

# О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ДИНАМИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДЕКАМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЮПИТЕРА

*В.В.Зайцев, В.Е.Шапошников*

В настоящей работе мы предложили общую концепцию генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера, которая позволила согласовать различные подходы к проблеме происхождения этого излучения, и объяснили на ее базе происхождение некоторых особенностей тонкой структуры его динамического спектра, таких как частотное расщепление высокочастотной части спектра и форма спектральных арок. Из сопоставления с экспериментальными данными мы оценили плотность плазмы и скорость излучающих электронов в силовой трубке магнитного поля планеты вблизи L-оболочек, соответствующих спутнику Ио.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Декаметровое радиоизлучение Юпитера впервые было зарегистрировано в 1955 году и с тех пор регулярно изучается с помощью наземных и космическихadioастрономических станций. За это время был накоплен большой экспериментальный материал, проведена огромная работа по теоретическому осмыслению полученных данных. Однако, несмотря на годы изучения, в настоящее время не существует полной ясности в вопросе о причинах возникновения этого излучения. В первую очередь, это вызвано трудностью проблемы. Динамический спектр декаметрового радиоизлучения Юпитера имеет сложную многомасштабную структуру. С одной стороны, обилие тонких деталей затрудняет решение проблемы (слишком много факторов одновременно должны быть приняты во внимание), но, с другой стороны, дает возможность уменьшить количество претендентов на роль механизма генерации. Наблюдения [1] быстрой компоненты декаметрового радиоизлучения Юпитера (S-всплесков) с высоким разрешением выявили на динамическом спектре детали, которые позволили нам [2] указать наиболее вероятный механизм генерации узкополосной компоненты S-всплесков ("band-like" emission). Согласно [2,3], надтепловые электроны, имеющие функцию распределения типа конуса потерь, генерируют в области максимума ионосферной плазмы плазменные волны, которые затем конвертируются в необыкновенные электромагнитные волны, благодаря рассеянию на потоках надтепловых частиц. Для широкополосного излучения (L-всплесков) существует широкий спектр моделей источников этого излучения, подробный обзор которых можно найти в [5]. Наиболее обсуждаемой моделью источника является модель,

согласно которой радиоизлучение генерируется благодаря электронно-циклотронной мазерной (ЭЦМ) неустойчивости высоконергичных электронов, имеющих функцию распределения типа конуса потерь [4].

В настоящей работе мы предложили и обосновали общую концепцию генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера, включая механизм нагрева излучающих электронов до необходимых энергий. Согласно нашим представлениям, нагрев и ускорение электронов происходит в основании магнитной силовой трубы, проходящей через спутник Ио. Источником энергии является ток, возбуждаемый Ио при своем движении через магнитосферу Юпитера и текущий вдоль силовых линий планеты. Согласно [6], нагретые и ускоренные в этой области электроны имеют широкий спектр энергий от нескольких десятков электроноввольт до нескольких килоэлектроноввольт. Низкоэнергичные электроны с энергией в несколько десятков электроноввольт генерируют плазменные волны вблизи частоты верхнего гибридного резонанса. Наиболее эффективно это происходит в области максимума концентрации ионосферной плазмы. Затем плазменные волны конвертируются в быстрые необыкновенные волны с частотами вблизи частоты отсечки, благодаря рассеянию на потоках замагниченных электронов. Согласно [2], конвертированные волны имеют узкий частотный спектр  $\Delta f/f \simeq f_{Pe}^2/f_{Be}^2 \ll 1$  ( $f_{Pe}$  и  $f_{Be}$  — плазменная частота и гирочастота электронов) и на динамическом спектре эти волны будут видны как узкополосное излучение. Энергичные электроны, для которых выполнено условие  $\beta_{||} > f_{Pe}/f_{Be}$  ( $\beta_{||} = v_{||}/c$  — компонента скорости электронов вдоль планетарного магнитного поля), генерируют необыкновенные электромагнитные волны вблизи частоты  $f \simeq f_{Be} + f_{Pe}^2/f_{Be} \sim f_{Be}$  благодаря ЭЦМ неустойчивости. Условие  $\beta_{||} > f_{Pe}/f_{Be}$  выполняется в магнитосфере Юпитера в широком интервале значений локальных гирочастот, но нарушается в ионосфере вследствие увеличения отношения  $f_{Pe}/f_{Be}$ . Этот механизм формирует широкополосное L-излучение. Области, где реализуются плазменная неустойчивость и ЭЦМ неустойчивость, отличаются по высоте и, следовательно, по локальной гирочастоте, что проявляется на динамическом спектре как частотное расщепление спектра на его высокочастотном конце. Вследствие зависимости направления максимального инкремента ЭЦМ неустойчивости от отношения локальных значений плазменной и гирочастоты электронов  $f_{Pe}/f_{Be}$  и величины продольной компоненты скорости излучающего электрона  $v_{||}$ , на динамическом спектре может сформироваться тонкая структура, по форме напоминающая арочную структуру.

