

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ И НЕРЕГУЛЯРНЫЙ РЕЖИМЫ НЕЛИНЕЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО МЕХАНИЗМА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

В. Б. Корсаков, Г. Д. Флейшман

1. ВВЕДЕНИЕ

Всплески радиоизлучения, возникающие во время вспышек на Солнце, часто имеют сверхтонкую временную и (или) частотную структуру, свойства которой могут быть весьма разнообразными. К основным типам временной сверхтонкой структуры можно отнести мощные пики радиоизлучения (спайки) и их последовательности, квазипериодические и непериодические пульсации, внезапные уменьшения интенсивности излучения. Общепринято, что сверхтонкая структура радиоизлучения обладает большим диагностическим потенциалом. Однако, реализация этого потенциала требует надёжной интерпретации данных радионаблюдений, и, в частности, надёжного определения механизмов радиоизлучения, ответственных за формирование того или иного типа тонкой структуры. При этом особенно важно иметь в виду, что самые общие свойства наиболее популярных механизмов радиоизлучения — электронного мазерного и нелинейного плазменного — во многом схожи между собой. По этой причине требуется весьма детальная теоретическая разработка этих механизмов. Это развитие теории должно включать в себя как анализ адекватных исходных уравнений, так и максимально реалистические исходные параметры модели (например, основанные на наблюдениях функции распределения неравновесных быстрых частиц).

В данной работе предпринята попытка численного исследования плазменного механизма радиоизлучения с учётом нелинейного взаимодействия волн (связанного с индуцированным рассеянием волн на тепловых ионах плазмы). В предшествующих работах на эту тему исходное интегро–дифференциальное уравнение для плотности энергии плазменных волн сводилось к системе двух дифференциальных уравнений типа Лоттки–Вольтерра путём применения некоторых аппроксимаций, точность которых является плохо контролируемой. Решения этой упрощённой системы являются периодическими функциями и могут описывать квазипериодические всплески радиоизлучения.

Мы рассматриваем численные решения точного интегро–дифференциального уравнения (см. ниже) при различных исходных функциях распределения быстрых электронов. Оказалось, что в зависимости от вида функции распределения, а также от параметров плазмы нелинейное взаимодействие плазменных волн может приводить как к осцилляциям, так и к нерегулярным пульсациям плотности энергии плазменных волн.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Мы рассматриваем генерацию высокочастотных квазипродольных волн в магнитоактивной плазме с относительно слабым магнитным полем

$$\omega_{Be} \ll \omega_{pe}, \quad (1)$$

где ω_{Be} , ω_{pe} — электронные gyro- и плазменная частоты. Спектры соответствующих плазменных волн в приближении холодной плазмы имеют вид [1]

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\omega_{pe}^2 \pm \omega_{Be}^2)^2 \pm \frac{1}{2} \left[(\omega_{pe}^2 \pm \omega_{Be}^2)^2 - 4\omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где θ — угол между направлениями волнового вектора $\vec{k}$ и магнитного поля. Генерация волн обеспечивается неустойчивой примесью быстрых электронов, угловая часть функции распределения которых

$$F(\mu) = \frac{1}{N} \exp\left(-\frac{\mu^2}{\mu_0^2}\right) \quad (3)$$

моделирует конус потерь, формирующийся в магнитной ловушке. Здесь $\mu = \cos \vartheta$ — косинус питч-угла электронов, N — нормировочная постоянная, такая, что

$$\int_{-1}^1 F(\mu) d\mu = 1. \quad (4)$$

Импульсная часть $\Psi(p)$ функции распределения

$$f(\vec{p}) = \Psi(p) F(\mu), \quad (5)$$

где $\vec{p} = \vec{P}/m_e$ — удельный импульс электрона, выбиралась двух типов — монотонно убывающая

$$\Psi(p) \sim p^{-\xi} \quad (6)$$

и имеющая участок с положительной производной по импульсу

$$\Psi(p) \sim \frac{p^\alpha}{(p^2 + p_0^2)^{\frac{\xi+\alpha}{2}}}. \quad (7)$$

В обоих случаях функция $\Psi(p)$ нормирована на единицу.

Расчёты показывают (см. также [2]), что при условии (1) неустойчивыми оказываются верхнегибридные волны $\omega_+(\vec{k})$. Как известно, эти волны могут трансформироваться в поперечные (т.е. приводить к радиоизлучению) на частотах вблизи ω_+ и $2\omega_+$.

Уравнение для плотности энергии плазменных волн, включающее квазилинейную генерацию волн и их нелинейное взаимодействие, имеет вид [3]

$$\frac{d}{dt} W_\pm(\vec{k}) = 2 \left(\gamma^{QL} - \gamma_t \right) W_\pm(\vec{k}) + J(l' + i \rightarrow l), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma^{QL} &= \frac{2\pi^2 \omega_{pe}^2 \omega_+^2(\vec{k})}{k^2} \frac{n_b}{n_0} R_+(\vec{k}) \times \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int J_n^2(\lambda) \left[p \frac{\partial f}{\partial p} + \left(\frac{k\eta p}{\gamma\omega_+} - \mu \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \delta(kp\eta\mu + n\omega_{Be} - \gamma\omega_+) dp d\mu, \end{aligned} \quad (9)$$

