

УДК 523.985.7-77

О СПЕКТРЕ И ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ В ОБЛАСТЯХ ГЕНЕРАЦИИ МИКРОВСПЛЕСКОВ В ДЕЦИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

© 2017 Л. В. Яснов^{1*}, В. М. Богод^{2**}, А. А. Гофман^{2***}, О. М. Ступишина^{1****}¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034 Россия²Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

Поступила в редакцию 6 апреля 2016 года; принята в печать 4 января 2016 года

На примере события 11 марта 2011 г. проведено исследование микровсплесков (МВ) дециметрового диапазона в активных областях на Солнце. Предложено теоретическое объяснение природы и механизма генерации дециметровых МВ, основанное на рассмотрении явления двойного плазменного резонанса и последующей трансформации верхнегибридных волн при их взаимодействии с низкочастотными плазменными волнами. Показано, что МВ должны возникать в активной области между магнитными полями противоположной направленности, где величина напряженности магнитного поля в переходной области достигает значений 100–150 Гс. Приведены расчетные спектральные характеристики МВ с учетом тормозного и циклотронного поглощений и с учетом инкремента верхнегибридных волн. Показано, что в рамках модели электронной концентрации и температуры в активной области наиболее вероятным местом генерации МВ в солнечной атмосфере является переходная область. МВ наблюдались в диапазоне от 1.036 до 1.306 ГГц, что согласуется с модельными расчетами.

Ключевые слова: Солнце: магнитное поле — Солнце: радиоизлучение

1. ВВЕДЕНИЕ

Об обнаружении в активных областях на Солнце долгоживущих источников микроволновых всплесков (МВ) радиоизлучения, отличающихся высокой степенью круговой поляризации (от 70% до 100%), знак которой соответствовал обыкновенной волне, сообщалось в работе [1]. Источники МВ сопровождалась континуальным излучением в интенсивности (параметр Стокса I) и были зарегистрированы на РАТАН-600 в узком интервале длин волн дециметрового диапазона. Источники МВ и континуума появлялись в местах длительного выделения энергии и существовали в активной области в течение нескольких дней.

В работе [2] было проведено сопоставление дециметровых МВ, зарегистрированных на частотах вблизи 1 ГГц, со всплесками излучения шумовых бурь (NS, NoiseStorm) на частотах 164 и 230 МГц по наблюдениям на радиогелиографе в Нанси (Франция). Некоторые отдельные всплески этого типа были также исследованы в работах [3–6]. Основной особенностью спектра всех

наблюдавшихся МВ, отмеченной в указанных работах, оказалась неизменная высокочастотная граница около 1.1–1.4 ГГц. Анализ, проведенный в [6], показал высокую вероятность того, что МВ представляют собой проявление NS в дециметровом диапазоне длин волн, то есть являются составной частью общего процесса, связанного с шумовыми бурями. В рамках единой модели генерации радиоволн для МВ и NS было показано, что, в отличие от всплесков радиоизлучения I типа, являющихся составной частью NS, МВ связаны с некогерентным механизмом генерации ленгмюровских волн. Однако в рамках рассмотренного в [6] механизма генерации ленгмюровских волн нельзя понять причину постоянства высокочастотной границы спектра МВ.

Так же, как и в [6], в данной работе мы рассмотрим механизм радиоизлучения, связанный с генерацией ленгмюровских волн, но учтем усиление этого излучения эффектом двойного плазменного резонанса (DPR) [7, 8]. Затем мы определим возможные места генерации МВ в активной области и на основе расчетов инкрементов верхнегибридных волн в рамках известной модели солнечной атмосферы с учетом циклотронного и тормозного поглощений определим спектральные характеристики их радиоизлучения.

*E-mail: leonid.yasnov@mail.com

**E-mail: vbog@mail.ru

***E-mail: gofman1anna1@gmail.com

****E-mail: olgastupishina@yandex.ru

2. НАБЛЮДЕНИЯ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

В качестве примера МВ в данной работе было исследовано событие, произошедшее 11 марта 2011 г., зарегистрированное РАТАН-600. Совмещение записи скана РАТАН-600 с изображением магнитограммы, полученной инструментом SDO/Heliospheric Magnetic Imager¹ (SDO/HMI), приведенное на рис. 1, показало, что МВ в правополяризованной компоненте излучения приходится на положение активной области (АО) NOAA 11166.

Основные характеристики АО NOAA 11166:

- 1) сложная магнитная конфигурация — $\alpha\beta\delta$;
- 2) обе полярности представлены приблизительно одинаково, имеет место небольшое преобладание S-полярности;
- 3) высокая вспышечная активность — по данным мониторинга Солнца² в день регистрации особенности, подозрительной на МВ, АО NOAA 11166 произвела восемь рентгеновских вспышек балла C (от C1.1 до C5.5), а с момента появления на диске АО NOAA 11166 в ней зарегистрировано тринадцать вспышек балла C (от C1.2 до C9.4), три вспышки балла M (от M1.1 до M1.7) и одна вспышка балла X1.5, произошедшая 9 марта 2011 г., за два дня до регистрации МВ.

Для подтверждения естественной, а не инструментальной природы МВ был проведен анализ записи скана РАТАН-600.

Методика анализа данных состояла в следующем.