## 2. НАГРЕВ И УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

Согласно [6], энергия, необходимая для генерации декаметрового радиоизлучения, передается электронам от электрического тока, возбужда-

емого спутником Ио при движении через магнитосферу Юпитера и текущего вдоль силовых линий магнитного поля планеты. Нагрев и ускорение электронов происходит в верхней ионосфере над областью ионосферного максимума. Согласно закону Ома, учитывающему собственное магнитное поле тока, потери энергии током в ионосфере Юпитера определяются по формуле [7]

$$q = \frac{j^2}{\sigma} (1 + F^2 \omega_e t_e \omega_i t_i), \quad (1)$$

где  $j$  — плотность тока, текущего вдоль магнитного поля планеты,  $\omega_\alpha = eB_\perp/m_\alpha c$ , ( $\alpha = e, i$ ),  $B_\perp$  — магнитное поле электрического тока,  $j, t_e = 1/(\nu_{ei} + \nu_{ea}), t_i = 1/\nu_{ia}$  — характерное время свободного пробега электронов ( $e$ ) и ионов ( $i$ ) соответственно,  $\nu_{\alpha\beta}$  — частота столкновений частиц сорта  $\alpha$  с частицами сорта  $\beta$ ,  $n$  — плотность плазмы,  $\sigma$  — проводимость изотропной плазмы и  $F$  — доля нейтральной компоненты. В верхней ионосфере в области над максимумом ионосферной плазмы выполняется условие

$$F^2 \omega_e t_e \omega_i t_i \gg 1 \quad (2)$$

и энерговыделение в этой области существенно увеличивается:

$$q = (j^2/\sigma) F^2 \omega_e t_e \omega_i t_i \gg j^2/\sigma.$$

Другим следствием неравенства (2) является уменьшение проводимости плазмы вдоль магнитного поля в этой области  $\sigma_{ef} \simeq \sigma/F^2 \omega_e t_e \omega_i t_i \ll \sigma$ . Поскольку электрическое сопротивление этого участка цепи все же оказывается значительно меньше сопротивления всей цепи "ионосфера Ио — магнитосфера — ионосфера Юпитера", то уменьшение проводимости в верхней ионосфере Юпитера не сказывается на величине тока, текущего в цепи. Оно приводит к увеличению падения потенциала в этой области вдоль силовых линий магнитного поля планеты. Как показано в работе [6], эффективная проводимость плазмы  $\sigma_{ef}$ , а следовательно, падение потенциала вдоль магнитного поля существенно зависит от температуры ионов плазмы. В первое время после прихода импульса тока (область, занятая током, имеет конечные размеры поперек планетарного магнитного поля и перемещается относительно поверхности планеты вслед за перемещением спутника Ио), когда ионы еще не прогреты ( $t < t_*$ ) и их температура мало отличается от равновесной, разность потенциалов достигает величины  $\sim 0.1$  В/см. После прогрева ионов ( $t > t_*$ ) эта величина оказывается порядка  $\sim 6 \cdot 10^{-4}$  В/см. Уровень энергии электронов устанавливается в результате работы силы электрического поля и силы трения, вызванной столкновениями электронов с бунemanовской плазменной турбулентностью для ( $t < t_*$ ) или с нагретыми ионами для ( $t > t_*$ ). Оценки, проведенные в работе [6], показали, что энергия продольного движения электронов ( $W_{||}$ ) и их температура ( $T$ ) может достигать значений  $W_{||} \sim 1$  кеВ,  $T \sim 10$  кеВ для  $t < t_*$  и  $W_{||} \sim T \sim 30$  еВ для  $t > t_*$ .

### 3. ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННАЯ МАЗЕРНАЯ (ЭЦМ) НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Электронно-циклотронная мазерная (ЭЦМ) неустойчивость широко используется для построения моделей источников излучения различных космических объектов: аврорального километрового радиоизлучения Земли, декаметрового радиоизлучения Юпитера и Сатурна, радиоизлучения Солнца и звезд [8-10]. В данном разделе мы остановимся только на тех свойствах ЭЦМ неустойчивости, которые оказывают влияние на формирование тонкой структуры динамического спектра декаметрового радиоизлучения Юпитера.

ЭЦМ неустойчивость реализуется в слаборелятивистском приближении, когда в резонансном условии

$$\omega - \omega_{Be}/\gamma - k_{||}v_{||} = 0 \quad (3)$$

лоренцовский фактор  $\gamma = (1 - v_{\perp}^2/c^2 - v_{||}^2/c^2)^{1/2}$  можно приближенно заменить  $\gamma \approx (1 - v_{\perp}^2/2c^2 - v_{||}^2/2c^2)$ , а во всех других формулах, описывающих циклотронную неустойчивость, можно положить  $\gamma = 1$ . Как показано в [4], резонансные кривые в пространстве скоростей  $v_{\perp} - v_{||}$  представляют собой полуокружности с центрами в точках

$$\frac{v_{||}}{c} = \frac{k_{||}c}{\omega}, \quad \frac{v_{\perp}}{c} = 0, \quad (4)$$

Здесь  $\omega$  и  $\vec{k}$  — частота и волновой вектор электромагнитной волны. ЭЦМ неустойчивость реализуется, если знак выражения

$$\frac{\omega_{Be}}{v_{\perp}} \frac{\partial f(v_{||}, v_{\perp})}{\partial v_{\perp}} + k_{||} \frac{\partial f(v_{||}, v_{\perp})}{\partial v_{||}} > 0, \quad (5)$$