n_0, n_b — концентрации плазмы и быстрых электронов, $\eta = \cos \theta$, $\lambda = k_\perp p_\perp / \omega_{Be}$, $J_n(\lambda)$ — функция Бесселя, $R_+ = \left\{ \frac{\partial \omega \varepsilon^l}{\partial \omega} \right\}_{\omega=\omega_+}^{-1}$, ε^l — продольная диэлектрическая проницаемость, γ_t — декремент затухания волн, включающий, вообще говоря, столкновительное и бесстолкновительное затухание,

$$\begin{aligned} J(l' + i \rightarrow l) &= -\frac{e^2 \omega_+(\vec{k})}{\pi^2 m_e^2 \omega_{pe}^4} W_+(\vec{k}) R_+(\vec{k}) \int k''^2 d\vec{k}' W_+(\vec{k}') R_+(\vec{k}') (\vec{k}\vec{k}')^2 \times \\ &\times \frac{\delta \varepsilon_e'^2(\omega'', \vec{k}'') \delta \varepsilon_i''(\omega'', \vec{k}'')}{|\varepsilon^l(\omega'', \vec{k}'')|^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

$\delta\varepsilon'_{i,e} = \text{Re}(\varepsilon_{i,e}) - 1$, $\delta\varepsilon''_{i,e} = \text{Im}(\varepsilon_{i,e})$, индексы i, e обозначают соответственно ионную и электронную части продольной диэлектрической проницаемости, $\omega'' = \omega - \omega'$, $\vec{k}'' = \vec{k} - \vec{k}'$. В магнитоактивной плазме

$$\delta\varepsilon'_j(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \left\{ 1 - \sqrt{2} \frac{\omega}{|k_{\parallel} v_{Tj}|} \sum_n A_n \left(\frac{k_{\perp}^2 v_{Tj}^2}{\omega_{Bj}^2} \right) D \left(\frac{\omega - n\omega_{Bj}}{\sqrt{2}|k_{\parallel} v_{Tj}|} \right) \right\}, \quad (11)$$

$$\delta\varepsilon''_j(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{|k_{\parallel} v_{Tj}|} \sum_n A_n \left(\frac{k_{\perp}^2 v_{Tj}^2}{\omega_{Bj}^2} \right) \exp \left\{ - \left(\frac{\omega - n\omega_{Bj}}{\sqrt{2}|k_{\parallel} v_{Tj}|} \right)^2 \right\}, \quad (12)$$

где $j = e, i$, $k_{\parallel}$, $k_{\perp}$ — соответственно параллельная и перпендикулярная магнитному полю составляющие волнового вектора, $v_{Tj} = \sqrt{\frac{T_j}{m_j}}$ — тепловая скорость частиц, $A_n(x) = e^{-x} I_n(x)$, $I_n(x)$ — модифицированные функции Бесселя,

$$D(x) = \int_0^x e^{(t^2 - x^2)} dt \quad (13)$$

интеграл Досона. В случае $k_{\parallel} v_{Tj} / \omega_{Be} \gg 1$ формулы (11) и (12) переходят в соответствующие выражения для изотропной плазмы:

$$\varepsilon'_j(\omega, \vec{k}) = 1 + \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \left\{ 1 - \sqrt{2} \frac{\omega}{k v_{Tj}} D \left(\frac{\omega}{\sqrt{2} k v_{Tj}} \right) \right\}, \quad (14)$$

$$\varepsilon''_j(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k v_{Tj}} \exp \left(- \frac{\omega^2}{2 k^2 v_{Tj}^2} \right). \quad (15)$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЁТЫ

При условии (1) дисперсионное соотношение (2) упрощается, однако, может оказаться важной роль пространственной дисперсии, так что спектр верхнегибридной волны принимает вид

$$\omega_+^2 \approx \omega_p^2 \left(1 + \frac{\sin^2 \theta}{Y^2} + 3k^2 d_e^2 \right), \quad (16)$$

где $Y = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}}$, d_e — электронный дебаевский радиус.

Волну можно считать продольной, если её коэффициент преломления $kc/\omega \gg 1$. В расчётах использовалось минимальное значение коэффициента преломления, равное трём. При этом для величины $k v_{Ti} / \omega_{pi}$, входящей в выражения для ионной диэлектрической проницаемости (11), (12), имеем

$$\frac{k v_{Ti}}{\omega_{Bi}} = k d_e Y \sqrt{\frac{M}{m}} \sim 40 Y k d_e, \quad (17)$$

M , m — массы иона (протона) и электрона, соответственно. Здесь и далее предполагается, что $T_e = T_i = T$. Для $T = 10^6 \text{K}$

$$k_{\min} d_e = \left(\frac{k_{\min c}}{\omega_{pe}} \right) \beta_{Te} \approx 0,03, \quad (18)$$

поэтому

$$\frac{k_{\min} v_{Ti}}{\omega_{Bi}} > Y \quad (19)$$

и в расчётах можно пользоваться изотропной ионной диэлектрической проницаемостью.