- Для поиска предельно слабых микровсплесков вычислялось отношение размаха скользящей выборки с заданным окном к среднеквадратичному отклонению шумовой дорожки. Если указанное отношение было больше 1, то участок скана исследовался на предмет наличия МВ.
- Вычислялись автокорреляционные функции отрезков скана, соответствующих: а) участку условно спокойного Солнца, т.е. наблюдаемой части диска, где отсутствуют развитые активные области; б) участку активной области NOAA 11166. Квазипериоды, найденные по первым пикам автокорреляционной функции отрезка записи, соответствующего АО NOAA 11166, сравнивались с такими же характеристиками, вычисленными для участка условно спокойного Солнца (рис. 1).

¹<http://jsoc.stanford.edu/ajax/lookdata.html>

²<https://solarmonitor.org>

- Интенсивности МВ определялись вычитанием «подложки» (т.е. огибающей минимальных значений интенсивности сигнала с прибавкой среднеквадратичного отклонения шумовой дорожки).

На основании полученных значений были построены спектры предполагаемых МВ, которые сравнивались со спектром ширины шумовой дорожки. В случае различия спектров предполагаемых МВ со спектром шума считалось допустимым предположение о естественной природе всплесков и принадлежности их к АО NOAA 11166.

Наблюдения 11 марта 2011 г. на РАТАН-600 проводились в системе «Южный сектор с Перископом» в пяти азимутах: в центральном азимуте (0°) по направлению «Север—Юг» и двух других азимутальных углах (+12°, +24°) к востоку и двух углов (−24°, −12°) к западу от меридиана.

Удалось установить, что

- процесс генерации МВ был короткоживущим, так как МВ наблюдались только в азимуте на −12°. В наблюдениях на других азимутальных углах явление не зарегистрировано;
- МВ регистрировались только в правополяризованной компоненте излучения;
- МВ регистрировались в узком диапазоне частот от 1.036 до 1.306 ГГц (см. рис. 1); на всех регистрируемых на РАТАН-600 частотах в дециметровом диапазоне ниже 0.986 ГГц (0.759–0.986 ГГц, четыре частоты) и выше 1.365 ГГц (1.365–3.000 ГГц, восемнадцать частот) МВ не выделяются.

На рис. 2 представлены автокорреляционные функции, вычисленные для отрезка записи РАТАН-600, соответствующего выделенному участку АО NOAA 11166, и для отрезка записи, соответствующего участку условно спокойного Солнца. Кривая (пунктир), отображающая поведение автокорреляционной функции участка скана, относящегося к вершине АО NOAA 11166, образует несколько пиков на частотах 1.036–1.193 ГГц, на частотах же 1.249–1.306 ГГц количество пиков уменьшается, затем полностью пики исчезают на частоте 1.365 ГГц (см. также рис. 3). Мы считаем, что такое поведение автокорреляционной функции говорит о наличии МВ с выраженным квазипериодом на меньших частотах (1.036–1.306 ГГц) и о постепенном исчезновении таких МВ с увеличением частоты — МВ исчезают явно на частоте 1.365 ГГц. Приведенная для сравнения автокорреляционная функция участка условно спокойного Солнца (сплошная кривая) показывает отсутствие подобных квазипериодов на частотах 1.036–1.365 ГГц.

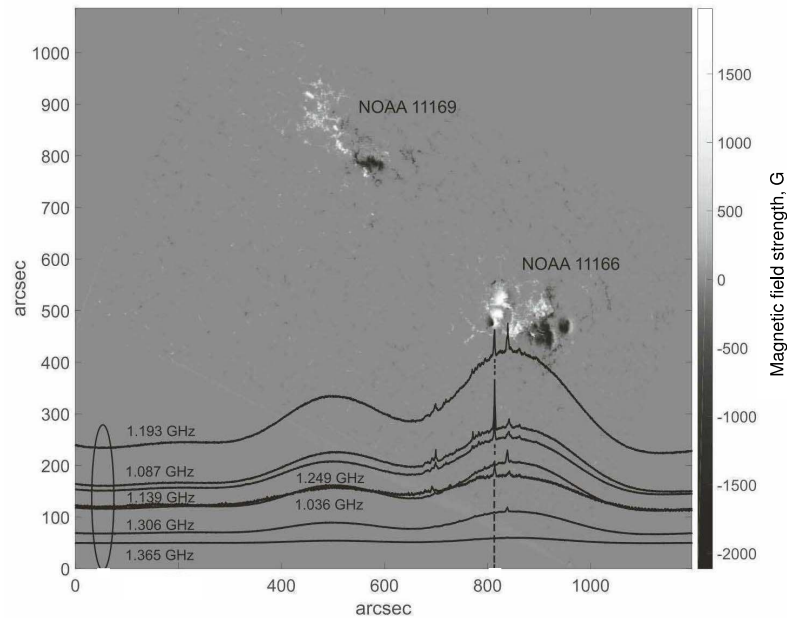


Рис. 1. Совмещенное изображение записи сканов Солнца на частотах от 1.087 ГГц до 1.365 МГц в дециметровом диапазоне длин волн в каналах правополяризованного излучения РАТАН-600 и магнитограммы КА НМИ/SDO. Над активными областями NOAA 11166 и NOAA 11169 расположены длительно существующие источники микровсплесков. Совмещенное изображение записи сканов Солнца в дециметровом диапазоне длин волн в канале правополяризованного излучения РАТАН-600 и магнитограммы SDO/НМИ. Пунктирной линией отмечено положение самого интенсивного МВ, контуром слева — участок условно спокойного Солнца со слаборазвитыми активными образованиями.

