

## О частотных и временных характеристиках S-всплесков с линейным дрейфом ДКМ излучения Юпитера.

### I. Формирование всплеска

А. Г. Боев, Т. Е. Щербинина

Радиоастрономический институт НАН Украины  
310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 16 июня 1998 г.

На основе механизма “волна – пучок” предложено объяснение временной длительности и частотной ширины всплесков с линейным дрейфом S-радиоизлучения Юпитера. Проведен анализ имеющихся экспериментальных данных, оценены параметры МГД волн и электронных пучков в трубке Ио – Юпитер.

На основі механізму “хвиля – пучок” запропоновано пояснення часової тривалості і частотної ширини сплесків з лінійним дрейфом S-радіовипромінювання Юпітера. Проведено аналіз наявних експериментальних даних, оцінено параметри МГД хвиль і електронних пучків у трубці Іо – Юпітер.

1. Одной из характерных черт декаметрового S-радиоизлучения Юпитера является частотный дрейф всплесков [1,2]. На крупномасштабных спектрограммах для большинства наблюдаемых всплесков дрейф является линейным, т. е. зависимость частоты всплесков от времени (динамический спектр) имеет вид:

$$\frac{df}{dt} = -\Gamma, \quad (1)$$

где размерный множитель  $\Gamma$  для различных S-всплесков может принимать значения от 13 до 26 МГц/с [2]. По данным каталогов [2-3] S-всплески в течение бури наблюдаются в пределах некоторой полосы, частотная ширина которой не превышает обычно 1 МГц (рис. 1, а). Согласно наблюдениям [2], имеют место также и крупномасштабные полосы с шириной более 2 МГц (рис. 1, б), однако до недавнего времени не было экспериментальных данных, позволяющих с достаточной степенью точности выявить структуру этих полос и разделить их на отдельные всплески.

В последнее время появились новые результаты наблюдений динамических спектров декаметрового радиоизлучения Юпитера, отличающиеся высоким временным и частотным разрешением [4]. Анализ этих работ показывает, что наряду с всплесками с частотной шириной менее 1 МГц в динамическом спектре радиоизлучения Юпитера присутствуют и S-всплески с диапазоном частот 3 МГц и более (рис. 2).

Всплески с линейным дрейфом, наиболее часто наблюдаемые на крупномасштабных спектрограммах, должны отражать основные черты меха-

низма генерации и формирования S-радиоизлучения Юпитера.

Вместе с тем анализ этих свойств еще не проводился. Отсутствует объяснение не только причин различий в длительности всплесков, но и механизма исчезновения излучения наблюдаемого источника по истечении некоторого времени от начала всплеска.

В настоящей работе в рамках теории генерации радиоизлучения Юпитера, предложенной ранее [5-9], дается объяснение этому явлению, основанное на модели “источник излучения – волна” [7] и на эффекте синхронизации движения источника излучения (электронного пучка) и МГД волн, распространяющихся в токовой трубке Ио – Юпитер и определяющих возможность излучения радиоволн в заданном направлении. Частотная ширина и временная длительность всплеска определяются при этом в основном величиной “расстройки”  $\Delta v = |u - v_\phi|$  скорости пучка и фазовой скорости волны ( $u$  и  $v_\phi$  соответственно).

Проведен анализ имеющихся экспериментальных данных, оценены параметры МГД волн и пучка, сделаны некоторые выводы о свойствах источника пучков электронов в трубке Ио – Юпитер.

Отметим, что данная работа – это дальнейшее развитие теории механизма генерации декаметрового S-радиоизлучения Юпитера, основанной на черенковском излучении электронным пучком плазменных волн с аномальной дисперсией с последующим процессом линейной трансформации их в электромагнитные волны.