В безразмерных переменных уравнение (8) для верхнегибридных волн имеет вид

$$\frac{d\mathcal{W}}{d\tau} = 2G\mathcal{W} + \mathcal{W}j, \quad (20)$$

$$j = \int Q(\vec{N}, \vec{N}') \mathcal{W}' d\eta' dN', \quad (21)$$

$$Q(\vec{N}, \vec{N}') = \frac{\omega_+(\vec{k})}{\omega_{pe}} R_+(\vec{N}) N'^2 R'_+ s'' \sqrt{\frac{M}{m}} \times \\ \times \int d\varphi \sum_{\uparrow\downarrow} (\vec{\kappa} \vec{\kappa}'_{\uparrow\downarrow})^2 \frac{\exp \left\{ -\frac{M}{m} \frac{s''^2}{2N''^2_{\uparrow\downarrow}} \right\}}{|N''_{\uparrow\downarrow}| \left[2 - \sqrt{2} \frac{s''}{N''_{\uparrow\downarrow}} D \left(\sqrt{\frac{M}{m}} \frac{s''}{\sqrt{2} N''_{\uparrow\downarrow}} \right) \right]^2}. \quad (22)$$

В формулах (20)–(22) использованы следующие обозначения:

$$\tau = \gamma_0 t, \quad \gamma_0 = \pi \omega_p \frac{n_b}{n_0}, \quad (23)$$

$$\mathcal{W} = \frac{W}{W_0}, \quad W_0 = \sqrt{2} \pi^{5/2} \frac{m_e^2 v_{Te}^2}{e^2 \omega_{pe}} \frac{n_b}{n_0} — \quad (24)$$

нормировочная константа,

$$N = k d_e = k d_i, \quad \vec{\kappa} = \frac{\vec{k}}{k}, \quad s = \frac{\omega}{\omega_{pe}}, \quad (25)$$

φ — азимутальный угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{k}'$. При $W \ll W_0$ нелинейное взаимодействие несущественно.

Вследствие симметрии задачи функция $W(k, \eta, t)$ должна быть чётной функцией η :

$$W(k, \eta, t) = W(k, -\eta, t). \quad (26)$$

Поэтому в уравнении (20) считается, что $\eta \in [0, 1]$. Для учёта взаимодействия с волнами, волновые векторы которых лежат в противоположной половине k -пространства ($\eta' < 0$), в формуле (21) введено суммирование по противоположным направлениям $\vec{k}_{\parallel}$, индекс $\uparrow$ соответствует $\eta' > 0$, индекс $\downarrow$ соответствует $\eta' < 0$. Ширина ядра взаимодействия определяется экспонентой

$$Q \sim \exp \left(-\frac{M}{m} \frac{s''^2}{2N''^2} \right). \quad (27)$$

Максимальное значение N'' , как функции φ при фиксированных значениях η, η', N, N' и, следовательно, s'' , соответствует $N''_{\downarrow}$ при $\varphi = \pi$ и равно

$$N''_{\max} = \left[(N_{\perp} + N'_{\perp})^2 + (|N_{\parallel}| + |N'_{\parallel}|)^2 \right]^{1/2} \sim N + N'. \quad (28)$$

В случае $1/2Y \gg 3k^2d^2 = 3N^2$ градиент частоты в k -пространстве направлен почти перпендикулярно $\vec{k}$ и перекачка энергии идёт преимущественно по углу от поперечных направлений волновых векторов к продольным. В противоположном случае градиент частоты ориентирован параллельно $\vec{k}$ и происходит перекачка по модулю k в сторону уменьшения волновых чисел.

С учётом (28) характерная ширина ядра по углу определяется из условия

$$\sqrt{\frac{M}{m}} \sim \sqrt{2}N''_{\max}, \quad (29)$$

т.е.

$$|\sin^2 \theta - \sin^2 \theta'| \sim \sqrt{2} \frac{N + N'}{\sqrt{\frac{M}{m}}} 2Y^2 \sim \frac{N + N'}{10} Y^2. \quad (30)$$

Аналогично, для ширины ядра по модулю волнового вектора получим

$$\sqrt{\frac{M}{m}} \frac{3}{2} |N^2 - N'^2| \sim \sqrt{2}(N + N') \quad (31)$$

или

$$|N - N'| \sim \frac{2\sqrt{2}}{3} \sqrt{\frac{m}{M}} \sim \frac{1}{40}. \quad (32)$$

Уравнение (20) исследовалось численно. В работе представлены некоторые результаты расчёта для двух вариантов импульсной части функции распределения быстрых электронов:

$$(f1) \quad \Psi \sim x^{-4}, \quad 0,2 < x < 1, \quad (33)$$

$$(f2) \quad \Psi \sim \frac{x^4}{(x^2 + x_0^2)^4}, \quad 0,02 < x < 3,$$

т.е для функций (6) и (7) при $\alpha = \xi = 4$. Эти два случая отличаются друг от друга формой области неустойчивости. У первой функции распределения (в дальнейшем $f1$) производная по модулю импульса всегда отрицательна и существование положительных инкрементов обеспечивается исключительно анизотропией распределения (конусом потерь). При этом область неустойчивости оказывается расположенной в узкой полоске поперечных по отношению к магнитному полю волновых векторов. Эта ситуация показана на рис. 1, где на плоскости $(N, \cos \theta)$ очерчена область неустойчивости верхнегибридной волны, на рисунке также изображены линии постоянной частоты.