Спектр МВ в АО NOAA 11166, отмеченного на рис. 1, и спектр шумовой дорожки представлены для сравнения на рис. 3. Различия в них позволяют предположить естественную природу МВ. На частоте 1.365 ГГц интенсивность МВ перестает превышать разброс шумовой дорожки, что позволяет определить частотную границу существования МВ.

Проведенный анализ записей РАТАН-600 позволяет сделать несколько выводов. Исследованное событие можно назвать короткоживущим (время жизни — не больше разницы во времени между соседними азимутальными наблюдениями, т.е. меньше одного часа) и узкополосным (МВ удалось выделить только в узком диапазоне частот). Особенности, отличающие МВ, наблюдаются только в АО NOAA 11166 и не наблюдаются на участке условно спокойного Солнца, что позволяет говорить о наличии МВ в указанную дату в рассматриваемой АО.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Все наблюдавшиеся ранее МВ имеют характерный завал спектра интенсивности излучения на частотах выше 1 ГГц. В нашем случае спектр простирается до частоты 1.365 ГГц. Приведем интерпретацию этого эффекта в рамках модели электронной концентрации и температуры в активной

области [9] и на основе механизма генерации радиоизлучения, связанного с двойным плазменным резонансом (DPR) [7, 8, 10].

Обратимся к модели магнитного поля, содержащей два разнесенных и противоположно направленных диполя. Эта модель, приводящая к появлению источников, связанных с нулевым продольным магнитным полем (NLS, Neutral Line Source), была рассмотрена в работе [11]. Такие источники тесно связаны со вспышечными явлениями в активной области; естественно полагать, что и МВ тесно связаны с ними. Будем считать, что область на фотосфере, расположенная на оси диполей, имеет напряженность $B_{ph} = 3000$ Гс или 2000 Гс. Глубину диполей под фотосферой положим равной 30 Мм. Поле на фотосфере между этими диполями будем полагать равным $B_{nls} = 200$ Гс, 100 Гс, 50 Гс и 25 Гс. Для этого мы должны поместить эти диполи на некотором расстоянии $y = d$, зависящем от B_{nls} . Некоторые характеристики этого поля (гируровни и силовые линии) для $B_{nls} = 100$ Гс и $B_{ph} = 2000$ Гс представлены на рис. 4.

4. РАСЧЕТНЫЕ СПЕКТРЫ И ВОЗМОЖНОЕ МЕСТО ГЕНЕРАЦИИ РАДИОВСПЛЕСКОВ

Будем рассматривать генерацию радиоизлучения в рамках модели с DPR, действие которого

