

УДК 523.98, 533.9

Интенсивность, направленность и поляризация солнечных микроволновых всплесков на второй гармонике плазменной частоты

А.А. Кузнецов

Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 12 декабря 2005 г.

Аннотация. Проведено численное моделирование процесса нелинейного взаимодействия верхнегибридных волн в условиях, соответствующих источникам солнечных микроволновых всплесков (с частотой около 5.7 ГГц). Предполагается, что источником плазменных волн является электронный пучок с распределением типа конуса потерь. Показано, что в случае двустороннего симметричного конуса потерь в поперечном к магнитному полю направлении генерируется излучение со степенью поляризации до 100% (в X-моде). В случае одностороннего конуса потерь степень поляризации невысока, однако незначительные вариации параметров плазмы могут привести к таким изменениям параметров излучения, что после процедуры “вычитания фона” поляризация излучения может оказаться завышенной. Сделаны оценки эффективности плазменного механизма генерации излучения.

INTENSITY, DIRECTION AND POLARIZATION OF SOLAR MICROWAVE BURSTS AT THE SECOND HARMONIC OF PLASMA FREQUENCY, *by A.A. Kuznetsov*. Numerical simulation of the upper-hybrid waves nonlinear interaction process is performed. The conditions correspond to the solar microwave bursts sources (with frequency about 5.7 GHz). The electron beam with loss-cone distribution is considered to be the plasma waves source. It is shown that in the symmetric two-side loss-cone case the emission with perpendicular (with respect to the magnetic field) propagation direction has the polarization degree up to 100% (in X-mode sense). In the one-side loss-cone case the polarization degree is low; however, the small variations of plasma parameters can result in such changes of the emission parameters that the polarization degree becomes overestimated after the background subtraction procedure. The efficiency estimations of the plasma mechanism of emission generation are performed.

Ключевые слова: солнечное радиоизлучение, механизмы генерации радиоизлучения, волны в плазме, нелинейные процессы

1 Введение

В данной работе исследуется возможный механизм генерации микроволновых всплесков субсекундной длительности, наблюдаемых на Сибирском Солнечном Радиотелескопе (частота 5.7 ГГц) и спектрополяриметрах Национальной астрономической обсерватории Китая. Сопоставление с магнитограммами и наблюдениями в рентгеновском диапазоне показывает, что данные всплески, как

правило, генерируются в областях относительно слабого магнитного поля ($B < 200$ Гс, так что отношение плазменной и циклотронной частот $\omega_p/\omega_H > 5$); плотность плазмы в источнике излучения составляет около 10^{11} см $^{-3}$. Эти особенности делают наиболее вероятным механизмом генерации всплесков когерентный плазменный механизм. Частота излучения соответствует удвоенной плазменной частоте.

Существующие теоретические исследования данного механизма предсказывают невысокую степень круговой поляризации – до 30% при $\omega_p/\omega_H > 5$ (Уиллес и Мелроуз, 1997; Злотник, 1981; Леденев, 1994). Как правило, этот вывод подтверждается наблюдениями: степень поляризации большинства всплесков не превышает 5–10%. Тем не менее, иногда наблюдаются всплески с повышенной поляризацией – до 100% (Мешалкина и др., 2004).

Необходимо отметить, что в указанных выше теоретических работах исследование процесса нелинейного слияния плазменных волн проводилось с использованием ряда упрощающих приближений. Так, Злотник (1981) и Леденев (1994) используют квазипродольное приближение для дисперсионных параметров электромагнитных волн, для плазменных волн не учитывается тепловая поправка; предполагается, что плазменные волны могут иметь любое значение волнового вектора от нуля до бесконечности. Наиболее точное исследование (с использованием численного моделирования) проведено Уиллесом и Мелроузом (1997), но в их работе рассматривается только генерация плазменных волн пучковой неустойчивостью (это актуально для интерпретации всплесков III типа, но, по-видимому, в генерации микроволновых всплесков с тонкой временной и спектральной структурой более заметную роль играет конусная неустойчивость).