У второй функции распределения ($f2$) при малых импульсах производная по модулю импульса положительна. В результате, к полоске положительных инкрементов, обусловленных конусом потерь, добавляется

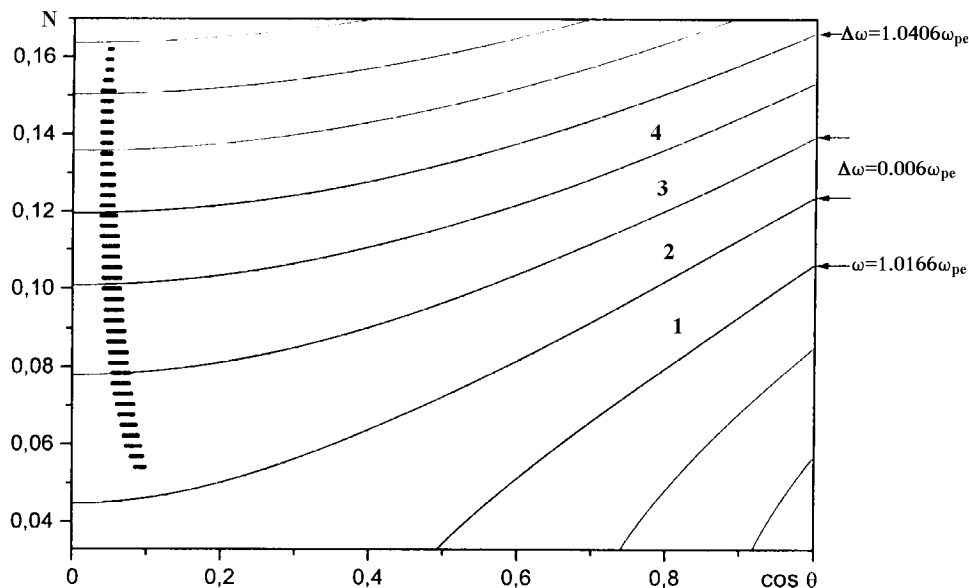


Рис. 1.

обширная область неустойчивости, связанная с растущим участком импульсной части функции распределения (рис. 2). Однако значение инкремента в этой области оказывается в несколько раз меньше, чем в полоске квазипоперечных волновых векторов.

При расчётах были выбраны следующие параметры плазмы:

$$T = 10^6 \text{ К}, \quad Y = 5, \quad \omega_{pe} = 10^9 \text{ с}^{-1}. \quad (34)$$

В случае функции распределения f_2 для представления спектральной плотности энергии W на плоскости (N, η) использовалась сетка с разбиением в 60 точек по η и 70 по N , при этом время одного шага составляло около 20 с на компьютере с процессором 80486DX, 133 МГц.

Значения инкремента, а также ядро интегрального уравнения вычислялись численно один раз и затем записывались на диск в виде таблиц. При решении уравнения таблица инкремента целиком находилась в оперативной памяти, таблица ядра из-за большого объёма считывалась туда кусками по мере необходимости.

Для функции распределения f_1 , вследствие узости полосы положительных инкрементов по углу, для представления функции $W(N, \eta)$ и инкремента использовалось более мелкое разбиение по η : 300 точек. При этом для таблицы ядра $Q(N, N', \eta, \eta')$ использовалась прежняя (крупная) сетка. Нелинейная часть производной по времени, т.е. величина j в уравнении (20), также вычислялась в точках крупной сетки, но интегрирование при этом проводилось по мелкой, для этого значение ядра в точках мелкой сетки находилось путём интерполяции по ближайшим точкам крупной. После этого значение нелинейной части производной интерполировалось на мелкую сетку. Такой алгоритм позволил, сохраняя достаточную точность представления инкремента, и, следовательно, линейной части производной по времени, лишь незначительно увеличить время вычисления: один шаг по времени этого варианта программы составлял около полутора минут.

Величина плотности энергии в начальный момент времени считалась равновесной $W = T_e$.

Хотя область положительных значений инкремента в обоих случаях занимает довольно широкий по сравнению с шириной ядра интервал частот и приближение, основанное на системе уравнений Лоттки—Вольтерра, неприменимо, оценим период колебаний как период решения этой системы с соответству-

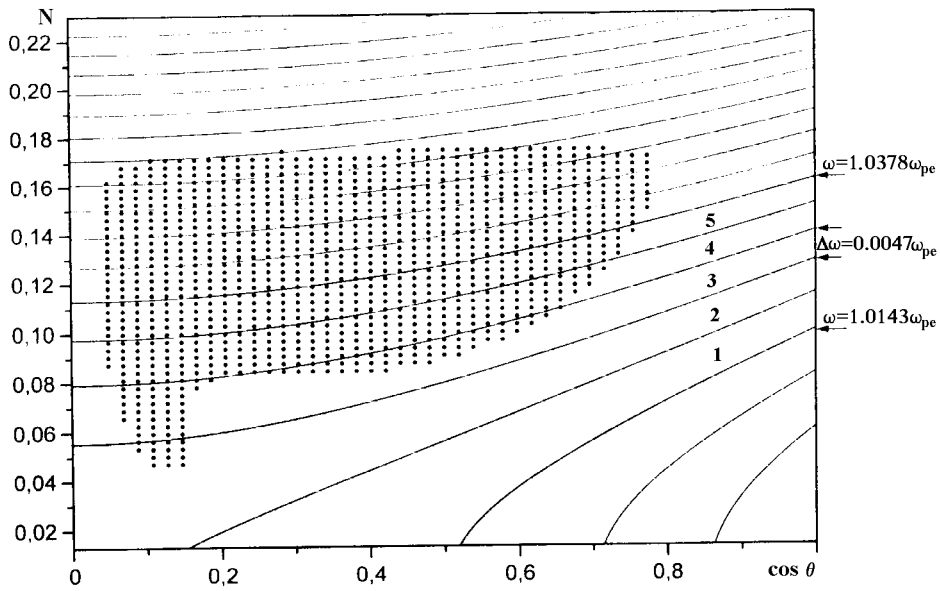


Рис. 2.