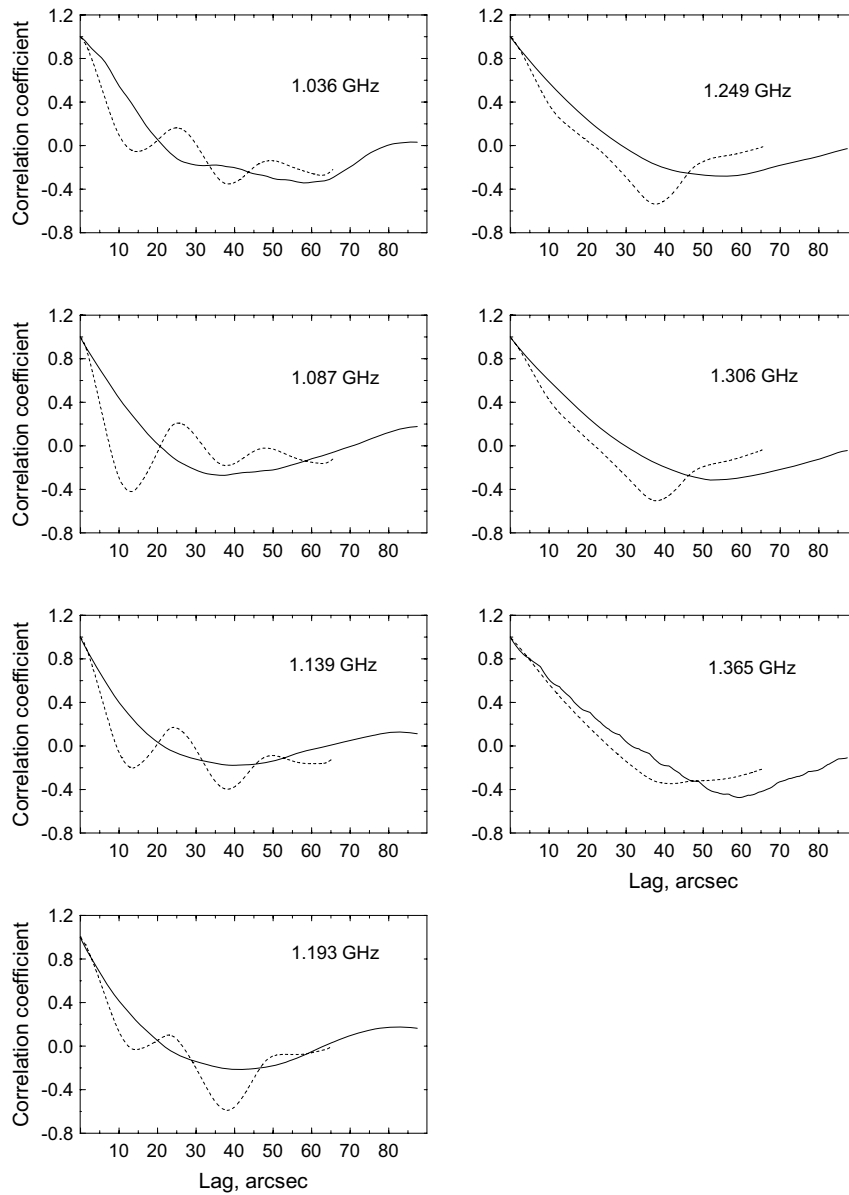


Рис. 2. Автокорреляционная функция, рассчитанная для отрезка записи РАТАН-600, соответствующего вершине АО NOAA 11166 (пунктирная линия), и для отрезка записи, соответствующего участку условно спокойного Солнца (сплошная линия) в правополяризованном излучении на частотах от 1.036 до 1.365 ГГц.

заключается в повышении эффективности генерации верхнегибридных волн, если их частота близка к гармонике электронной циклотронной частоты. В соответствии с этим механизмом рассмотрим высотные зависимости верхнегибридной частоты и гармоник гирочастоты для модели активной области, приведенной выше. Результаты соответствующих расчетов приведены на рис. 5. Видно, что в диапазоне частот около 1 ГГц для $B_{\text{nls}} = 100$ Гс возможно появление 2–3 полос излучения, а для $B_{\text{nls}} = 50$ Гс — около пяти полос, возникающих вблизи переходной области, высота которой около 3 Мм, находящейся посередине между диполями

($y = 0$), то есть в зоне возможного существования NLS. Высокочастотное излучение возникает в более глубоких слоях солнечной атмосферы, где, как мы покажем ниже, велико тормозное поглощение радиоволн. Низкочастотное излучение генерируется на значительно больших высотах (выше 60 Мм). Далее мы не будем анализировать низкочастотное излучение, возникающее на больших высотах.

В соответствии с [12–14] будем полагать, что генерация радиоволн происходит в результате взаимодействия верхнегибридных волн с низкочастотными плазменными волнами таким образом, что частота радиоволн с точностью до фактора Лорен-

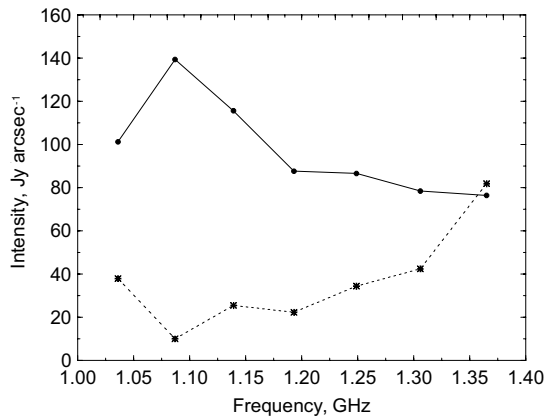


Рис. 3. Спектр МВ в АО NOAA 11166, отмеченного на рис. 1 (сплошная линия), и спектр ширины шумовой дорожки (штриховая линия).

ца соответствует гармоникам гирочастоты. Учтем также влияние тормозного и гирорезонансного поглощения на гироуровнях, где, в соответствии с явлением DPR, усиливаются верхнегибридные волны.

Циклотронное поглощение учитывалось по формулам, приведенным в [15]. Для того чтобы обойти особенность, возникающую при строгом распространении радиоволн поперек магнитного поля, вычисления проводились при отклонении угла распространения от перпендикуляра на 15° . Интенсивность излучения на всех гармониках принималась равной 1. Учитывалось тормозное поглощение слоев солнечной атмосферы, лежащих выше гирорезонансного, и циклотронное поглощение как в рассматриваемом гирослое, так и в вышележащих гирослоях. Излучение в результате ограничивается как с высокочастотной, так и с низкочастотной стороны областей спектра. Кроме того, гирорезонансное поглощение эффективно в низкочастотной области, а тормозное поглощение — в высокочастотной. На рис. 6 представлены результаты проведенных расчетов.

И для $B_{ph} = 2000$ Гс, и для $B_{ph} = 3000$ Гс с $B_{nls} = 25$ Гс излучение происходит на гармониках с четвертой по шестнадцатую, с $B_{nls} = 50$ Гс — на гармониках с четвертой по восьмую и с $B_{nls} = 100$ Гс — на третьей и на четвертой гармониках.

Из этих расчетов следует, что ширина спектра зависит от величины B_{nls} и изменяется от 0.3–0.5 ГГц для $B_{nls} = 100$ Гс до 0.9 ГГц для $B_{nls} = 25$ Гс. Для $B_{nls} = 200$ Гс излучение на всех гармониках полностью поглощается.