Таким образом, задача данной работы состоит в том, чтобы исследовать процесс генерации излучения на удвоенной плазменной частоте с минимальным количеством упрощающих предположений. При этом параметры взаимодействующих плазменных волн выбираются не случайным образом, а исходя из условий генерации этих волн электронным пучком с конусом потерь. Кроме того, работа направлена на поиск условий формирования высокой степени поляризации, даже в относительно слабом магнитном поле.

2 Генерация верхнегибридных волн

Рассмотрим плазменный механизм генерации излучения. Предполагается, что электронный пучок с распределением типа конуса потерь генерирует верхнегибридные волны, которые затем за счет нелинейного взаимодействия трансформируются в радиоизлучение. Дисперсионное уравнение верхнегибридных волн имеет вид:

$$\omega^2 \simeq \omega_p^2 + \omega_H^2 + 3k^2 v_T^2, \quad (1)$$

где ω , ω_p и ω_H – частота колебаний, плазменная частота и электронная циклотронная частота соответственно, \mathbf{k} – волновой вектор, $v_T = \sqrt{k_B T/m_e}$ – тепловая скорость электронов плазмы (с температурой T).

Условием резонанса волн и частиц является уравнение:

$$\omega - k_z v_z - s\omega_H \sqrt{1 - v^2/c^2} = 0, \quad (2)$$

где s – номер гармоники, k_z и v_z – продольные (параллельные магнитному полю) составляющие волнового вектора \mathbf{k} и скорости электронов \mathbf{v} . Наибольший инкремент плазменных волн достигается, если резонансная кривая (2) касается границы конуса потерь в точке, где концентрация ускоренных частиц максимальна, как показано на рис. 1. Эти требования ($\alpha = \alpha_c$, $v = v_b$), совместно с дисперсионным уравнением (1) и условием резонанса (2), позволяют найти характерную частоту и волновой вектор генерируемых плазменных волн:

$$\omega = \frac{s\omega_H}{\sqrt{1 - v_b^2/c^2}}, \quad k_z = \frac{1}{\mu_c} \frac{\omega v_b}{c}, \quad k = \frac{\omega_p}{\sqrt{3}v_T} \sqrt{\frac{\omega_H^2}{\omega_p^2} \left(\frac{s^2}{1 - v_b^2/c^2} - 1 \right) - 1}, \quad \cos \theta = \frac{k_z}{k}, \quad (3)$$

где α – питч-угол электронов, $\mu_c = \cos \alpha_c$, α_c – граница конуса потерь, v_b – характерная скорость электронов, и θ – угол между направлением распространения волны и магнитным полем. Отметим,

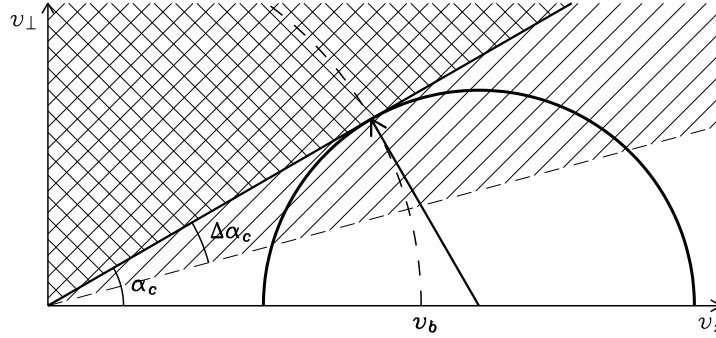


Рис. 1. Схематическое изображение конуса потерь и резонансной кривой в пространстве скоростей электронов

что частота колебаний (и, следовательно, частота радиоизлучения) зависит только от циклотронной частоты и скорости электронов.