ющими коэффициентами [4]:

$$\frac{dw}{d\tau} = \bar{\gamma}w^* - \xi ww^*, \quad (35)$$

$$\frac{dw^*}{d\tau} = -\tilde{\gamma}w^* + \xi ww^*,$$

где

$$w = \int_{\text{рез.}} \mathcal{W} dN d\eta, \quad w^* = \int_{\text{нерез.}} \mathcal{W} dN d\eta \quad (36)$$

интегралы от безразмерной плотности энергии по резонансной и нерезонансной областям на плоскости (N, η) , $\bar{\gamma}$ — характерный положительный инкремент, $\tilde{\gamma}$ — характерный декремент нерезонансной области, ξ — среднее значение модуля ядра Q из уравнения (20). Период колебаний с глубокой модуляцией определяется формулой [5]

$$T = \frac{1}{\bar{\gamma}} \ln \frac{\gamma}{\xi w^*(t=0)}. \quad (37)$$

Для функции распределения f_1 имеем следующие значения безразмерных величин: максимальный инкремент $4,3 \cdot 10^{-2}$, максимальный декремент в нерезонансной области 1,3. Для f_2 эти величины равны соответственно $7,5 \cdot 10^{-2}$ и 0,5. Характерное значения ядра имеет порядок 10^{-1} , площадь нерезонансной области — также 10^{-1} . Начальная плотность энергии равна равновесной, в безразмерных единицах

$$\mathcal{W}(t=0) = \frac{T_e}{W_0} = 1,7 \cdot 10^{-6}.$$

Для среднего положительного инкремента 10^{-2} получим

$$T \sim \bar{\gamma}^{-1} \ln 10^7 \sim \bar{\gamma}_{\max}^{-1} \ln 10^7, \quad (38)$$

откуда для периодов T_1 и T_2 , соответствующих распределениям f_1 и f_2 ,

$$T_1 \sim 20, \quad T_2 \sim 40 \quad (39)$$

в единицах γ_0^{-1} .

Зависимость полной энергии верхнегибридных волн

$$\mathcal{W}_f = 4\pi \int \mathcal{W}(N, \eta) N^2 dN d\eta \quad (40)$$

от времени τ представлена на рис. 3а для f_1 и рис. 4а для f_2 . В первом случае наблюдается выход на режим квазипериодических осцилляций, что качественно согласуется с предсказаниями, основанными на использовании упрощённой системы уравнений Лоттки–Вольтерра. Однако, численное значение периода колебаний $T = 365\gamma_0^{-1}$ превышает приближённое (39), которое фактически является его нижним пределом. Во втором случае выхода на квазипериодический режим вообще не происходит, т.е. здесь приближение Лоттки–Вольтерра не работает даже качественно.

На рис. 3б и рис. 4б представлены зависимости логарифмической производной $\frac{1}{\mathcal{W}} \frac{d\mathcal{W}}{d\tau}$ от времени τ . В режиме квазипериодических осцилляций фазы роста и спада отдельных импульсов характеризуются экспоненциальными законами (экспоненциальному закону соответствуют плоские участки в зависимости логарифмической производной от времени). В нерегулярном режиме формы импульсов значительно более сложные: возможны изменения по законам как более быстрым, так и более медленным, чем экспоненциальный.

Отметим, что импульсы солнечных радиоспайков характеризуются гауссовским законом на фазе роста и экспоненциальным законом на фазе спада [6, 7]. Это означает, что нелинейный плазменный механизм не объясняет явления радиоспайков, хотя может проявляться в других типах сверхтонкой временной структуры солнечного радиоизлучения [8].

Большая часть энергии в обоих случаях оказывается сосредоточенной в области частот с относительной шириной $\Delta\omega/\omega_{pe} \approx 2,4 \cdot 10^{-2}$ и нижней границей $\omega_{\min_1} \approx 1,015\omega_{pe}$. На рис. 1 и рис. 2 выделены границы соответствующих областей на плоскости (N, η) . Эта область, в свою очередь, разбита на 4 равных интервала для f_1 и на 5 для f_2 . Распределения энергии по этим интервалам для некоторых временных участков представлены на рис. 5а, б для f_1 и на рис. 6а, б для f_2 . Кривые на этих графиках соответствуют величинам

$$\mathcal{W}_i = 4\pi \int_{(N, \eta)_i} \mathcal{W}(N, \eta) N^2 dN d\eta, \quad (41)$$