проинтегрированного вдоль резонансной кривой с центром (4), положителен. В (5)  $f(v_{||}, v_{\perp})$  — функция распределения электронов по скоростям. В слаборелятивистском приближении на первой гармонике гирочастоты  $\omega/k_{||}v_{\perp} \sim \omega_{Be}/k_{||}v_{\perp} \gg 1$ , и первое слагаемое в выражении (5) является определяющим. Это означает, что для реализации ЭЦМ неустойчивости необходима функция распределения с инверсностью по поперечным скоростям. В планетарном магнитном поле такие распределения обычно формируются благодаря поглощению частиц с малыми питч-углами в плотной ионосферной плазме. Это так называемые распределения с конусом потерь, одним из представителей которых является распределение типа "ring":

$$f(v_{||}, v_{\perp}) \sim \exp\left(-\frac{(v_{||} - v_{||,0})^2}{\Delta v_{||}^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(v_{\perp} - v_{\perp,0})^2}{\Delta v_{\perp}^2}\right). \quad (6)$$

Существуют резонансные кривые, которые соответствуют максимуму инкремента ЭЦМ неустойчивости. Для функции распределения типа (6) эти кривые проходят вблизи максимума функции распределения и центры их лежат вблизи  $\beta_{\parallel,0}$ . Если функция распределения по скоростям достаточно узкая, то для резонансных кривых с центрами, отличающимися от  $\beta_{\parallel,0}$ , инкремент ЭЦМ неустойчивости существенно меньше максимального. Отсюда, учитывая связь (4) между скоростью электронов и направлением излучения, видно, что ЭЦМ излучение сосредоточено вблизи стенок полого конуса с осью вдоль силовых линий магнитного поля. Угловая ширина этого конуса определяется характерной величиной продольной компонеты скорости электронов  $\beta_{\parallel,0}$ .

Согласно адиабатическим инвариантам

$$\frac{v_1^2}{B} = \text{const}, \quad v = \text{const}, \quad (7)$$

величина  $\beta_{\parallel,0}$  меняется вдоль силовой трубы магнитного поля планеты. В результате вдоль трубы будет меняться угловая ширина конуса излучения. На Рис.1а приведены зависимости угловой ширины конуса излучения от значений локальной гирочастоты электронов. Эти зависимости построены для различных значений величин  $\beta_0$  и  $\beta_{\perp,0}/\beta_0$  на нижней границе (по высоте) излучающей части магнитной трубы. Из Рис.1а видно, что с уменьшением гирочастоты электронов, т.е. с увеличением высоты над поверхностью планеты, происходит уменьшение угловой ширины конуса излучения. Угловой раствор конуса излучения уменьшается также с ростом отношения плазменной частоты к гирочастоте электронов  $f_{Pe}/f_{Be}$  в области генерации (Рис.1б) [4].

Можно считать установленным, что декаметровое радиоизлучение Юпитера — это первая гармоника быстрой необыкновенной моды. Для генерации этой моды ЭЦМ источником в нем должно выполняться неравенство

$$\beta_{\parallel,0} > f_{Pe}/f_{Be}. \quad (8)$$

Неравенство (8) имеет простой физический смысл и связано с существованием области частот  $f_{Be} < f_{co} \approx f_{Be} + f_{Pe}^2/f_{Be}$ , в которой необыкновенные волны существовать не могут ("зоны задержки"). Наличие продольной скорости у излучающих электронов необходимо, чтобы преодолеть "зону задержки". Из условия синхронизма (3) следует, что электроны, для которых неравенство (8) не выполнено, могут взаимодействовать только с медленными необыкновенными волнами, которые не могут покинуть магнитосферу планеты без трансформации. Поэтому условие (8) является необходимым условием для генерации в ЭЦМ источнике быстрой необыкновенной моды на частотах вблизи первой гармоники гирочастоты.