Разброс электронов в пучке по скоростям (в интервале Δv_b) и размытая граница конуса потерь (с шириной $\Delta \alpha_c$) приводят к разбросу параметров верхнегибридных волн, который также можно оценить:

$$\Delta k_z = \frac{1}{\mu_c} \frac{\omega}{c} \frac{v_b}{c} \left(\frac{1}{1 - v_b^2/c^2} \frac{\Delta v_b}{v_b} + \frac{\Delta \mu_c}{\mu_c} \right), \quad \Delta k = \frac{\omega^2}{3k v_T^2} \frac{1}{1 - v_b^2/c^2} \frac{v_b \Delta v_b}{c^2},$$

$$\Delta \theta = \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\Delta k_z}{k} - \frac{k_z}{k} \frac{\Delta k}{k} \right),$$
(4)

где $\Delta \mu_c = \cos(\alpha_c - \Delta \alpha_c) - \cos \alpha_c$.

3 Нелинейная трансформация плазменных волн в радиоизлучение

Для расчета параметров генерируемого радиоизлучения используется известное уравнение, описывающее процесс нелинейного слияния плазменных волн (Трахтенгерц, 1970; Злотник, 1981):

$$\frac{dW_{\mathbf{k}}(\mathbf{k})}{dt} = \int \Pi(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{k}'') W'_{\mathbf{k}'}(\mathbf{k}') W''_{\mathbf{k}''}(\mathbf{k}'') \delta(\omega - \omega' - \omega'') \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \mathbf{k}'') d^3 \mathbf{k}' d^3 \mathbf{k}'' =$$

$$= \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{\theta'_{\min}}^{\theta'_{\max}} \Pi(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{k}'') W'_{\mathbf{k}'}(\mathbf{k}') W''_{\mathbf{k}''}(\mathbf{k}'') \frac{(k')^2 \sin \theta' d\theta'}{|\partial(\omega - \omega' - \omega'')/\partial k'|} \Big|_{\substack{\omega - \omega' - \omega'' = 0, \\ \mathbf{k} - \mathbf{k}' - \mathbf{k}'' = 0}},$$
(5)

где плазменные волны характеризуются параметрами (ω', \mathbf{k}') и (ω'', \mathbf{k}'') , электромагнитная волна имеет параметры (ω, \mathbf{k}) . $W_{\mathbf{k}}$, $W'_{\mathbf{k}'}$ и $W''_{\mathbf{k}''}$ — плотности энергии взаимодействующих волн в пространстве волновых векторов. Вероятность нелинейного взаимодействия волн Π задается выражениями, приведенными в работах Трахтенгерца (1970) и Злотник (1981). Для дисперсионных параметров всех взаимодействующих волн используются точные выражения (Злотник, 1981; Уингли и Далк, 1986). Двойной интеграл (5) по направляющим углам θ' и φ' вычисляется численно (Уиллес и Мелроуз, 1997; Кузнецов, 2005).

Спектр верхнегибридных волн задается следующей модельной формулой (в виде параболической зависимости от волнового вектора k и угла θ);

$$W_{\mathbf{k}} = \begin{cases} A_W \left[1 - \frac{(k - k_0)^2}{(\Delta k/2)^2} \right] \left[1 - \frac{(\theta - \theta_0)^2}{(\Delta \theta/2)^2} \right], & \text{при } |k - k_0| \leq (\Delta k/2) \text{ и } |\theta - \theta_0| \leq (\Delta \theta/2), \\ 0, & \text{в остальных случаях.} \end{cases}$$
(6)

Параметры спектра k_0 , θ_0 , Δk , $\Delta\theta$ получены с помощью приведенных выше формул (3–4). Для двустороннего конуса потерь, который состоит из восходящего и нисходящего электронных пучков, получаем две области генерации плазменных волн (одна – с углами $\theta < 90^\circ$, другая – с $\theta > 90^\circ$).