Основным выводом, вытекающим из расчетов, является тот факт, что высокочастотная граница спектра радиоизлучения во всех случаях имеет значение около 1.2 ГГц и практически не зависит

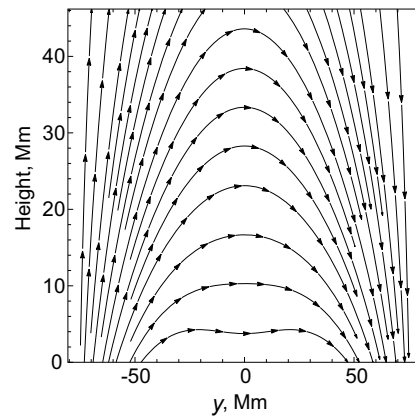
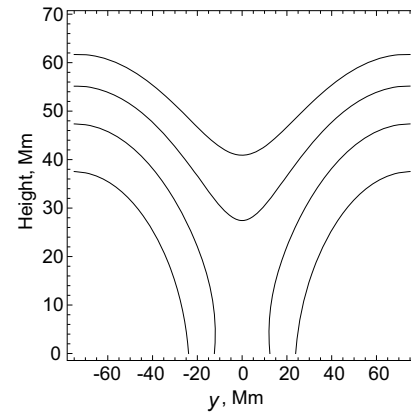


Рис. 4. Структура магнитного поля для $B_{nls} = 100$ Гс и $B_{ph} = 2000$ Гс: сверху — гирорезонансные уровни с номерами гармоник $s = 2 - 5$ для частоты $f = 1$ ГГц; внизу — структура силовых линий.

от выбора модельных параметров магнитного поля, что согласуется с результатами наблюдений МВ.

Рассмотрим теперь, как меняется характер спектра в зависимости от плотности тепловых электронов. Домножив величину распределения плотности электронов с высотой $n(h)$ на постоянный параметр n_{add} , $n(h) \times n_{add}$, проведем расчеты для плотности, увеличенной в три раза, $n_{add} = 3$, и плотности, в два раза уменьшенной, $n_{add} = 0.5$.

Рисунки 7 и 8 демонстрируют, что с возрастанием плотности ($n_{add} = 3$) увеличивается высокочастотная граница спектра и расширяется спектральный диапазон радиоизлучения, а с уменьшением плотности ($n_{add} = 0.5$), наоборот, падает значение высокочастотной границы спектра и сужается спектральный диапазон радиоизлучения.

Проведем расчеты для электронной плотности, увеличенной в 1.5 раза ($n_{add} = 1.5$). На рис. 9 видно, что такой спектр больше соответствует граничной частоте в анализируемом МВ. Таким образом, следует полагать, что область генерации данного МВ имеет приблизительно в 1.5 раза повышенную электронную плотность по сравнению с плотностью в модели [9].

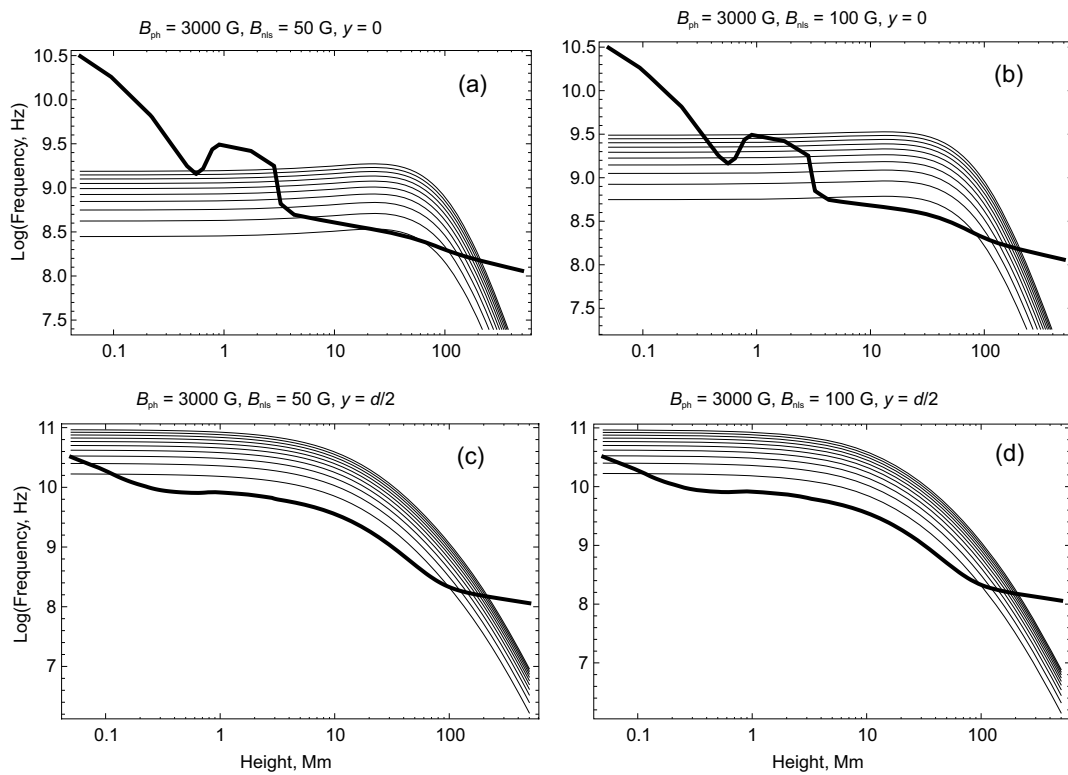


Рис. 5. Распределение верхнегибридной частоты (жирная линия) и гармоник гирочастоты ($s = 2-11$, тонкие линии): (а), (б) — для области, расположенной между диполями ($y = 0$), (с), (д) — на оси диполей ($y = d/2$).

