

## Эффект двойного плазменного резонанса и его роль в радиоастрономии

В.В. Железняков, Е.Я. Злотник, В.В. Зайцев, В.Е. Шапошников

*Эффект двойного плазменного резонанса состоит в резком усилении неустойчивости плазменных волн в магнитоактивной плазме при совпадении частоты верхнего гибридного резонанса с частотами циклотронных гармоник. Механизм радиоизлучения, основанный на этом эффекте, позволил решить проблему происхождения зебра-структуры в спектрах радиоизлучения Солнца, Юпитера и пульсара в Крабовидной туманности. Разнообразие этих астрономических объектов и успешная интерпретация таких спектров на основе эффекта двойного плазменного резонанса указывает на универсальный характер этого явления и допускает возможное действие общего механизма излучения в различных астрофизических условиях.*

**Ключевые слова:** солнечная корона, магнитосфера Юпитера, пульсар в Крабовидной туманности, плазменная неустойчивость, радиоизлучение

PACS numbers: 52.35.-g, 52.35.Hr, 52.35.Qz, 96.60.P-, 96.60.Tf, 97.60.Gb

DOI: 10.3367/UFNr.2016.05.037813

### Содержание

1. Введение (1090).
  2. Эффект двойного плазменного резонанса (ДПР) в магнитоактивной плазме (1091).
    - 2.1. Продольные циклотронные волны в равновесной плазме.
    - 2.2. Неустойчивость на электронных циклотронных гармониках.
    - 2.3. Модель неоднородного источника излучения со спектром в виде квазигармонических полос.
    - 2.4. Трансформация возбуждённых продольных волн в электромагнитные и поляризация излучения.
    - 2.5. Особенности эффекта ДПР на ионных циклотронных гармониках.
  3. Роль эффекта ДПР в излучении астрофизических объектов (1099).
    - 3.1. Зебра-структура в солнечном радиоизлучении.
    - 3.2. Зебра-структура в километровом излучении Юпитера.
    - 3.3. Зебра-структура в микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности.
  4. Экспериментальное исследование кинетической неустойчивости плазмы электронно-циклотронного разряда в условиях ДПР (1113).
  5. Заключение (1114).
- Список литературы (1114).

### 1. Введение

В физике плазмы двойным плазменным резонансом (ДПР) называют совпадение частоты гибридного резонанса (верхнего или нижнего) с одной из гармоник гирочастоты. На верхнем гибридном резонансе эти частоты определяются электронной составляющей плазмы (т.е. электронной плазменной частотой и электронной гирочастотой), на нижнем — соответствующими частотами для ионов (протонов). Эффект ДПР заключается в усиленном возбуждении плазменных волн на частотах ДПР в неравновесной плазме (см. статью [1], опубликованную в 1966 г.). При трансформации плазменных волн в электромагнитные волны этот эффект приводит к интенсивному электромагнитному излучению.

В однородной магнитоактивной плазме эффект ДПР, очевидно, возникает на одной резонансной частоте (одной гармонике) при определённом соотношении между плотностью плазмы и величиной магнитного поля. Однако в регулярно неоднородной плазме этот эффект может реализоваться в различных слоях плазмы, т.е. на целом ряде гармоник. В конечном счёте это приводит к появлению системы чередующихся полос на частотном спектре электромагнитного излучения.

Интенсивное исследование неустойчивости плазменных волн в областях ДПР началось в середине 1970-х годов [2–5] после обнаружения на динамических спектрах солнечного радиоизлучения (зависимости интенсивности излучения от времени и частоты) тонкой структуры в виде системы квазиэквидистантных полос повышенной интенсивности излучения на фоне широкополосного континуума, названной "зебра-структурой" [6, 7]. Полученные в течение последующих четырёх десятилетий данные наблюдений зебра-структуры (ЗС) в солнеч-

В.В. Железняков, Е.Я. Злотник, В.В. Зайцев, В.Е. Шапошников.  
Институт прикладной физики РАН,  
ул. Ульянова 46, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация  
Тел. +7 (831) 436 35 19  
E-mail: zhelez@appl.sci-nnov.ru, zlotnik@inbox.ru,  
za130@appl.sci-nnov.ru, sh130@appl.sci-nnov.ru

Статья поступила 6 мая 2016 г.

ном радиоизлучении (см., например, статьи и обзоры [8–34]) и результаты теоретических исследований эффекта ДПР [10, 22, 23–25, 35–48] свидетельствуют в пользу выдвинутого в работах [2–5] представления о связи ЗС с эффектом ДПР.

Позднее ЗС была обнаружена в составе декаметрового [49] и километрового [50] излучения Юпитера, километрового излучения Сатурна [51] и ОНЧ излучения в магнитосфере Земли [52]. Эти явления, вероятно, также обусловлены эффектом ДПР [53, 54]. Что касается ЗС в спектре микроволнового излучения пульсара в Крабовидной туманности, то её открытие в 2007 г. Хэнкинсом и Эйлек [55] было совершенно неожиданным и существенно изменило представления о строении магнитосферы пульсара. До этого события теоретики полагали, что создаваемая быстрым вращением нейтронной звезды магнитосфера пульсара становится полностью релятивистской. Глубокая аналогия ЗС в спорадическом радиоизлучении Солнца и микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности и успешная интерпретация наблюдаемой ЗС в спектре пульсара на основе эффекта ДПР, реализующегося только в нерелятивистской плазме, дала веские основания заключить [56], что магнитосферная плазма вокруг пульсара содержит также локальные области с нерелятивистской плазмой.

Таким образом, эффект ДПР приобрёл весьма значительную роль в радиоастрономии по следующим причинам. Во-первых, он позволил дать детальную интерпретацию происхождения ЗС в составе солнечного спорадического радиоизлучения. Во-вторых, стал ясен универсальный характер действия этого механизма в существенно разнородных астрономических объектах. И, наконец, стала очевидна его роль в теории радиоизлучения пульсаров как нового источника информации о физических условиях в магнитосферах вращающихся нейтронных звёзд.

В настоящем обзоре сначала изложена теория эффекта двойного резонанса в магнитоактивной плазме (раздел 2). Далее показано, в том числе на конкретных примерах, как на основе этого эффекта объясняются особенности зебра-структуры в солнечном радиоизлучении различных диапазонов (раздел 3.1), в километровом излучении Юпитера (раздел 3.2) и в микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности (раздел 3.3). Раздел 4 посвящён моделированию эффекта ДПР в условиях лабораторной плазмы.

## 2. Эффект двойного плазменного резонанса (ДПР) в магнитоактивной плазме

Согласно [1–5], неустойчивость плазменных волн, распространяющихся почти перпендикулярно магнитному полю, резко усиливается на частоте верхнего гибридного (плазменного) резонанса

$$\omega_{\text{UH}} = (\omega_p^2 + \omega_B^2)^{1/2}, \quad (1)$$

если эта частота близка к гармоникам электронной гирочастоты:

$$\omega_{\text{UH}} \approx s\omega_B. \quad (2)$$

Здесь  $\omega_p = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$  — плазменная частота,  $\omega_B = eB/mc$  — электронная гирочастота,  $N$  — концентрация электронов в плазме,  $B$  — магнитное поле,  $e$  и  $m$  —

заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света. Условие (2) для многочисленных гармоник может реализоваться только в слабом магнитном поле, где

$$\omega_B \ll \omega_p. \quad (3)$$

При этом условие (2) сводится к равенству

$$\omega_p \approx s\omega_B. \quad (4)$$

Если к основной плазме добавлена примесь электронов с неравновесным распределением по скоростям, то дисперсионные свойства системы определяются основной компонентой, а неустойчивость может быть обусловлена более энергичными неравновесными электронами. Эффект повышенной генерации плазменных волн на уровнях ДПР обусловлен электронами, неравновесными по поперечным относительно магнитного поля скоростям, и имеет место при распространении этих волн почти перпендикулярно магнитному полю. Это связано с тем, что на частотах, близких к гармоникам электронной гирочастоты, волны, которые распространяются под косыми углами к магнитному полю, испытывают сильное бесстолкновительное затухание в основной плазме [57–61]. Поэтому волны на частотах, близких к  $s\omega_B$ , возбуждаемые энергичными электронами, могут существовать только в узком интервале углов вблизи  $\pi/2$  между магнитным полем и направлением распространения волны.

Как известно [57–61], для кинетической неустойчивости инкремент плазменных волн в основной (равновесной) плазме с примесью неравновесных частиц имеет вид

$$\gamma = - \frac{\text{Im} \varepsilon_{\parallel}^{(1)}}{\partial(\text{Re} \varepsilon_{\parallel}^{(0)})/\partial\omega} \Big|_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}=0}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_{\parallel}^{(0)}$  и  $\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$  — продольные диэлектрические проницаемости для основной и неравновесной компонент соответственно. Эффект ДПР обусловлен увеличением инкремента с приближением частоты  $\omega_p$  к  $s\omega_B$  и за счёт примеси неравновесных частиц (числителя в (5)), и за счёт дисперсионных свойств продольных плазменных волн основной плазмы (знаменателя в (5)).

### 2.1. Продольные циклотронные волны в равновесной плазме

Дисперсионное уравнение для продольных волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю  $\mathbf{B}$  в равновесной нерелятивистской плазме, описываемой максвелловской функцией распределения электронов, имеет вид [57–61]

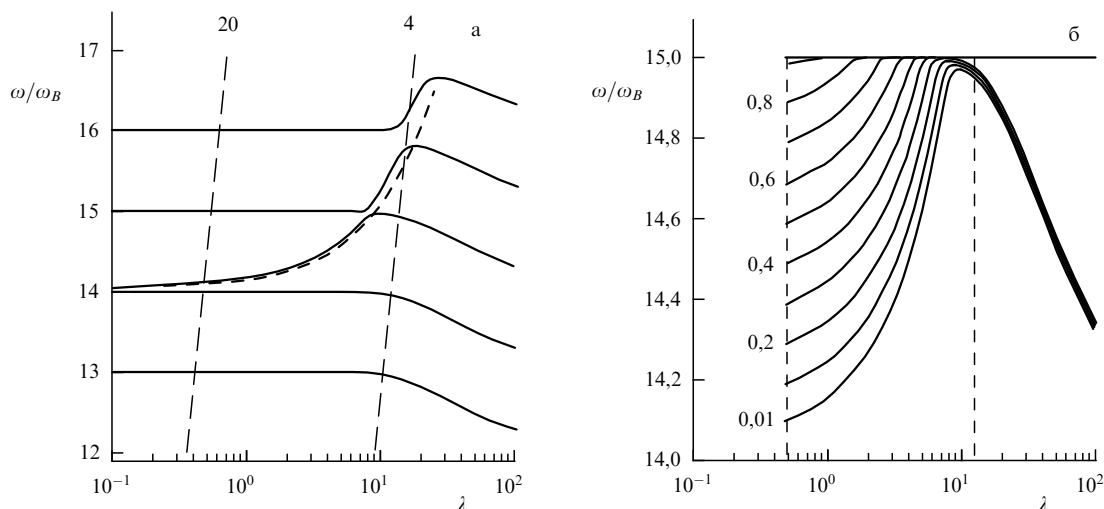
$$\varepsilon_{\parallel}^{(0)} = 0, \quad (6)$$

где

$$\varepsilon_{\parallel}^{(0)} = 1 - \omega_p^2 \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l^2 \exp(-\lambda) I_l(\lambda)}{(\omega^2 - l^2 \omega_B^2) \lambda}, \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{k_{\perp}^2 v_T^2}{\omega_B^2}, \quad v_T^2 = \frac{\kappa T}{m}, \quad (8)$$

$k_{\perp}$  — компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$ , перпендикулярная магнитному полю,  $T$  — температура плазмы,  $I_l(\lambda)$  — модифицированная функция Бесселя порядка  $l$ ,  $\kappa$  — постоянная Больцмана. Уравнение (6) приближённо со-



**Рис. 1.** Продольные циклотронные волны в равновесной слабоанизотропной плазме. (а) Дисперсионные кривые в интервале  $12 < \omega/\omega_B < 17$  для расстройки  $\Delta = \omega_p/\omega_B - 14 = 0,01$ ; штриховые прямые — границы неустойчивости при двух значениях отношения скорости неравновесных электронов и электронов равновесной плазмы  $v_e/v_T$ , указанных числами у прямых; штриховая кривая — приближённая дисперсионная зависимость (12). (б) Дисперсионные кривые в гибридной полосе  $14 < \omega/\omega_B < 15$  для различных расстроек  $\Delta$ , обозначенных числами; штриховые прямые — то же, что на рис. 1а.

храняется и для углов  $\alpha$  между магнитным полем  $\mathbf{B}$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ , близких к  $\pi/2$ , в области слабого затухания Ландау:

$$|\omega - l\omega_B| \geq \sqrt{2} k_{\parallel} v_T \quad (9)$$

( $k_{\parallel}$  — компонента  $\mathbf{k}$ , параллельная полю  $\mathbf{B}$ ). Интервал углов  $\alpha$  для слабо затухающих продольных волн может быть определён путём объединения неравенства (9) с решениями дисперсионного уравнения (11), (12). Из результата следует, что для любых величин  $\lambda$  условие (9) удовлетворяется в узком интервале, где  $\cos^2 \alpha \ll 1$ .

Если  $\lambda = k_{\perp}^2 v_T^2 / \omega_B^2 \ll 1$ , т.е. длина волны много больше электронного гирорадиуса, выражение (7) сводится к виду

$$\varepsilon_{\parallel}^{(0)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2} - \frac{3\omega_p^2 \omega_B^2 \lambda}{(\omega^2 - 4\omega_B^2)(\omega^2 - \omega_B^2)} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - s^2 \omega_B^2} \frac{s}{(s-1)!} \left(\frac{\lambda}{2}\right)^{s-1}. \quad (10)$$

Тогда уравнение (6) имеет решения на частотах, близких к гармоникам электронной гирочастоты  $s\omega_B$  (так называемые моды Бернштейна [57–63]):

$$\omega^2 - s^2 \omega_B^2 \approx \frac{\omega_p^2 \omega_B^2}{(s^2 - 1)\omega_B^2 - \omega_p^2} \frac{s(s+1)}{(s-2)!} \left(\frac{\lambda}{2}\right)^{s-1}, \quad (11)$$

и на частоте, близкой к частоте верхнего гибридного резонанса:

$$\omega^2 \approx \omega_{UH}^2 + 3\lambda \omega_B^2 = \omega_{UH}^2 + 3k_{\perp}^2 v_T^2. \quad (12)$$

Именно благодаря близости частоты  $\omega$  к одной из гармоник или к гибридной частоте можно упростить уравнение (6), оставив только первые члены в бесконечной сумме ( $l = 1, 2$ ) и резонансный член (с номером  $l = s \approx \omega/\omega_B, s \geq 3$ ).

Дисперсионные кривые  $\omega = \omega(\lambda)$  для продольных волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, при произвольных  $\lambda$  показаны на рис. 1а.

Частотный интервал между соседними гармониками гирочастоты, в котором расположена гибридная частота  $\omega_{UH} \approx \omega_p$ , называется гибридной полосой. Поведение функции  $\omega(\lambda)$  при различных отношениях  $\omega_{UH}/\omega_B \approx \omega_p/\omega_B$  в пределах гибридной полосы продемонстрировано на рис. 1б. Здесь частотный интервал  $12 < \omega/\omega_B < 17$  и гибридная полоса между гармониками  $s = 14$  и  $s = 15$  для иллюстрации эффекта выбраны исходя из того, что значительная часть событий с ЗС в солнечном радиоизлучении наблюдается на гармониках  $s \geq 10$ .

Эффект ДПР существует только на волнах с нормальной дисперсией на частотах  $\omega > \omega_{UH}$ . Очевидно, что гибридная полоса выделена среди других частотных интервалов поведением дисперсионных кривых при  $\lambda < s$ : в гибридной полосе зависимость  $\omega(\lambda)$  при  $\lambda < 1$  определяется соотношением (12), т.е.  $\omega \rightarrow \omega_{UH}$  при  $\lambda \rightarrow 0$ , в то время как на более высоких и низких гармониках  $\omega \rightarrow s\omega_B$  при  $\lambda \rightarrow 0$  и определяется последним (резонансным) членом в (10). Таким образом, зависимость (12) имеет место только внутри гибридной полосы  $s\omega_B < \omega < (s+1)\omega_B$  и не может быть продолжена на полосы, прилежащие к гибридной полосе сверху, несмотря на то что на рис. 1а штриховая кривая  $\omega(\lambda)$ , описываемая приближённым соотношением (12), на первый взгляд, близка к точному решению и при  $\lambda > 1$ . Однако эти решения расходятся при приближении к верхней границе гибридной полосы, где корректная функция  $\omega(\lambda)$  достигает максимума и убывает при дальнейшем увеличении  $\lambda$ .

Как показывает анализ (см. подробнее [2, 42]), знаменатель  $D = \omega_B \partial(\text{Re } \varepsilon_{\parallel}^{(0)})/\partial \omega|_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}=0}$  в выражении для инкремента в области нормальной дисперсии (12) составляет

$$D \approx \frac{2\omega_B}{\omega} \quad (13)$$

и принимает значения, существенно меньшие, чем в прилегающих частотных интервалах. Более того, в

самой гибридной полосе величина  $D$  увеличивается при движении от нижней границы к верхней, что приводит к росту инкремента [42].

Итак, роль равновесной компоненты в эффекте ДПР состоит в том, что в гибридной полосе на частотах  $s\omega_B < \omega_{UH} < \omega < (s+1)\omega_B$  (в тех интервалах изменения волнового вектора  $k_{\perp}$ , где справедлив закон нормальной дисперсии (12)) знаменатель в выражении (6) для инкремента принимает значения  $D \approx 2/s$ , существенно меньшие, чем соответствующие величины в других частотных интервалах между гармониками.

## 2.2. Неустойчивость

### на электронных циклотронных гармониках

При обсуждении неустойчивости мы, следуя [2, 3, 37, 59, 60], будем рассматривать распределение неравновесных электронов по скоростям в виде

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) \propto v_{\perp}^2 \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2v_e^2}\right), \quad (14)$$

где  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$  — продольная и поперечная компоненты скорости электрона по отношению к магнитному полю. Функция (14), введённая в работе [64], описывает характерные свойства частиц, захваченных магнитным полем: дефицит малых скоростей и нулевую среднюю скорость вдоль магнитного поля. Распределение по поперечным скоростям имеет максимум при скорости  $v_e$  с дисперсией  $\Delta v_e \sim v_e$ . При таком разбросе скоростей неравновесных электронов инкременты достигают больших значений, чем для более узкой и более широкой функций распределения [65]. Выбор конкретного распределения (14) для пояснения эффекта ДПР обусловлен тем, что интегралы в дальнейшем берутся в явном виде, в то время как для более широкого класса функций распределения в виде конуса потерь результат можно получить только численным интегрированием, которое часто не может проиллюстрировать смысл эффекта.

Числитель инкремента (5) определяется продольной диэлектрической проницаемостью, связанной с неравновесными электронами [57–61]:

$$\varepsilon_{\parallel}^{(1)} = \frac{2\pi\omega_{pe}^2}{k^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \times \int_0^{\infty} dv_{\perp} \frac{J_l^2(k_{\perp}v_{\perp}/\omega_B)(k_{\parallel}v_{\perp} \partial f/\partial v_{\parallel} + l\omega_B \partial f/\partial v_{\perp})}{\omega - l\omega_B - k_{\parallel}v_{\parallel}}, \quad (15)$$

где  $J_l$  — функция Бесселя порядка  $l$ ,  $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 N_e/m$ ,  $N_e$  — концентрация неравновесных электронов.

Соотношение (15) записано в нерелятивистском приближении — без учёта релятивистской зависимости массы электрона от скорости. При этом циклотронный резонанс, т.е. полюс подынтегрального выражения в (15), определяется параллельными магнитному полю (продольными) скоростями электронов, а именно, слагаемым  $k_{\parallel}v_{\parallel}$ . Таким образом, в указанном приближении волны должны распространяться не строго поперёк магнитного поля, а под малым углом к этому направлению. При этом дисперсионные свойства плазменных волн в хорошем приближении описываются соотношением (7) для строго поперечного распространения. Правомочность такого приближения, пределы его применимости, а также учёт релятивистских эффектов были проведены в работе [2].

Для функции распределения (14) мнимая часть  $\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$  определяется полюсом подынтегрального выражения в (15); она вычисляется известными методами и составляет [2, 59, 60]

$$\text{Im } \varepsilon_{\parallel}^{(1)} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_B}{k_{\parallel} k^2 v_e^3} \sum_{l=-\infty}^{\infty} l \exp(-z_l^2) [\delta_l \varphi_l + (\delta_l + 1) \zeta \varphi_l'], \quad (16)$$

где

$$z_l = \frac{\omega - l\omega_B}{\sqrt{2}k_{\parallel}v_e}, \quad \delta_l = \frac{\omega - l\omega_B}{l\omega_B}, \quad (17)$$

$$\zeta = \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\omega_B^2} = \lambda \frac{v_e^2}{v_T^2}, \quad \varphi_l = \exp(-\zeta) I_l(\zeta),$$

$I_l(\zeta)$  — функция Бесселя мнимого аргумента порядка  $l$  от аргумента  $\zeta$ .