Спектральная интенсивность наблюдаемого на Земле радиоизлучения вычисляется в модели оптически тонкого источника с характерным объемом V . Параметры плазмы, магнитного поля и ускоренных частиц, используемые при расчетах (если специально не указано другое), приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры источника радиоизлучения, используемые при расчетах

Плотность плазмы:	$n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$
Плазменная частота:	$f_p = 5.7/2 \text{ ГГц}$
Отношение плазменной и циклотронной частот:	$\omega_p/\omega_H = 5 - 6$
Температура плазмы:	$T = 3 \times 10^6 \text{ К}$
Плотность энергии верхнегибридных волн:	$W' = 10^{-5} \text{ эрг/см}^3$ $W'/nT = 2.4 \times 10^{-7}$
Энергия ускоренных частиц:	$E_b = 30 \text{ кэВ}$
Граница конуса потерь:	$\alpha_c = 60^\circ$
Параметры распределения:	$\Delta v_b = v_b, \Delta\alpha_c = 15^\circ$
Размер источника излучения:	$V = 1000 \times 1000 \times 1000 \text{ км}^3$

3.1 Двусторонний конус потерь

Расчеты показали, что для двустороннего конуса потерь диаграмма направленности имеет три максимума (см. рис. 2), соответствующие:

- взаимодействию волн, генерируемых восходящим пучком, между собой;
- взаимодействию волн, генерируемых нисходящим пучком, между собой;
- взаимодействию между волнами, генерируемыми восходящим и нисходящим пучками.

Для симметричного двустороннего конуса потерь главный максимум соответствует поперечному распространению (по отношению к магнитному полю). Для несимметричного конуса потерь (то есть, если энергии электронов или параметры конуса потерь в восходящем и нисходящем потоках различны) максимум смещается (см. рис. 3).

На рис. 4а приведена диаграмма направленности отдельно для обыкновенной и необыкновенной волн (в случае симметричного двустороннего конуса потерь). В направлении поперек магнитного поля генерируется преимущественно необыкновенная волна, так что степень поляризации (см. рис. 4б) превышает 95%. Это связано с различием поляризационных свойств мод излучения в квази-поперечном приближении, даже в слабом магнитном поле: у Х-моды вектор электрического поля перпендикулярен внешнему магнитному полю, у О-моды – параллелен.

Электромагнитные волны, направленные поперек магнитного поля, являются линейно поляризованными. Тем не менее, если в процессе выхода из источника угол между направлением распространения и магнитным полем изменится, то поляризация может стать круговой. Кроме определенной конфигурации магнитного поля (см. рис. 5), для этого должно выполняться условие “привязки” параметров волн к параметрам среды: частота излучения должна быть меньше критической (Железняков, 1997),

$$\omega \ll \omega_t = 2\pi (3 \times 10^{17} n B L_\theta)^{1/4}, \quad (7)$$

где L_θ – характерный масштаб неоднородности магнитного поля. При $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B = 200 \text{ Гс}$ и $L_\theta = 1000 \text{ км}$ получаем $\omega_t = 2\pi \times 70 \text{ ГГц}$, так что условие $\omega \ll \omega_t$ выполняется.

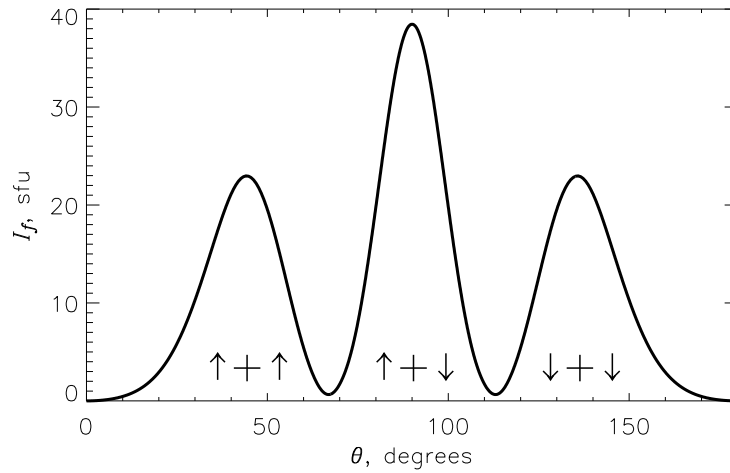


Рис. 2. Диаграмма направленности интенсивности излучения для симметричного двустороннего конуса потерь