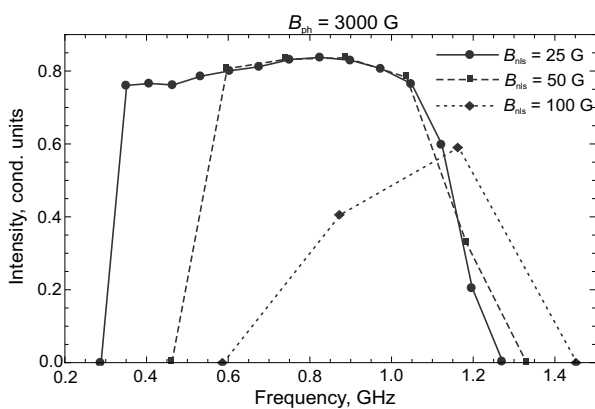


Рис. 6. Спектральные характеристики радионизлучения. Приведены частоты, на которых излучение может выйти за пределы области генерации.

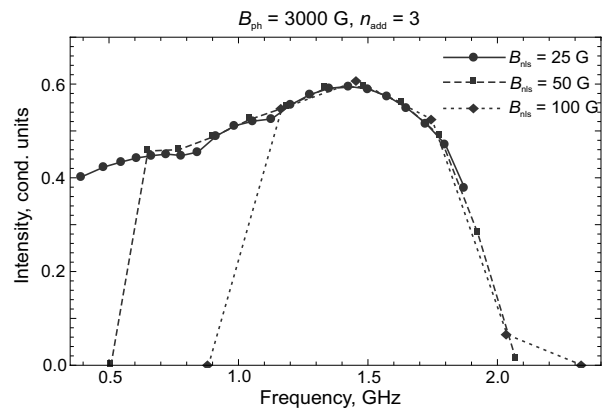


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, при втрое большей электронной плотности.

5. РАСЧЕТ МАКСИМАЛЬНОГО ИНКРЕМЕНТА ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН

Учтем теперь влияние на спектры МВ различия инкрементов верхнегибридных волн при тех модельных параметрах, которые были использованы в предыдущих расчетах. Отметим, что возможность появления в спектре излучения полос зебра-структуры зависит от характеристик энергичных электронов. Так, согласно работе [16], максвел-

ловское распределение по импульсам энергичных электронов, даже с конусом потерь, приводит к замытию зебра-структуры. В работе [17] показано, что и учет релятивистских эффектов при таком распределении по импульсам энергичных электронов также не дает выраженной зебра-структуры. Зебра-структура возникает при степенном распределении электронов по импульсу лишь с достаточно высоким степенным индексом ($\xi \leq 5$) [18]. Степень замытия зебра-структуры зависит от со-

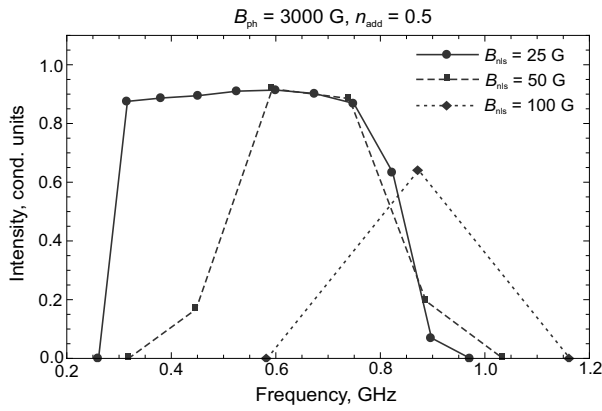


Рис. 8. То же, что и на рис. 6, при плотности электронов, уменьшенной вдвое.

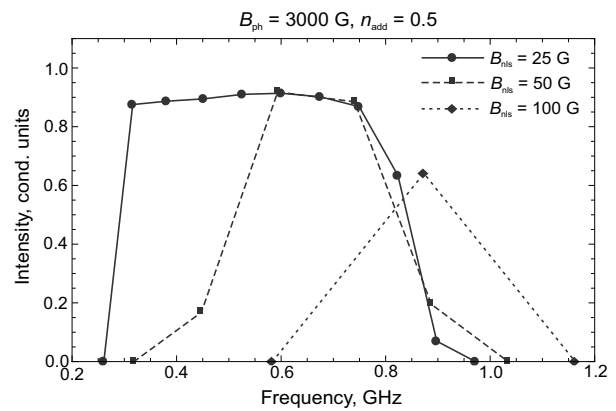


Рис. 9. То же, что и на рис. 6, при электронной плотности, увеличенной в 1.5 раза.