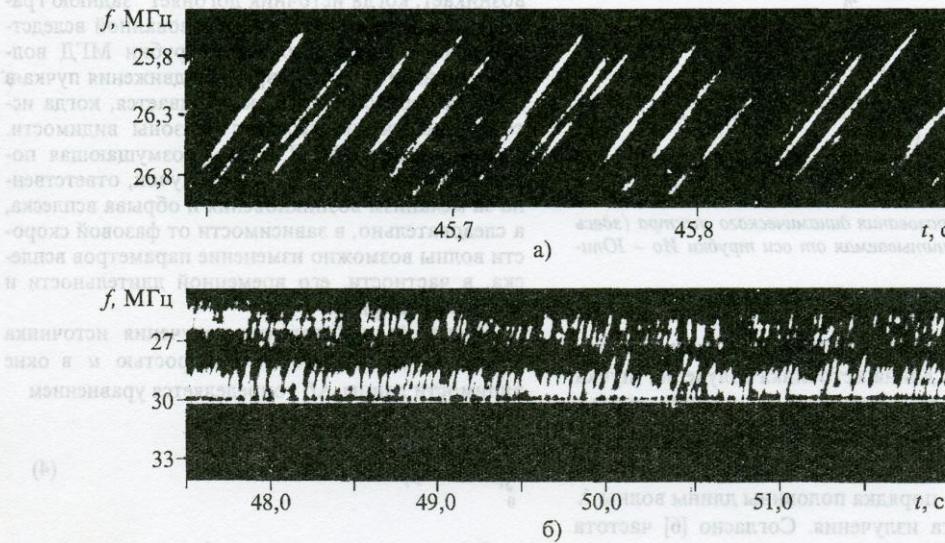


Рис. 1. S-всплески с линейным дрейфом (из каталога [2]);  
 а) частотная ширина полосы  $\sim 1$  МГц, б) частотная ширина полосы  $> 2$  МГц

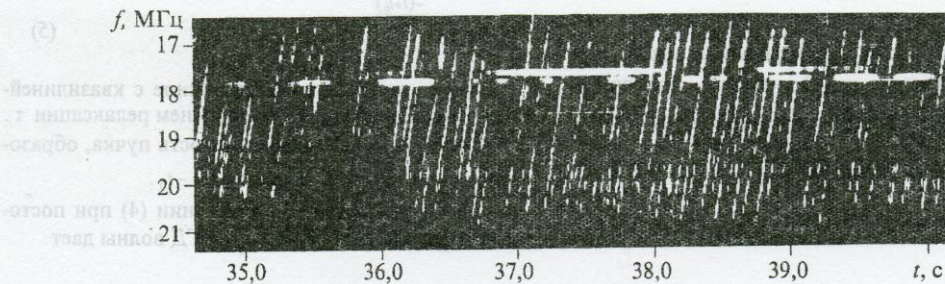


Рис. 2. Динамический спектр, полученный с высоким временным и частотным разрешением (из работы [4])

В рамках этой модели были объяснены отрицательный частотный дрейф, пиковые плотности потока энергии S-радиоизлучения, конусная диаграмма направленности, зависимость частоты излучения от угла раствора конуса, а также всплески с положительным частотным дрейфом и всплески более сложной формы.

2. Согласно [6] S-радиоизлучение Юпитера генерируется в результате черенковской неустойчивости вблизи частоты верхнегибридного резонанса. Нерелятивистский электронный пучок, движущийся вдоль оси токовой трубки в сторону Ио, излучает плазменные волны с аномальной дисперсией, которые трансформируются в быстрые необыкновенные электромагнитные волны в неоднородном плазменном слое толщины  $h \sim (1 \div 3) \cdot 10$  м у поверхности трубки и излучаются в окружающую среду практически по нормали к поверхности трубки.

При возмущении трубки низкочастотными МГД волнами поверхность ее изгибается [7] и на ней возникает периодическая система областей  $A$  (зоны видимости), ориентированных нормально к лучу зрения (см. рис. 3). Частотный диапазон излучаемых радиоволн определяется при этом размером части источника, находящейся в зоне видимости  $A$  в этот момент времени, а начальная частота излучения – положением зоны на оси трубки.