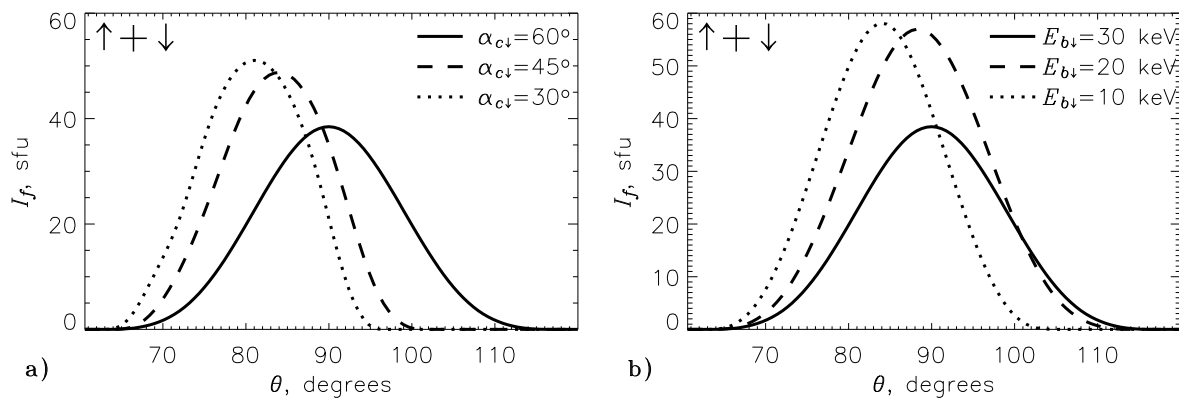


Рис. 3. Диаграммы направленности интенсивности излучения для несимметричного двустороннего конуса потерь: а) для разных граничных углов нисходящего конуса потерь ($E_{b\perp} = 30$ кэВ); б) для различных значений энергии нисходящего пучка ($\alpha_{c\perp} = 60^\circ$)

3.2 Односторонний конус потерь

Для одностороннего конуса потерь, образующегося при однократном отражении электронного пучка от магнитного зеркала, получаем один максимум на диаграмме направленности (см. рис. 6а). Направленность и ширина радиолуча определяются параметрами электронного пучка:

$$\cos \theta \simeq \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{\mu_c} \frac{v_b}{c}, \quad \Delta\theta \simeq \text{ctg } \theta \left(\frac{\Delta v_b}{v_b} + \frac{\Delta \mu_c}{\mu_c} \right). \quad (8)$$

Взаимодействие плазменных волн возможно, если в данном выражении получаем $\cos \theta < 1$.

Поляризация излучения в данном случае также соответствует обыкновенной волне. Однако поскольку направление распространения электромагнитных волн заметно отличается от поперечного, степень поляризации невысока (25–35% для рассматриваемых условий, см. рис. 6б). Полученная степень поляризации сравнима по порядку величины с оценками Злотник (1981) для изотропного распределения плазменных волн: $\eta \simeq 1.7(\omega_H/\omega_p)$.