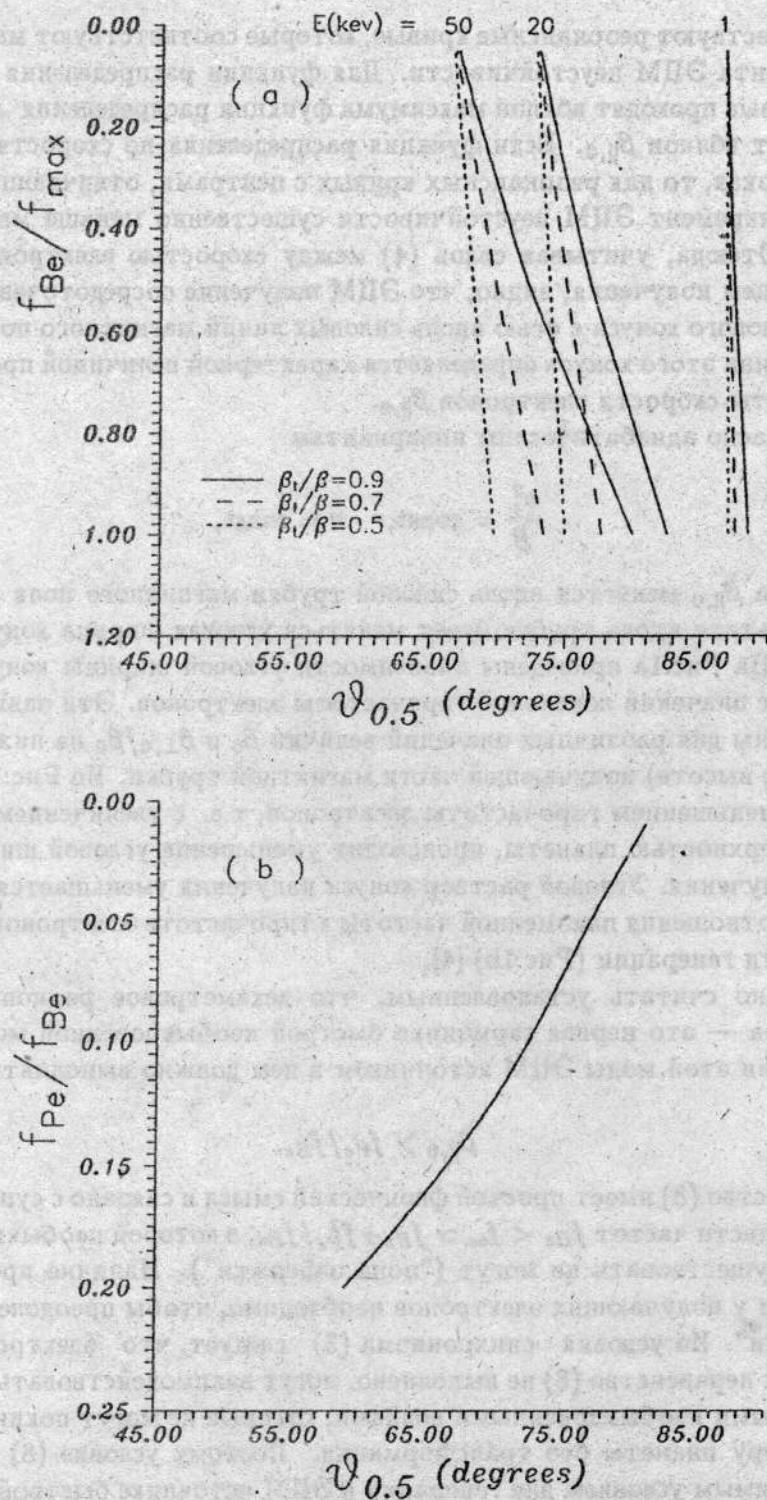


Рис.1. Зависимость угловой ширины конуса ЭПМ-излучения от локальной гиро частоты  $f_{Be}$  (а) и от отношения  $f_{Pe}/f_{Be}$  (б).

#### 4. ПЛАЗМЕННЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для мало энергичных электронов (десятки электроновольт) условие (8) нарушается на всех высотах вдоль излучающей магнитной трубы, и, следовательно, эти электроны не могут участвовать в формировании электромагнитного излучения на базе ЭЦМ неустойчивости. Однако эти электроны могут эффективно излучать плазменные волны на частотах вблизи верхнего гибридного резонанса, если их функция распределения имеет инверсность по поперечным скоростям, например, типа (6) [2]. Согласно [2], инкремент плазменной неустойчивости для функции распределения (6), имеющей достаточно широкую дисперсию по скоростям ( $\Delta v_{\perp} \sim \Delta v_{\parallel} \sim v_{\perp,0}$ , где  $\Delta v_{\perp}$  and  $\Delta v_{\parallel}$  — разброс по поперечным и продольным скоростям,  $v_{\perp,0}$  — характерная скорость электронов поперек магнитного поля), описывается выражением

$$\gamma \simeq 10^{-1} f_{Be} \frac{N_1}{N_0} \left( \frac{f_{Pe}}{f_{Be}} \right)^2. \quad (9)$$

Здесь  $N_0$  и  $N_1$  — плотность равновесной и неравновесной компонент электронов. Эффективность генерации волн характеризуется оптической толщиной

$$\tau = \gamma l_s / v_g, \quad (10)$$

где  $l_s$  — характерная длина области синхронизма между электронным пучком и волной,  $v_g$  — групповая скорость плазменных волн. Ограничение на величину характерной длины области синхронизма связано с неоднородностью плазмы в магнитной силовой трубке Ио. На масштабе  $l_s$ , вследствие изменения продольной компоненты волнового вектора  $k_{\parallel}$ , плазменные волны уходят из области неустойчивых значений волнового вектора в область затухания. Для волн, распространяющихся на частотах вблизи верхнего гибридного резонанса, характерный масштаб  $l_s$  определяется формулой [2]

$$l_s \sim 10^{-1} L_{\parallel} \frac{k_{\perp}^2 v_{Te}^2}{f_{Be}^2} \frac{v_{\perp,0}}{v_{Te}} \left( \frac{f_{Pe}}{f_{Be}} \right)^4, \quad (11)$$

