ,  $S$  и отношение  $T_{\omega}/T_e$ , а затем и электрическое поле  $E_{\perp}$  и параметры частот столкновений. Если  $A=C=0$ , то ФРЭ является максвелловской с температурой  $T_{\omega}$ , поэтому для определения эффективной температуры может быть использованы и положение точки излома и координата точки пересечения максвелловской ФРЭ с осью скоростей.

Уравнениями для определения неизвестных параметров могут служить условия совпадения температур различных частей ФРЭ, положения точек излома и пересечения максвелловской ФРЭ с осью скоростей. Отношение напряженности электрического поля к магнитной индукции дается выражением:

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

где  $Z_i$  и  $N_i$  – зарядовое число и концентрация  $i$ -го сорта ионов.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В процессе аппроксимации наблюдаемых ФРЭ величины  $A$ ,  $C$  и  $S$  подбирались отдельно для каждой области тора, исходя из требования обеспечить максимальное совпадение во всех характерных элементах. При этом оказалось, что хорошая аппроксимация наблюдаемых ФРЭ возможна только при значении показателя степени  $S$ , близком к 2. При меньших положительных значениях  $S$  нельзя обеспечить наблюдаемого положения точки излома ФРЭ, при больших – нужной кривизны «хвоста», а при отрицательных  $S$  – еще и убывания его с ростом скорости. 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 почти не отражается на величине электрического поля. Эффективное сечение неупругого столкновения должно согласно этим результатам убывать по закону

$$q_{\omega} \sim q_e u^{-S} \sim u^{-6}, \quad (q_e \sim u^{-4}),$$

что качественно согласуется с поведением сечений возбуждения за максимумом [8].

Для ФРЭ центральной части тора хорошая аппроксимация (см. рисунок 1, сплошная кривая) достигается при

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

Для определения напряженности электрического поля и температуры максвелловского ядра плазмы привлекались данные прямых измерений ионного и химического состава плазмы, полученные КА «Voyager 1» [2,6]. Согласно им плазма центральной части тора очень сложна по своему ионному составу, однако основную роль здесь играют однократные ионы серы  $S^+$  (69%) и кислорода  $O^+$  (21%), и поэтому далее будем считать ионную компоненту плазмы, состоящей лишь из этих ионов. Электронная компонента плазмы при этом характеризуется следующими параметрами:

$$n = 1250 \text{ см}^{-3}, T_e = 6.3 \text{ эВ}, T_{\omega} = 5 \text{ эВ}$$

Электронейтральность плазмы в этом случае может быть обеспечена 958 ионами серы и 292 ионами кислорода. Тогда

$$E_{\perp} = 2.27 \text{ в/см} \text{ и } E_{\perp} / B = 1.26 \cdot 10^{-1}.$$

(Средняя по долготе магнитная индукция в торе 0.02 гс).

Электрическое поле такой величины не может быть индуцировано замедлением вращения плазмы тора относительно магнитосферы Юпитера, так как согласно оптическим измерениям [3] отклонение скорости вращения от коротационной ( $v_0 = 112 \text{ км/с}$ ) не превышает нескольких процентов. Этому отклонению соответствует гораздо меньшее поле  $E_{\perp} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ В/см}$ . Согласно величине отношения  $E_{\perp}/B$  электрическое поле, необходимое для формирования экспериментально наблюдаемой ФРЭ, может быть объяснено лишь наличием в магнитосфере Юпитера частиц, движущихся со скоростями, сравнимыми со скоростью света. Действительно, приборы КА «Pioneer-10,11» [9] и «Voyager-1,2» [10] зафиксировали радиальный «юпитерианский ветер» из ядер водорода, гелия и элементов средней части таблицы Менделеева с энергиями от 0.1...50 МэВ. Детальные энергетические спектры протонов для трех участков траектории «Pioneer-10» приведены в [9]. Электрическое поле, создаваемое таким ветром, имеет только азимутальную компоненту, направленную в сторону вращения Юпитера. Таким образом, электрическое поле, формирующее «хвосты» ФРЭ, индуцируется юпитерианским ветром, пересекающим силовые линии магнитного поля Юпитера.