Когда частота  $\omega$  близка к одной из гармоник  $s\omega_B$ , так что  $|\delta_s| \ll 1$ ,  $z_{s\pm 1}^2 \gg 1$ , в сумме (16) можно оставить только один член  $l = s$ :

$$\text{Im } \varepsilon_{\parallel}^{(1)} \approx \frac{\sqrt{\pi} \omega_{pe}^2 s}{\omega_B (\omega - s\omega_B)} \varphi_s'(\zeta) z_s \exp(-z_s^2). \quad (18)$$

Поскольку знаменатель в (5) всегда положителен для равновесной плазмы, неустойчивость (инкремент  $\gamma > 0$ ) возникает при  $\text{Im } \varepsilon_{\parallel}^{(1)} < 0$ , т.е. если  $\varphi_s' < 0$ . Функция  $\varphi_s(\zeta)$  достигает максимума при  $\zeta \approx s^2$ . Поэтому условие неустойчивости  $\varphi_s' < 0$  сводится к неравенству

$$\zeta \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\omega_B^2} > \zeta_{cr} \approx s^2 \quad (19)$$

или в другой форме —

$$\lambda \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_T^2}{\omega_B^2} > \lambda_{cr} \approx \left(s \frac{v_T}{v_e}\right)^2. \quad (20)$$

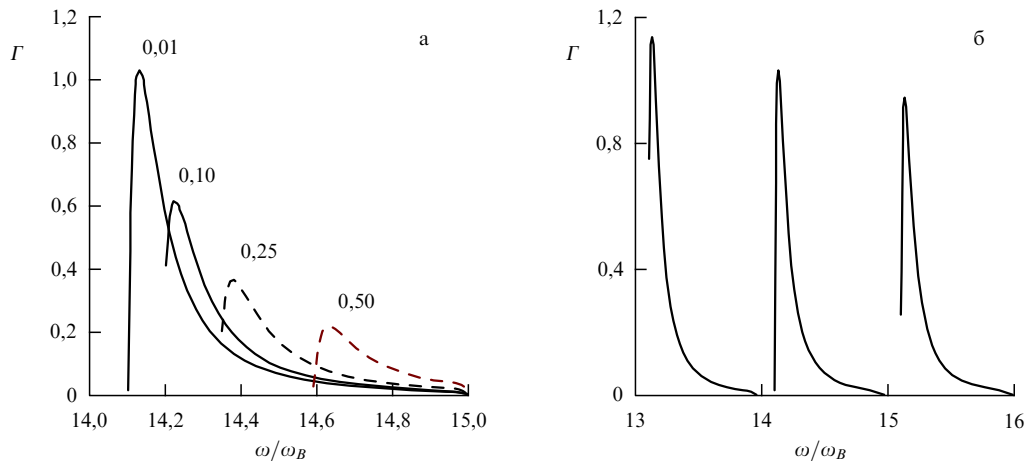
Границы неустойчивости показаны на графиках дисперсионных кривых (см. рис. 1) для  $v_e/v_T = 20$  и  $v_e/v_T = 4$ . Отметим, что граница неустойчивости расположена в области нормальной дисперсии, где справедлив закон (12), только в случае, если скорость неравновесных электронов  $v_e$  достаточно сильно отличается от тепловой скорости электронов, например, при  $v_e/v_T = 20$ . Напротив, при  $v_e/v_T = 4$  граница неустойчивости располагается в области, где величина  $D$  существенно велика, и в этом смысле гибридная полоса не выделена среди прилегающих мод Бернштейна.

Максимальная величина инкремента на частоте  $s\omega_B$  отвечает тем значениям  $k_{\perp}$  и соответственно параметра  $\lambda$ , при которых функция  $\varphi_s'$  имеет наибольшее по модулю отрицательное значение. Это реализуется при оптимальных параметрах:

$$\zeta^{\text{opt}} \approx 2s^2 \quad \text{или} \quad \lambda^{\text{opt}} \approx 2s^2 \frac{v_T^2}{v_e^2}. \quad (21)$$

При этом зависимость инкремента от  $k_{\parallel}$  описывается функцией  $z_s \exp(-z_s^2)$ . Следовательно, для заданной частоты  $\omega$  инкремент максимален при  $z_s = 1/\sqrt{2}$ , т.е. при оптимальном значении

$$k_{\parallel}^{\text{opt}} = \frac{|\omega - s\omega_B|}{v_e}, \quad (22)$$



**Рис. 2.** Зависимость максимального инкремента  $\Gamma = (\gamma/\omega_B)N/N_e$  от  $\omega$ : (а) в гибридной полосе  $14 < \omega/\omega_B < 15$  при различных расстройках  $\Delta$ , обозначенных числами; (б) в трёх полосах  $s = 13, 14, 15$  при расстройке  $\Delta = \omega_p/\omega_B - 14 = 0,01$ ; штриховые линии соответствуют области параметров, где нарушается нерелятивистское приближение.

где частота  $\omega = \omega(k_{\perp})$  определяется из закона дисперсии при  $k_{\perp} = k_{\perp}^{\text{opt}} = (\omega_B/v_e)\sqrt{\zeta^{\text{opt}}} \approx \sqrt{2}(s\omega_B/v_e)$ . Максимальное по всем  $k_{\parallel}$  значение  $\text{Im} \varepsilon_{\parallel}^{(1)}$  составляет

$$\text{Im} \varepsilon_{\parallel}^{(1)} \approx \frac{0,4\sqrt{\pi}\omega_{\text{pe}}^2 s}{\omega_B(\omega - s\omega_B)} \varphi_s'(\zeta). \quad (23)$$

Отсюда следует, что и величина  $\text{Im} \varepsilon_{\parallel}^{(1)}$ , определяемая неравновесными электронами, обладает резонансными свойствами при  $\omega \rightarrow s\omega_B$ . Необходимо подчеркнуть, что все формулы начиная с (18) справедливы только при условии  $|\omega - s\omega_B|/\omega_B \ll 1$ . Они приведены для того, чтобы показать качественное поведение инкремента и оценить границы неустойчивости.

На рисунке 2 показаны рассчитанные зависимости максимальных (с учётом (21)–(23)) инкрементов от частоты  $\omega$  в гибридной полосе  $s = 14–15$  при различных значениях расстройки  $\Delta = \omega_p/\omega_B - 14$  и отношении скорости  $v_e/v_T = 20$ , а также зависимость инкремента  $\gamma$  от  $\omega$  при расстройке  $\Delta = 0,01$  в трёх полосах  $s = 13, 14, 15$ . При расчётах принимались во внимание все значащие члены в сумме (16) и точное дисперсионное уравнение (6) для вычисления  $D$ . Легко увидеть, что наибольшее значение инкремента реализуется при стремлении  $\omega_p$  к нижней границе гибридной полосы. Уже при  $\Delta = 0,25$  максимальное значение инкремента становится меньше в  $e$  раз и уменьшается при дальнейшем увеличении расстройки. Необходимо заметить, однако, что нерелятивистское приближение, используемое выше, нарушается в частотном интервале

$$\Delta\omega \sim s\omega_B \frac{v_e^2}{c^2}, \quad (24)$$

примыкающем к гармоникам  $s\omega_B$  снизу. При  $s = 14$  и  $v_e/c = 0,2$  этот интервал занимает почти половину гибридной полосы:  $\Delta\omega \approx 0,5\omega_B$ , поэтому на рис. 2а соответствующие части кривых — штриховые. В то же время, как показывают расчёты [2, 65], инкременты, вычисленные в релятивистском приближении, не превышают оценочных значений, полученных приведённым выше методом. В любом случае заметный эффект уменьшения максимального инкремента при движении от нижней границы гибридной полосы к верхней суще-

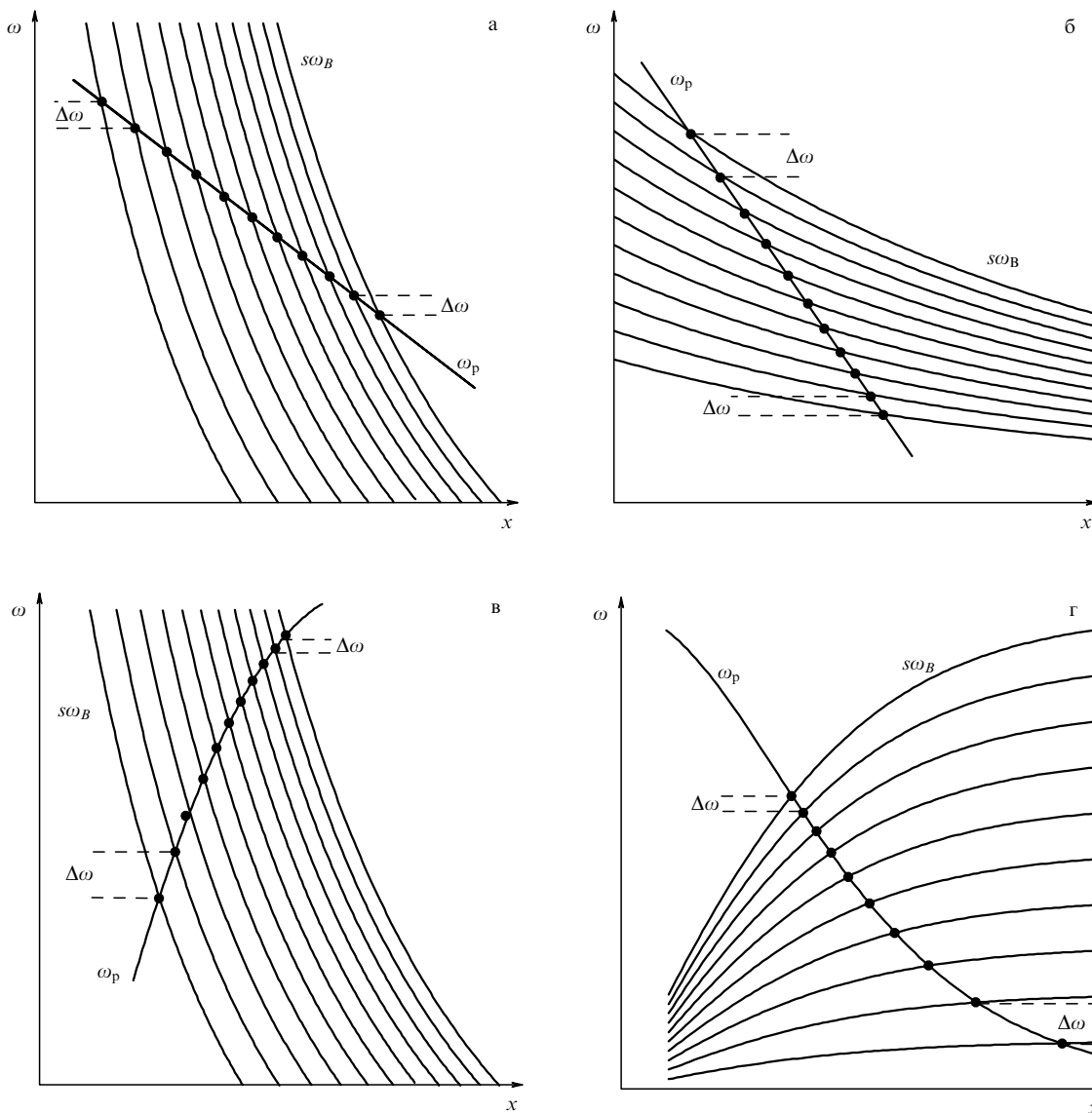
ствует: на нижней границе увеличение максимального значения инкремента обусловлено множителем  $\omega - s\omega_B$  в знаменателе (23), а на верхней границе действие этого фактора компенсируется увеличением знаменателя в (7).

Именно тот факт, что наибольшее значение инкремента достигается при малом отклонении  $\omega_p$  от  $s\omega_B$ , позволяет говорить об эффекте резонанса при  $\omega_p \approx s\omega_B$ . Как видно из рис. 2, полоса частот с высокими значениями инкремента занимает малую часть интервала  $\omega_B$  между гармониками. Максимальный инкремент при оптимальных углах между магнитным полем и направлением распространения волны, как следует из численных расчётов, достигает значений [2, 3, 37, 38, 42]

$$\gamma^{\text{max}} \sim \omega_B \frac{N_e}{N}. \quad (25)$$

Что касается инкрементов в прилегающих сверху к гибридной полосе частотных интервалах, то, как показывают корректные расчёты [42], их значения на несколько порядков меньше соответствующих значений в гибридной полосе.

Итак, эффект двойного резонанса, т.е. резкое увеличение инкремента плазменных волн при совпадении частоты верхнего гибридного резонанса с гармоникой электронной гирочастоты, обусловлен двумя факторами. Первый фактор связан с тем, что инкремент во всей гибридной полосе сильно превышает инкременты в соседних частотных интервалах: благодаря дисперсионным свойствам плазменных волн величина  $\partial\varepsilon_{\parallel}^{(0)}/\partial\omega$  на частотах вне гибридной полосы существенно превышает соответствующие значения внутри неё. Уменьшение инкремента при перемещении  $\omega_{\text{UH}}$  от нижней границы гибридной полосы к верхней связано также с увеличением при этом величины  $\partial\varepsilon_{\parallel}^{(0)}/\partial\omega$ . Второй фактор относится к тому, что внутри гибридной полосы максимальный инкремент увеличивается на её нижней границе, что обусловлено поведением функции  $\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$  при оптимальных для неустойчивости значениях компонент волнового вектора  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$ . Существенно, что эффект ДПР не зависит радикальным образом от конкретного вида функции распределения неравновесных электронов по поперечным относительно магнитного поля скоростям. Необходимо только, чтобы эта функция имела дефицит электронов с ма-



**Рис. 3.** Зависимость частот циклотронных гармоник  $s\omega_B$  и плазменной частоты  $\omega_p$  от координаты  $x$  вдоль направления изменения параметров слоя: (а) при одинаковых знаках  $L_B$  и  $L_N$  и при  $|L_B| < |L_N|$ ; (б) то же, что на рис. а, но  $|L_B| > |L_N|$ ; (в) при разных знаках  $L_B$  и  $L_N$  и при  $L_B < 0$ ,  $L_N > 0$ ; (г) то же, что на рис. в, но  $L_B > 0$ ,  $L_N < 0$ .

лыми поперечными скоростями и разброс по скоростям не превышал значительно величину средней скорости. Максимальное значение инкремента достигается в том случае, если средняя поперечная скорость неравновесных электронов соответствует первому максимуму функции Бесселя в (15), т.е.  $k_{\perp}v_{\perp}/\omega_B \sim s$ , а возбуждаемые волны лежат в области нормальной дисперсии, где  $\lambda = k_{\perp}^2 v_T^2 / \omega_B^2 \ll s^2$ . Эти условия совместимы, если  $v_e \gg v_T$ . При этом и функции распределения в форме (14), и функции с конусом потерь (при корректном учёте дисперсионных свойств плазменных волн) обеспечивают появление повышенной генерации плазменных волн в относительно узких частотных интервалах, примыкающих к гармоникам  $s\omega_B$  сверху.

**2.3. Модель неоднородного источника излучения со спектром в виде квазигармонических полос**

Представим теперь, что плазма в источнике неоднородна, т.е. электронная концентрация и магнитное поле монотонно изменяются вдоль некоторой координаты  $x$ .

Тогда в каждой точке пространства дисперсионные кривые описываются графиками на рис. 1, но при движении вдоль  $x$  (т.е. при изменении, скажем, концентрации плазмы  $N$  в пространстве) частота  $\omega_{UH}$  перемещается на этом рисунке вдоль оси ординат (при различных градиентах магнитного поля и электронной концентрации). Очевидно, что периодически эта частота будет совпадать с гармониками гирочастоты, при которых инкремент резко возрастает по сравнению с соответствующими значениями на частотах, где  $\omega_{UH}$  удалена от  $s\omega_B$ . Именно из этих пространственно разнесённых областей источника, где  $\omega_{UH} = s\omega_B$ , и можно ожидать повышенного излучения.

Сказанное очевидно следует из рис. 3, где схематически изображена зависимость гармоник электронной гирочастоты  $s\omega_B$  и верхней гибридной частоты  $\omega_{UH} \approx \omega_p$  от координаты  $x$  вдоль направления изменения параметров плазмы в неоднородном источнике, а точки пересечения кривой  $\omega_p(x)$  с гармониками  $s\omega_B(x)$  (области ДПР) отмечены кружками.

Легко видеть, что излучение такой неоднородной системы при соответствующих условиях будет иметь частотный спектр в виде квазигармонических полос большей или меньшей яркости. Если соотношение между магнитным полем и электронной концентрацией в источнике излучения меняется со временем, то на рис. 3 точки пересечения кривых, обозначающих области ДПР, будут смещаться по оси частот и полосы повышенного излучения станут дрейфовать по частоте.

Из рисунка 3 видно, что расстояние между полосами

$$\Delta\omega = \frac{s\omega_B L_B}{|sL_B - (s+1)L_N|} \quad (26)$$

определяется гирочастотой и соотношением характерных масштабов изменения концентрации плазмы и магнитного поля [2, 37, 38]:

$$L_B = \omega_B \left( \frac{d\omega_B}{dx} \right)^{-1} = B \left( \frac{dB}{dx} \right)^{-1}, \quad (27)$$

$$L_N = \omega_p \left( \frac{d\omega_p}{dx} \right)^{-1} = 2N \left( \frac{dN}{dx} \right)^{-1}. \quad (28)$$

Если магнитное поле меняется быстрее, чем концентрация плазмы, т.е.  $|L_B| \ll |L_N|$  (рис. 3а), то расстояние между полосами равно

$$\Delta\omega \approx \omega_B \frac{L_B}{L_N} \quad (29)$$

и оказывается меньше гирочастоты. В случае обратного неравенства  $|L_B| > |L_N|$  (рис. 3б) расстояние между полосами может быть сравнимым или превышать гирочастоту. Очень важно отметить, что, как следует из рис. 3а, б, при одинаковых знаках  $L_B$  и  $L_N$  расстояние по частоте между соседними гармониками увеличивается с ростом частоты. В случае разных знаков указанных величин (рис. 3в, г) расстояние между полосами, напротив, уменьшается с ростом частоты.

Таким образом, одно из необходимых условий для реализации эффекта ДПР с появлением многочисленных полос повышенного излучения состоит в неоднородном характере плазмы в области генерации с разными значениями характерных масштабов изменения магнитного поля и электронной концентрации. Только в этом случае возможно существование нескольких локальных областей, где выполняется соотношение  $\omega_{UH} \approx s\omega_B$  (2). Отметим ещё, что в рассматриваемой схеме с одинаковыми знаками величин  $L_B$  и  $L_N$  и при этом  $|L_B| < |L_N|$  (рис. 3а) большим номерам гармоник соответствуют меньшие частоты полос повышенного излучения и наоборот. Во всех остальных случаях (рис. 3б–г) частоты на уровнях ДПР растут с увеличением номера гармоники.

Рисунок 3 иллюстрирует расположение областей ДПР вдоль некоторой координаты в неоднородном источнике. Однако в реальных условиях эффект ДПР реализуется на системе поверхностей, вдоль которых плазма также неоднородна. Очевидно, что отдельные гармоники без перекрытия по частоте появляются в наблюдаемом спектре только в случае, если неоднородность ДПР поверхности достаточно мала (т.е., например, мала область поверхности, содержащей неравновесные электроны).

## 2.4. Трансформация возбуждённых продольных волн в электромагнитные и поляризация излучения

Плазменные волны, возбуждённые в источнике с достаточно плотной плазмой, не могут выйти за его пределы, поскольку испытывают сильное затухание Ландау по мере перехода в разрежённые слои на выходе из источника [57–61, 66]. Поэтому плазменный механизм излучения, успешно применяемый для интерпретации многих компонент внеземного радиоизлучения, обязательно включает в себя второй этап — трансформацию (линейным или нелинейным способом) продольных плазменных волн в электромагнитное излучение, свободно покидающее источник.

Механизмы трансформации подробно описаны в литературе (см., например, [59, 60, 67, 68]). Как показал анализ, в астрофизической плазме наиболее эффективны процессы нелинейного слияния плазменных волн друг с другом, а также их рассеяние на частицах плазмы или слияние с низкочастотными волнами:

$$l + l \rightarrow t, \quad \omega_p + \omega_p \approx 2\omega_p; \quad (30)$$

$$l + h_f(i) \rightarrow t, \quad \omega_p + \omega_{hf} \approx \omega_p. \quad (31)$$

Последний процесс приводит к появлению электромагнитного излучения с частотой, незначительно отличающейся от частоты плазменных волн, — это так называемый основной тон. При слиянии (комбинационном рассеянии) двух плазменных волн образуется электромагнитное излучение на удвоенной плазменной частоте. Такое представление подтвердилось в теории солнечных всплесков II и III типов, которая объяснила наблюдаемое излучение на частотах с отношением 1:2 [69–72].

О том, какой из двух процессов нелинейного взаимодействия ответствен за излучение, выходящее из плазмы в каждом конкретном случае, трудно судить по наблюдаемой интенсивности излучения. Однако существенную информацию об этом можно получить в том случае, если излучение поляризовано. Действительно, в изотропной плазме электромагнитное излучение, возникающее при трансформации продольных плазменных волн с изотропным спектром, будет неполяризованным. В магнитоактивной плазме трансформация в две нормальные поперечные волны — обыкновенную и необыкновенную — может проходить по-разному, в зависимости от вероятности слияния волн (которая зависит от магнитного поля) и дисперсионных свойств этих мод. Следовательно, поляризация выходящего из плазмы излучения, обусловленного плазменной неустойчивостью (в том числе и на эффекте ДПР), может определяться разной эффективностью трансформации плазменных волн, а также различными условиями распространения и выхода обыкновенной и необыкновенной волн из короны [46].

Спектральная интенсивность электромагнитного излучения, возникающего при слиянии (30) двух плазменных волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , волновыми числами  $k_1$  и  $k_2$ , спектральными плотностями энергии  $W_{k_1}$  и  $W_{k_2}$ , определяется выражением [67]

$$I_\omega = (4\pi)^4 \frac{\omega_p^3}{c^3} \frac{L}{n_{o,e} |\partial(\omega^2 n_{o,e}^2) / \partial \omega|} \times \\ \times \int |S|^2 W_{k_1} W_{k_2} \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \delta(k - k_1 - k_2) dk_1 dk_2 \quad (32)$$

(здесь  $L$  — размер источника вдоль луча зрения) и содержит коэффициенты, которые различны для необыкновенных (е) и обыкновенных (о) волн. Один из них — величина  $|S|$ , которая представляет собой свёртку тензора нелинейной проводимости, определяющего вероятность слияния плазменных волн. Второй — это знаменатель формулы (32), где показатели преломления  $n_{o,e}$  различны для нормальных волн в магнитоактивной плазме.