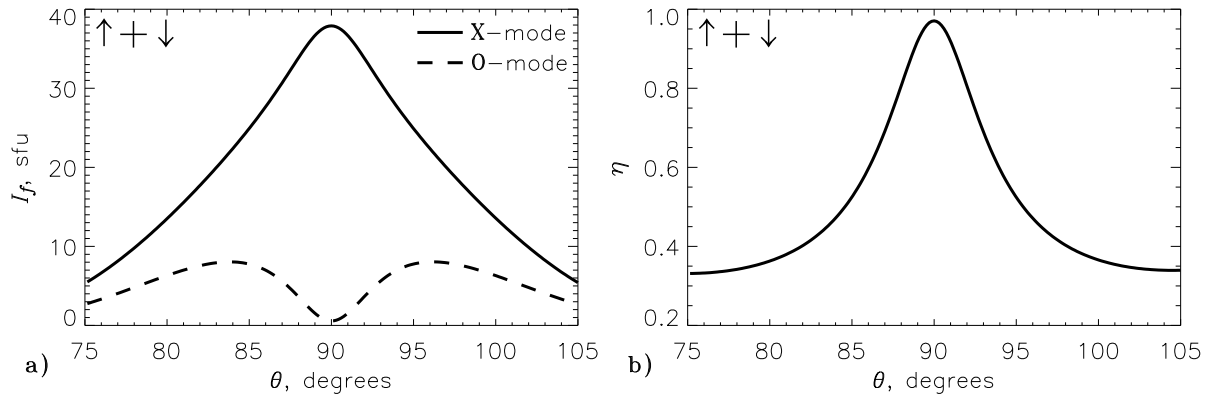


Рис. 4. а) Диаграмма направленности интенсивности излучения X- и O-мод для симметричного двустороннего конуса потерь. б) Соответствующая степень поляризации излучения

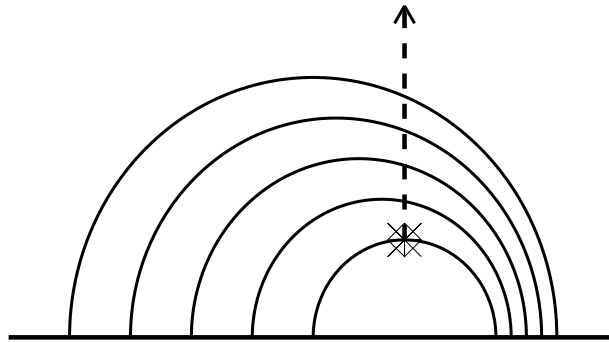


Рис. 5. Схематическое изображение конфигурации магнитного поля

В то же время, более точные расчеты показывают, что интенсивность и поляризация излучения достаточно чувствительны к небольшим изменениям параметров плазмы и электронных пучков. На рис. 7 показан пример зависимости интенсивности излучения от относительной напряженности магнитного поля (ω_p/ω_H). Предполагается, что плотность плазмы меняется под влиянием МГД-волны (с амплитудой около 15%), напряженность магнитного поля считается постоянной. Отметим, что в данном расчете некоторые параметры источника излучения отличны от указанных в табл. 1.

Как видно из рис. 7, интенсивность обыкновенной волны меняется значительно меньше, чем необыкновенной. Это может привести к следующему интересному эффекту. При исследовании всплесков с тонкой структурой, как правило, для более четкого выделения тонких структур производится процедура вычитания фона – уровня интенсивности в некоторый начальный момент. При этом предполагается, что механизм излучения фонового всплеска не связан с механизмом генерации всплесков с тонкой структурой. Однако в действительности тонкие структуры могут представлять собой всего лишь флуктуации фонового всплеска. На рис. 8 показано изменение “относительной” интенсивности излучения, полученной после вычитания интенсивностей излучения различных мод в начальный момент. Мы получаем всплеск излучения с сильным преобладанием необыкновенной волны. Степень поляризации, рассчитанная по относительным уровням X- и O-мод

$$\eta_{\text{rel}} = \frac{(I_X - I_{X_0}) - (I_O - I_{O_0})}{(I_X - I_{X_0}) + (I_O - I_{O_0})}, \quad (9)$$