где область $(N, \eta)_i$ определяется неравенством $\omega_{\min_i} < \omega(N, \eta) < \omega_{\max_i}$, $\omega_{\min_i}$, $\omega_{\max_i}$ — граничные частоты i -го интервала, частота растёт с увеличением индекса i :

$$\omega_{\max_i} = \omega_{\min_1} + i\Delta\omega, \quad (42)$$

$$\omega_{\max_{i-1}} = \omega_{\min_i}.$$

Полученные спектральные зависимости имеют, вообще говоря, нерегулярный характер, особенно на начальном временном интервале. В частности, здесь образуются характерные структуры типа двойного третьего пика в случае f_2 . Качественно понять такую структуру можно, взглянув на спектральное распределение энергии для этого пика (рис. 6а). Первый и второй пики в этом случае имеют спектр, подобный спектру первой части третьего пика: энергия сосредоточена в первом и втором частотных интервалах. Это объясняется тем, что область наибольших инкрементов расположена во втором и

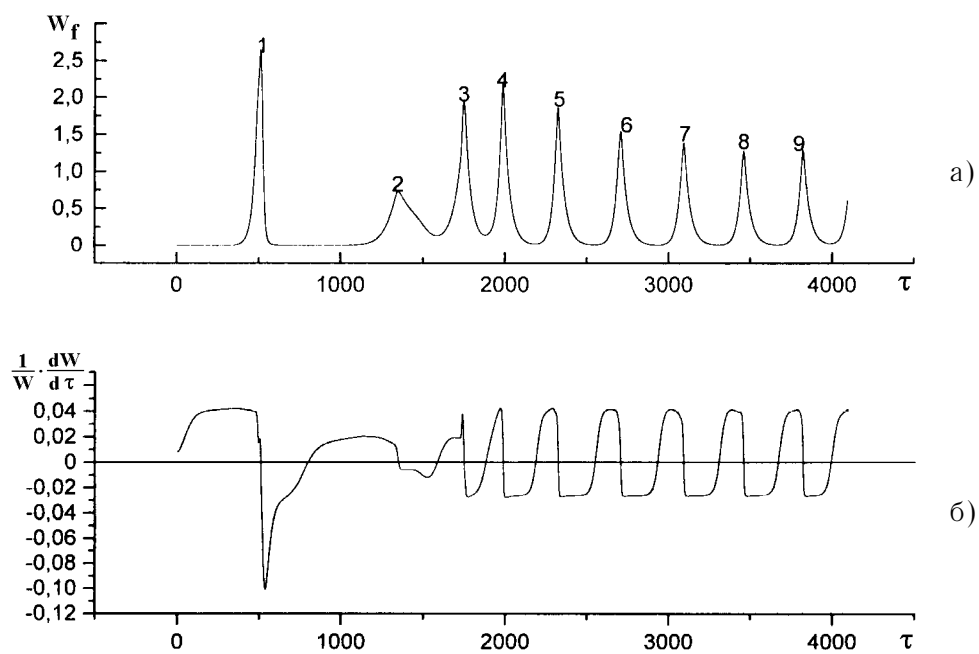


Рис. 3.

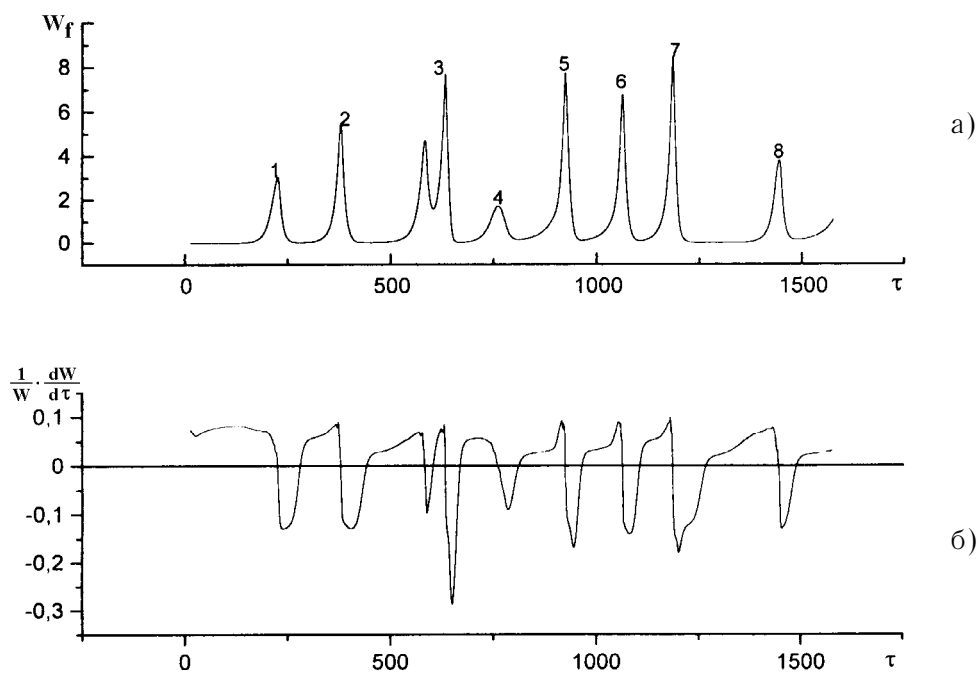


Рис. 4.