Перейдем теперь к оценке температуры  $T_{\omega}$ , максвелловского ядра плазмы. При той электронной

температуре, которая имеется в этой части тора, в соответствии с диаграммами Гротриана [3,5] будут возбуждаться в основном два нижних уровня с суммарными энергиями квантов, равными 5 эВ для серы и 8 эВ для кислорода. Температуры ионов и серы ~ 8 эВ [2,5]. Эффективная температура  $T_{\omega}$  для рассматриваемой двухкомпонентной смеси ионов имеет вид:

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

где эффективные температуры излучения ионов и серы вычислялись по формуле (2) и оказались равными, соответственно:

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

Отношение долей энергии, теряемых электронами при столкновениях с ионами серы и кислорода, вычислялось с помощью формулы (1)

$$(\delta_{\omega} v_{\omega})^O / (\delta_{\omega} v_{\omega})^S = 0.66.$$

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

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

Необходимость в такой гипотезе вызвана отсутствием точных данных о сечениях возбуждения. Оправданием ее могут служить оценки яркостей красных линий ионов серы и кислорода, полученные из оптических наблюдений и вполне коррелирующие с процентным содержанием ионов [3]. В итоге с учетом всех предыдущих соотношений получаем

$$T_{\omega} = 5.31 \text{ эВ}.$$

Этот результат вполне согласуется со значением температуры максвелловского ядра плазмы, найденной из эксперимента. Отметим, что уменьшение температуры ионов на 1 эВ или уменьшение отношения сечений на порядок приводит к изменению  $T_{\omega}$  в диапазоне от 4.8 до 5.7 эВ. Максимальная относительная погрешность при этом составляет около 20%.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные выводы 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 в формировании электронных функций распределений по скоростям, создавая высокоэнергетичные «хвосты». Максвелловское ядро функций распределения, формируется процессами взаимодействия электронов с излучением, создаваемым возбужденными ионами. Отсутствие провалов на функциях распределения электронов вблизи порогов ионизации атомов и ионов химических элементов, образующих плазму, подтверждает известную гипотезу [2,3] о том, что основным источником ионов в плазме тора является горячая поверхность Ио.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Н. Acuna, N.F.Ness // *J. Geophys. Res.* 1976, vol. 81, p. 2917- 2922.
2. Д.Д. Салливан, Д.Д. Сиско. Наблюдения плазменного тора Ио. // *Спутники Юпитера*. М.: Мир, 1986, т.3, с.344.
3. К.Б. Пилчер, Д.Ф. Стробел. Эмиссия от нейтральных частиц и ионов в магнитосфере Юпитера. *Ibid.*
4. И. Шкаровский, Т. Джонстон, М. Бачинский. *Кинетика частиц плазмы*, М.: Атомиздат, с.396.
5. R.A. Brown, C.D. Pilcher, D.F. Strobel. *Spectrometric Studies of the Io Torus. Physics of the Jovian Magnetosphere* / Ed. by A.J Dessler. *Cambr. Univ.Press.*, 1983, p.546.
6. J.W.Belcher. *The Low-Energy Plasma in the Jovian Magnetosphere. Ibid.*
7. А.В.Гуревич, А.Б.Шварцбург. *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*. М.: Наука, 1973, с.272.
8. И. Мак-Даниэль. *Процессы столкновений в ионизированных газах*. М.: Мир, 1967, с.832.
9. Ф.Б. Мак-Дональд, Д.Г. Трейнер. *Наблюдения энергичных юпитерианских электронов и протонов. Юпитер, т.3, / Под ред. Т. Герелса*. М.: Мир, 1979, с.440.
10. A.W. Schardt, C.K Goertz. *High – Energy Particles. Physics of the Jovian Magnetosphere, / Ed. by A.J Dessler. Cambr. Univ.Press.*, 1983, p.546.