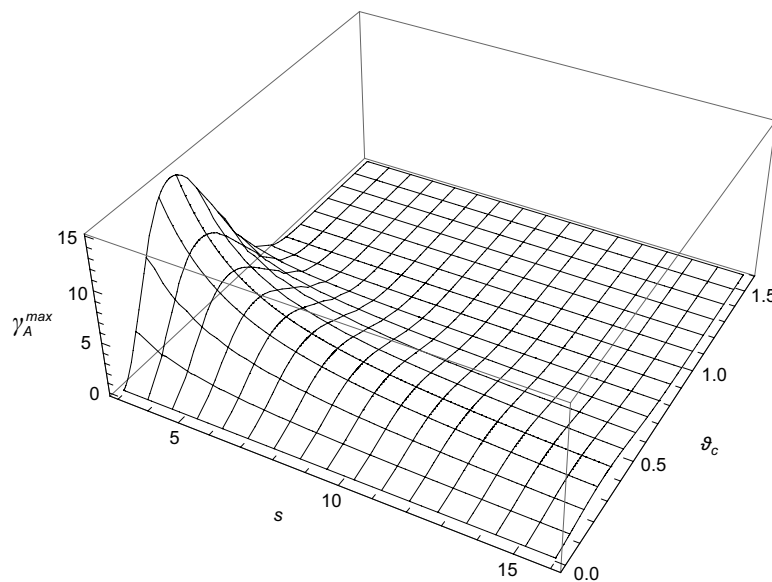


Рис. 10. Спектр инкремента затухания верхнегибридных волн для $E = 30$ кэВ, $\xi = 5$, $\Omega = 2\pi \times 10^8$ Гц.

отношения $\Delta p_b/p_b$, где Δp_b — разброс ускоренных электронов по импульсу, p_b — средний импульс тепловых электронов. МВ — достаточно слабые вспыхивающие явления, поэтому далее можно полагать, что величина $\Delta p_b/p_b$ не слишком мала и что зebra-структура в них не проявляется. Это позволяет считать, что форма спектра излучения МВ может быть объяснена распределением только максимальных инкрементов верхнегибридных волн, но с учетом циклотронного и тормозного поглощения радиоволн.

Нами была рассмотрена следующая степенная

функция распределения энергичных электронов:

$$f_p(p, \vartheta_c) = f(p) \times \begin{cases} 0, & \vartheta \leq \vartheta_c - \Delta\vartheta_c, \\ \frac{\vartheta - \vartheta_c + \Delta\vartheta_c}{\Delta\vartheta_c}, & \vartheta_c - \Delta\vartheta_c < \vartheta \leq \vartheta_c, \\ 1, & \vartheta > \vartheta_c. \end{cases} \quad (1)$$

Функция описывает распределение ускоренных электронов по импульсам с конусом потерь с питч-угловой границей ϑ_c и шириной границы $\Delta\vartheta_c \ll 1$.

Функция распределения по модулям импульсов $f(p)$ задана в виде степенной зависимости с низкоэнергетической отсечкой, заданной функцией

Хевисайда:

$$f(p) = \frac{(-1 + \xi)(-3 + 2\xi)}{2\pi p_{z0}^{3-2\xi}} \times (p_x^2 + p_z^2)^{-\xi} \Theta(p_z^2 - p_{z0}^2), \quad (2)$$

где ξ — степенной индекс, p_x и p_z — соответственно поперечная и продольная к вектору напряженности магнитного поля компоненты импульса, p_{z0} — значение импульса, соответствующее низкоэнергетической границе отсечки, Θ — функция Хевисайда.

Выражение для инкремента получено на основе положений статьи [18]:

$$\gamma = \pi^2 m^4 c^2 \omega \frac{\omega_p^2}{k^2} \frac{n_b}{n_0} \Gamma^3 J_s^2 \left(\frac{k_x p_x}{m\Omega} \right) \times \left[\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{f(p_b) \operatorname{tg} \vartheta_c}{p_b \Delta \vartheta_c} \left(\frac{s\Omega}{\Gamma \omega \sin^2 \vartheta_c} - 1 \right) \frac{\Delta p_z}{p_b} \right], \quad (3)$$

где m — масса электрона, c — скорость света, ω_p — плазменная частота, ω — частота верхнегибридных волн, k — модуль волнового вектора, k_x и k_z — соответственно его поперечная и продольная компоненты, n_b и n_e — концентрации ускоренных и тепловых электронов, $\Gamma = \sqrt{1 + p_b^2/m^2 c^2}$ — Лоренц-фактор, J_s — функция Бесселя порядка s , где s — номер гармоники электронной гирочастоты Ω , Δp_z — окрестность точки касания резонансной кривой $\omega - \frac{k_z p_z}{m\Gamma} - \frac{s\Omega}{\Gamma} = 0$ и прямой $\vartheta = \vartheta_c$, $\Delta p_z = 2p_b(\omega/s\Omega) \cos \vartheta_c \sqrt{2 \operatorname{tg} \vartheta_c \Delta \vartheta_c}$, $p_b = m c \vartheta_c \sqrt{\omega^2 - s^2 \Omega^2 / s\Omega}$ — точка касания.