Результаты расчёта вероятности рассматриваемого процесса слияния и интенсивности возникающего электромагнитного излучения на удвоенной плазменной частоте при малом значении отношения  $\omega_B/\omega_p$  хорошо известны в литературе. В частности, в работах [73–76] было показано, что в слабоанизотропной плазме при условии  $\omega_B \ll \omega_p$  степень поляризации электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты определяется соотношением

$$\rho = A(\alpha, \theta_0) \frac{\omega_B}{\omega_p}, \quad (33)$$

где коэффициент  $A$  зависит от угла  $\alpha$  между магнитным полем и направлением распространения волны и от ширины  $\theta_0$  углового спектра плазменных волн. Из расчётов следует, что в результате слияния плазменных волн характер поляризации электромагнитного излучения на удвоенной плазменной частоте может соответствовать и той, и другой нормальным модам. Однако, независимо от поляризации электромагнитной волны, при любых значениях  $\alpha$  и  $\theta_0$  величина  $A$  не превышает значений порядка единицы. Это означает, что в слабоанизотропной плазме степень поляризации не может быть значительной:  $\rho \ll 1$ . Таким образом, если принимаемое излучение возникло в результате слияния двух плазменных волн в электромагнитное излучение на второй гармонике плазменной частоты, то оно не может быть сильно поляризовано.

Теперь рассмотрим возможную поляризацию электромагнитного излучения на частоте основного тона, возникающего в результате рассеяния плазменных волн на ионах плазмы или слияния их с низкочастотными волнами (процесс (31)). Из общих соображений следует, что в случае  $\omega_B \ll \omega_p$  различие скоростей конверсии в обыкновенную и необыкновенную волну, а также дисперсионных свойств нормальных волн приведут к малому эффекту порядка  $\omega_B/\omega_p$ , т.е. к слабой поляризации выходящего излучения. Однако разница интенсивностей нормальных волн в излучении, приходящем к наблюдателю, может быть связана с существенно разными условиями выхода из короны обыкновенных и необыкновенных волн на частоте, близкой к плазменной [66, 77, 78]. В самом деле, обыкновенные и необыкновенные волны не проникают в плазму глубже уровней, где их показатели преломления обращаются в нуль:  $n_j^2 = 0$ . Эти области для обыкновенной и необыкновенной волн расположены на разных уровнях (рис. 4) и определяются следующими равенствами [59, 60, 66]:

$$v = 1, \quad \omega_p^{(o)} = \omega \quad (\text{обыкновенная волна}); \quad (34)$$

$$v = 1 - \sqrt{u}, \quad \omega_p^{(e)} = \omega \sqrt{1 - \frac{\omega_B}{\omega}} \quad (\text{необыкновенная волна}), \quad (35)$$

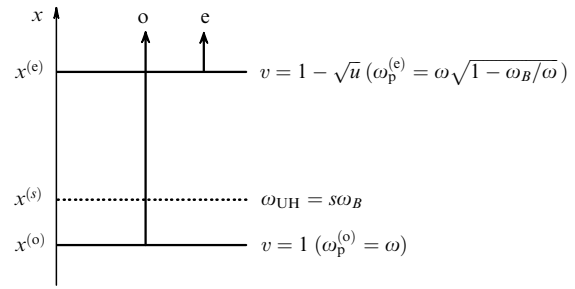


Рис. 4. Уровни свободного выхода обыкновенной (о) и необыкновенной (е) волн из плазмы при распространении вдоль направления неоднородности концентрации плазмы и величины магнитного поля; пунктирная прямая — уровень ДПР.

причём положение этих областей не зависит от угла между магнитным полем и направлением распространения волны. В формулах (34), (35) использованы стандартные обозначения плазменных параметров:  $v = \omega_p^2/\omega^2$ ,  $u = \omega_B^2/\omega^2$ . Будем считать для простоты, что волны распространяются вдоль неоднородности концентрации плазмы. Тогда уровень  $x^{(o)}$ , начиная с которого в плазме существуют незатухающие обыкновенные волны, всегда расположен в плазме глубже, чем соответствующий уровень  $x^{(e)}$  для необыкновенной волны, поскольку  $\omega_p^{(e)} < \omega_p^{(o)}$ . Это означает, что если источник частоты  $\omega$  расположен ближе к выходу, чем уровень  $x^{(e)}$ , то обе волны свободно распространяются в плазме; при этом выходящее излучение является неполяризованным. Если этот источник расположен глубже уровня  $x^{(o)}$ , то в такой плотной плазме обе волны экспоненциально затухают. Если же источник расположен между этими двумя уровнями, то из плазмы может выйти только обыкновенная волна, и излучение будет полностью поляризованным со знаком обыкновенной волны. В слабоанизотропной плазме разность плазменных частот на указанных уровнях составляет

$$\omega_p^{(o)} - \omega_p^{(e)} \approx \frac{\omega_B}{2}, \quad (36)$$

откуда следует, что излучение будет поляризованным со знаком обыкновенной волны в том случае, если частота волны превышает локальную плазменную частоту, но не больше, чем на  $\omega_B/2$ . В слабоанизотропной плазме в областях ДПР такое условие вполне может быть реализовано (см. подробнее раздел 3.1.2), т.е. в этом случае из источника выходит излучение, поляризованное со знаком обыкновенной волны [46].

Какой процесс превалирует при трансформации плазменных волн в электромагнитное излучение: рассеяние на ионах (31) или комбинационное рассеяние (30), зависит от уровня энергии плазменных волн, возбуждённых в областях ДПР [59, 60, 79]. Конверсия на основном тоне будет эффективной только в том случае, когда рассеяние является индуцированным. Характер рассеяния — спонтанный или индуцированный — зависит от плотности энергии возбуждённых плазменных волн. Если плотность энергии невелика, рассеяние будет спонтанным, и в этом случае будет преобладать излучение второй гармоники. Это связано с тем, что в процессе слияния с образованием излучения на удвоенной частоте могут принимать участие плазменные волны с противоположными направлениями волновых векторов. В условиях



ДПР плазменные волны возбуждаются почти перпендикулярно магнитному полю, т.е. волновые векторы располагаются на некотором диске, перпендикулярном к магнитному полю (точнее, в узком интервале углов вокруг этого диска). При этом для каждого направления волнового вектора всегда найдётся противоположно направленный вектор, т.е. комбинационное рассеяние происходит на волнах надтеплого уровня. Интенсивность при этом будет явно выше, чем от спонтанного рассеяния плазменных волн на тепловых ионах в основной тон. Однако если плотность энергии плазменных волн достаточно велика, то рассеяние приобретает индуцированный характер, и интенсивность основного тона может оказаться выше интенсивности излучения на удвоенной плазменной частоте.

Таким образом, исследование поляризации электромагнитного излучения, выходящего из плазмы (в том числе из областей ДПР), может принести важную информацию о характере нелинейной трансформации плазменных волн в электромагнитные и об уровне возбуждённых плазменных волн.

Резюмируя содержание разделов 2.1–2.4, укажем следующие необходимые условия для реализации эффекта ДПР на электронных циклотронных гармониках в источнике радиоизлучения:

1) источник должен состоять из равновесной нерелятивистской плазмы с примесью энергичных электронов, неравновесных по поперечным относительно магнитного поля скоростям;

2) магнитное поле должно быть достаточно малым для того, чтобы равновесная плазма была слабоанизотропной, а гармоники электронной гирочастоты попали в наблюдаемый диапазон волн;

3) концентрация равновесной компоненты должна обеспечить положение ленгмюровской частоты в наблюдаемом диапазоне волн;

4) скорость неравновесных электронов должна значительно превышать скорость тепловых электронов основной плазмы, но не достигать релятивистского предела;

5) величина магнитного поля и электронная концентрация должны иметь одинаковые по знаку и разные по величине градиенты изменения вдоль неоднородного источника.

### 2.5. Особенности эффекта ДПР на ионных циклотронных гармониках

Эффект ДПР на электронных циклотронных гармониках, рассмотренный выше, возникает при совпадении частоты верхнего гибридного резонанса с гармониками электронной гирочастоты. Можно ожидать, что такой же эффект возникает на низкочастотных волнах при совпадении частоты нижнего гибридного резонанса с ионными циклотронными гармониками. Такие области ДПР могут появиться в источнике только при условии, что частота нижнего гибридного резонанса существенно определяется концентрацией ионов и характерные масштабы изменения магнитного поля и ионной концентрации различны по величине. Ниже показано, при каких параметрах дисперсионные свойства нерелятивистской равновесной плазмы допускают существование эффекта ДПР на низкочастотных волнах.

В однородной магнитоактивной плазме ионные циклотронные волны описываются дисперсионными кривыми, показанными на рис. 1, с заменой электронной

гирочастоты  $\omega_B$  на ионную (протонную) гирочастоту  $\omega_{Bi} = eB/m_i c$  ( $m_i = 1840m_e$  — масса протона, здесь  $m_e = m$ ), а также частоты верхнего гибридного резонанса  $\omega_{UH}$  на частоту нижнего гибридного резонанса [61, 80]

$$\omega_{LH} = \sqrt{\frac{\omega_{Bi}^2 + \omega_{pi}^2}{1 + \omega_p^2/\omega_B^2}} = \omega_{Bi} \sqrt{\frac{1 + (\omega_p^2/\omega_B^2)m_i/m_e}{1 + \omega_p^2/\omega_B^2}}. \quad (37)$$

Здесь  $\omega_{pi} = (4\pi e^2 N/m_i)^{1/2}$  — протонная плазменная частота, а  $\omega_p$  и  $\omega_B$  по-прежнему представляют собой электронные плазменную частоту и гирочастоту. Для реализации эффекта ДПР в неоднородной плазме необходимо, чтобы частота нижнего гибридного резонанса существенно зависела от концентрации плазмы и при относительном изменении магнитного поля и концентрации гибридная полоса, содержащая  $\omega_{LH}$ , передвигалась вдоль оси ординат на рис. 1а от одной гармоники к другой. Выясним, при каких условиях это возможно.

Из второго равенства (37) следует, что частота  $\omega_{LH}$  изменяется в пределах от  $\omega_{Bi}$  при  $\omega_p^2/\omega_B^2 \rightarrow 0$  до  $\omega_{LH} = \sqrt{\omega_{Bi}\omega_B} = \omega_{Bi} \sqrt{m_i/m_e}$  при  $\omega_p^2/\omega_B^2 \gg 1$ . Это означает, что допустимое число гармоник может быть достаточно большим:

$$2 < s < \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}. \quad (38)$$

Важно отметить, что в слабоанизотропной для электронов плазме при  $\omega_p^2/\omega_B^2 \gg 1$  частота нижнего гибридного резонанса (37), равная  $\sqrt{\omega_{Bi}\omega_B}$ , не зависит от концентрации плазмы, т.е. эффект ДПР на протонных циклотронных гармониках не может быть реализован. Напротив, в сильноанизотропной для электронов плазме при выполнении неравенства

$$\frac{m_e}{m_i} \ll \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \ll 1, \quad (39)$$

из левой части которого следует условие слабой анизотропии ионов  $\omega_p^2 \gg \omega_{Bi}^2$ , выражение (37) для частоты нижнего гибридного резонанса сводится к виду  $\omega_{LH} \approx \omega_{pi}$  и, очевидно, определяется именно изменением концентрации плазмы. Таким образом, в неоднородной плазме, которая является сильноанизотропной для электронов ( $\omega_p^2 \ll \omega_B^2$ ) и слабоанизотропной для ионов ( $\omega_p^2 \gg \omega_{Bi}^2$ ), может реализоваться эффект ДПР при совпадении частот протонных циклотронных гармоник и частоты нижнего гибридного резонанса:

$$\omega_{pi} = s\omega_{Bi}. \quad (40)$$

Принимая во внимание это условие, нетрудно показать, что неравенство (39) выполняется для значительного числа допустимых ионных гармоник из интервала (38).

Так же как и при генерации высокочастотных плазменных волн, возбуждённых на электронном ДПР в солнечной короне, низкочастотные продольные волны, возбуждённые на ионном ДПР, не могут выйти за пределы плазменного источника в разреженную плазму. Для того чтобы преодолеть зону задержки, эти волны должны взаимодействовать с высокочастотной модой. Только в таком случае частота результирующего электромагнитного излучения будет выше частоты, на которой показатель преломления электромагнитной волны обращается

в нуль. Такой высокочастотной модой вполне может служить продольная плазменная волна, возбуждённая на верхней гибридной частоте  $\omega_{UH}$ . В случае (39) эта частота близка к электронной гирочастоте:  $\omega_{UH} \approx \omega_B$ .

Заметим, что модель источника, основанная на эффекте ДПР на ионных циклотронных гармониках, имеет одно существенное отличие от модели источника генерации ЗС, связанного с эффектом ДПР на электронных циклотронных гармониках. В последней для генерации мощного электромагнитного излучения достаточно было неустойчивости на высокочастотной моде, а рассеяние могло идти и на низкочастотных волнах теплового уровня или на ионах равновесной компоненты плазмы. В случае эффекта ДПР на ионных циклотронных гармониках для генерации мощного электромагнитного излучения неустойчивость должна быть возбуждена на обеих модах — и высокочастотной, и низкочастотной. Это связано с требованием, налагаемым соотношением Мэнли – Роу [68, 81]. Из него следует для процесса трёхволнового взаимодействия, что яркостная температура излучения, возникшего в результате слияния высокочастотной (hf) и низкочастотных (lf) волн определяется выражением

$$T_b \leq \frac{(\omega_{lf} + \omega_{hf})T_{lf}T_{hf}}{\omega_{lf}T_{hf} + \omega_{hf}T_{lf}}. \quad (41)$$

Поэтому при частоте низкочастотной волны  $\omega_{lf}$ , много меньшей частоты высокочастотной волны  $\omega_{hf}$ , температура излучения определяется яркостной температурой высокочастотной моды  $T_{hf}$ :  $T_b \leq T_{hf}$ . Сказанное означает, что если в источнике возбуждена только низкочастотная волна, то при слиянии с высокочастотной модой теплового уровня образуется электромагнитное излучение также теплового уровня, т.е. никакого повышения уровня электромагнитного излучения и образования тонкой структуры динамического спектра, связанного с усиленной генерацией на ионных циклотронных гармониках, наблюдаться не может. Следовательно, схема генерации ЗС на гармониках ионной гирочастоты должна включать в себя как неустойчивость на нижнем гибридном резонансе, обязанную своим происхождением присутствию примеси неравновесных ионов, так и неустойчивость на верхнем гибридном резонансе, связанную с неравновесной электронной фракцией.

Подчеркнём ещё раз тот существенный для астрофизических приложений факт, что эффект ДПР на электронных циклотронных гармониках существует только в слабоанизотропной для электронов плазме (при условии  $\omega_B^2 \ll \omega_p^2$ ), в то время как повышенное излучение на ионных циклотронных гармониках имеет место в сильноанизотропной для электронов ( $\omega_B^2 \ll \omega_p^2$ ) и слабоанизотропной для ионов ( $\omega_{Bi}^2 \ll \omega_{pi}^2$ ) плазме.

### 3. Роль эффекта ДПР в излучении астрофизических объектов

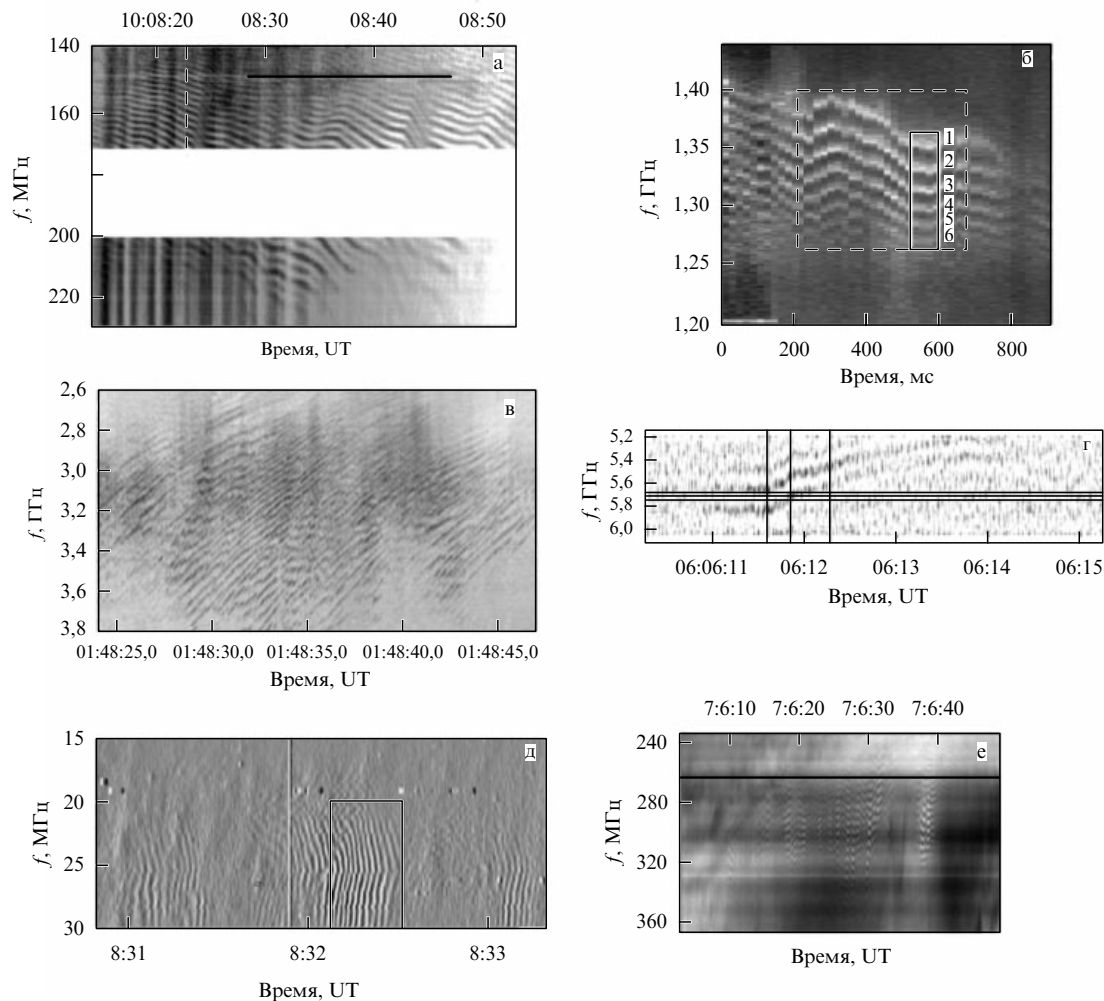
В астрофизической плазме условия, необходимые для возникновения эффекта ДПР, вполне могут быть реализованы. Например, солнечная корона в значительной части представляет собой равновесную слабоанизотропную плазму, а в активных областях могут присутствовать неравновесные электроны, ускоренные во время вспышек и/или захваченные магнитными полями солнеч-

ных пятен. В таких областях возбуждаются разного вида плазменные неустойчивости, которые проявляют себя во всплесках повышенного (по сравнению со спокойным фоном) радиоизлучения Солнца. В частности, субрелятивистские электронные потоки, пронизывающие корону, вызывают появление сравнительно узкополосных и кратковременных быстродрейфующих всплесков (так называемых всплесков III типа), обусловленных черенковской неустойчивостью плазменных волн [59, 60, 66, 69–72]. Распространение в короне ударной волны, образовавшейся в результате взрывного процесса, приводит к появлению мощных всплесков с меньшей скоростью дрейфа (всплесков II типа), вызванных бунемановской неустойчивостью на фронте ударной волны [82, 83]. На послевспышечной стадии повышенное радиоизлучение наблюдается в виде широкополосного долгоживущего континуума (всплесков IV типа), источником которого являются неустойчивости электронов с неравновесными распределениями по поперечным относительно магнитного поля скоростям [84]. На фоне этого континуума часто наблюдается разного вида тонкая структура спектра в виде узкополосных или кратковременных спектральных деталей. Одна из разновидностей такой структуры, названная Слотье [7] "зебра-структурой" за специфический характер динамического спектра в виде чередующихся полос повышенного излучения и поглощения, параллельно дрейфующих во времени, была успешно объяснена на основе эффекта ДПР. По аналогии с солнечной зебра-структурой происхождение похожих спектральных деталей в километровом излучении Юпитера и микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности также отнесено к эффекту ДПР.