Отметим, что в работах [10,11] была предложена модель, объясняющая периодическое расположение зон излучения вдоль трубки Ио, полосу частот S-всплеска и его время жизни также периодическими возмущениями на поверхности трубки Ио. Однако механизм генерации S-излучения, механизм возникновения возмущений, а также процесс формирования динамических спектров радиоизлучения существенно отличаются от рассматриваемых в данной работе.

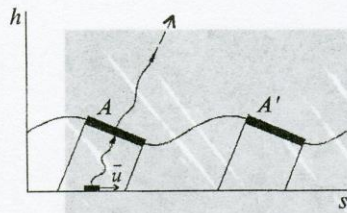


Рис. 3. Схема образования динамического спектра (здесь  $h$  – высота, отсчитываемая от оси трубки Ио – Юпитер)

Введем следующие обозначения: пусть  $L$  и  $u$  – соответственно длина источника излучения (пучка электронов) и его скорость;  $\lambda$  – длина волны, возмущающей поверхность токовой трубки;  $v_\phi$  – фазовая скорость волны;  $\Delta L$  – размер области видимости ( $\Delta L$  – порядка половины длины волны  $\lambda$  [7]);  $f$  – частота излучения. Согласно [6] частота радиоизлучения близка к

$$f(s) = \frac{1}{2\pi} [\omega_p^2(s) + \omega_B^2(s)]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $s$  – длина дуги, отсчитываемая вдоль оси трубки Ио – Юпитер,  $\omega_p(s)$  и  $\omega_B(s)$  – соответственно локальные электронные плазменная и циклотронная частоты.

Наблюдаемая экспериментально зависимость  $\Gamma$  от частоты [2,3]

$$\Gamma = \gamma f$$

приводит к следующему закону убывания концентрации плазмы вдоль оси трубки [6]:

$$n(s) = \frac{m}{4\pi e^2} \left\{ 4\pi^2 f^2(s_0) \exp\left[-\frac{2\gamma}{u}(s-s_0)\right] - \omega_B^2(s) \right\} \quad (3)$$

(здесь  $s_0$  – координата источника в начальный момент времени). Линейность дрейфа частоты всплесков обеспечивается при этом стационарностью и однородностью свойств плазмы и магнитного поля в той области трубки, где происходит всплеск.

Рассмотрим возможные варианты образования линейных всплесков в зависимости от длины источника излучения, длины волны, и их скоростей.

3. Предположим, что источник короткий и быстрый ( $L < \lambda$ ,  $v_\phi < u$ ). В этом случае, так как скорость источника больше скорости волны, картина формирования всплеска будет следующей. Всплеск

возникает, когда источник догоняет “заднюю границу” области видимости (образованной вследствие возмущения поверхности трубки МГД волной), и виден в течение времени движения пучка в пределах области. Всплеск обрывается, когда источник излучения выходит из зоны видимости. Таким образом, МГД волна, возмущающая поверхность трубки, также как и пучок, ответственна за механизм возникновения и обрыва всплеска, а следовательно, в зависимости от фазовой скорости волны возможно изменение параметров всплеска, в частности, его временной длительности и частотной ширины.

Время  $\Delta t$  наблюдения излучения источника длины  $L$ , движущегося со скоростью  $u$  в окне видимости длины  $\Delta L$ , определяется уравнением

$$\int_0^{\Delta t} |u(t') - v_\phi| dt' = L + \Delta L. \quad (4)$$

Здесь момент времени  $t=0$  соответствует моменту вхождения источника в зону видимости. Выражение для скорости пучка

$$u(t) = u_0 e^{-\frac{t+t_0}{2\tau}} \quad (5)$$

учитывает ее изменение, связанное с квазилинейной релаксацией пучка со временем релаксации  $\tau$ .