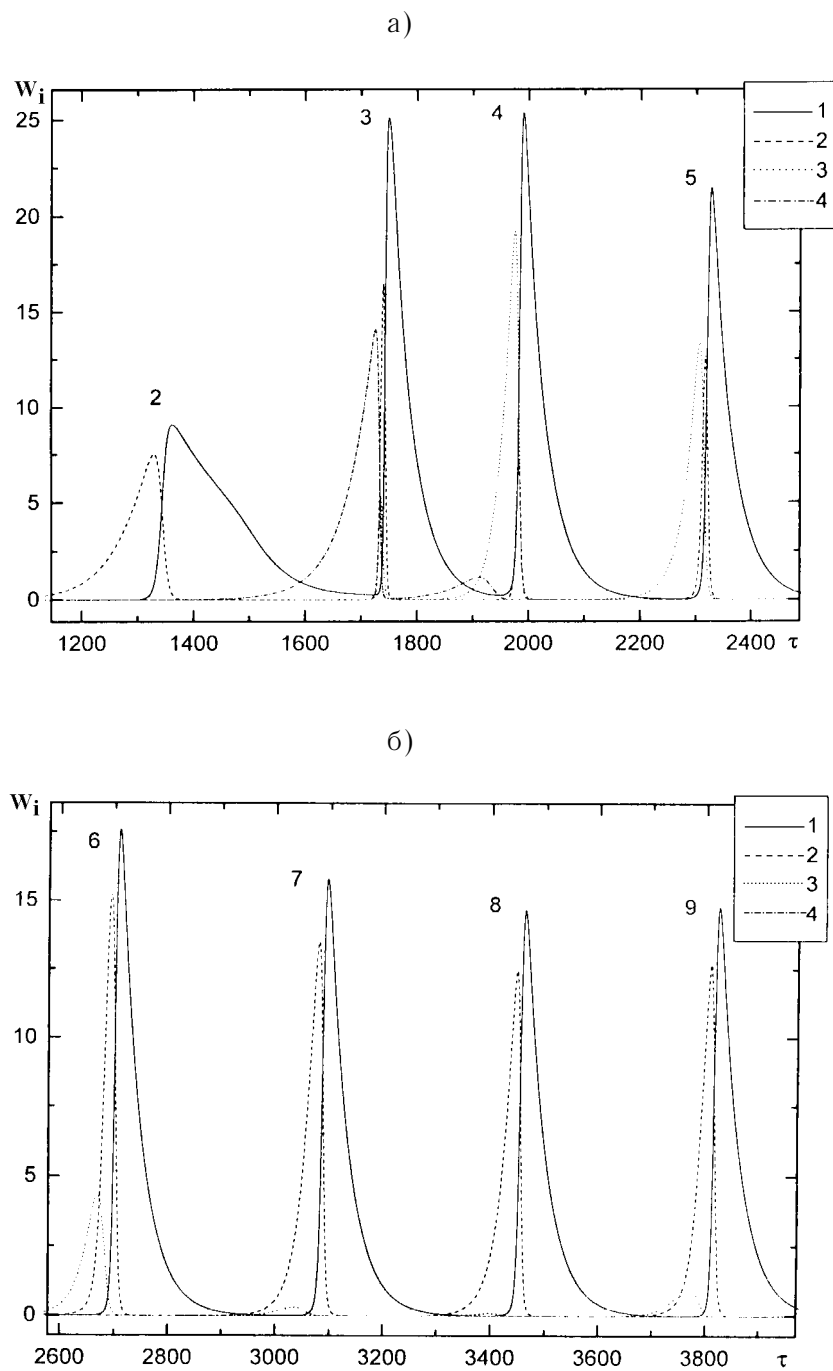
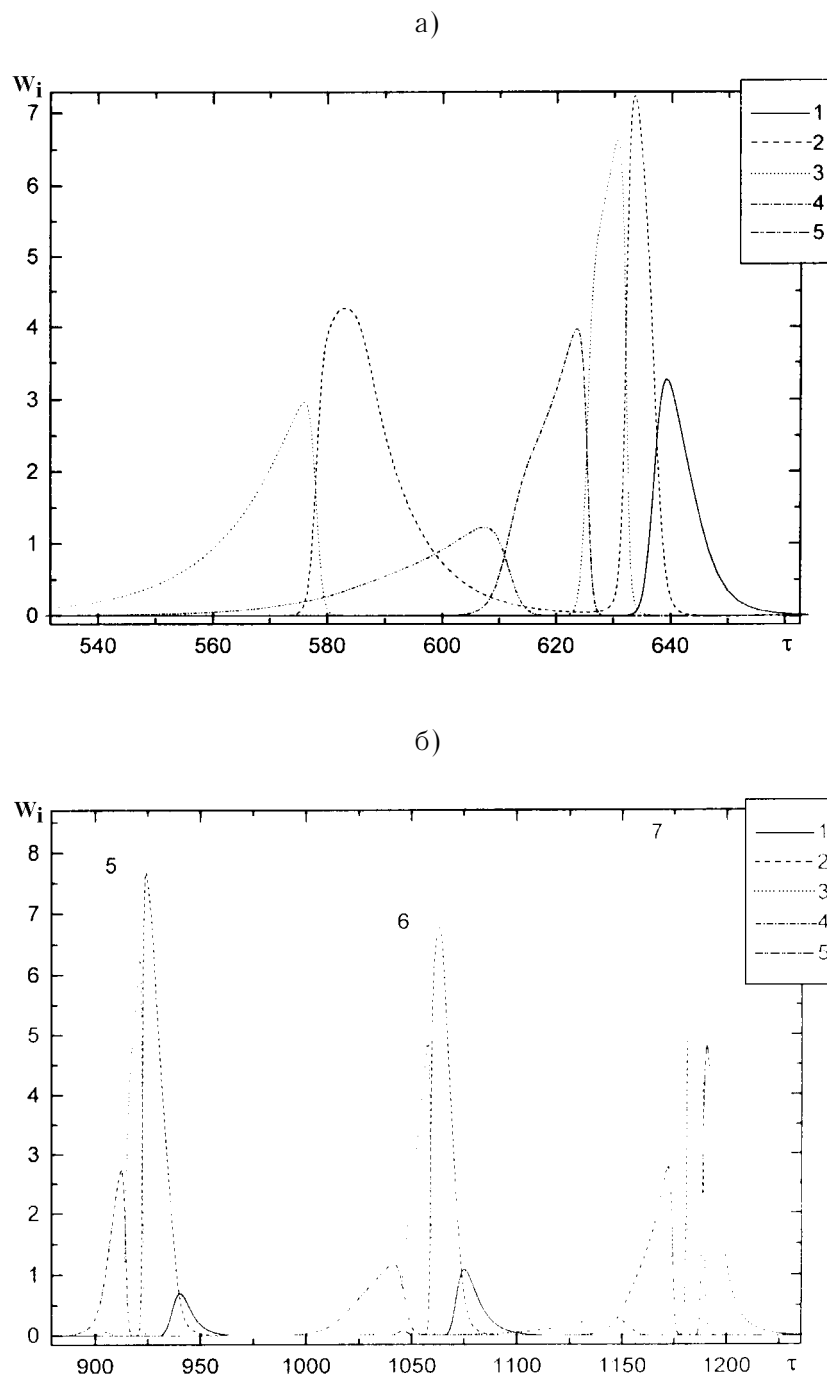