#### 3.1. Зебра-структура в солнечном радиоизлучении

**3.1.1. Основные наблюдаемые свойства зебра-структуры.** ЗС регистрируется более 40 лет многими солнечными радиоспектрографами в метровом и дециметровом диапазонах радиоволн [6–13, 22], а в последнее десятилетие также на сантиметровых [14–20, 23–27, 29, 30] и дециметровых волнах [21, 48]. Детальное описание наблюдательных данных можно найти в обзорах [31–34]. На рисунке 5 приведены примеры динамических спектров ЗС в различных частях радиодиапазона. ЗС появляется обычно на послевспышечной стадии развития солнечной активности на фоне широкополосного континуума IV типа. На динамических спектрах она регистрируется в виде квазиквидистантных параллельно дрейфующих полос повышенной интенсивности излучения. Типичные свойства ЗС в солнечном радиоизлучении можно суммировать следующим образом:

- 1) время жизни ЗС в разных всплесках меняется от нескольких секунд до нескольких десятков минут [7, 8, 13, 22];
- 2) яркостная температура излучения  $T_b$  достигает высоких значений, до  $10^9$  К [22];
- 3) количество полос меняется от нескольких единиц до нескольких десятков в разных всплесках [7, 8, 14, 16, 18, 22];
- 4) расстояние между полосами структуры обычно много меньше частоты радиоизлучения [7, 13, 21–25, 27];
- 5) расстояние между полосами в большинстве случаев увеличивается с ростом частоты [7, 12, 13, 22]; в микроволновом диапазоне полосы ЗС иногда эквидистантны [15];



**Рис. 5.** Примеры зебра-структуры на динамических спектрах солнечного радиоизлучения, зарегистрированные радиоспектрографами в разных частях диапазона (UT — всемирное время): (а) 25.10.1994 г., метровый диапазон волн [13]; штриховой линией отмечен момент времени, для которого построена модель источника с ЗС на рис. 7; (б) 14.12.2006 г., дециметровый диапазон волн [22]; (в) 21.04.2002 г., микроволновый диапазон волн [14]; (г) 05.01.2003 г., микроволновый диапазон волн [16]; (д) 22.07.2004 г., декаметровый диапазон волн [21, 48]; прямоугольником выделен фрагмент спектра, для которого построена модель источника с ЗС на рис. 8; (е) 17.08.1998 г., метровый–дециметровый диапазон волн [92].

6) излучение сильно поляризовано, знак поляризации соответствует, за отдельными исключениями, обыкновенной волне [9, 11, 31];

7) частотный дрейф иногда имеет волнообразный характер [13, 22];

8) на фоне ЗС иногда наблюдается свертонкая структура в виде квазипериодических повышений и понижений яркости [7, 18, 20, 28, 34].

Среди наблюдений ЗС особое значение имеют результаты наблюдений Чена и др. [22] в широком диапазоне частот с высоким частотным и пространственным разрешением (см. спектр на рис. 5б). В указанной работе получены прямые доказательства того, что разные полосы ЗС генерируются в магнитной силовой трубке в пространственно разнесённых источниках. Как будет ясно из дальнейшего, эта работа является решающим наблюдательным аргументом в пользу теории происхождения ЗС в результате действия эффекта ДПР в солнечной короне.

**3.1.2. Объяснение спектральных особенностей зебра-структуры на основе эффекта ДПР.** Тонкая структура частотного спектра вместе с наблюдаемой высокой

яркостью температуры излучения указывают на то, что механизм излучения является когерентным, т.е. связан с возбуждением электромагнитных волн в неравновесной плазменной системе. Более того, сравнительно большая продолжительность всплесков с ЗС означает, что повышенное излучение создаётся электронами, локализованными в источниках (с распределениями по поперечным скоростям типа ринг (ring) или конус потерь (loss-cone)), а не пролётными электронами, сравнительно быстро покидающими источник. Это отличает радиоизлучение IV типа с ЗС от короткоживущих всплесков III типа и других быстро дрейфующих всплесков, связанных с электронными потоками, распространяющимися в короне вдоль силовых линий магнитного поля.

Теория происхождения ЗС, основанная на эффекте ДПР, была выдвинута и разработана в серии статей [2–5] и развита позднее в [10, 13, 18, 22, 36–48]. В соответствии с изложенным в разделе 2, ЗС генерируется в распределённом источнике — силовой трубке или ловушке с захваченными электронами, энергия которых превышает энергию электронов в равновесной плазме (рис. 6). Многополосный динамический спектр в такой модели связан с тем, что повышенное излучение полос генерируется в

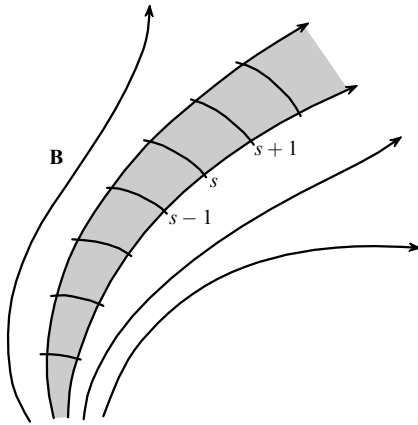


Рис. 6. Возможная конфигурация источника ЗС в активной области солнечной короны; серым цветом показана область плазмы с примесью неравновесных электронов [4].

пространственно разнесённых областях, где выполняется условие ДПР (4).

Генерация повышенного излучения зebra-полос в солнечном радиоизлучении, обусловленного эффектом ДПР, возможна только при определённых условиях. Кроме указанных в разделе 2 требований слабой анизотропии равновесной плазмы ( $\omega_p \gg \omega_B$ ), разных по величине, но одинаковых по знаку величин  $L_B$  и  $L_N$  (см. (27), (28), где координата  $x$  играет роль высоты  $h$  в короне) и значительного превышения средней скорости неравновесных электронов над средней тепловой скоростью электронов основной плазмы ( $v_e \gg v_T$ ), необходимо также превышение инкремента (25) для кинетической неустойчивости на ДПР над коэффициентом затухания плазменных волн из-за электрон-протонных столкновений в корональной плазме  $|\gamma_{\text{coll}}|$ :

$$|\gamma| = \omega_B \frac{N_e}{N} > |\gamma_{\text{coll}}| = \frac{v_{ei}}{2}. \quad (42)$$

Здесь эффективное число столкновений электронов с протонами описывается (при температуре  $T > 4 \times 10^5$  К) соотношением [66]

$$v_{ei} = \pi \frac{e^4}{(\kappa T)^2} v_T N \ln \left( 10^4 \frac{T^{2/3}}{N^{1/3}} \right) \approx \frac{5,5N}{T^{3/2}} \ln \left( 10^4 \frac{T^{2/3}}{N^{1/3}} \right) \quad (43)$$

(в последнем члене температура  $T$  выражена в кельвинах, а концентрация  $N$  — в единицах  $\text{см}^{-3}$ ). Отсюда следует, что пороговое значение концентрации неравновесных электронов, необходимое для реализации неустойчивости на ДПР, составляет

$$N_e^{\text{min}} \approx \frac{3sN^2}{\omega_p T^{3/2}} \ln \left( 10^4 \frac{T^{2/3}}{N^{1/3}} \right). \quad (44)$$

В корональных условиях это значение невелико: например, для ЗС, показанной на рис. 5а, при концентрации корональной плазмы  $N = 2 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$  ( $\omega_p = 2\pi \cdot 130 \text{ МГц}$ ) и температуре короны  $T = 2 \times 10^6 \text{ К}$  на гармониках  $s = 10-20$  пороговая концентрация  $N_e^{\text{min}} \approx (0,5-1) \times 10^{-6} N$ , т.е. всего лишь  $(1-2) \times 10^2 \text{ см}^{-3}$ . Приведённые значения примерно на два порядка ниже соответствующих величин для кинетической неустойчивости на модах Берн-

штейна [2, 3] и на порядок ниже тех же величин для конусной неустойчивости [84].

Уместно упомянуть, что первоначально для интерпретации ЗС были предложены два типа ДПР неустойчивости: кинетическая [2,4] и гидродинамическая [5]. Однако последняя возможна только для достаточно узких распределений неравновесных электронов по скоростям, что налагает сильные ограничения на концентрацию неравновесных электронов. Оценки показывают, что при самых благоприятных условиях эта концентрация должна быть нереально высокой [4, 10]:  $N_e^{\text{hd}} \gg (\pi/2)s(v_e/c)^4 N \sim 10^{-2} N = 2 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$  (при  $N = 2 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ , оптимальных значениях скорости неравновесных электронов  $v_e/c \approx 0,3$  и номерах гармоник  $s = 10-20$ , принятых в работах [2, 4, 37, 38] для ЗС). Таким образом, пороговые значения концентрации неравновесных электронов для появления кинетической неустойчивости  $N_e^{\text{kin}} \approx (1-2) \times 10^2 \text{ см}^{-3}$  на четыре порядка ниже, чем для гидродинамической неустойчивости.

Расчёты инкрементов, результаты которых приведены на рис. 2, подтверждают повышенную генерацию плазменных волн в узких частотных интервалах в областях ДПР. Эти расчёты выполнены для функции распределения электронов по поперечным относительно магнитного поля скоростям в виде (14), в которой дисперсия по скоростям совпадает по порядку величины с самой скоростью:  $\Delta v_{\perp} \sim v_{\perp}$ . Для более узкой функции распределения интервалы значений  $\lambda$  и  $\omega$  с высокими значениями инкремента будут меньше, чем для рассмотренного случая [65]. Эффект резонанса сохранится и для распределения в виде так называемого конуса потерь, хотя авторы численных расчётов для таких распределений, проведённых в работах [37, 38, 47], пришли к противоположному выводу. Однако их утверждение о перекрытии соседних гармоник (и, следовательно, об отсутствии в этом случае разрешённых полос повышенного излучения) основано на некорректном учёте дисперсионных свойств основной плазмы (при вычислении знаменателя  $D$  в инкременте (5); см. подробнее [42]). Для распределений в виде конуса потерь повышенные значения инкрементов также присутствуют в узком частотном интервале, примыкающем к нижней границе гибридной полосы. Это означает, что ЗС в солнечных источниках может генерироваться широким классом распределений неравновесных электронов.

Согласно разделу 3.3, частотное расстояние между полосами ЗС зависит от гирочастоты и степени неоднородности корональной плазмы и магнитного поля в источнике ДПР. Оно определяется соотношением (26) или с учётом того, что магнитное поле меняется в короне быстрее, чем электронная концентрация ( $|L_B| \ll |L_N|$ ), соотношением (29). В этом случае расстояние между полосами может быть существенно меньше гирочастоты  $\omega_B$ , что и наблюдается в большинстве событий с ЗС. Более того, из схемы рис. 3а, которая реализуется в корональной ловушке, ясно, что в данной модели естественно объясняется неэквидистантность зebra-полос, а именно, увеличение расстояния между полосами с ростом частоты. Такое увеличение возможно, если величины  $L_N$  и  $L_B$  имеют одинаковый знак, например,  $B$  и  $N$  уменьшаются с увеличением высоты, как это и происходит обычно в солнечной атмосфере (см. схемы на рис. 3а, б). В противном случае, т.е. при разных знаках величин  $L_N$  и  $L_B$  в источнике, частотное разнесение полос уменьшается

с ростом частоты (рис. 3в, г). Важно отметить, что при  $|L_N| \ll |L_B|$  (рис. 3б) возможна ситуация, когда расстояние между гармониками практически не меняется с изменением частоты, т.е. эквидистантность наблюдаемой ЗС не является аргументом против модели, основанной на эффекте ДПР.

Рассмотрим далее возможность объяснения большого числа полос в некоторых событиях с ЗС. Как уже указывалось, число полос меняется от нескольких единиц до нескольких десятков. Из изложенного выше следует, что число поверхностей ДПР в источнике определяется, во-первых, интервалом высот, в котором локализованы энергичные захваченные электроны, и, во-вторых, расстоянием между полосами, т.е. величиной магнитного поля и характерными размерами изменения электронной концентрации и магнитного поля с изменением высоты. В реальных условиях корональных магнитных трубок разнообразие числа наблюдаемых полос ЗС вполне объяснимо. Вопрос вызывает также практически одинаковая яркость большого количества полос, хотя максимальное значение инкремента, определяемое функцией  $s\varphi'_s(\zeta)$  (23), меняется с изменением номера гармоники. Однако максимальное по модулю отрицательное значение функции  $s\varphi'_s(\zeta)$ , определяющее максимум инкремента, убывает с увеличением номера гармоники весьма слабо. Иллюстрацией служит рис. 3в, где продемонстрированы частотные зависимости инкремента при расположении частоты верхнего гибридного резонанса вблизи гармоник с номерами  $s = 14, 15, 16$ . В источниках с большим количеством полос условие превышения инкремента над декрементом из-за соударений хорошо выполняется и для высоких гармоник. Возникновение неустойчивости на гармониках гирочастоты сопровождается эффектами квазилинейной релаксации функции распределения быстрых электронов. Квазилинейная релаксация приводит к уменьшению поперечной по отношению к магнитному полю составляющей скорости быстрых электронов (нормальный эффект Доплера) и таким образом стремится ликвидировать неустойчивость вследствие заполнения конуса потерь магнитной ловушки быстрыми частицами. С другой стороны, электроны, попавшие в конус потерь, покидают магнитную ловушку. Конус потерь частично опустошается, и этот процесс поддерживает неустойчивость. Поскольку длительность ЗС обычно значительно превышает характерное время квазилинейной релаксации и время жизни быстрых частиц в ловушке, в короне необходим источник энергичных частиц, который компенсирует потерю быстрых частиц из ловушки. В результате в магнитной ловушке возникает баланс между квазилинейной релаксацией, восстановлением неустойчивости вследствие высыпания частиц и пополнением быстрых частиц за счёт источника. В этом квазистационарном режиме эффективность возбуждения плазменных волн уже не определяется линейными инкрементами, а уровень возбуждённых плазменных волн для различных гармоник находится в режиме насыщения. Это обстоятельство, по всей вероятности, объясняет слабую зависимость интенсивности полос ЗС от номера гармоники, хотя данный вопрос требует более детального исследования.

Частотный дрейф ЗС на динамическом спектре в модели рис. 3 вызван изменением распределения магнитного поля относительно распределения электронной концентрации или наоборот. При этом происходит смеще-

ние всех точек ДПР, поэтому частоты полос меняются одинаковым образом, и на динамическом частотном спектре возникают полосы повышенного излучения, параллельно дрейфующие во времени. Представим себе, что на рис. 3а электронная концентрация сохраняется со временем неизменной, а магнитное поле уменьшается со временем. Тогда система кривых  $s\omega_B(h)$  опускается вниз по оси частот, а точки пересечения их с кривой  $\omega_p(h)$ , т.е. точки ДПР, перемещаются в сторону увеличения частот. Это означает, что уменьшение магнитного поля во времени приводит к положительному частотному дрейфу, который и наблюдается в большинстве событий с ЗС на послевспышечной стадии солнечной активности. Эта стадия, по-видимому, сопровождается разрушением магнитных структур и уменьшением магнитного поля. Разумеется, в рамках модели ДПР возможен и отрицательный частотный дрейф, обусловленный ростом магнитного поля или уменьшением электронной концентрации со временем.

Нередко на динамических спектрах ЗС наблюдается волнообразное изменение частоты полос. Как показано в [39, 43–45], такое поведение может быть связано с быстрыми магнитозвуковыми колебаниями корональных магнитных петель, в которых расположены источники излучения с ЗС. Заметим, что геометрия уровней ДПР определяется корональной плазмой, а не примесью энергичных частиц, т.е. она может сохраняться в течение довольно продолжительного времени. Это объясняет сохранение в некоторых наблюдаемых событиях структуры динамического спектра в виде квазигармонических полос в течение минут и часов.

Наблюдаемая высокая степень поляризации ЗС также естественно объясняется в рамках ДПР [46]. Как показано в разделе 2.5, высокая поляризация (со знаком обыкновенной волны) электромагнитного излучения обусловлена индуцированным рассеянием плазменных волн, возбуждённых на частотах ДПР, на протонах корональной плазмы или за счёт слияния возбуждённых плазменных волн с низкочастотными волнами. При этом необходимо, чтобы источник генерации излучения на частоте  $\omega_{pl}$  располагался между уровнями, где показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн обращаются в нуль:  $n_{o,e} = 0$ , (см. рис. 4, где координата  $x$  в применении к солнечной магнитной трубке играет роль высоты  $h$ ). Частота  $\omega_{pl}$  плазменных волн, возбуждённых на уровне ДПР  $h_s$ ,

$$\omega = \omega_{pl}(h_s) \approx \omega_p(h_s) + \frac{\omega_B^2(h_s)}{2\omega_p(h_s)} + \frac{3}{2} \frac{k_{\perp}^2 v_T^2}{\omega_p(h_s)}, \quad (45)$$

превышает локальную плазменную частоту  $\omega_p(h_s)$ . Следовательно, уровень  $h_o$  (где  $n_o = 0$ ), определяемый из условия

$$\omega = \omega_p(h_o), \quad (46)$$

расположен глубже в короне, чем уровень  $h_s$ . Как показывают оценки [46], в типичных условиях генерации ЗС разность частот  $\omega_p(h_o)$  и  $\omega_{pl}(h_s)$  (45) не превышает  $\omega_B/2$ , т.е., согласно разделу 2.4, уровень ДПР расположен между уровнями  $h_o$  ( $v = 1$ ) и  $h_e$  ( $v = 1 - \sqrt{u}$ ) (см. рис. 4). Учёт конечной ширины частотного интервала, в котором возбуждены плазменные волны, а также уменьшения частоты при рассеянии плазменных волн на ионах и трансформации их в электромагнитное излучение,

также не выводит уровень генерации волн частоты  $\omega$  из интервала высот между уровнями  $h_o$  и  $h_c$  [46].

Таким образом, излучение, возникающее при рассеянии на ионах плазменных волн, возбуждённых на уровнях ДПР, оказывается поляризованным со знаком обыкновенной волны, что полностью соответствует наблюдениям ЗС в солнечных всплесках.

### 3.1.3. Конкретные примеры использования ДПР для диагностики физических условий в корональной плазме.

Обратимся к динамическому спектру 25.10.1994 г., представленному на рис. 5а, и покажем, следуя [39], соответствие его характеристик модели генерации ЗС, основанной на эффекте ДПР. Активная область NOAA 7792, с которой связано это событие, исследована во многих работах [13, 39–45, 85–88]. Одновременно с записью динамического спектра на радиоспектрографе в Потсдаме были проведены наблюдения на радиогелиографе Нансе, позволившие локализовать положение источника метрового радиоизлучения в одной из ветвей корональной петли. Радиоизмерения были дополнены оптическими данными о магнитных полях на уровне фотосферы, изображением активной области в линии  $H_\alpha$  и в мягком рентгеновском излучении. Вся совокупность наблюдательных данных позволила экстраполировать магнитное поле от уровня фотосферы до корональных высот. Оказалось, что наилучшее совпадение с данными о конфигурации активной области достигается в бессиловой модели магнитного поля. Знание магнитного поля на корональных высотах вдоль выбранной силовой линии позволило авторам работы [39] построить зависимость частот циклотронных гармоник  $sf_B^1$  от высоты. Согласно схеме, показанной на рис. 3а, минимальное магнитное поле (в вершине петли) соответствует максимальному номеру гармоники. Экстраполированное минимальное магнитное поле составляет  $B_{\min} = 1,76$  Гс на высоте  $h = 66750$  км. На динамическом спектре события в момент времени 10:08:23 UT, выбранный в работе [39] для анализа ЗС и отмеченный штриховой линией на рис. 5а, наименьшая частота зебра-полос составляет 136,9 МГц. Отсюда легко найти самый высокий номер гармоники для ЗС в выбранный момент  $s = 27$  и заключить, что существующие на мгновенном спектре 15 полос ЗС соответствуют номерам гармоник гирочастоты  $s = 13–27$ . На рисунке 7 построены частоты этих гармоник в зависимости от высоты вдоль выбранной силовой линии магнитного поля, а также отмечены горизонтальными линиями частоты зебра-полос, наблюдавшихся в момент времени 10:08:23 UT. Точки пересечения горизонтальных линий с системой гармоник определяют высоты уровней ДПР, а кривая, соединяющая эти точки, представляет собой распределение электронной концентрации по высоте в магнитной ловушке. Это распределение хорошо совпадает с барометрическим законом  $N \propto \exp(-2h/10^4 T)$  при температуре  $T = 1,2 \times 10^6$  К. Необходимо подчеркнуть, что зависимость электронной концентрации от высоты была получена исходя из двух независимых комплектов данных: измеренных частот повышенного излучения ЗС и экстраполированного из оптических измерений распре-

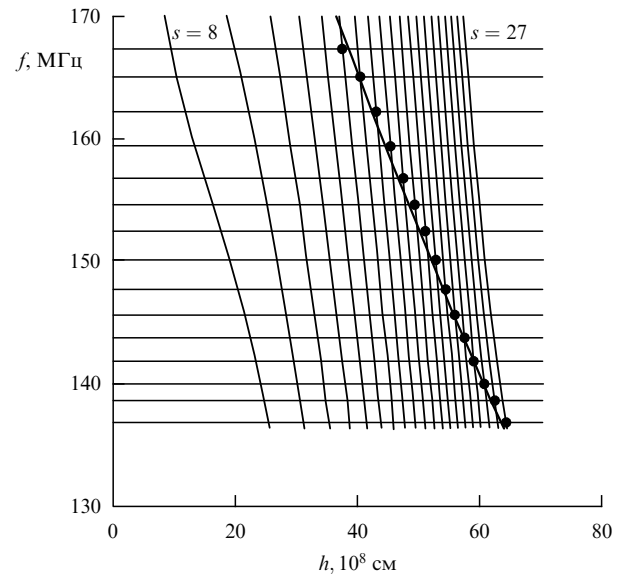


Рис. 7. Модель источника зебра-структуры, построенная на основе теории ДПР для динамического спектра на рис. 5а [39]. Горизонтальные линии соответствуют частотам полос ЗС в момент времени 10:08:23 UT (штриховая линия на рис. 5а); сетка гирорезонансных гармоник  $s = 11–27$  построена по результатам оптических измерений магнитных полей в фотосфере, экстраполированным в область источников ЗС; точки пересечения обозначают области ДПР; линия, соединяющая эти точки, — распределение плазменной частоты  $f_p$  по высоте, которое соответствует барометрическому закону изменения концентрации корональной плазмы с температурой  $T \approx 1,2 \times 10^6$  К.