В (5)  $u_0$  – начальная скорость пучка, образовавшегося в момент времени  $t = -t_0$ .

Интегрирование в выражении (4) при постоянной фазовой скорости  $v_\phi$  МГД волны дает

$$\left| 2\tau e^{-\frac{t_0}{2\tau}} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{2\tau}} \right) u_0 - v_\phi \Delta t \right| = L + \Delta L. \quad (6)$$

Оценивая время квазилинейной релаксации для пучка малой плотности  $n_b \sim (10^{-3} \div 10^{-4})n_0$ , где  $n_0$  – электронная концентрация плазмы в трубке Ио, для излучения плазменных волн с яркостной температурой  $T \sim 10^{18}$  К, направленного под углом  $\theta \sim 85^\circ$  к оси трубки, получим

$$\tau \sim 10^{-1} \text{ с.}$$

Длина релаксации  $L_r$  пучка, движущегося со скоростью  $u_0 \approx 8 \cdot 10^{-2} c$ , составляет величину

$$L_r \approx 2 \cdot 10^3 \text{ км.}$$

Скорость пучка должна заметно уменьшаться на расстоянии  $\approx 4 \cdot 10^3$  км.

В рамках рассматриваемой модели короткого источника дрейф частоты излучения определяется скоростью движения пучка, поэтому замедление пучка должно приводить к уменьшению дрейфа частоты. Поскольку частота излучения из трубки Ио изменяется на 1 МГц на расстоянии  $\sim 1000$  км, уменьшение дрейфа за счет релаксации пучка должно быть заметным лишь в полосе частот  $\sim 4$  МГц. Такой эффект действительно наблюдался для всплесков в полосе частот  $\sim 6$  МГц [4].

При наблюдении более коротких всплесков время релаксации пучка можно считать большим, т. е.

$$\tau \gg \frac{L + \Delta L}{u_0}$$

Из (6) в этом случае получаем следующее квадратное уравнение для времени наблюдения

$$\Delta t \left( u_0 e^{-\frac{t_0}{2\tau} - v_\phi} - u_0 e^{-\frac{t_0}{2\tau}} \frac{\Delta t}{2\tau} \right) = L + \Delta L. \quad (7)$$

При  $u - v_\phi \neq 0$  из (7) следует

$$\Delta t = \frac{L + \Delta L}{u_0 e^{-\frac{t_0}{2\tau} - v_\phi}}, \quad (8)$$

при  $u = v_\phi$

$$\Delta t = (T\tau)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $T$  – период МГД волны. При выводе выражения (9) учтено, что  $L \sim \lambda/2$ ,  $\Delta L \ll L$ .

Приведем теперь некоторые соображения о значениях локальной скорости пучка  $u_0$  и моменте его образования ( $-t_0$ ). Как уже отмечалось, данные экспериментов (рис. 1, 2) указывают на постоянство дрейфа частоты в широком диапазоне частот. Для этого необходимо, чтобы

$$u_0 e^{-\frac{t_0}{2\tau}} = const. \quad (10)$$

Если предположить, что пучки образуются с произвольными начальными скоростями  $u_0$ , то для выполнения условия (10) необходимо, чтобы каж-

дый пучок образовывался в строго определенный момент времени

$$t_0 = -2\tau \ln \frac{const}{u_0}$$

и на определенном расстоянии  $u_0 t_0$  от границы зоны прозрачности. Если еще учесть, что время релаксации  $\tau$  зависит от свойств излучения и локальных параметров плазмы трубки Ио, то такой вариант представляется маловероятным.

Более вероятным представляется предположение

$$u_0 \approx const, \quad t_0/\tau \ll 1, \quad (11)$$

т. е. все пучки образуются почти с одной и той же скоростью и практически в тот же момент времени, когда возникает всплеск.