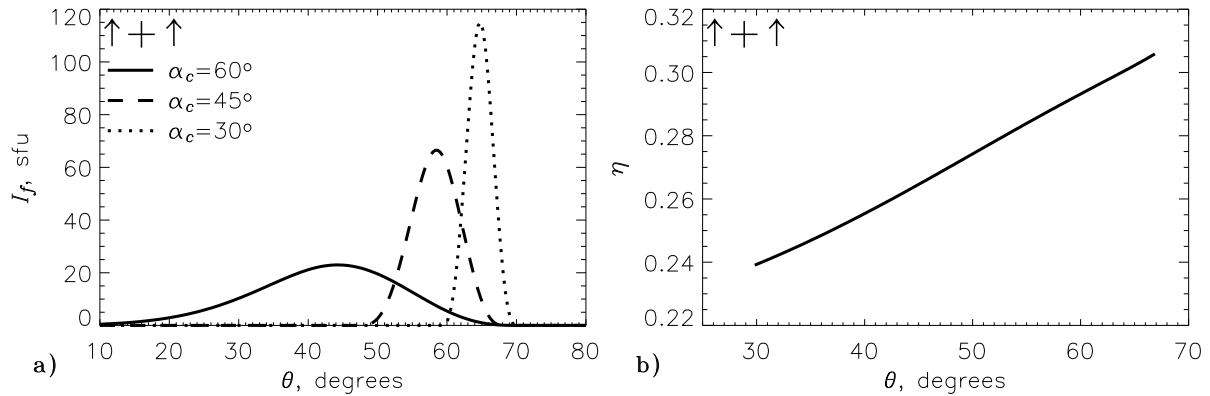


Рис. 6. а) Диаграмма направленности интенсивности излучения для одностороннего конуса потерь с разными значениями граничного угла. б) Степень поляризации излучения

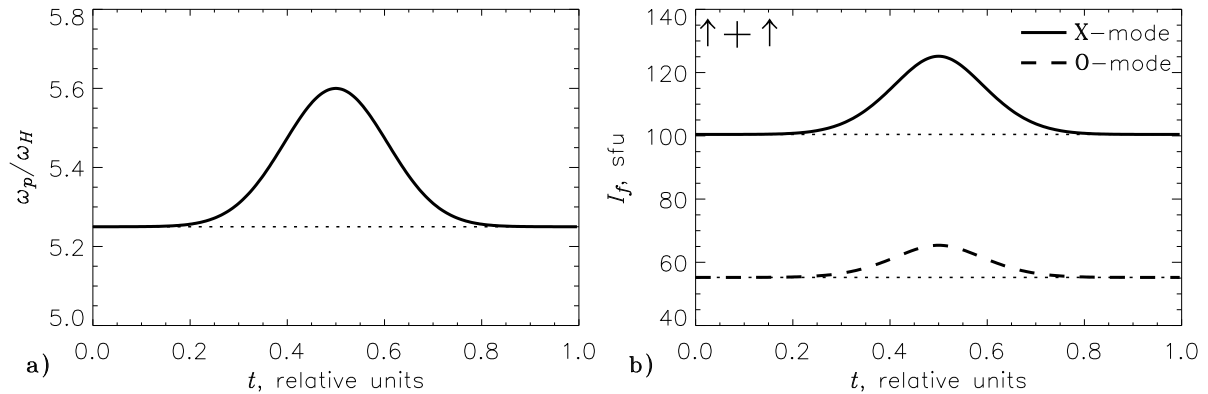


Рис. 7. а) Изменение отношения ω_p/ω_H со временем. б) Соответствующее изменение интенсивностей излучения X- и O-мод (угол между направлением распространения и магнитным полем $\theta = 70^\circ$, температура плазмы $T = 10^6$ К, температура ускоренных электронов $T_b = 1.5 \times 10^8$ К)

превышает 60%, амплитуда всплеска составляет до 8% от уровня фона.

4 Заключение

Проведенное исследование показало, что:

а) Электронный пучок с распределением типа двустороннего симметричного конуса потерь генерирует две симметричные популяции верхнегибридных волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Нелинейное взаимодействие этих волн приводит к генерации электромагнитного излучения в направлении преимущественно поперек магнитного поля. Степень поляризации излучения высокая и соответствует необыкновенной волне. Интервал углов, в котором степень поляризации η превышает 60%, составляет около 8° при отношении плазменной и циклотронной частот $\omega_p/\omega_H = 5 - 6$.