где  $L_{\parallel}$  — характерный масштаб неоднородности магнитного поля вдоль магнитной трубы,  $v_{Te}$  — тепловая скорость равновесной компоненты плазмы,  $k_{\perp}$  — поперечная компонента плазменного вектора. В области параметров, соответствующих на дисперсионной кривой аномальной дисперсии, где, согласно [2], располагается область неустойчивых частот, групповая скорость этих волн определяется формулой [11]

$$v_g \simeq 10^{-1} v_{Te} \frac{k_{\perp} v_{Te}}{f_{Be}} \left( \frac{f_{Pe}}{f_{Be}} \right)^2. \quad (12)$$

Из (9)–(12) следует, что оптическая толщина пропорциональна четвертой степени отношения ( $f_{Pe}/f_{Be}$ ) :

$$\tau \sim \left( \frac{f_{Pe}}{f_{Be}} \right)^4 \quad (13)$$

и, следовательно, достигает наибольших значений в области максимума ионосферной плазмы. Другими словами, источник плазменных волн располагается в узкой области на высотах вблизи ионосферного максимума. Вследствие тесной связи, через локальную гирочастоту, геометрии области генерации с характерной частотой генерируемых здесь плазменных волн, плазменное излучение имеет узкий частотный спектр

$$\frac{\Delta f}{f} \lesssim \frac{f_{Pe}^2}{2f_{Be}^2} \ll 1. \quad (14)$$

Конверсия плазменных волн в электромагнитное излучение, реализуемая благодаря рассеянию на потоках замагниченных надтепловых электронов, не расширяет существенно частотный спектр рассеянного излучения. На динамическом спектре это излучение будет наблюдаться как узкополосное излучение. Если в источнике существуют условия для реализации периодического режима конверсии или релаксационных колебаний, то это излучение будет наблюдаться как квазипериодические последовательности S-всплесков или как отдельные импульсы [2,3].

## 5. ДИНАМИЧЕСКИЙ СПЕКТР ДЕКАМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЮПИТЕРА

Согласно измерениям ионосферной плазмы [12] и модели магнитосферы Юпитера [13], отношение  $f_{Pe}/f_{Be}$  меняется вдоль силовой линии магнитного поля планеты. Пример изменения  $f_{Pe}/f_{Be}$  вдоль магнитной силовой линии для L-оболочки  $L = 5.9$  (оболочка  $L = 5.9$  проходит через спутник Ио) и значений долготы центрального меридиана CML  $l = 20^\circ$  приведен на рис.2. При построении рис.2 мы положили для простоты, что изменение магнитного поля (уменьшение локальной гирочастоты электронов) с высотой над поверхностью планеты носит дипольный характер. Из приведенного рисунка видно, что для электронов с энергией порядка  $W_{||} \sim 1$  кэВ (т.е. с энергией, которая обеспечивается механизмом нагрева и ускорения, обсуждаемым в разделе 2) условие (8) выполняется в широкой области, расположенной над ионосферным максимумом. В то же время плазменные волны (узкополосное электромагнитное излучение)

генерируется на высотах, соответствующих ионосферному максимуму.

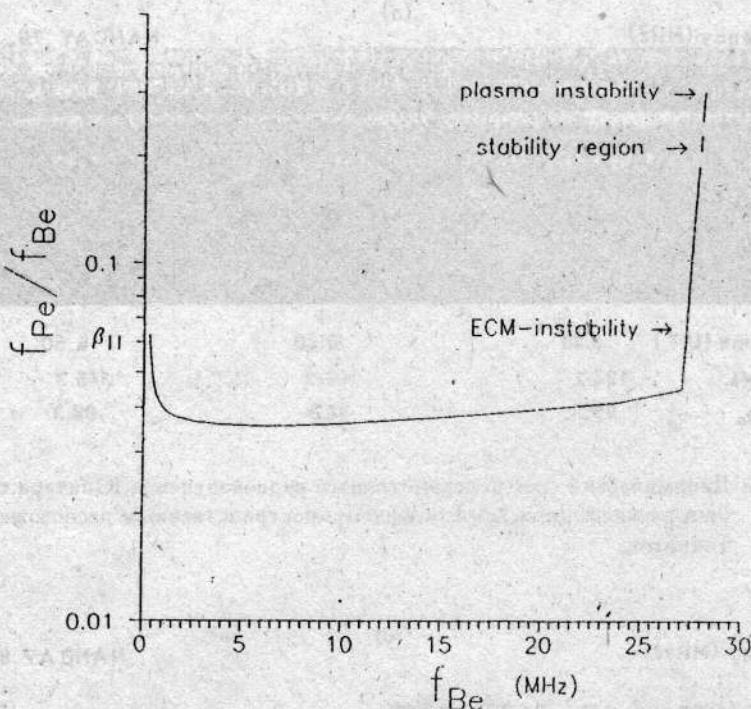


Рис.2. Зависимость величины отношения  $f_{Pe}/f_{Be}$  от гирочастоты  $f_{Be}$  и расположения областей плаэменной и ЭЦМ неустойчивостей.