С учетом (11) временная длительность всплеска с линейным дрейфом и его частотная ширина будут определяться выражениями ( $u_0 \neq v_\phi$ ):

$$\Delta t = \frac{L + \Delta L}{u_0 - v_\phi}, \quad (12)$$

$$\Delta f = -\Gamma \frac{L + \Delta L}{u_0 - v_\phi},$$

где  $\Gamma$  – коэффициент из формулы (1).

Видно, что длительность всплеска определяется “расстройкой” скоростей пучка и волны и увеличивается с ростом длины МГД волны, так как  $\Delta L$  порядка половины длины волны  $\lambda$ .

Формулы (12) будут использованы далее для анализа наблюдаемых всплесков.

Чтобы оценить параметры источника и волны по характеристикам динамического спектра, рассмотрим соотношения, связывающие параметры идеализированного всплеска, даваемого теорией (рис. 4), с наблюдаемыми величинами [7]:

$$\begin{bmatrix} L & u \\ \Delta L & v_\phi \end{bmatrix} = \left( \frac{df}{ds} \right)^{-1} \begin{bmatrix} \delta f & w \\ |1 - q| \Delta f & w' \end{bmatrix}, \quad (13)$$

где  $w = \text{tg} \alpha$ ,  $w' = \text{tg} \alpha'$  (углы наклона  $\alpha$  и  $\alpha'$  указаны на рис. 4),  $q \equiv w'/w$ ,  $\delta f$  – мгновенная частотная ширина всплеска. Здесь, как и в (12),  $\Delta f$  – частотная ширина всплеска.

Оценим для примера отношение  $v_\phi/u$  для двух реально наблюдаемых всплесков (взятых из

работы [4] и каталога [2]) с отличающимися в несколько раз частотными ширинами  $\Delta f_1 \approx 2,73$  МГц и  $\Delta f_2 \approx 0,54$  МГц (соответственно рис. 2 и рис. 5). Задав скорость источника  $u = 0,08c$  [6] и определив из экспериментальных данных времена жизни всплесков  $t_1$  и  $t_2$ , их мгновенные ширины по частоте  $\delta f_1$  и  $\delta f_2$ , получим соответственно:

$$\frac{v_{\phi 1}}{u} \approx 0,77 \quad \text{и} \quad \frac{v_{\phi 2}}{u} \approx 0,37. \quad (14)$$

Как и следовало ожидать, всплеск большей частотной ширины характеризуется более близкими скоростями пучка и волны.

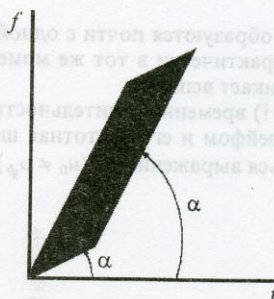


Рис. 4. Структура идеализированного всплеска

Как видно из (12), в случае постоянства длины пучка и неизменной длины волны (а следовательно, и области видимости) определяющим фактором для длительности всплеска будет значение "расстройки" фазовой скорости и скорости пучка. Однако в общем случае, при сравнении линейных всплесков, наблюдаемых либо в разное время, либо на разных долготах, необходимо учитывать, что принимаемое излучение может быть результатом взаимодействия волн и пучков разных длин.

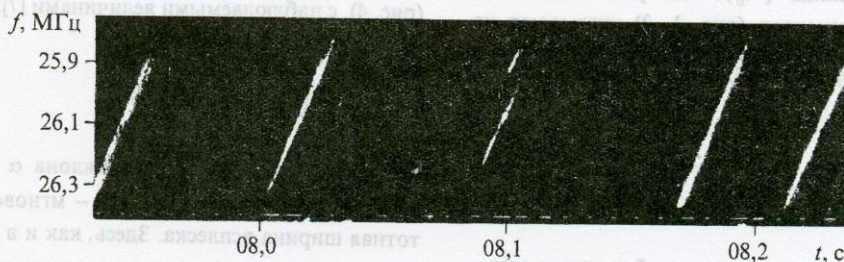


Рис. 5. Полоса S-всплесков с частотной шириной  $\Delta f \approx 0,54$  МГц (из каталога [2])

Следовательно, время наблюдения всплеска, а, соответственно, и его частотная ширина будут зависеть также от пространственных характеристик пучка и волны.