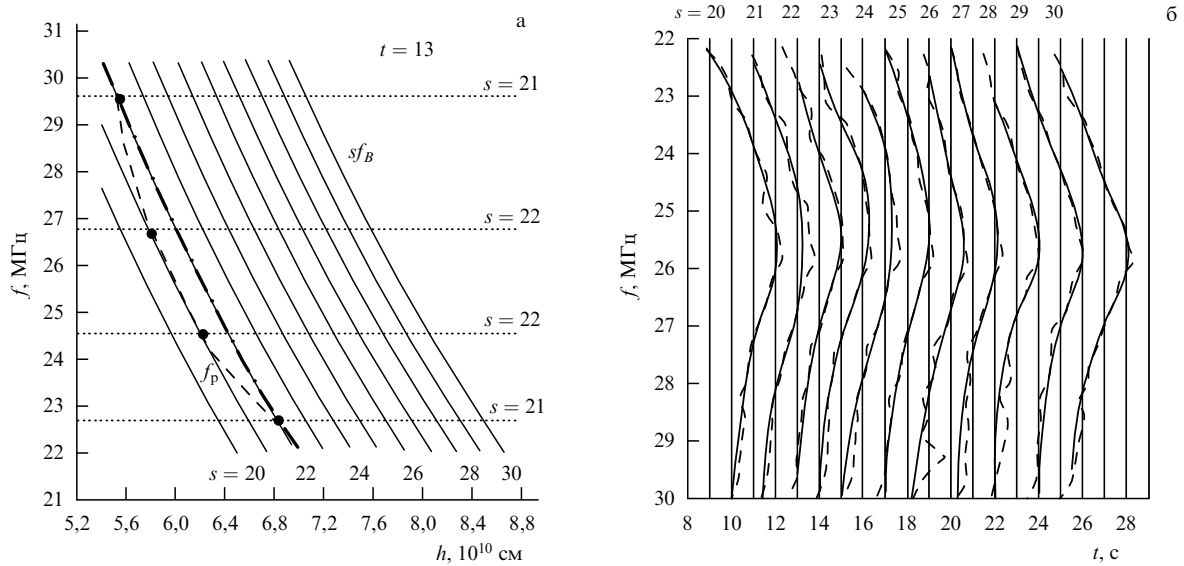
деления магнитного поля по высоте. Этот пример показывает, что в данном случае ЗС была обусловлена именно неустойчивостью на уровнях ДПР в магнитной ловушке.

Осциллирующий характер поведения зебра-полос на динамическом спектре на рис. 5а также объясняется в рамках механизма ДПР: согласно рассматриваемой схеме генерации, дрейф указывает на периодическое изменение частоты  $f_p$  относительно гармоник гирочастоты  $sf_B$  или наоборот (см. рис. 3). Как показано в работах [43, 44], этот эффект обусловлен быстрыми магнитозвуковыми колебаниями силовой трубки, в которой располагается источник ЗС. При этом наблюдаемый период колебаний  $T \approx 5$  с и его зависимость от номера гармоники хорошо согласуются с моделью источника, разработанной в [39] на основе эффекта ДПР.

Аналогичная количественная модель с восстановленным распределением электронной концентрации по высоте была построена Ченом и др. [22] для динамического спектра 14.12.2006 г., изображённого на рис. 5б. Наряду с результатами позиционных измерений [22], которые показали, что разные полосы ЗС генерируются в пространственно разнесённых источниках, построенные модели источников, несомненно, указывают на действие эффекта ДПР в корональных условиях.

Следующий пример сложной ЗС в солнечном радиоизлучении, который мы обсудим в качестве проявления эффекта ДПР в короне, зарегистрирован спектрографом на радиотелескопе УТР-2 (Харьков, Украина) в диапазоне частот 14–30 МГц (рис. 5д) [21, 48]. Наблюдаемая структура по виду напоминает отпечаток пальца (авторы называют этот всплеск *fingerprnt*) и отличается от обычной зебра-структуры на метровых и дециметровых вол-

<sup>1</sup> Здесь и ниже при сопоставлении теории с наблюдательными данными вместо круговой частоты  $\omega$  используется частота  $f = \omega/2\pi$ .



**Рис. 8.** Модель источника всплеска в виде отпечатка пальца (fingerprint) [21, 48] для динамического спектра на рис. 5д. (а) Распределение по высоте плазменной частоты  $f_p$  (штрихпунктирная кривая — модель Ньюкирка [89], штриховая кривая характеризует отклонение от модели Ньюкирка, предложенное для источника всплеска fingerprint) и частот электронных циклотронных гармоник  $sf_B$  (сплошные линии) в момент времени  $t = 10:32:13$  UT; горизонтальные линии — наблюдаемые частоты зебра-полос в указанный момент времени. (б) Цифровая запись фрагмента динамического спектра, выделенного прямоугольником на рис. 5д: наблюдаемые (штриховые линии) и рассчитанные (сплошные линии) частоты  $f$  полос ЗС в модели источника всплеска fingerprint [48]; числа сверху обозначают номера гармоник гирочастоты, соответствующих полосам ЗС.

нах тем, что в фиксированный момент времени частотный дрейф в пределах одной и той же полосы может иметь разный знак. На первый взгляд, приведённый динамический спектр трудно отнести к ЗС. Здесь наблюдаются скорее не полосы повышенного излучения, расположенные примерно на одинаковых частотных расстояниях друг от друга, а квазипериодические всплески повышенного излучения, т.е. тонкая временная, а не частотная структура, и интерпретировать её как типичную ЗС эффектом ДПР довольно затруднительно.

Характерной особенностью динамического спектра типа отпечатка пальца (fingerprint) является быстрый частотный дрейф зебра-полос, причём направление частотного дрейфа меняется на противоположное в пределах одной гармоники. Это означает, что, во-первых, значения характерных масштабов изменения магнитного поля и электронной концентрации должны быть близки (чтобы обеспечить небольшое количество наблюдаемых зебра-полос в фиксированный момент времени) и, во-вторых, соотношения между этими масштабами в верхней и нижней частях источника должны быть противоположными. Модель источника, предложенная в работе [48], представлена на рис. 8а: распределение электронной концентрации в источнике описывается небольшим отклонением от общепринятой модели коронального луча Ньюкирка [89], а величина магнитного поля меняется с изменением высоты со скоростью, близкой к скорости изменения концентрации. Частотный дрейф зебра-полос обусловлен уменьшением магнитного поля во времени и движением вниз кривых, соответствующих значениям  $sf_B$  на рис. 8а. Бесконечная скорость дрейфа достигается в моменты времени, когда одна из гармоник  $sf_B(h)$  касается кривой  $f_p(h)$ . Из рисунка 8б, показывающего сопоставление рассчитанных и наблюдаемых частот зебра-полос для фрагмента, выделенного прямоугольником на динамическом спектре рис. 5д, следует,

что предложенная модель хорошо объясняет спектральные особенности всплеска в виде отпечатка пальца (fingerprint).

В микроволновом диапазоне многие события с ЗС также обязаны своим происхождением эффекту ДПР. Примером является динамический спектр, приведённый на рис. 5в. Его отличает большое количество зебра-полос и изменение расстояния между полосами с изменением частоты, характерное для механизма ДПР. Что касается сверхтонкой структуры ЗС, представляющей собой квазипериодические повышения и понижения яркости в пределах одной полосы [7, 18, 20, 28, 32, 34], то они могут быть обусловлены особенностями периодического нелинейного режима возбуждения и трансформации плазменных волн, генерируемых на уровнях двойного плазменного резонанса [90, 91].

В рамках ДПР объясняется и более сложное поведение зебра-полос на некоторых спектрах. Например, в работах [30, 92] описаны события, в которых ЗС появляется только в быстро дрейфующих оболочках, напоминающих по форме всплески III типа (рис. 5е). Как показано в работе [92], такую структуру можно объяснить на основе эффекта ДПР, если предположить, что плазма содержит примесь неравновесных электронов со специфической функцией распределения по продольным и поперечным относительно магнитного поля скоростям.

Итак, детальное рассмотрение конкретных событий с ЗС позволяет показать, как на основе эффекта ДПР объясняются особенности ЗС в реальных условиях солнечной короны и как на основе предложенной теории восстанавливаются физические условия в источниках излучения.

Всё приведённое выше свидетельствует о реальности и эффективности действия эффекта ДПР в условиях солнечной короны, который приводит к появлению ЗС на динамических спектрах радиоизлучения. Вместе с тем

нельзя утверждать, что абсолютно все события с ЗС обязаны своим происхождением эффекту ДПР. В частности, происхождение всплеска, показанного на рис. 5г [14], в котором наблюдалось небольшое количество полос со сравнительно большим расстоянием между ними и с синхронным изменением частоты, несовместимо с моделью распределённого источника и эффектом ДПР. Авторы работы [14] интерпретируют наблюдаемые особенности на основе генерации продольных циклотронных волн (мод Бернштейна) в источнике с однородным магнитным полем.

Идея о том, что ЗС представляет собой излучение, возникшее в результате слияния плазменных волн на частоте  $f_p$  и мод Бернштейна на гармониках электронной гирочастоты  $sf_B$ , была высказана в работах [93, 94]. Позднее были разработаны механизмы неустойчивости мод Бернштейна в неравновесной плазме и нелинейного слияния их с плазменными волнами [2, 3, 14, 15, 20, 29, 35, 95]. Очевидно, что эта схема может объяснить только динамические спектры, обладающие строго эквидистантными полосами, и не может объяснить обычно наблюдаемое изменение частотного разнесения полос с изменением частоты. Кроме того, для подавляющего большинства событий с ЗС в метровом и дециметровом диапазонах волн магнитное поле, определяемое расстоянием между полосами, равным  $f_B$ , оказывается нереально малым для корональных источников.

**3.1.4. Анализ альтернативных механизмов происхождения зебра-структур в солнечном радиоизлучении.** Различные теории, предложенные в литературе для объяснения зебра-структуры без привлечения эффекта ДПР, можно разделить на три основные группы [41, 96].

1. Механизм, предложенный в работе [97], использует эффект захвата плазменных волн локальными уплотнениями плазмы. Авторы предполагают, что в локальном источнике возбуждены плазменные волны на частоте, близкой к  $2f_B$  или  $3f_B$ , обладающие аномальной дисперсией (частота волны уменьшается с ростом волнового числа). При этом ограниченный объём источника обеспечивает дискретный частотный спектр стоячих плазменных волн. Однако указанный механизм не может объяснить наблюдаемые особенности спектров ЗС, в частности, широкий диапазон частот, в котором регистрируется ЗС (см. подробнее [17, 41, 96]). Кроме того, требования к источнику излучения, необходимые для соответствия с наблюдаемыми свойствами ЗС (размер ловушки для плазменных волн порядка нескольких метров, относительное изменение концентрации  $\Delta N/N \approx 20\%$  и число таких ловушек порядка  $10^8$ , причём магнитоактивная плазма в этих ловушках по своим параметрам должна быть полностью идентична), выглядят нереальными для условий солнечной короны [41, 96].

2. Следующая большая группа работ, предлагающих интерпретацию ЗС, связана с возбуждением низкочастотных электромагнитных волн — так называемых вистлеров — в солнечной короне (см. обзоры [31–34] и приведённые там ссылки). Предполагается, что вистлеры ( $w$ ) и продольные плазменные волны на плазменной частоте ( $l$ ) возбуждаются системой неравновесных электронов с распределением по скоростям типа конуса потерь, и наблюдаемое радиоизлучение возникает при нелинейном слиянии этих волн:  $l + w \rightarrow t$ ,  $\omega = \omega_p + \omega_w$ .

Привлекательность вистлеров для интерпретации ЗС состоит в том, что их частота  $\omega \ll \omega_B$  может быть согласована с расстоянием между полосами в наблюдаемой ЗС. Однако если предположить, что существует высокочастотный континуум и возбуждённый вистлер при взаимодействии с плазменной волной приводит к возникновению полосы повышенного излучения и поглощения, то это может объяснить появление только одного волокна, но не объясняет гармоническую структуру спектра. Для получения системы квазигармонических полос ЗС необходимо предполагать, что в системе с высокочастотным континуумом вистлеры возбуждаются в некоторых пространственно разнесённых областях, которые разделены высотными интервалами, обеспечивающими примерно одинаковое расстояние между полосами на динамическом спектре. В отличие от схемы, основанной на присутствии в источнике уровней ДПР, которые обусловлены геометрией ловушки и всегда существуют при различных масштабах изменения магнитного поля и электронной концентрации по высоте, существование повышенного уровня вистлеров на специально выделенных высотах выглядит трудно реализуемым.

В указанных выше работах предполагается, что квазилинейный и нелинейный (периодический во времени) режимы возбуждения вистлеров в ловушке и особенно их распространения вдоль дактов приводят к расщеплению ловушки на зоны повышенной энергии вистлеров и зоны их поглощения. Однако утверждение о стратификации ловушки под действием проходящих волн требует решения сложной нелинейной задачи о возбуждении и распространении вистлеров в неоднородном источнике и согласования множества параметров (см. подробнее [41]). Такая задача до сих пор не ставилась и не решалась.

Таким образом, теория, основанная на роли вистлеров в происхождении ЗС, встречается с серьёзными возражениями. В то же время не исключено, что вистлеры, наряду с другими низкочастотными волнами, могут оказаться существенной компонентой во взаимодействии с ленгмюровскими волнами в моделях, включающих в себя плазменный механизм происхождения ЗС. Однако в этом случае гармоническая структура спектра определяется спецификой генерации высокочастотных волн, а не вистлеров. Дело в том, что при взаимодействии двух волн яркостная температура результирующего излучения определяется соотношением Мэнли–Роу (41), и при  $\omega_w \ll \omega_p$  величина  $T_b$  слабо зависит от яркостной температуры низкочастотной компоненты  $T_w$  и практически совпадает с яркостной температурой высокочастотной плазменной волны  $T_b \approx T_p$ .

3. Ещё одна группа работ объясняет происхождение ЗС не специфической механизма генерации излучения в самом источнике, а эффектами распространения электромагнитных волн через корону. В качестве причины появления спектра излучения с чередующимися интервалами повышенной и пониженной интенсивности рассматриваются эффекты интерференции или дифракции электромагнитных волн, возникающие при специфической конфигурации источников в короне [98, 99], или распространение волн через пространственно-периодическую среду, которая может фильтровать падающее излучение, образуя частотные окна прозрачности и непрозрачности [100–103].



Общим недостатком всех этих моделей является то, что не ставится вопрос о происхождении исходного монохроматического электромагнитного излучения, которое должно генерироваться в точечном источнике. Далее, интерференционная или дифракционная картина может возникнуть только при взаимодействии когерентных волн, а в корональной плазме распространяются волны со случайными фазами. Более того, для обеспечения наблюдаемой интенсивности ЗС количество таких идентичных источников, расположенных на одной высоте в короне и действующих когерентно, должно быть нереально большим (например,  $10^6$ , согласно [98]). Решение задачи о распространении волн через периодические структуры также не устраняет проблему: во-первых, существование периодической структуры неясного происхождения с периодом порядка 3–30 м (который диктуется необходимостью соответствия с наблюдаемыми характеристиками ЗС) в течение длительного времени вряд ли осуществимо в солнечной короне, а во-вторых, частотные окна прозрачности и непрозрачности имеют разные размеры для обыкновенных и необыкновенных волн [103], т.е. при измерениях в неполяризованном излучении полосы ЗС должны быть размыты, что противоречит наблюдениям. Необходимо отметить в заключение, что сама постановка задач в работах [100–103] не является корректной: авторы заменяют решение проблемы происхождения периодических структур в спектре радиоизлучения гипотетическими предположениями о существовании периодических неоднородностей в короне.

### 3.2. Зебра-структура в километровом излучении Юпитера

Километровое радиоизлучение Юпитера впервые наблюдалось во время полётов космических аппаратов Voyager 1 и 2 в 1979 году. Обширная информация о его характеристиках была получена миссией Кассини в 2000 году. При этом в диапазоне 25–75 кГц была обнаружена структура [50], которая проявляет сильную аналогию с ЗС в солнечном радиоизлучении. Приведённый на рис. 9 динамический спектр представляет собой набор квазиэквилидистантных полос повышенной яркости,

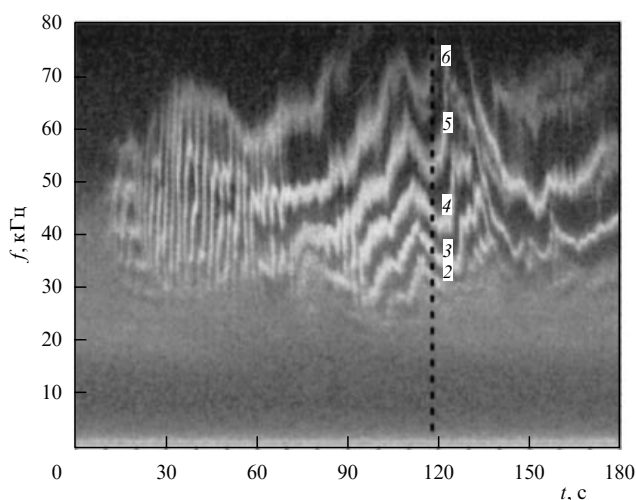


Рис. 9. Динамический спектр с зебра-структурой в километровом излучении Юпитера [50]; пунктирной линией отмечен момент времени, для которого построена модель источника зебра-структуры на рис. 10.

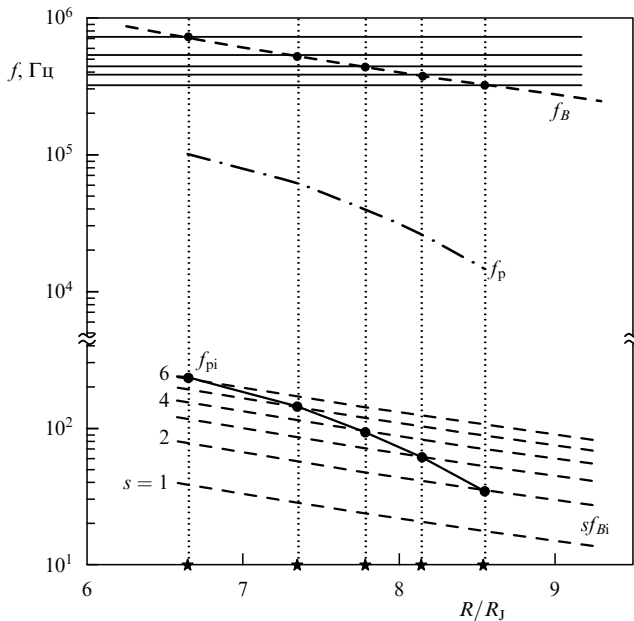
параллельно дрейфующих во времени. Из рисунка ясно, что частотное расстояние между полосами много меньше частот самих полос и увеличивается с ростом частоты.

Аналогия ЗС на спектрах радиоизлучения Солнца и Юпитера позволяет предположить, что и механизмы, ответственные за происхождение спектров в виде квазиэквилидистантных полос, могут быть в обоих случаях одинаковыми, т.е. наблюдаемый спектр может быть проявлением эффекта ДПР в магнитосфере Юпитера. Для интерпретации ЗС в километровом излучении Юпитера в работе [53] была выдвинута идея о полной аналогии этой структуры с солнечной ЗС: авторы [53] предположили, что повышенное излучение возникает в областях, где частота верхнего гибридного резонанса совпадает с гармониками электронной гирочастоты. Как уже указывалось выше, эффект ДПР в этом случае может быть реализован только в слабоанизотропной плазме. Поэтому в работе [53] выбрана модель источника, в которой области ДПР и источники излучения с ЗС расположены в области экваториального токового слоя (с повышенной концентрацией плазмы) вдоль силовых линий магнитного поля, принадлежащих  $L$ -оболочкам из интервала  $10 \leq L \leq 10,5$  (где  $L = R_L/R_J$ ,  $R_J$  — радиус Юпитера,  $R_L$  — расстояние от центра планеты до пересечения магнитной силовой линии с экватором). Указанный интервал  $L$ -оболочек найден путём согласования рассчитанного (по модели магнитного поля VIP4 [104]) спектра с наблюдаемым, т.е. сравнения модельных значений частот циклотронных гармоник с наблюдаемыми частотами зебра-полос. Для соответствия с наблюдениями концентрация плазмы в источниках ЗС должна вдвое превышать концентрацию, следующую из известной модели [105].

В принятой в работе [53] модели электронная концентрация возрастает, а магнитное поле уменьшается при движении в сторону экватора по неоднородному источнику, вытянутому вдоль силовой линии, т.е. величины  $L_B$  и  $L_N$  имеют разные знаки. В предложенной модели рассчитанное расстояние между полосами должно уменьшаться с ростом частоты, что противоречит наблюдениям. Согласно рис. 4в, г, при разных знаках  $L_B$  и  $L_N$  расстояние между полосами должно убывать с ростом частоты. Для того чтобы это расстояние увеличивалось с ростом частоты, как на спектре рис. 9, величины  $L_B$  и  $L_N$  должны иметь одинаковые знаки (рис. 3а, б). Кроме того, согласно измерениям [106], в большей части магнитосферы Юпитера плазма является сильноанизотропной ( $\omega_B \gg \omega_p$ ). Поэтому в работе [54] была предложена другая интерпретация ЗС в километровом излучении Юпитера, основанная на эффекте ДПР на ионных циклотронных гармониках.

Как показано в разделе 2.5, реализация такого эффекта возможна только в сильно анизотропной плазме ( $\omega_p \ll \omega_B$ ) при следующем условии для ионов:  $\omega_{pi} \gg \omega_{Bi}$ . При этом частота нижнего гибридного резонанса совпадает с ионной плазменной частотой:  $\omega_{LH} \approx \omega_{pi}$ , дисперсионные свойства ионных циклотронных волн описываются кривыми на рис. 1 с заменой  $\omega_B$  на  $\omega_{Bi}$  и  $\omega_{UH}$  на  $\omega_{LH}$  и повышенная генерация ионных циклотронных волн имеет место на уровнях ДПР для ионов:  $\omega_{pi} = s\omega_{Bi}$ .