Электромагнитное излучение как в случае плаэменного механизма генерации, так и в случае ЭЦМ источника генерируется на частотах вблизи локальной электронной гирочастоты  $f \sim f_{Be}$ . Поэтому пространственное разнесение по высоте плаэменного и ЭЦМ источников проявляется на динамическом спектре как частотное расщепление его высокочастотного края. Поскольку параметры ионосферы и горячих излучающих электронов меняются с изменением долготы центрального меридиана, то на динамическом спектре мы увидим яркую узкую (по частоте) полосу излучения, отделенную нерегулярным провалом от широкополосного излучения. Динамический спектр с частотным расщеплением указанного типа наблюдался, например, в обсерватории Нанси [14] (рис.3). Здесь следует заметить, что частотное расщепление динамического спектра, связанное с пространственным разнесением источников излучения, необходимо отличать от частотного расщепления узкополосного излучения типа "band-like emission", приведенного в работе Крауше и др. [1], а также видного на некоторых динамических спектрах, полученных в обсерватории Нанси [14] (рис.4). Характерным отличием последнего является существование двух узких ярких синхронных полос излучения, разделенных темной полосой. Характерная ширина частотного интервала каждой из полос примерно

одинакова.

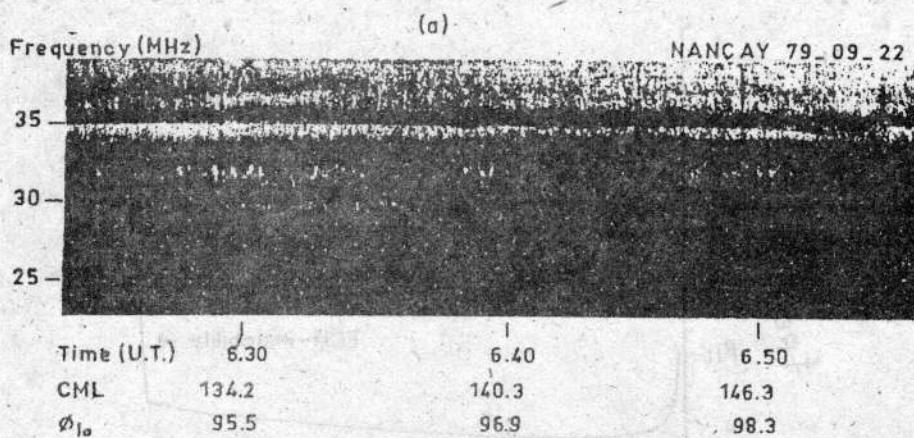


Рис.3. Динамический спектр декаметрового радиоизлучения Юпитера с частотным расщеплением, обусловленным пространственным расположением источников.

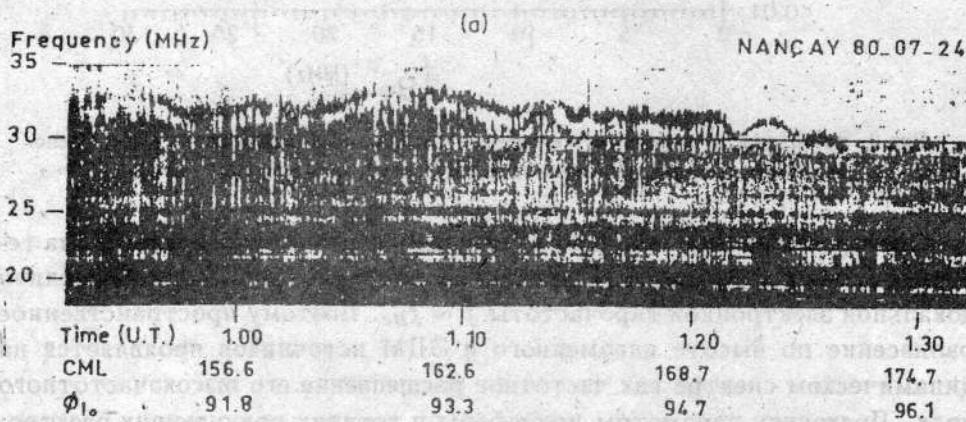


Рис.4. Динамический спектр декаметрового радиоизлучения Юпитера с частотным расщеплением, обусловленным частотной зависимостью инкремента плаэммениой неустойчивости.

Это частотное расщепление связано с особенностями частотной зависимости инкремента плаэммениой неустойчивости [2] и может наблюдаться на динамическом спектре независимо от частотного расщепления, обсуждаемого выше. Поскольку образование двух узких синхронных полос излучения происходит благодаря плаэменному механизму генерации, то эта тонкая структура также наблюдается на высокочастотном крае динамического спектра.

Свойства ЭЦМ неустойчивости проявляются и в другой характер-

ной особенности динамического спектра декаметрового радиоизлучения Юпитера — арочной форме периодической структуры шумовых бурь. Арочная структура является наиболее характерной особенностью динамических спектров декаметрового радиоизлучения Юпитера. Впервые арочная структура была выявлена на динамических спектрах, полученных с помощью космических аппаратов "Вояджер", а затем благодаря широкополосным измерениям на Земле в обсерватории Напис [15,16]. На динамическом спектре спектральные арки представляют собой систему повторяющихся открытых или закрытых в направлении оси времени скобок. Пример динамического спектра, на котором видна эта структура, приведен на рис.5.