Используя найденные значения  $v_{\phi}/u$ , можно оценить с помощью (13) длину пучка  $L$  и длину МГД волны  $\lambda$  для данных всплесков. Для первого всплеска оценка дает:

$$L_1 \approx 250 \text{ км}, \quad \lambda_1 \sim 10^3 \text{ км};$$

для второго –

$$L_2 \approx 50 \text{ км}, \quad \lambda_2 \sim 10^3 \text{ км}. \quad (15)$$

Видно, что для рассматриваемых всплесков существенно различаются не только отношения  $v_{\phi}/u$ , но и длины пучков. Длины же МГД волн, участвующих в формировании всплесков, достаточно близки.

Из (14) и (15), используя дисперсионные уравнения [12] для МГД волн, можно оценить их частоты. В итоге получим:

$$\omega_1 \approx 10^2 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_2 \approx 50 \text{ с}^{-1}. \quad (16)$$

Для трубки Ио – Юпитер скорость звука значительно меньше альфвеновской скорости, поэтому скорость  $v_+$  быстрой магнитозвуковой волны практически совпадает со скоростью альфвеновской волны  $v_A$ , т. е.

$$v_+ \approx v_A = \frac{B(s)}{\sqrt{4\pi M n(s)}},$$

где  $B(s)$  и  $n(s)$  – соответственно локальные значения дипольного магнитного поля и концентрации,  $M$  – масса иона.

Скорость  $v_-$  медленной магнитозвуковой волны, распространяющейся вдоль трубки, будет близка к скорости звука  $v_s$ :

$$v_- \approx v_s = \sqrt{\frac{2kT_i}{M_i}} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см/с,}$$

где  $T_i$  – ионная температура.

Таким образом, найденные из экспериментальных данных соотношения (14) для скоростей пучка и волн могут быть выполнены только для альфвеновской и быстрой магнитозвуковой волн.

Оценка (16) частот МГД волн показывает, что они генерируются импульсами длительностью

$$\tau \sim \frac{1}{\omega} \approx 10^{-2} \text{ с.}$$

Используя характерные для трубки Ио – Юпитер масштабы длины: диаметр трубки  $d \sim 10^2$  км, толщину диффузного слоя  $h \sim 10$  м, можно оценить время  $\tau$  либо как время передачи возмущения поперек трубки быстрой магнитозвуковой волной ( $\tau \sim d/v_A$ ), либо как время перемещения ионов через поверхностный диффузный слой ( $\tau \sim h/v_s$ ).

Образование МГД волн является важным элементом механизма генерации ДКМ излучения, и поэтому изучение этого вопроса должно проводиться отдельно. Проведенные оценки имеют лишь ориентирующий характер.

4. В настоящее время механизм образования электронных пучков и МГД волн в трубке Ио еще не ясен, поэтому были рассмотрены и другие модели формирования линейных всплесков: модель короткого медленного источника ( $L < \lambda$ ,  $v_\phi > u$ ), модели длинного быстрого ( $L > \lambda$ ,  $v_\phi < u$ ) и длинного медленного ( $L > \lambda$ ,  $v_\phi > u$ ) источников. Для сравнения приведем оценки параметров волны и пучка, полученные для всплеска с частотной шириной  $\Delta f \approx 2,73$  МГц в рамках этих моделей (см. таблицу).