Сказанное означает, что источник должен быть расположен вне области экваториального токового слоя, где плазма слабо анизотропна ( $\omega_p \gg \omega_B$ ). Согласно [54],



**Рис. 10.** Модель источника зебра-структуры в километровом излучении Юпитера, динамический спектр которого показан на рис. 9 в момент времени, отмеченный на спектре пунктирной линией [54]: зависимость электронной гирочастоты  $f_B$  и гармоник ионной гирочастоты  $sf_{Bi}$  с номерами  $s = 2-6$  от расстояния  $r = R/R_J$  от центра Юпитера, согласно модели VIP4 [102]; горизонтальные линии обозначают частоты наблюдаемых зебра-полос в отмеченный момент времени. Области ДДР отмечены на кривых  $sf_{Bi}(r)$  тёмными кружками. Звёздочками на оси абсцисс отмечены расстояния, на которых расположены области ДДР для ионных гармоник с номерами  $s = 2-6$ .

источник расположен в магнитосфере Юпитера на оболочке  $L = 15$  в области широт  $40-50$  градусов. Он представляет собой равновесную электрон-протонную плазму с примесью энергичных электронов и протонов, захваченных магнитным полем и неравновесных по поперечным относительно магнитного поля скоростям. Источник вытянут вдоль магнитной силовой линии. В таком источнике возникает неустойчивость плазменных волн на частотах верхнего и нижнего гибридного резонансов с непрерывным спектром. Кроме того, при указанных условиях на ионных циклотронных гармониках возможен эффект ДДР.

Модель источника конструируется в работе [54] следующим образом (рис. 10). Магнитное поле предполагается соответствующим модели VIP4 [104]. В таком магнитном поле построена зависимость электронной гирочастоты  $f_B$  (верхняя часть рисунка) и гармоник ионной гирочастоты  $sf_{Bi}$  (нижняя часть рисунка) для  $s = 2-6$  в зависимости от относительного расстояния  $r = R/R_J$  до центра Юпитера (о целесообразности выбора набора гармоник  $s = 2-6$ , оболочки  $L = 15$  и интервала широт источника см. подробнее [54]). Горизонтальными линиями отмечены наблюдаемые частоты зебра-полос в фиксированный момент времени, отмеченный на рис. 9 пунктирной линией. Поскольку ожидаемые частоты зебра-полос  $f = sf_{Bi}(r) + f_B(r)$  мало отличаются от  $f_B(r)$ , точки пересечения этих горизонтальных линий с кривой  $f_B(r)$  определяют расположение источников ЗС на оси  $r$ ; соответствующие расстояния  $r = R/R_J$  отмечены звёздочками на оси абсцисс. Очевидно, что пересечения вертикальных прямых с гармониками  $sf_{Bi}(r)$  определяют

частоты ионных циклотронных гармоник в точках ДДР; они отмечены тёмными кружками на кривых  $sf_{Bi}(r)$ . Сплошная линия, соединяющая эти точки пересечения, определяет требуемое поведение ионной плазменной частоты.

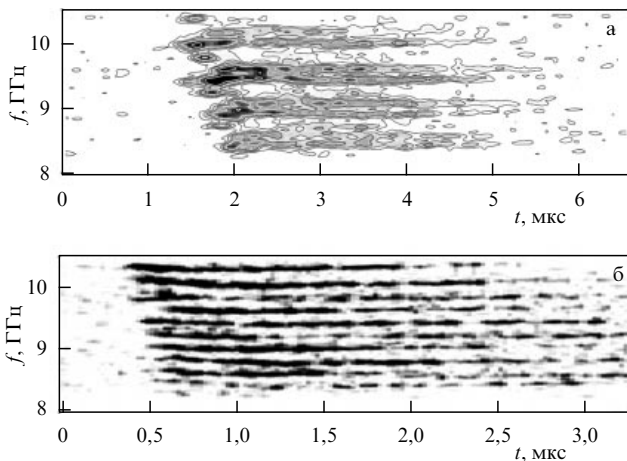
Неустойчивость на частоте верхнего гибридного резонанса  $f_{UH}(r) \approx f_B(r)$  в неоднородном источнике приводит к появлению повышенного излучения с непрерывным спектром. На этот континуум налагаются полосы повышенной яркости на частотах  $f(r) = sf_{Bi}(r) + f_B(r)$ , обусловленные нелинейным слиянием низкочастотных волн на частотах ДДР  $sf_{Bi}(r)$  и высокочастотных волн на частотах  $f_B(r)$ . Требуемые интервалы изменения концентрации плазмы в источнике, полученные из зависимости  $f_{pi}(r)$  на рис. 10, составляют  $N_e = N_i \approx (0,03-1,3) \text{ см}^{-3}$ . Магнитное поле для наблюдаемого частотного интервала  $25-75 \text{ кГц}$  и гармоник  $s = 2-6$  должно изменяться в пределах  $B \approx (1-2) \times 10^{-2} \text{ Гс}$ .

Предложенная в работе [54] модель позволяет объяснить в плазме с сильным магнитным полем ( $\omega_p \ll \omega_B$ ) характерные особенности динамического спектра ЗС в километровом излучении Юпитера: наличие квазигармонических полос повышенной яркости на динамическом спектре с расстоянием между полосами, существенно меньшим частоты излучения, и увеличение частотного разнесения полос с ростом частоты (благодаря одинаковым знакам величин  $L_B$  и  $L_N$  в неоднородном источнике).

Отметим, что, наряду с Юпитером, миссия Кассини зарегистрировала ЗС в километровом излучении Сатурна. Динамический спектр, опубликованный в работе [51], представляет собой систему полос повышенной яркости, параллельных оси времени, расстояние между которыми увеличивается с ростом частоты. Это явление, по-видимому, также допускает интерпретацию на основе эффекта ДДР.

### 3.3. Зебра-структура в микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности

Динамические спектры радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности, полученные Хэнкинсом и Эйлек [55, 107] с помощью 300-метрового радиотелескопа обсерватории в Аресибо (Пуэрто-Рико) и динамического спектрографа с уникальным временным разрешением порядка долей наносекунды, содержат ценную информацию об источнике радиоизлучения и открывают новые возможности для восстановления физических процессов, ответственных за это излучение. В частности, обнаружение тонкой структуры динамического спектра в виде сравнительно узких квазигармонических полос, параллельно дрейфующих во времени, налагает существенные ограничения на выбор возможных механизмов радиоизлучения. Такая ситуация во многом аналогична положению в теории радиоизлучения Солнца, когда с появлением динамического спектрографа в 1950–1960-е годы удалось классифицировать и объяснить природу многих солнечных радиовсплесков [66, 108, 109]. Более того, именно наличие тонкой структуры спектра солнечного радиоизлучения в виде узкополосных деталей позволило в своё время сделать выбор при интерпретации широкополосного континуума IV типа между синхротронным и плазменным механизмом в пользу последнего [2, 3, 84, 110]. Не исключено, что получение динамических спектров радиоизлучения пульсаров также будет способство-



**Рис. 11.** Примеры динамических спектров с зебра-структурой в микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности, полученные с помощью 300-метрового радиотелескопа обсерватории в Аресибо и динамического спектрографа с уникальным временным разрешением порядка долей наносекунды: [55] (а), [107] (б).

вать более глубокому пониманию природы этого радиоизлучения.

Динамические спектры кратковременных всплесков в промежуточном импульсе поляризованного микроволнового радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности, показанные на рис. 11, во многом аналогичны ЗС в спектре солнечного радиоизлучения, примеры которой приведены на рис. 5. Обе структуры представляют собой ряд квазигармонических полос повышенного излучения, расстояние между которыми значительно меньше самой частоты излучения. Кроме того, расстояние между полосами и в солнечном излучении, и в излучении Крабовидной туманности не постоянно: при переходе от одной полосы к другой оно увеличивается с ростом частоты [39, 55]. Это свойство регулярной неэквидистантности в обоих объектах является очень важной деталью при выборе механизма радиоизлучения.

В солнечном радиоизлучении ЗС наблюдается в диапазоне длин волн от нескольких сантиметров до нескольких метров, причём особенно часто она регистрируется в дециметровом диапазоне. ЗС в пульсаре регистрируется на волнах микроволнового диапазона. На Солнце регистрировалась ЗС как с ограниченным числом полос (скажем, 3–5) [7, 14], так и с очень большим числом полос (больше десяти) [13, 18]. В излучении пульсара в одном и том же интервале частот также регистрируется как небольшое, так и значительное (больше десяти) количество полос (ср. рис. 11а, б). Кроме того, в случае пульсара ограничение по частоте сверху может быть связано с шириной диапазона приёмного устройства: возможно, что спектр с ЗС простирается на более высокие частоты.

Одна из схем происхождения частотных спектров с ЗС в радиоизлучении пульсара в Крабовидной туманности была предложена в статье [111], согласно которой наблюдаемая структура спектра связана с неустойчивостью релятивистских электронов на аномальном эффекте Доплера, т.е. при условии

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = \frac{s\omega B}{\gamma}, \quad s < 0,$$

где  $k_{\parallel}$  и  $v_{\parallel}$  — компоненты волнового вектора и скорости частицы вдоль магнитного поля,  $s$  — номер гармоники,  $\gamma$  — лоренц-фактор излучающих частиц. Для того чтобы излучение соответствовало микроволновому диапазону при локализации источника радиоизлучения вблизи светового цилиндра, где магнитное поле нейтронной звезды  $B \sim 10^6$  Гс, необходимо предположить, что для излучающих частиц лоренц-фактор  $\gamma \approx 7 \times 10^7$  и концентрация плазмы в области излучения превышает в  $3 \times 10^5$  раз концентрацию Голдрейха–Джулиана [112] для модели магнитосферы вращающейся нейтронной звезды. Кроме того, ультрарелятивистские электроны вряд ли способны обеспечить генерацию радиоизлучения с узкополосными деталями в виде разрешённых полос ЗС с расстоянием между полосами, существенно меньшим самой частоты.

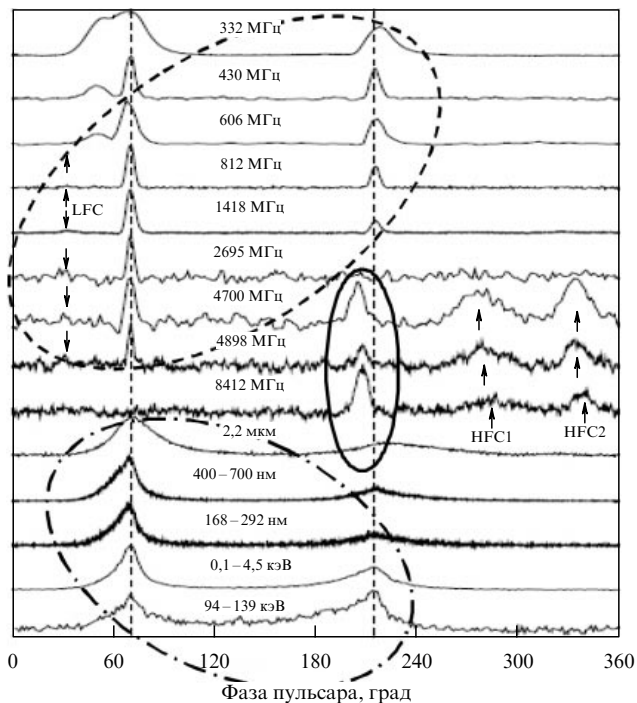
В работе [113] появление ЗС в радиоизлучении пульсара в Крабовидной туманности объясняется модуляцией коэффициента усиления плазменных волн монохроматической магнитозвуковой волной. Иными словами, проблема происхождения ЗС в радиоизлучении переносится с вопроса объяснения возможности существования относительно слабых магнитных полей в источнике на вопрос о генерации монохроматических магнитозвуковых волн относительно большой амплитуды в магнитосфере пульсара. Отметим также, что в приложении к ЗС на Солнце эта модель не в состоянии объяснить наблюдаемую поляризацию радиоизлучения в виде обыкновенной волны.

Аналогия частотных спектров ЗС в радиоизлучении Солнца и пульсара в Крабовидной туманности позволяет предположить, что и механизмы, ответственные за происхождение "полосатых" динамических спектров, могут быть в обоих случаях одинаковыми. По нашему мнению, отражённому в статье [56], наиболее вероятной причиной появления динамического спектра типа ЗС является эффект ДПР [1] (см. в связи с этим работу Хэнкинса и Эйлек [55], где такой механизм упоминался среди других возможных механизмов). Однако принимаемые обычно для оценок величины магнитных полей в окрестности пульсара (от значений  $B \sim 10^{12}$  Гс вблизи поверхности нейтронной звезды до  $B \sim 10^6$  Гс около светового цилиндра) не попадают в наблюдаемый микроволновый диапазон излучения со спектром в виде ЗС: частотам  $f \approx (6–10)$  ГГц, соответствующим относительно низким гармоникам электронной гирочастоты, отвечают значительно меньшие магнитные поля  $B \sim 10^2$  Гс. Отметим, что реализация условий ДПР предъявляет и другие жёсткие требования к источнику излучения (см. подробнее ниже), которые в рамках обсуждаемых в литературе моделей вращающихся нейтронных звёзд выглядят необычными для магнитосферы радиопулсара. Однако присутствие в спектрах узкополосных деталей в виде ЗС, а также возможность объяснить на основании эффекта ДПР существование параллельных квазигармонических полос повышенного излучения, расстояние между которыми увеличивается с ростом частоты, указывают на существование в магнитосфере пульсара локального источника со слабым магнитным полем и относительно высокой концентрацией плазмы ( $N \sim 10^{11}$  см $^{-3}$ ).

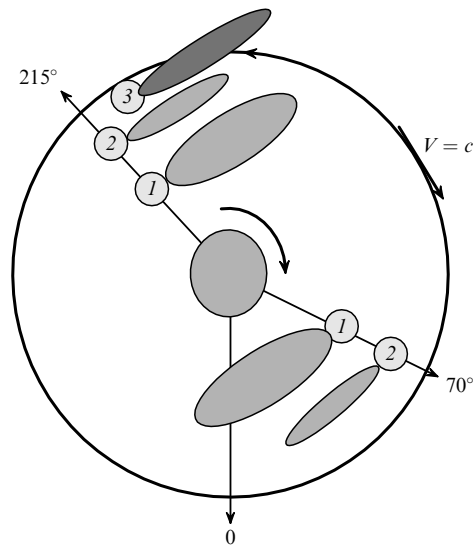
Поскольку строение магнитосферы нейтронной звезды фактически неизвестно и в настоящее время не существует её общепринятой модели, целесообразно исследовать механизм радиоизлучения пульсара в Крабовид-

ной туманности со спектром в виде ЗС без анализа проблемы формирования необходимой структуры полей и корпускулярного состава плазмы для реализации предлагаемого механизма ДПР. Следуя в дальнейшем изложении статье [56], мы исходим только из наблюдаемых свойств радиоизлучения и используем стандартный радиоастрономический подход — исследование физических условий в области генерации излучения на основе эффекта ДПР и получение оценок параметров источника. Именно с работами в такой постановке были связаны первые успехи в теории происхождения солнечного радиоизлучения: например, быстро дрейфующие всплески III типа были объяснены распространением субрелятивистских потоков электронов в солнечной короне (без решения вопроса о механизме ускорения этих электронов), а мощные медленно дрейфующие всплески II типа были ассоциированы с ударными волнами (без выяснения причин возникновения этих волн).

**3.3.1 Локализация источника излучения с зebra-структурой.** На рисунке 12 показаны усреднённые профили излучения пульсара в Крабовидной туманности на различных частотах в зависимости от фазы пульсара [114]. Схематическое расположение локальных источников излучения пульсара в проекции на экваториальную плоскость показано на рис. 13 [56]. Основной импульс пульсара наблюдается вблизи фазы 70°. Во время основного импульса фиксируется рентгеновское, оптическое и континуальное радиоизлучение. Промежуточный импульс пульсара соответствует фазе 215° и также показывает наличие рентгеновского, оптического и



**Рис. 12.** Усреднённые профили излучения пульсара в Крабовидной туманности на различных частотах в зависимости от фазы пульсара [114]: штриховой овал — источники оптического и рентгеновского излучений; штрихпунктирный овал — источники континуального радиоизлучения; сплошной овал — источник микроволнового излучения с тонкой структурой динамического спектра типа "зебры" вблизи фазы 205°.



**Рис. 13.** Расположение локальных источников оптического, рентгеновского и радиоизлучения, соответствующих основному и промежуточному импульсам пульсара в Крабовидной туманности (проекция на экваториальную плоскость). 1 — источники рентгеновского и оптического излучения, 2 — источники континуального радиоизлучения, 3 — источник микроволнового излучения с зebra-структурой [56].

широкополосного радиоизлучения. ЗС наблюдается только в микроволновом предвестнике промежуточного импульса, который соответствует фазе 205°, т.е. приблизительно на 10° опережает фазу промежуточного импульса, причём в предвестнике отсутствуют другие компоненты частотного спектра. Указанные обстоятельства свидетельствуют о том, что ЗС генерируется в обособленном источнике, параметры которого могут существенно отличаться от параметров источников, соответствующих основному и промежуточному импульсам, и могут испытывать вариации во времени, о чём, в частности, свидетельствует различное количество полос ЗС в одном и том же частотном интервале в разных событиях (рис. 11а, б). Этот источник, как и все другие, должен располагаться внутри светового цилиндра, где реализуется управляемый магнитным полем режим коротации — совпадения частоты вращения области излучения с частотой вращения нейтронной звезды. В противном случае фаза источника не оставалась бы стабильной в течение длительных наблюдений пульсара.

Следуя [115, 116], будем считать, что усреднённые радиоимпульсы связаны с релятивистским формированием диаграммы направленности излучения при вращении нейтронной звезды. При этом источник излучения должен быть локализован в районе светового цилиндра, где движение с субсветовой скоростью обеспечивает узкую диаграмму излучения. Релятивистская модель в применении ко всем классам радиопульсаров даёт единое объяснение появления всплесков излучения без искусственных предположений о форме диаграммы направленности каждого источника в отдельности. Отметим, что в релятивистской модели ширина основного и промежуточного всплесков пульсара не зависит или слабо зависит от частоты радиоизлучения (см. [116]). Последнее обстоятельство хорошо иллюстрируют результаты наблюдений пульсара в Крабовидной туманности. При этом, разумеется, конкретный профиль радио-

всплеска отражает специфику генерации радиоизлучения, связанную с конфигурацией магнитного поля и характеристиками плазмы в каждом отдельном объекте. В релятивистской модели для источника ЗС оценка скорости источника  $V$  по периоду вращения и длительности импульса (с учётом сокращения длительности импульса вследствие перемещения источника по орбите [116]) даёт значение  $\beta = V/c = 0,82$ . При такой скорости и периоде вращения пульсара  $P = 3,3 \times 10^{-2}$  с источник должен быть удалён на расстояние  $R = VP/2\pi \approx 1,3 \times 10^8$  см от оси вращения звезды, т.е. расположен внутри светового цилиндра, радиус которого  $R_L = c/\Omega = 1,6 \times 10^8$  см, где  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая частота вращения звезды. Следует, конечно, иметь в виду, что источники могут располагаться на разных расстояниях от экваториальной плоскости.

### 3.3.2. Концентрация плазмы и магнитное поле в источнике.

Предполагая, что механизм генерации ЗС на пульсаре в Крабовидной туманности связан с эффектом ДПР, оценим необходимые значения концентрации плазмы и магнитного поля в источнике. Наблюдаемая частота излучения  $f$  связана с частотой  $f'$  в источнике соотношением [116]

$$f = f' \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (47)$$

где  $\theta$  — угол между направлением излучения в системе наблюдателя и скоростью. Отсюда при  $\beta = 0,82$ ,  $\cos \theta \approx 1$  следует, что частота излучения в системе, связанной с источником, приблизительно равна

$$f' \approx 0,3f. \quad (48)$$

Тогда для наблюдаемого интервала частот  $f = (6-10) \times 10^9$  Гц получим  $f' \approx (1,8-3,0) \times 10^9$  Гц. Если генерация ЗС происходит вблизи плазменной частоты  $\omega_p = 2\pi f'$ , то электронная концентрация равновесной нерелятивистской плазмы в источнике составляет  $N \approx (0,9-1,2) \times 10^{11}$  см $^{-3}$ .

Оценим теперь необходимую величину магнитного поля в источнике. Для ЗС в модели распределённого источника частотный интервал между уровнями  $s+1$  и  $s$  двойного плазменного резонанса определяется соотношением (26). Чтобы связать наблюдаемые частоты полос с номерами гармоник электронной частоты и таким образом оценить магнитное поле в источнике излучения с зebra-структурой, проанализируем выражение (26) более подробно. Введя обозначение  $q = |L_B|/|L_N|$ , перепишем (26) в виде

$$F(q) \equiv \frac{\Delta f}{sf_B} = \frac{q}{|sq - (s+1)|}. \quad (49)$$

Очевидно, что условие наблюдения разрешённых полос  $F(q) \ll 1$  налагает ограничения на возможное значение параметра  $q$ . Примем во внимание, что, согласно данным [55] о ЗС в излучении пульсара в Крабовидной туманности, частотное разнесение полос практически пропорционально частоте излучения (рис. 14):

$$\Delta f [\text{ГГц}] = 0,058(\pm 0,001) f [\text{ГГц}] - 0,007(\pm 0,011) \quad (50)$$

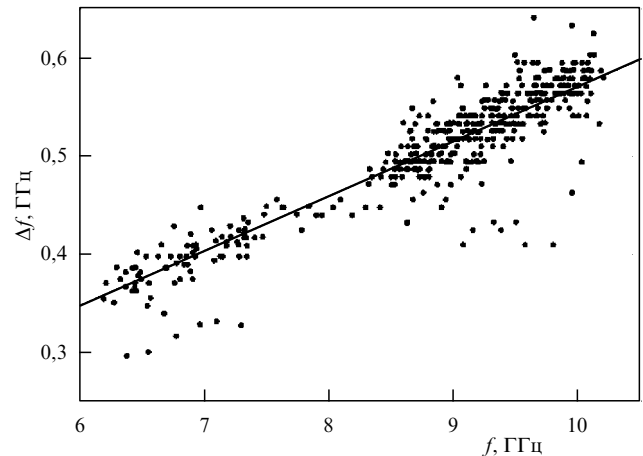


Рис. 14. Частотное расстояние между соседними полосами зebra-структуры как функция частоты, измеренное для 460 полос зebra-структуры в 105 импульсах микроволнового излучения в течение 20 дней наблюдений [55].