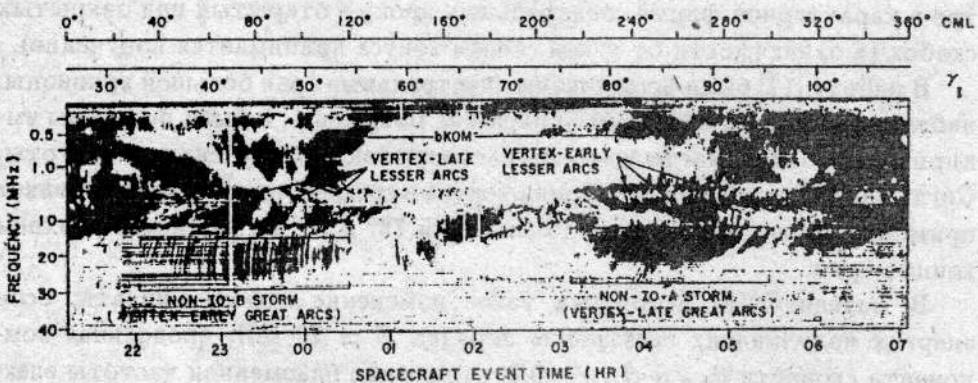


Рис.5. Динамический спектр радиоизлучения Юпитера, измеренный на КА Вояджер-2 5-6 июля 1979 г.

Все декаметровое радиоизлучение Юпитера на диаграмме  $l - \gamma_{\text{Io}}$  ( $l$  — долгота центрального меридиана (CML),  $\gamma_{\text{Io}}$  — фаза спутника Ио) сосредоточено в так называемых "источниках А, В, С, D". Каждому из этих источников присуща своя форма арок. Можно выделить два вопроса при решении проблемы происхождения арочной структуры. Почему шумовые бури декаметрового излучения Юпитера всегда имеют квазипериодическую дискретную структуру, и почему эта структура имеет форму арок? Свойства ЭЦМ неустойчивости проявляются в характерной форме арок. Обсуждение причин дискретности можно найти, например, в обзоре [5].

В настоящее время принято считать, что происхождение "источников" на диаграмме  $l - \gamma_{\text{Io}}$  связано с особенностью диаграммы направленности декаметрового радиоизлучения. Диаграмма направленности этого излучения представляет собой полый конус с угловым раствором, несколько меньшим  $180^\circ$ . Пара источников, например, "источники А и В" — это излучение, принимаемое от противоположных стенок конуса. Зависимость угловой ширины конуса от частоты излучения и определяет форму конуса.

Согласно нашим представлениям, излучение, формирующее спектральные арки, — это широкополосное L-излучение ЭЦМ источника. Частотная зависимость угловой ширины конуса излучения связана с зависимостью диаграммы направленности ЭЦМ источника от  $\beta_{\parallel,0}$  и  $f_{Pe}/f_{Be}$ . Причем изменение  $\beta_{\parallel,0}$  вдоль трубы определяет раствор диаграммы и форму арки в ее средней и верхней частях, а изменение  $f_{Pe}/f_{Be}$  — в нижней, высокочастотной части. Действительно, вблизи нижней границы излучающей части силовой трубы отношение  $f_{Pe}/f_{Be}$  велико и уменьшается с ростом высоты (т.е. с уменьшением частоты излучения). С уменьшением отношения  $f_{Pe}/f_{Be}$  увеличивается раствор конуса излучения ЭЦМ источника (рис.1б). В то же время с увеличением высоты, согласно (7), растет величина  $\beta_{\parallel,0}$ , что вызывает уменьшение раствора конуса (рис.1а). Действие этих двух конкурирующих процессов отражается на динамическом спектре в характерной форме спектральных арок — открытых или закрытых скобок (в зависимости от какой стенки конуса принимается излучение).

В работе [17] были исследованы спектральные арки большой кривизны, наблюдавшиеся космическим аппаратом Вояджер 1, и были получены эмпирические зависимости углового раствора конуса излучения от частоты. Согласно [17], угловая полуширина конуса в средней части арки составляет примерно  $76^\circ$  и уменьшается до значений  $73^\circ$  и  $70^\circ$  на нижнем и верхнем концах арки.

В модели ЭЦМ источника такое изменение можно ожидать, если энергия излучающих электронов порядка  $E \approx 20$  кеВ, продольная компонента скорости  $\beta_{\parallel,0} \sim \beta_{\perp,0} \sim 0.2$ , отношение плазменной частоты электронов к их гирочастоте вблизи нижнего края излучающей части магнитной силовой трубы  $f_{Pe}/f_{Be} \approx 0.15$ . При согласовании было учтено, что для реализации ЭЦМ неустойчивости в магнитной силовой трубке Юпитера там должно быть выполнено условие (8).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы предложили общую концепцию генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера, которая позволила согласовать различные подходы к проблеме происхождения этого излучения. Кроме того, на базе предложенной схемы генерации мы объяснили происхождение некоторых особенностей тонкой структуры динамического спектра декаметрового радиоизлучения, таких как частотное расщепление высокочастотной части спектра и форма спектральных арок. Предложенная схема включает в себя следующие положения.