Таблица

Модель источника	$v_\phi/u$	$L$ , км	$\lambda$ , км
Короткий быстрый	0,77	250	$10^3$
Короткий медленный	1,33	250	$1,6 \cdot 10^3$
Длинный быстрый	0,77	$10^3$	$5 \cdot 10^2$
Длинный медленный	1,33	$1,6 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^2$

Видно, что использование различных моделей приводит к разным значениям параметров пучка и МГД волн.

Согласно интерферометрическим данным [13], размер источника излучения оценивается не более чем в 400 км, поэтому среди рассматриваемых моделей следует отдать предпочтение первым двум – с коротким источником. Отметим, что для всплесков с малой частотной длительностью ( $< 0,1$  МГц) более вероятной является модель длинного источника ( $L \approx (1 \div 3) \cdot 10^2$  км) и короткой волны ( $\lambda \approx 10^1 \div 10^2$  км).

5. Как было показано в п. 3, выбор формулы для оценки длительности всплеска зависит от величины “расстройки” скоростей пучка и МГД волны. Нами было использовано выражение для отношения альфвеновской скорости к скорости пучка

$$\frac{v_A}{u} = \omega_B \left[ 4\pi^2 f^2 (s_0) \exp \left[ -\frac{2\gamma}{u} (s - s_0) \right] - \omega_B^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{c}{u} \sqrt{\frac{m}{M}},$$

построенное по распределению (3) концентрации заряженных частиц в трубке Ио – Юпитер и дипольной зависимости магнитного поля от координаты  $s$ .

Результаты расчета  $v_A/u$  для различных областей излучения (Ио-А, Ио-В) в предположении, что они находятся на северном полюсе Юпитера, приведены на рис. 6. Видно, что полный фазовый

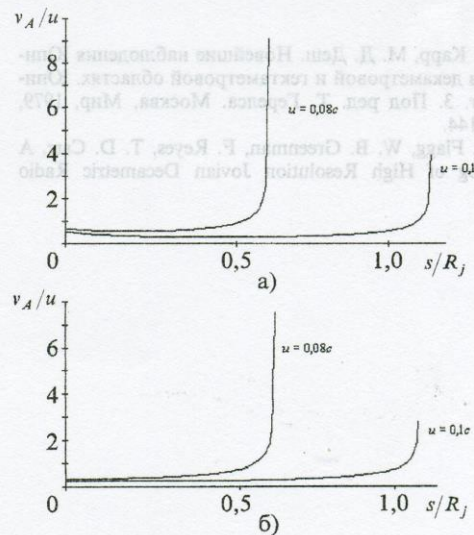


Рис. 6. Зависимость отношения альфвеновской скорости к скорости пучка  $v_A/u$  от величины скорости пучка: а) для источника Ио-А, б) для источника Ио-В

синхронизм – явление достаточно редкое и не всегда возможно в области генерации ДКМ излучения ( $s/R_j \leq 0,5$ ). Это указывает на предпочтительность использования формулы (12) по сравнению с формулой (9).

Аналогичная картина наблюдается и для южного полюса.

Анализ предложенного механизма формирования длительности всплесков с линейным дрейфом и сравнение с экспериментальными данными позволяет сделать следующие выводы:

1) Частотная ширина и временная длительность всплеска (в случае линейного дрейфа) находятся в обратной зависимости от “расстройки” скоростей электронного пучка и МГД волны.

2) В формировании всплесков данного типа принимают участие либо альфвеновские, либо быстрые магнитозвуковые волны.

3) Процесс образования пучков по времени и в пространстве взаимосвязан с параметрами МГД волны; пучки, определяющие излучение в данной полосе частот, образуются почти с одной и той же скоростью и практически в тот же момент времени, когда возникает всплеск.

4) Пучки электронов имеют длины  $\sim (1 \div 3) \cdot 10^2$  км и движутся со скоростью  $u \approx 0,08c$ .

Авторы выражают благодарность профессору Ричарду Флаггу за разрешение на использование и цитирование материалов каталога [2].