(последним слагаемым в этом соотношении можно пренебречь). Отсюда следует, что

$$F(q) \approx 0,06 = \text{const}. \quad (51)$$

Из сравнения (49) и (51) следует, что отношение характерных масштабов  $q$  с необходимостью должно изменяться на протяжении неоднородного источника: соотношения (49) и (51) однозначно связывают номер гармоники и параметр  $q$ :  $17q = |sq - (s+1)|$ . Поскольку отношение  $q = |L_B|/|L_N|$  нам неизвестно, оценим возможные номера гармоник в разных вариантах.

При  $q \ll 1$  равенство (51) приводит к условию  $q = (s+1)/17 \ll 1$ , которое выполняется только для гармоник с номерами  $s \ll 16$ . Это означает, что в источнике, где магнитное поле меняется с изменением координаты значительно быстрее, чем электронная концентрация, наблюдаемые полосы ЗС представляют собой низкие гармоники электронной гирочастоты. Ограничение приводит в этом случае к следующей оценке магнитного поля (напомним, что, согласно рис. 3а, при  $q < 1$  низшая гармоника соответствует самой высокой частоте):  $1,3 \times 10^2$  Гс  $< B < 1,8 \times 10^3$  Гс. В реальности интервал магнитных полей, который должен включать пять наблюдаемых гармоник на рис. 11а, существенно уже: если предположить, например, что номера гармоник меняются от  $s = 5$  до  $s = 10$ , то ожидаемый интервал магнитных полей составляет

$$2 \times 10^2 \text{ Гс} < B < 7 \times 10^2 \text{ Гс}. \quad (52)$$

В случае, когда  $q \gg 1$ , комбинация условий (50) и (51) приводит только к ограничению снизу номера гармоники:  $s > 17$ , т.е.

$$B < 2 \times 10^2 \text{ Гс}. \quad (53)$$

Как и следовало ожидать, обе оценки приводят к значениям магнитных полей, на четыре порядка меньшим обычно принимаемых величин в окрестности пульсара (порядка  $10^6$  Гс на расстоянии  $R \approx 1,3 \times 10^8$  см от звезды с магнитным полем  $B \sim 10^{12}$  Гс на её поверхности; см. [116]).

**3.3.3. Параметры плазменной турбулентности.** Приведённые оценки концентрации плазмы и магнитного поля в источнике ЗС получены в предположении, что наблюдаемая частота радиоизлучения близка к плазменной частоте электронов  $\omega' \approx \omega_p$ , а эффективность генерации излучения на удвоенной частоте  $\omega' \approx 2\omega_p$  существенно меньше. Это связано с тем, что при больших яркостных температурах, которые характерны для радиоизлучения пульсаров, становится существенным процесс нелинейного распада электромагнитной волны на удвоенной плазменной частоте на две плазменные волны частотой  $\omega_L$ . Этот процесс ограничивает рост яркостной температуры излучения на удвоенной плазменной частоте. Напротив, для излучения вблизи плазменной частоты  $\omega' \approx \omega_p$  при высоких яркостных температурах определяющую роль играет индуцированная конверсия плазменных волн в электромагнитные при рассеянии на протонах равновесной плазмы, что приводит к экспоненциальному росту яркостной температуры с ростом плотности энергии плазменных волн [79].

Рассмотрим, при каких условиях индуцированная конверсия плазменных волн в электромагнитные при рассеянии на ионах равновесной плазмы может обеспечить наблюдаемую яркостную температуру ЗС в микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности. Оценку линейного размера  $l$  источника ЗС можно получить исходя из длительности  $\tau$  зебра-полос:

$$l \sim c\tau\sqrt{1-\beta^2} \sim 10^5 \text{ см.} \quad (54)$$

Тогда в системе отсчёта, связанной с источником, яркостная температура радиоизлучения [116]

$$T_b \approx \frac{\lambda^2 F}{\kappa} \left(\frac{R}{l}\right)^2 \frac{(1-\beta \cos \theta)^3}{(1-\beta^2)^2} \sim (10^{29} - 10^{30}) \text{ К} \quad (55)$$

на длине волны  $\lambda = 3 \text{ см}$  ( $f = 10 \text{ ГГц}$ ) для наблюдаемых потоков  $F \sim 100 \text{ Ян}$  и расстояний  $R \approx 2 \text{ кпк}$ .

При трансформации возбуждаемых плазменных волн в электромагнитные за счёт рэлеевского рассеяния на частицах равновесной плазмы выполняется закон сохранения энергии

$$\omega_t - \omega = (\mathbf{k}_t - \mathbf{k})\mathbf{v}, \quad (56)$$

где  $\omega_t$  и  $\mathbf{k}_t$  — частота и волновой вектор электромагнитных волн,  $\mathbf{v}$  — скорость рассеивающих частиц. Рэлеевское рассеяние наиболее эффективно на протонах равновесной плазмы и приводит к радиоизлучению основного тона  $\omega_t \approx \omega_p$ . Дисперсионные соотношения для плазменных и электромагнитных волн при  $\omega_p/\omega_B \gg 1$  сводятся к виду

$$\omega^2 \approx \omega_p^2 + 3v_T^2 k^2, \quad \omega_t^2 \approx \omega_p^2 + k_t^2 c^2. \quad (57)$$

Из формул (56), (57) определяется область нелинейного взаимодействия электромагнитной волны частотой  $\omega_t$  с возбуждаемым спектром плазменных волн:

$$L = 3L_N \frac{v_T^2}{\omega_p^2} (k_{\max}^2 - k_{\min}^2) \approx 3L_N \frac{v_T^2}{v_e^2}, \quad (58)$$

где  $k_{\max}$  и  $k_{\min}$  определяют ширину спектра возбуждаемых плазменных волн.

Уравнение переноса для яркостной температуры излучения имеет вид [59]

$$\frac{dT_b}{dl} = a - (\mu_N + \mu_c)T_b, \quad (59)$$

где  $a$  — излучательная способность,  $\mu_N$  — коэффициент поглощения (усиления) вследствие нелинейных процессов,  $\mu_c$  — коэффициент тормозного поглощения. Решение этого уравнения записывается как

$$T_b = \frac{a}{\mu_c + \mu_N} \left[ 1 - \exp\left(-\int_0^L (\mu_c + \mu_N) dl\right) \right], \quad (60)$$

где величина  $L$  определяется формулой (58). Для рэлеевского рассеяния коэффициенты излучения и поглощения представляются следующим образом [79]:

$$a \approx \frac{\pi}{36} \frac{\omega_p}{v_g} m v^2 w, \quad \mu_N \approx -\frac{\pi}{108} \frac{m}{m_i} \frac{\omega_p}{v_g} \frac{v^2}{v_T^2} w, \quad (61)$$

$$\mu_c = \frac{\omega_p^2}{\omega_t} \frac{v_{ei}}{v_g} \approx \frac{v_{ei}}{v_g},$$

где  $v_g$  — групповая скорость электромагнитных волн,  $w = W/NkT$  — отношение плотности энергии возбуждённых плазменных волн к тепловой энергии равновесной плазмы. Поскольку значение  $\mu_N$  отрицательно, то при  $|\mu_N| > \mu_c$ , т.е. при достаточно высоком уровне плазменной турбулентности, возможен экспоненциальный рост яркостной температуры излучения — мазер-эффект. В этом случае

$$T_b \approx 3 \frac{m_i}{m} T \exp\left(\frac{\pi}{324} \frac{m}{m_i} \frac{v^3}{v_T^3} \frac{\omega_p}{v_T} Lw\right). \quad (62)$$

Как показано в разделе 2, оптимальное для генерации ЗС отношение скорости быстрых частиц к тепловой скорости электронов плазмы составляет

$$\frac{v_e}{v_T} \approx 10 - 20. \quad (63)$$

В этом случае, полагая  $\omega_p \approx 2\pi \times 10^{10} \text{ ГГц}$ ,  $v_e/v_T \approx 20$ ,  $T \approx 10^6 \text{ К}$ ,  $l \approx 10^5 \text{ см}$ , получим, что наблюдаемую яркостную температуру радиоизлучения ЗС  $T_b \sim 10^{30} \text{ К}$  можно объяснить, предположив, что отношение плотности энергии плазменных волн к плотности тепловой энергии плазмы составляет по порядку величины

$$w = \frac{W_l}{NkT} \approx 10^{-3} - 10^{-2}. \quad (64)$$

Это значение меньше порога возникновения сильной турбулентности  $w > w^* = 12v_T^2/v^2 \approx 3 \times 10^{-2}$ , при которой могут возникать лемгюровские солитоны, т.е. происходит конденсация плазменных волн в сгустки, и плазменные волны начинают влиять на дисперсионные свойства плазмы. Поэтому ЗС в микроволновом излучении пульсара с потоками, меньшими 100 Ян, можно, по видимому, рассматривать в рамках приближения слабой плазменной турбулентности.

**3.3.4. Возможная модель источника зебра-структуры.** Выше были приведены аргументы, свидетельствующие о том, что зебра-структура в радиоизлучении пульсара в Крабовидной туманности генерируется в локальном

источнике, параметры которого могут существенно отличаться от параметров источников, соответствующих основному и промежуточному импульсам, и что этот источник должен располагаться внутри светового цилиндра, где реализуется режим увлечения магнитосферной плазмы магнитным полем вращающейся нейтронной звезды.

Следующий важный момент связан с необходимостью существования в коротящей магнитосфере областей с достаточно слабым магнитным полем, что необходимо для выполнения условия  $\omega_p \gg \omega_B$  в источнике. Подробное обсуждение возможных магнитных конфигураций источника ЗС проведено в работе [56]. Один из примеров представляет собой магнитную ловушку с силовой трубкой, заполненной энергичными электронами, неравновесными по поперечным относительно магнитного поля скоростям, которая аналогична источнику ЗС в солнечной короне. В вершине такой ловушки магнитное поле должно быть достаточно слабым ( $\omega_p \gg \omega_B$ ), что необходимо для возникновения ДПР неустойчивости. Следует отметить, что возможность существования слабых магнитных полей во внутренней магнитосфере вблизи светового цилиндра обсуждалась в работах [112, 117, 118].

С точки зрения возможности существования локальных областей со слабым магнитным полем в магнитосфере пульсара в Крабовидной туманности более привлекательной является конфигурация в виде нейтрального токового слоя [119]. Действительно, в центральной части слоя, где магнитное поле мало, а концентрация плазмы может быть достаточно большой, легко выполняется условие слабой анизотропии плазмы,  $\omega_p \gg \omega_B$ , необходимое для реализации эффекта ДПР. Однако в нейтральном токовом слое градиенты концентрации и магнитного поля вдоль координаты  $l$  имеют противоположные направления. Следовательно, расстояние между полосами ЗС уменьшается с увеличением частоты (рис. 3г), что противоречит данным наблюдений. Поэтому классический нейтральный токовый слой как источник ЗС в спектре пульсара представляется маловероятным.

Представим теперь, что на нейтральный токовый слой наложено поперечное магнитное поле  $B_1$ , параллельное градиенту основных параметров слоя и слабое по сравнению с полем  $B_\infty$ :  $B_\infty \gg B_1$ . Соответствующая конфигурация магнитного поля, представленная на рис. 15, будет напоминать сильно вытянутую магнитную ловушку. Допустим далее, что указанное поперечное магнитное поле меняется вдоль слоя (вдоль координаты  $m$  на рис. 15), а энергичные электроны занимают центральную часть слоя. Если при этом электронная концент-

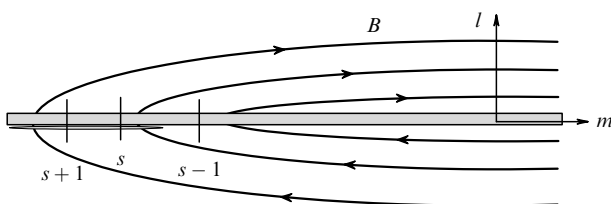


Рис. 15. Расположение источника зебра-структуры в нейтральном токовом слое со слабым поперечным магнитным полем; серая область — область, содержащая неравновесные электроны; поверхности ДПР перпендикулярны основному магнитному полю слоя.

рация  $N$  также неоднородна вдоль координаты  $m$ , то очевидно, что в такой конфигурации возможно появление уровней ДПР за счёт неоднородности параметров вдоль координаты  $m$ . Такой вариант нейтрального токового слоя с поперечным магнитным полем или сильно вытянутой магнитной ловушкой предпочтителен с точки зрения реализации эффекта ДПР в условиях магнитосферы пульсара. Относительно длительная генерация плазменных волн в магнитной ловушке (несмотря на короткие времена квазилинейной релаксации) обеспечивается балансом между уходом быстрых частиц в конус потерь вследствие квазилинейных эффектов и их восполнением за счёт источника быстрых частиц. В результате в ловушке устанавливается режим генерации плазменных волн с эффективным инкрементом, меньшим его "линейного" значения.

Обсуждаемые здесь динамические спектры имеют две особенности: наличие гармонической структуры и регулярную неэквидистантность этих гармоник. Если первую особенность нетрудно объяснить генерацией излучения на гармониках некоторой фундаментальной частоты (например, на электронных циклотронных гармониках в однородном магнитном поле), то вторая особенность требует большего: генерации разных гармоник в слоях с разным значением магнитного поля, т.е. в источнике с неоднородным магнитным полем. Последняя обеспечивается повышенным уровнем генерации на частотах ДПР — в полном соответствии с динамическими спектрами в радиоизлучении Солнца и пульсара в Крабовидной туманности. Магнитное поле в источнике должно быть достаточно слабым: относительно низкие гармоники его электронной гирочастоты сравнимы с частотой радиоизлучения. Такое магнитное поле обеспечивается или его локализацией вдали от экваториальной плоскости вращающейся нейтронной звезды (но, разумеется, внутри светового цилиндра), или на более низких высотах — в области со специальной конфигурацией типа нейтрального токового слоя с поперечным магнитным полем.

Наблюдаемый динамический спектр радиоизлучения в промежуточном импульсе радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности с дискретными полосами повышенного излучения, в принципе, может быть обусловлен неустойчивостью на ионных циклотронных волнах. Привлечение ионных циклотронных гармоник и частоты нижнего гибридного резонанса для интерпретации излучения из магнитосферы пульсара "выгодно" в том смысле, что магнитные поля, требуемые для попадания этих гармоник в микроволновый диапазон волн, могут быть на три порядка больше ( $B \sim 10^5$  Гс), чем в случае электронных циклотронных гармоник ( $B \sim 10^2$  Гс). Такие магнитные поля в окрестности пульсара больше соответствуют привычным представлениям о физических условиях в атмосфере нейтронной звезды. Однако регистрация повышенного излучения на гармониках ионной гирочастоты должна быть исследована дополнительно в связи с проблемой выхода низкочастотного излучения за пределы пульсара.

В настоящем обзоре рассматривалась генерация ЗС в нерелятивистской электронно-протонной плазме. Вместе с тем обычно принято считать, что магнитосфера пульсара заполнена релятивистской электронно-позитронной плазмой. Вполне возможно, однако, что в магнитосфере присутствуют в достаточно большом количе-

стве и ионы. О возможном присутствии ионов в коротящей ионосфере упоминается ещё в работе Голдрейха и Джулиана [112]. В работе [119] проведено детальное исследование ускоряющих электрических полей применительно к пульсару в Крабовидной туманности и обнаружены режимы, при которых происходит ускорение ионов, причём ионные токи могут быть сравнимы с токами ускоренных электронов. Вопрос о наличии электронно-ионной (протонной) плазмы в магнитосфере пульсара нуждается в дальнейшем исследовании, однако существование ЗС в радиоизлучении пульсара и успешная интерпретация ЗС по аналогии с такой же структурой в спектре солнечного радиоизлучения свидетельствуют о том, что такая возможность имеет место. В отношении генерации ЗС в электронно-позитронной плазме предварительный анализ показывает, что, в принципе, в такой плазме реализуются условия для ДПР, однако проблема требует отдельного исследования.

Отметим также, что условие слабой анизотропии плазмы  $\omega_p^2/\omega_B^2 \gg 1$ , необходимое для реализации эффекта ДПР, можно представить в виде

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \approx \frac{4\pi}{\omega_B P} \bar{\lambda} \gg 1. \quad (65)$$

Здесь  $P$  — период обращения пульсара,  $\bar{\lambda} = N/N_{GJ}$  — отношение концентрации плазмы в источнике к концентрации Голдрейха – Джулиана [112]  $N_{GJ} \approx B/ceT$ , характеризующей плотность заряда коротации  $\rho_c \approx eN_{GJ}$ . Для значений магнитного поля в источнике ЗС  $B \approx 50 - 100$  Гс это условие принимает вид

$$\bar{\lambda} = \frac{N}{N_{GJ}} \gg (2,5 - 5) \times 10^6. \quad (66)$$

Истинные значения  $\bar{\lambda}$ -фактора в магнитосферах пульсаров точно не известны. Можно лишь утверждать из условия квазинейтральности плазмы, что это значение должно быть достаточно большим. В литературе для согласования различных механизмов излучения пульсаров с данными наблюдений принимаются значения  $\bar{\lambda} > 10^5 - 10^6$  [111, 120 – 123]. Рассмотренный выше механизм генерации ЗС может свидетельствовать о том, что  $\bar{\lambda}$ -фактор в магнитосфере пульсара может достигать ещё больших значений.

В связи с использованием нейтральных токовых слоёв как возможной модели источника наблюдаемой ЗС в микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности необходимо заметить, что в литературе нет определённых представлений о характере магнитной структуры вращающегося пульсара. В некоторых работах с помощью численных расчётов показано, что токовый слой начинает формироваться внутри светового цилиндра [124], в других работах считается, что токовый слой не может находиться в пределах светового цилиндра [125]. Заметим, что имеющиеся результаты численных расчётов пока не могут служить аргументом в пользу той или иной точки зрения, поскольку неизвестно, в частности, с какой вероятностью исходное магнитное поле нейтронной звезды можно считать дипольным. Кроме того, токовые слои, в которых генерируется ЗС, могут не представлять регулярную структуру магнитосферы пульсара, а возникать спорадически, поскольку сама ЗС наблюдается эпизодически в пределах промежу-

точного импульса радиоизлучения (рис. 11а, б). Можно надеяться, что дальнейшие исследования радиоизлучения пульсаров с помощью динамических спектрографов с высоким частотно-временным разрешением позволят получить новую важную информацию о природе радио-пульсаров и свойствах магнитосфер нейтронных звёзд.

#### 4. Экспериментальное исследование кинетической неустойчивости плазмы электронно-циклотронного разряда в условиях ДПР

Лабораторные исследования неустойчивости плотной неравновесной плазмы электронно-циклотронного разряда (ЭЦР) в открытой магнитной ловушке, показавшие резкое усиление генерации плазменных волн и связанного с ними радиоизлучения при выполнении условия двойного плазменного резонанса, были выполнены в работах [126 – 128].

Источником мощного микроволнового излучения, осуществляющего создание и нагрев плазмы в условиях ЭЦР, являлся гиротрон с частотой 37,5 ГГц, мощностью 80 кВт и длительностью импульса 1 мс. Для стадии развитого разряда в ловушке возникали плотная холодная компонента плазмы (концентрация  $N \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, температура  $T \approx 300$  эВ) с изотропным распределением по скоростям и менее плотная компонента горячих электронов (концентрация  $N_c \sim 10^{10} - 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, энергия  $T_c \sim 100$  кэВ) с анизотропной функцией распределения [126 – 128]. Холодная фоновая плазма определяет дисперсионные свойства волн в среде, а горячая электронная компонента с неравновесным распределением по скоростям в условиях эксперимента обуславливает развитие неустойчивости и генерацию электромагнитного излучения.

На рисунке 16 представлен динамический спектр излучения плазмы сразу после выключения микроволнового излучения гиротрона. Анализ экспериментальных данных позволяет выделить характерные параметры режима неустойчивости. Резкое усиление излучения происходит на частоте около  $2f_{B0}$  ( $f_{B0}$  — электронная гирочастота в центре магнитной ловушки) и имеет импульсно-

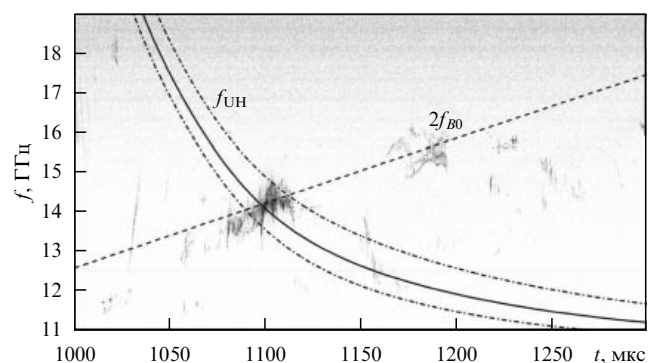


Рис. 16. Динамический спектр электромагнитного излучения, сопровождающего распад плазмы ЭЦР в зеркальной ловушке; пунктирной линией показано изменение во времени частоты  $2f_{B0}$  ( $f_{B0}$  — электронная гирочастота в центре магнитной ловушки); сплошная линия соответствует изменению частоты верхнего гибридного резонанса  $f_{UH}$  при распаде плазмы, штрихпунктирными линиями отмечен разброс в определении частоты  $f_{UH}$  с учётом точности измерения температуры фоновой плазмы (около 30 %).