Рис. 5.



третьем интервалах, и плотность энергии в этой области успевает несколько раз (в данном случае 3) вырасти, перекачаться в нерезонансную область и затухнуть прежде, чем она вырастет в области более высоких частот (меньших инкрементов) и волна энергии пройдет по всем частотным интервалам. Такой волне соответствует вторая часть рассматриваемого пика. Из рис. 5а, на котором изображён спектр пиков 2, 3, 4, 5 случая $f1$, видно, что и здесь имеет место подобная частотная структура (пики 2, 3). После перехода к квазипериодическому участку в случае $f1$ энергия пульсаций оказывается сосредоточенной в первых двух частотных интервалах, т.е. в относительной полосе $\Delta\omega/\omega_{pe} \approx 10^{-2}$.

В случае $f2$ ярко выраженных периодических участков не наблюдается из-за более сложной области неустойчивости. Характерный интервал между пиками при этом составляет $(150 \div 200)\gamma_0^{-1}$ (рис. 6б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В работе показано, что нелинейное взаимодействие верхнегибридных волн порождает как квазипериодические, так и нерегулярные пульсации плотности энергии этих волн (а следовательно, создаваемого ими радиоизлучения). Это означает, что описание этого нелинейного взаимодействия системой уравнений типа Лоттки–Вольтерра может приводить к качественно неверным результатам, хотя этот подход и даёт правильные по порядку величины значения периода колебаний в том случае, когда реализуется периодический режим работы нелинейного плазменного механизма.

Обнаруженный в работе режим непериодических пульсаций мог бы быть привлекательным для объяснения солнечных радиоспайков, которые характеризуются стохастическим распределением на динамическом спектре. Однако, наблюдаемая форма импульса спайков отличается от полученной в данной работе. Следовательно, нелинейный плазменный механизм можно исключить из рассмотрения при анализе радиоспайков, хотя он безусловно проявляется в других типах сверхтонкой структуры солнечного радиоизлучения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 97–02–16972.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электродинамика плазмы /Под ред. А. И. Ахиезера. — М.: Наука, 1974.
2. Флейшман Г. Д., Ястребов С. Г. //Астрон. журн., 1994. Т. 71. С. 531.
3. Пустовалов В. В., Силин В. П. //Труды ФИАН, 1972. Т. 61. С. 42.
4. Zaitsev V. V., Stepanov A. V. //Solar Phys., 1983. V. 88. P. 297.
5. Зайцев В. В., Степанов А. В. //Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. — М.: Наука, 1975. Вып. 37. С. 3.
6. Güdel M., Benz A. O. //Astron. Astrophys., 1990. V. 231. P. 202.
7. Мельников В. Ф. и др. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1998 (в печати).
8. Fleishman G. D., Stepanov A. V. Yurovsky Yu. F. //Solar. Phys., 1994. V. 153. P. 402.

Физико–технический институт
им. А. Ф. Иоффе, Санкт–Петербург,
Россия

Поступила в редакцию
30 сентября 1997 г.

PERIODIC AND IRREGULAR MODES OF NONLINEAR PLASMA MECHANISM OF RADIO EMISSION

V. B. Korsakov, G. D. Fleishman

В. Б. Корсаков, Г. Д. Флейшман