**Литература**

1. Т. Д. Карр, М. Д. Деш. Новейшие наблюдения Юпитера в декаметровый и гектаметровый областях. Юпитер, т. 3. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1979, с. 91-144.  
 2. R. S. Flagg, W. B. Greenman, F. Reyes, T. D. Carr. A Catalog of High Resolution Jovian Decametric Radio

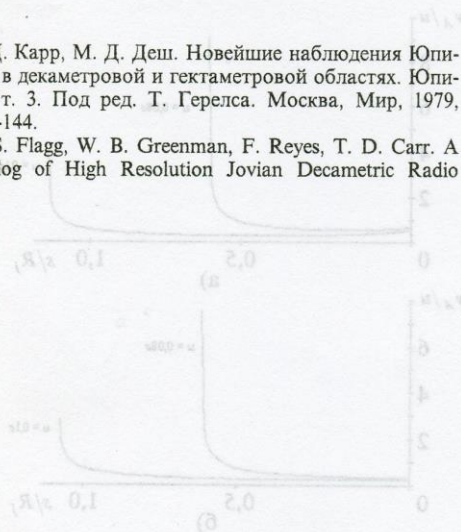


Рис. 6. Зависимость относительной альфвеновской скорости  $u$  от частоты  $f$  и от временной скорости пучка  $v$  для частоты  $f = 2 \cdot 10^7$  и  $2 \cdot 10^8$  Гц.

Noise Burst Spectra. Department of astronomy, University of Florida, Gainesville, Florida, 1991, 1, 200 p.  
 3. G. R. A. Ellis. An atlas of selected spectra of the Jupiter's S-bursts. Physics department University of Tasmania, November, 1979, 198 p.  
 4. В. П. Рыбов, Р. Зарка, Н. О. Рукер, В. В. Рыбов, and М. Y. Boudjada. Planetary Radio Emissions IV, Proceedings of the 4th International Workshop, Graz, Austria, 1996, pp. 51-63.  
 5. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов. Укр. физ. журн. 1989, 34, №4, с. 554-558.  
 6. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов. Астрон. журн. 1991, 68, №4, с. 853-862.  
 7. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов, Н. А. Цвык. Кинематика и физика небес. тел. 1993, 9, №6, с. 27-36.  
 8. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов, Н. А. Цвык. Кинематика и физика небес. тел. 1993, 9, №6, с. 37-46.  
 9. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов, Н. А. Цвык. В сб.: Тез. докл. Международной конф. по радиоастроном. исслед. солн. системы. Москва, 1992, с. 73.  
 10. В. П. Рыбов. Planetary Radio Emissions III, Proceedings of the 3-nd International Workshop, Graz, Austria, 1991. Wien, 1992, pp. 125-144.  
 11. В. П. Рыбов. J. Geophys. Res. 1994, 99, No. E4, pp. 8441-8449.  
 12. Электродинамика плазмы. Под ред. А. И. Ахиезера. Москва, Наука, 1974, 720 с.  
 13. Physics of the Jovian Magnetosphere. Ed. Dessler A. J. Cambridge, University Press, 1983, 544 p.

**On Frequency and Time Characteristics of S-Bursts with Linear Drift of Jovian DCM Radio Emission.**

**I. Formation of the Burst**

A. G. Boev, T. E. Shcherbinina

On the basis of mechanism “wave – beam” the explanation of time and frequency scales for bursts with linear drift of Jovian S-radioemission is proposed. Analysis of experimental data is made, parameters of MHD waves and electron beams in the Io – Jupiter tube are estimated.

Модель	Частота $f$ , МГц	Длина $L$ , км	Скорость $u$ , c
Короткий медленный	$2 \cdot 10^7$	250	0,77
Короткий быстрый	$2 \cdot 10^8$	250	1,33
Длинный медленный	$2 \cdot 10^7$	$10^2$	0,77
Длинный быстрый	$2 \cdot 10^8$	$10^2$	1,33