Процесс нагрева и ускорения электронов до энергий, необходимых для генерации декаметрового излучения, имеет место в верхней ионосфере над областью ионосферного максимума. Энергия передается от тока, возбуждаемого спутником Ио при движении через магнитосферу планеты и

над областью ионосферного максимума. Энергия передается от тока, возбуждаемого спутником Ио при движении через магнитосферу планеты и текущего вдоль магнитных силовых линий. В этой области образуются электроны с широким энергетическим спектром от нескольких десятков электроноввольт до килоэлектроноввольт.

Низкоэнергичные электроны с энергией в несколько десятков электроноввольт генерируют плазменные волны вблизи частоты верхнего гибридного резонанса. Благодаря рассеянию на потоках надтепловых замагниченных электронов эти волны конвертируются в электромагнитное излучение, соответствующее необыкновенной моде и имеющее узкий частотный спектр. На динамическом спектре это излучение будет соответствовать узкополосному излучению. Если в источнике плазменных волн реализуются условия для пульсирующего режима конверсии или релаксационных колебаний, то это излучение будет наблюдаться как квазипериодические последовательности S-всплесков или как простые S-всплески.

Высокоэнергичные электроны с энергией в несколько килоэлектроноввольт или десятка килоэлектроноввольт генерируют электромагнитное излучение благодаря электронно-циклотронной мазерной неустойчивости. Это излучение так же соответствует необыкновенной моде, но имеет широкий частотный спектр, перекрывающий практически весь декаметровый диапазон. На динамическом спектре это излучение будет наблюдаться как L-излучение.

Такой подход к генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера позволяет объяснить частотное расщепление динамического спектра, наблюдавшееся в его высокочастотной части, как разнесение по высоте плазменного и ЭЦМ источников, вызванное различными условиями реализации соответствующих неустойчивостей. Естественное объяснение также получает скобкообразная форма спектральных арок, как следствие зависимости величины угла между диаграммой направленности ЭЦМ источника и магнитным полем планеты от отношения  $f_{Pe}/f_{Be}$  в области генерации и характерной величины  $\beta_{||,0}$  скорости излучающих электронов, значения которых изменяются с высотой. Сопоставление с экспериментальными данными позволяет оценить плотность плазмы и скорость излучающих электронов вдоль силовой трубы магнитного поля планеты вблизи L-оболочек, соответствующих спутнику Ио.

Данная работа была выполнена при поддержке Американского Физического Общества.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kraushe D.S., Flagg R.S., and Smith A.C. High resolution spectral analysis of the Jovian decametric radiation. i. burst morphology and drift rates. //Icarus. 1976. V.29. P.463.
2. Zaitsev V.V., Zlotnik E.Y., and Shaposhnikov V.E. //Astron. Astrophys. 1986. V.169. P.345.
3. Zaitsev V.V., and Shaposhnikov V.E. //Sov. Astron. 1988. V.65. P.556.
4. Hewitt R.G., Melrose D.B., and Ronnmark K.G. //Austr. J. Phys. 1982. V.35. P.447.
5. Goldstein M.L., and Goertz C.K. — In: Physics of the Jovian magnetosphere /Editor A.J.Dessler. — Cambridge university press, 1983. P.317.
6. Shaposhnikov V.E., and Zaitsev V.V. //Planet. Space Sci. 1993. V.41. P.341.
7. Cowling T.G. Magnetohydrodynamics. — New-York: Interscience, 1957.
8. Wu C.S., and Lee L.C. //Astrophys. J. 1979. V.230. P.621.
9. Hewitt R.G., Melrose D.B., and Ronnmark K.G. //Proc. Astron. Soc. Austr. 1981. V.4. P.221.
10. Omidi N., and Gurnett D.A. //J. Geophys. Res. 1982. V.87. P.2377.
11. Зайцев В.В., Шапошников В.Е. //Препринт N 182. — Нижний Новгород: ИНФ РАН, 1988.
12. Strobel D.F., and Atrea S.K. — In: Physics of the Jovian magnetosphere /Editor A.J.Dessler. — Cambridge university press, 1983. P.51.
13. Divine N. and Garrett H.B. //J. Geophys. Res. 1983. V.88. P.6889.
14. Leblanc Y. and Rubio M. //Astron. Astroph. 1982. V.111. P.284.
15. Warwick J.W., Pearce J.B., Riddl A.C., Alexander J.K., Desh M.D., Kaizer M.L., Thieman J.R., Carr T.D., Gulkis S., Boishot A., Leblance Y., Pedersen B.M., and Staelin D.H. //Science. 1979. V.204. P.995.
16. Boishot A., Lecacheux M.L., Kaizer M.L., Desh M.D., Alexander J.K., and Warwick J.W. //J. Geophys. Res. 1981. V.86. P.8213.
17. Minietti J.D., Green J.L., Gulkis S., and Six F. //J. Geophys. Res. 1984. V.89. P.9089.

Институт прикладной физики  
РАН

Поступила в редакцию  
20 ноября 1993 г.

## ON THE FINE STRUCTURE OF THE JOVIAN DECAMETRIC DYNAMIC SPECTRUM

V. V. Zaitsev, V. E. Shaposhnikov