б) В случае одностороннего конуса потерь максимум интенсивности излучения приходится на угол $70 - 80^\circ$ к магнитному полю, в зависимости от параметров электронного пучка. Излучение

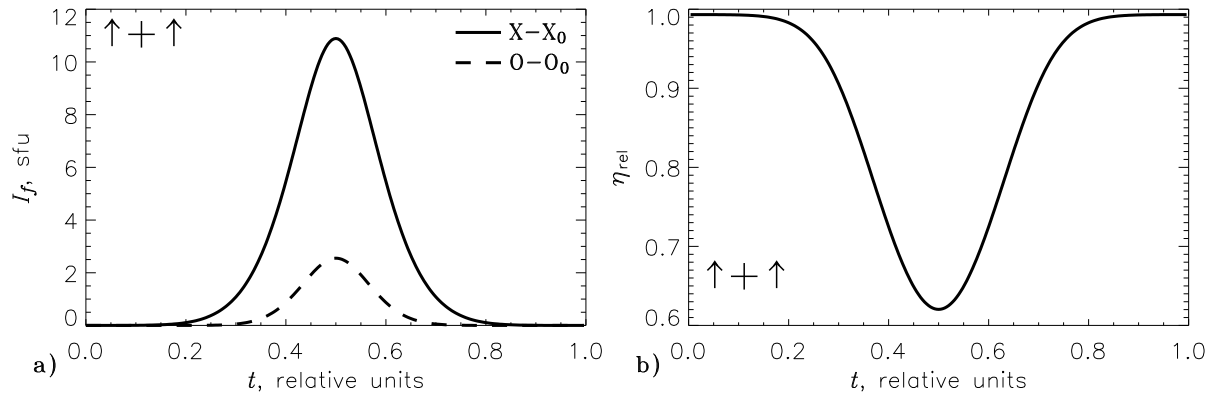


Рис. 8. а) Профили интенсивностей излучения X- и O-мод после вычитания значений в начальный момент (см. рис. 7). б) Степень поляризации излучения, рассчитанная по относительным уровням X- и O-мод

узконаправленное (ширина радиолуча около 10°). Степень поляризации излучения невысока (25–35%), знак поляризации соответствует необыкновенной волне. Тем не менее, при определенных условиях вариация плотности плазмы может привести к таким синхронным изменениям интенсивности и поляризации, что после вычитания фона поляризация окажется завышенной. Данный эффект сильнее всего проявляется при относительно низкой температуре плазмы ($T \simeq 10^6$ К) и невысокой энергии электронов ($E_b \leq 10$ кэВ). Интенсивность высокополяризованных всплесков, формируемых таким образом, не превышает 10% от уровня фона.

в) Наблюдаемая интенсивность излучения может быть достигнута при относительно небольших плотностях энергии плазменных волн. С другой стороны, только небольшая часть этой энергии трансформируется в радиоизлучение. Для указанных в табл. 1 условий потери энергии за счет столкновений $W'\nu_e$ таковы, что коэффициент преобразования не превышает 0.1%. Тем не менее, необходимый уровень плазменных колебаний может быть обеспечен с помощью электронных пучков допустимой интенсивности – для пучка с энергией 30 кэВ достаточно относительной концентрации $n_b/n > 10^{-5}$. При повышении температуры (и снижении частоты столкновений ν_e) коэффициент преобразования повышается пропорционально T^3 . Зависимость эффективности преобразования от температуры также может привести к формированию тонкой структуры радиоизлучения (в частности, всплесков U-типа).

Благодарности. Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты номер 03-02-16229 и 04-02-39003).

Литература

- Железняков В.В. // Излучение в астрофизической плазме. М. Янус-К. 1997.
 Злотник (Zlotnik E.Ya.) // Astron. Astrophys. 1981. V. 101. P. 250.
 Кузнецов (Kuznetsov A.A.) // Astron. Astrophys. 2005. V. 438. P. 341.
 Леденев (Ledenev V.G.) // Astron. Astrophys. 1994. V. 285. P. 1019.
 Мешалкина и др. (Meshalkina N.S., Altyntsev A.T., Sych R.A., Chernov G.P., Yan Yihua) // Solar Phys. 2004. V. 221. P. 85.
 Трахтенгерц В.Ю. // Изв. ВУЗов – Радиофизика. 1970. Т. 13. С. 884.
 Уиллес и Мелроуз (Willes A.J., Melrose D.B.) // Solar Phys. 1997. V. 171. P. 393.
 Уингли и Далк (Winglee R.M., Dulk G.A.) // Astrophys. J. 1986. V. 307. P. 808.