периодический характер. Длительность вспышек радиоизлучения и синхронных импульсов тока высыпающихся из ловушки электронов составляет около 50 нс, а период их следования — около 200 нс. Высокочастотное излучение наблюдается в момент времени, когда при распаде плазмы частота верхнегибридного резонанса  $f_{UH}$  становится равной второй гармонике гирочастоты электронов  $2f_{B0}$  (см. рис. 16). Именно это является свидетельством реализации эффекта ДПР в проведённом эксперименте.

Следует подчеркнуть, что динамический спектр радиоизлучения на рис. 16 не имеет диффузного характера, а состоит из отдельных спаек, или "жемчужин". Такая особенность динамического спектра довольно часто наблюдается и в солнечном радиоизлучении с ЗС [7, 18, 20, 28, 32, 34]. Она проявляется также в радиоизлучении пульсара в Крабовидной туманности и может быть связана с квазипериодическим возбуждением плазменных волн при конкуренции неустойчивости в области ДПР и индуцированного рассеяния плазменных волн на частицах фоновой плазмы [126]. При этом периодические выбросы быстрых электронов из ловушки, совпадающие с фазами увеличения интенсивности плазменных волн, связаны в данном случае с генерацией плазменных волн на нормальном эффекте Доплера, в результате чего быстрые электроны теряют часть своей "поперечной" энергии. В итоге генерация плазменных волн приводит к попаданию электронов в конус потерь и последующему их высыпанию из магнитной ловушки.

## 5. Заключение

Тонкая структура спектров радиоизлучения астрономических объектов служит богатым источником информации о физических условиях и процессах в астрофизической плазме. Обсуждаемая выше зебра-структура на динамических спектрах радиоизлучения Солнца, Юпитера и пульсара в Крабовидной туманности свидетельствует об эффективном действии явления двойного плазменного резонанса в локальных источниках излучения этих объектов.

Сравнение данных наблюдений зебра-структуры в солнечном радиоизлучении с предсказаниями теории позволяет получить сведения о поведении магнитного поля в короне (соответствии бессилового приближению при экстраполяции фотосферных полей в верхнюю атмосферу), распределении электронной концентрации в корональной петле (согласно барометрическому закону), быстрых магнитозвуковых колебаниях магнитной трубки, существовании захваченных электронов с относительно высокими (но нерелятивистскими) скоростями. Интерпретация ЗС в километровом излучении Юпитера на основе эффекта двойного плазменного резонанса указывает на присутствие в магнитосфере планеты области вне плазменного слоя, содержащей электрон-протонную равновесную плазму с примесью захваченных энергичных электронов и протонов.

Модели источников зебра-структуры на Солнце и Юпитере вполне соответствуют известным данным о физических условиях в солнечной короне и магнитосфере Юпитера. Иная ситуация обнаруживается при объяснении зебра-структуры в микроволновом излучении пульсара в Крабовидной туманности. Совершенно неожиданное (на фоне сорокалетних исследований радиоизлучения пульсаров) обнаружение зебра-структуры от-

крывает новые возможности решения проблемы происхождения излучения пульсара. Объяснение сложного характера динамического спектра — системы квазигармонических полос с монотонным изменением расстояния между соседними гармониками — существенно ограничивает выбор механизма радиоизлучения и условий в области генерации этого излучения. Приведённое в работе [56] сопоставление динамических спектров солнечного радиоизлучения с зебра-структурой и динамических спектров микроволнового радиоизлучения в промежуточном импульсе пульсара в Крабовидной туманности обнаруживает глубокую аналогию этих явлений. Поскольку реальность выдвинутого 40 лет назад [2–5] механизма радиоизлучения, основанного на эффекте сильной неустойчивости на частотах двойного плазменного резонанса, в применении к солнечной зебра-структуре можно считать доказанной (в частности, благодаря наблюдениям [22], см. выше раздел 3.1), это открывает возможность переноса его действия и в магнитосферу вращающейся нейтронной звезды — пульсара в Крабовидной туманности. Указанный механизм может действовать в неравновесной нерелятивистской электрон-протонной плазме, помещённой в относительно слабое магнитное поле (по сравнению с сильным магнитным полем нейтронных звёзд). Отсюда следует важный вывод: наряду с релятивистской плазмой, заполняющей магнитосферу нейтронной звезды, в ней существуют области с нерелятивистской плазмой. Последние и служат источником зебра-структуры в микроволновой части промежуточного импульса пульсара.

Развиваемые в настоящее время релятивистские модели пульсаров не отражают всей сложности условий, приводящих к генерации радиоизлучения, обладающего сложными чертами спектра. И эти условия служат в конечном счёте критерием правомерности предлагаемых моделей магнитосферы нейтронных звёзд — радиопулсаров. Что касается радионаблюдений пульсаров, то исследование динамических спектров пульсара в Крабовидной туманности обнаружило ту же эффективность, которая раньше была широко использована при изучении динамических спектров солнечного спорадического радиоизлучения. Дальнейшие исследования пульсаров с помощью радиоспектрографов должны, очевидно, решить вопрос о распространённости тонкой структуры частотных спектров типа обнаруженной в Крабовидной туманности или существенно отличающейся от неё. Или это явление — уникальное (во что верится с трудом), или оно характерно и для других радиопулсаров. В любом случае несомненно, что дальнейшее исследование динамических спектров, начатое Хэнкинсом и Эйлек [55], открывает новую эпоху в изучении природы радиопулсаров.

Работа поддержана грантами РФФИ (№№ 14-02-00766, 14-02-00133, 16-02-00373), Программой фундаментальных исследований Президиума РАН П-7, а также частично грантом РФФИ № 16-12-10528 (разделы 3.3 и 4).

## Список литературы

1. Pearlstein L D, Rosenbluth M N, Chang D B *Phys. Fluids* **9** 953 (1966)
2. Zheleznyakov V V, Zlotnik E Ya *Solar Phys.* **43** 431 (1975)
3. Zheleznyakov V V, Zlotnik E Ya *Solar Phys.* **44** 447 (1975)
4. Zheleznyakov V V, Zlotnik E Ya *Solar Phys.* **44** 461 (1975)
5. Kuijpers J *Astron. Astrophys.* **40** 405 (1975)

6. Elgarøy Ø *Astrophys. Norvegica* **7** 123 (1961)
7. Slottje C *Solar Phys.* **25** 210 (1961)
8. Chernov G P, Korolev O S, Markeev A K *Solar Phys.* **44** 435 (1975)
9. Bernold T *Astron. Astrophys. Suppl.* **42** 43 (1980)
10. Kuijpers J, in *Radio Physics of the Sun. Proc. of the Symp., College Park, Md., August 7–10, 1979* (IAU Symp. 86) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1980) p. 341
11. Chernov G P, Zlobec P *Solar Phys.* **160** 79 (1995)
12. Chernov G P et al., in *Magnetic Fields and Solar Processes. The 9th European Meeting on Solar Physics, 12–18 September, 1999, Florence, Italy* (ESA SP-448, Ed. A Wilson) (Frascati: ESA, 1999) p. 765
13. Aurass H et al. *Astron. Astrophys.* **410** 1001 (2003)
14. Altyntsev A T et al. *Astron. Astrophys.* **431** 1037 (2005)
15. Kuznetsov A A *Astron. Astrophys.* **438** 341 (2005)
16. Chernov G P et al. *Astron. Astrophys.* **437** 1047 (2005)
17. Chen B, Yan Y *Solar Phys.* **246** 431 (2007)
18. Кузнецов А А *Письма в Астрон. журн.* **33** 363 (2007); Kuznetsov A A *Astron. Lett.* **33** 319 (2007)
19. Yan Y et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **59** S815 (2007)
20. Kuznetsov A A *Solar Phys.* **253** 103 (2008)
21. Melnik V N, Rucker H O, Konovalenko A A, in *Solar Physics Research Trends* (Ed. P Wang) (New York: Nova Sci. Publ., 2008) p. 287
22. Chen B et al. *Astrophys. J.* **736** 64 (2011)
23. Yu S, Yan Y, Tan B *Astrophys. J.* **761** 136 (2012)
24. Tan B et al. *Astrophys. J.* **744** 166 (2012)
25. Huang J, Tan B *Astrophys. J.* **745** 186 (2012)
26. Chernov G P et al. *Astron. Astrophys.* **538** A53 (2012)
27. Tan B et al. *Astrophys. J.* **780** 129 (2014)
28. Karlický M *Astron. Astrophys.* **561** A34 (2014)
29. Tan B et al. *Astrophys. J.* **790** 151 (2014)
30. Kaneda K et al. *Astrophys. J.* **808** L45 (2015)
31. Chernov G P *Space Sci. Rev.* **127** 195 (2006)
32. Chernov G P *Res. Astron. Astrophys.* **10** 821 (2010)
33. Chernov G P *Fine Structure of Solar Radio Bursts* (Berlin: Springer, 2011)
34. Chernov G P, arXiv:1512.06311
35. Злотник Е Я *Астрон. журн.* **54** 1309 (1977); Zlotnik E Ya *Sov. Astron.* **21** 744 (1977)
36. Berney M, Benz A O *Astron. Astrophys.* **65** 369 (1978)
37. Winglee R M, Dulk G A *Astrophys. J.* **307** 808 (1986)
38. Kuznetsov A A, Tsap Yu *Solar Phys.* **241** 127 (2007)
39. Zlotnik E Ya et al. *Astron. Astrophys.* **410** 1011 (2003)
40. Yasnov L V, Karlický M *Solar Phys.* **219** 289 (2004)
41. Zlotnik E Ya *Central Eur. Astrophys. Bull.* **33** 281 (2009)
42. Злотник Е Я, Шер Э М *Изв. вузов. Радиофизика* **52** 95 (2009); Zlotnik E Ya, Sher E M *Radiophys. Quantum Electron.* **52** 88 (2009)
43. Злотник Е Я, Зайцев В В, Аурацс Г *Письма в Астрон. журн.* **37** 555 (2011); Zlotnik E Ya, Zaitsev V V, Aurass H *Astron. Lett.* **37** 508 (2011)
44. Злотник Е Я, Зайцев В В, Аурацс Г *Central Eur. Astrophys. Bull.* **36** 161 (2011)
45. Zlotnik E Y *Solar Phys.* **284** 579 (2013)
46. Zlotnik E Y, Zaitsev V V, Altyntsev A T *Solar Phys.* **289** 233 (2014)
47. Yasnov L V, Karlický M *Solar Phys.* **290** 2001 (2015)
48. Zlotnik E Y et al. *Solar Phys.* **290** 2013 (2015)
49. Litvinenko G V et al. *Icarus* **272** 80 (2016)
50. Kurth W S et al., in *Planetary Radio Emissions V, Proc. of the 5th Intern. Workshop, Graz Austria, April 2–4, 2001* (Eds H O Rucker, M L Kaiser, Y Leblanc) (Vienna: Austrian Acad. of Sci. Press, 2001) p. 15
51. Menietti J D et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **113** A05213 (2008)
52. Titova E E et al. *Geophys. Res. Lett.* **34** L02112 (2007)
53. Kuznetsov A A, Vlasov V G *Planet. Space Sci.* **75** 167 (2013)
54. Zlotnik E Ya, Shaposhnikov V E, Zaitsev V V *J. Geophys. Res.* **121** 5307 (2016)
55. Hankins T H, Eilek J A *Astrophys. J.* **670** 693 (2007)
56. Железняков В В, Зайцев В В, Злотник Е Я *Письма в Астрон. журн.* **38** 660 (2012); Zheleznyakov V V, Zaitsev V V, Zlotnik E Ya *Astron. Lett.* **38** 589 (2012)
57. Михайловский А Б *Теория плазменных неустойчивостей I* (М.: Атомиздат, 1970); Пер. на англ. яз.: Mikhailovsky A B *Theory of Plasma Instabilities I* (New York: Consultant Bureau, 1974)
58. Bekefi G *Radiation Processes in Plasmas* (New York: Wiley, 1966); Пер. на русск. яз.: Бекефи Д *Радиационные процессы в плазме* (М.: Мир, 1971)
59. Железняков В В *Электромагнитные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1977)
60. Железняков В В *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997); Пер. на англ. яз.: Zheleznyakov V V *Radiation in Astrophysical Plasmas* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996)
61. Ахизер А И (Ред.) *Электродинамика плазмы* (М.: Наука, 1974); Пер. на англ. яз.: Akhiezer A I (Ed.) *Plasma Electrodynamics* (Oxford: Pergamon Press, 1975)
62. Stix T H *The Theory of Plasma Waves* (New York: McGraw-Hill, 1962); Пер. на русск. яз.: Стикс Т *Теория плазменных волн* (М.: Атомиздат, 1965)
63. Tataronis J A, Crawford F W J *Plasma Phys.* **4** 231 (1970)
64. Dory R A, Guest G E, Harris E G *Phys. Rev. Lett.* **14** 131 (1965)
65. Злотник Е Я *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 5 (1975); Zlotnik E Ya *Radiophys. Quantum Electron.* **18** 1 (1975)
66. Железняков В В *Радиоизлучение Солнца и планет* (М.: Наука, 1964); Пер. на англ. яз.: Zheleznyakov V V *Radio Emission of the Sun and Planets* (Oxford: Pergamon Press, 1969)
67. Цытович В Н *Нелинейные эффекты в плазме* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Tsytovich V N *Non-Linear Effects in a Plasma* (New York: Plenum Press, 1970)
68. Цытович В Н *Теория турбулентной плазмы* (М.: Атомиздат, 1971); Пер. на англ. яз.: Tsytovich V N *Theory of Turbulent Plasma* (Berlin: Springer, 1977)
69. Гинзбург В Л, Железняков В В *Астрон. журн.* **35** 694 (1958); Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Sov. Astron.* **2** 653 (1958)
70. Железняков В В, Зайцев В В *Астрон. журн.* **47** 60 (1970); Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Sov. Astron.* **14** 47 (1970)
71. Железняков В В, Зайцев В В *Астрон. журн.* **47** 308 (1970); Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Sov. Astron.* **14** 250 (1970)
72. Wild J P, Smerd S F, Weiss A A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **1** 291 (1963)
73. Melrose D B, Sy W *Aust. J. Phys.* **25** 387 (1972)
74. Melrose D B, Dulk G A, Smerd S F *Astron. Astrophys.* **57** 279 (1978)
75. Melrose D B, Dulk G A, Gary D E *Proc. Astron. Soc. Aust.* **4** 50 (1980)
76. Zlotnik E Ya *Astron. Astrophys.* **101** 250 (1981)
77. Гинзбург В Л, Железняков В В *Астрон. журн.* **36** 233 (1959); Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Sov. Astron.* **3** 235 (1959)
78. Фомичев В В, Черток И М *Астрон. журн.* **45** 28 (1968); Fomichev V V, Chertok I M *Sov. Astron.* **12** 21 (1968)
79. Zaitsev V V, Stepanov A V *Solar Phys.* **88** 297 (1983)
80. Шафранов В П, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 3 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 3; Пер. на англ. яз.: Shafranov V D, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1963) p. 1
81. Manley J M, Rowe H E *Proc. IRE* **44** 904 (1956)
82. Пикельнер С Б, Гинзбург М А *Астрон. журн.* **40** 842 (1963); Pikel'ner S B, Ginzburg M A *Sov. Astron.* **7** 639 (1964)
83. Зайцев В В *Астрон. журн.* **42** 740 (1965); Zaitsev V V *Sov. Astron.* **9** 572 (1966)
84. Zaitsev V V, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **45** 135 (1975)
85. Aurass H et al. *Solar Phys.* **190** 267 (1999)
86. Aurass H, Klein K-L *Astron. Astrophys. Suppl.* **123** 279 (1997)
87. Klein K-L et al. *Astron. Astrophys.* **320** 612 (1997)
88. Manoharan P K et al. *Astrophys. J.* **468** L63 (1997)
89. Newkirk G *Astrophys. J.* **131** 983 (1961)
90. Трахтенгерц В Ю *Геомагн. и аэронаом.* **8** 966 (1968); Trakhtengerts V Yu *Geomagn. Aeronom.* **8** 263 (1968)
91. Зайцев В В *Изв. вузов. Радиофизика* **13** 837 (1970); Zaitsev V V *Radiophys. Quantum Electron.* **13** 661 (1970)
92. Zlotnik E Y et al. *Solar Phys.* **255** 273 (2009)
93. Rosenberg H *Solar Phys.* **25** 188 (1972)
94. Chiuderi C, Giachetti R, Rosenberg H *Solar Phys.* **33** 225 (1973)
95. Злотник Е Я *Изв. вузов. Радиофизика* **19** 481 (1976); Zlotnik E Ya *Radiophys. Quantum Electron.* **19** 337 (1976)
96. Злотник Е, в сб. *Труды Всероссийской конф. по солнечно-земной физике, посвященной 50-летию ИСЗФ СО РАН, 28–30 июня 2010, Иркутск* Т. 16 (Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2011) с. 49
97. LaBelle J et al. *Astrophys. J.* **593** 1195 (2003)

98. Ledenev V G, Yan Y, Fu Q *Solar Phys.* **233** 129 (2006)
99. Yurovsky Yu *Solar Phys.* **258** 267 (2012)
100. Barta M, Karlický M *Astron. Astrophys.* **450** 359 (2006)
101. Лаптухов А И, Чернов Г П *Физика плазмы* **32** 939 (2006); Laptukhov A I, Chernov G P *Plasma Phys. Rep.* **32** 866 (2006)
102. Лаптухов А И, Чернов Г П *Физика плазмы* **35** 185 (2009); Laptukhov A I, Chernov G P *Plasma Phys. Rep.* **35** 160 (2009)
103. Лаптухов А И, Чернов Г П *Физика плазмы* **38** 613 (2012); Laptukhov A I, Chernov G P *Plasma Phys. Rep.* **38** 560 (2012)
104. Connerney J E et al. *J. Geophys. Res.* **103** 11929 (1998)
105. Bagenal F, Delamere P A *J. Geophys. Res.* **116** A05209 (2011)
106. Zarka P *J. Geophys. Res.* **103** 20159 (1998)
107. Hankins T H, Rankin J M, Eilek J A, Astro2010: Science White Papers No. 112 (2010)
108. Wild J P, McCready L L *Austral. J. Sci. Res. A* **3** 387 (1950)
109. Kundu M R *Solar Radio Astronomy* (New York: Interscience Publ., 1965)
110. Степанов А В *Астрон. журн.* **50** 1243 (1973); Stepanov A V *Sov. Astron.* **17** 781 (1974)
111. Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **381** 1190 (2007)
112. Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
113. Karlický M *Astron. Astrophys.* **552** A90 (2013)
114. Moffett D A, Hankins T H *Astrophys. J.* **468** 779 (1996)
115. Smith F G *Nature* **223** 934 (1969)
116. Zheleznyakov V V *Astrophys. Space Sci.* **13** 74 (1971)
117. Бескин В С *УФН* **169** 1169 (1999); Beskin V S *Phys. Usp.* **42** 1071 (1999)
118. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **85** 401 (1983); Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **58** 235 (1983)
119. Harris E G *Nuovo Cimento* **23** 115 (1962)
120. Hirofani K *Astrophys. J.* **652** 1475 (2006)
121. Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 1095 (2004)
122. Lyutikov M, Tompson C *Astrophys. J.* **634** 1223 (2005)
123. Muslimov A G, Harding A K *Astrophys. J.* **588** 403 (2003)
124. Gruzinov A, arXiv:1111.3377
125. Li J, Spitkovsky A, Tchekhovskiy A *Astrophys. J. Lett.* **746** L24 (2012)
126. Викторов М Е и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **57** 947 (2014); Viktorov M E et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **57** 849 (2015)
127. Водопьянов А В и др. *ЖЭТФ* **131** 330 (2007); Vodopyanov A V et al. *JETP* **104** 296 (2007)
128. Водопьянов А В и др. *Письма в ЖТФ* **25** (14) 90 (1999); Vodop'yanov A V et al. *Tech. Phys. Lett.* **25** 588 (1999)

### Double plasma resonance and its manifestations in radio astronomy

V.V. Zheleznyakov, E.Ya. Zlotnik, V.V. Zaitsev, V.E. Shaposhnikov

*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation*

*Tel. + 7 (831) 436 35 19*

*E-mail: zhelez@appl.sci-nnov.ru, zlotnik@inbox.ru, za130@appl.sci-nnov.ru, sh130@appl.sci-nnov.ru*

The double plasma resonance effect is a phenomenon in which plasma waves in a magnetized plasma show a sharp increase in instability when the upper hybrid frequency coincides with a cyclotron harmonic frequency. A radiation mechanism associated with this effect provides an explanation of the origin of the "zebra pattern" in radio spectra of the Sun, Jupiter and the Crab pulsar. The diversity of these astronomical objects and the successful interpretation of their spectra in terms of the double plasma resonance effect point to the universal nature of this phenomenon and suggest that one and the same radiation mechanism may operate under a variety of astronomical conditions.

**Keywords:** solar corona, Jupiter's magnetosphere, Crab pulsar, plasma instability, radio emission

PACS numbers: **52.35.-g**, 52.35.Hr, 52.35.Qz, 96.60.P-, 96.60.Tf, 97.60.Gb

Bibliography — 128 references

*Received 6 May 2016*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (10) 1090–1116 (2016)

*Physics – Uspekhi* **59** (10) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.05.037813

DOI: 10.3367/UFNe.2016.05.037813