Производной $\partial f / \partial p$ можем пренебречь вследствие малости ширины пичч-угловой границы ϑ_c . Условие формирования узких спектральных полос, т.е. условие повышения эффективности генерации верхнегибридных волн, заключается в близости частоты верхнегибридных волн гармонике электронной частоты [18]:

$$\omega = s\Omega \Gamma_b, \quad (4)$$

где Лоренц-фактор $\Gamma_b = \sqrt{1 + p_b^2/m^2 c^2}$ взят в точке p_b , соответствующей максимуму функции распределения $f(p = p_b) = f^{\max}$.

Инкремент достигает своего максимального значения γ_A^{\max} , если значение импульса p_b соответствует первому максимуму функции Бесселя $J_s(p = p_b) = J_s^{\max}$. Это условие выполняется, когда

$$s \approx \frac{k_x p_b \sin \vartheta_c}{m\Omega}. \quad (5)$$

Рассматриваемая степенная функция распределения максимальна при значении импульса, равного значению низкоэнергетической отсечки p_{z0} . В этом случае для функции распределения получено следующее выражение:

$$f(p) = \frac{(-1 + \xi)(-3 + 2\xi)}{2\pi p_{z0}^3} (\cos \vartheta_c)^{2\xi}. \quad (6)$$

Выражение для максимального инкремента верхнегибридных волн γ_A^{\max} может быть получено, если заменить приближенное значение равенством в выражении (5) и выразить из него гирочастоту Ω :

$$\Omega = \frac{k_x p_b \sin \vartheta_c}{s m}. \quad (7)$$

При этом значение импульса взято равным $p_b = p_{z0} / \cos \vartheta_c$, поскольку оно соответствует условию максимума функции распределения и условию касания резонансной кривой $\omega - \frac{k_z p_z}{m\Gamma} - \frac{s\Omega}{\Gamma} = 0$ и прямой $\vartheta = \vartheta_c$ [18]. Выражение для максимального инкремента в этом случае принимает вид:

$$\gamma_A^{\max} = \pi^2 m^4 c^2 \omega \frac{\omega_p^2}{k^2} \frac{n_b}{n_0} \Gamma^3 J_s^2 \left(\frac{k_x p_b \sin \vartheta_c}{m\Omega} \right) \times \frac{f(p_b) \operatorname{tg} \vartheta_c}{p_b \Delta \vartheta_c} \left(\frac{s\Omega}{\Gamma \omega \sin^2 \vartheta_c} - 1 \right) \frac{\Delta p_z}{p_b}. \quad (8)$$

Проанализирована зависимость максимального инкремента при варьировании некоторых постоянных, входящих в формулу. В качестве примера выбраны значения $\xi = 5$, $\Omega = 2\pi \times 10^8$ Гц. Значение низкоэнергетической отсечки $p_{z0} = \sqrt{2mE}$ положено соответствующим энергии $E = 30$ кэВ при $v/c \approx 0.3$. Для этих значений на рис. 10 представлена зависимость γ_A^{\max} от s и ϑ_c .

Расчеты показывают, что при значении угла конуса потерь $\vartheta_c^{\max} = 0.3$ – 0.4 инкремент максимален. На рис. 10 видно, что с увеличением s значение инкремента для ϑ_c^{\max} снижается. Степень снижения величины инкремента при ϑ_c^{\max} не зависит от ξ , Ω и p_{z0} .

Далее построим спектры, аналогичные спектрам на рис. 9, но перемножая их на инкремент. Тем самым получим качественное поведение спектров с учетом инкремента.

На рис. 11 построены спектральные характеристики радиоизлучения для $B_{\text{ph}} = 3000$ Гс с учетом максимального инкремента при $\vartheta_c^{\max} = 0.35$. Из этих расчетов следует, что наиболее вероятная возможность генерации МВ связана с максимальным магнитным полем в диапазоне $B_{\text{nls}} < 150$ Гс. При $B_{\text{nls}} > 150$ Гс радиоизлучение полностью поглощается.

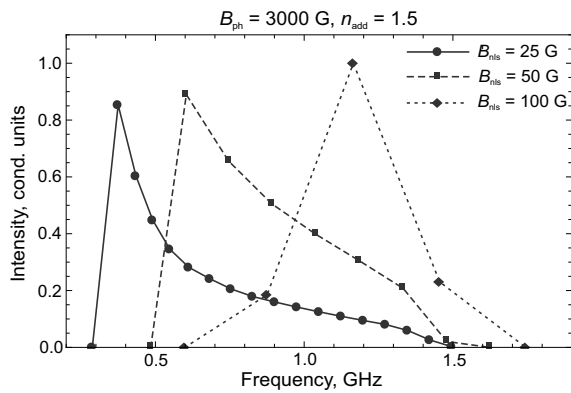


Рис. 11. Спектральные характеристики радиоизлучения с учетом максимального инкремента при $\nu_c^{\max} = 0.35$ для $B_{ph} = 3000$ Гс.

6. ВЫВОДЫ

1. Высокочастотная граница спектра МВ может простирается до частот 1.4 ГГц.

2. В рамках плазменного механизма генерации радиоизлучения МВ должны возникать в областях источников NLS, то есть в областях между основными магнитными полями противоположной направленности.

3. Высокочастотная граница спектра МВ зависит от электронной концентрации и не зависит от напряженности магнитного поля в области их генерации.

4. Тормозное поглощение слоев солнечной атмосферы, лежащих над гироуровнем, а также гирорезонансное поглощение в самом гирослое и на вышележащих гироуровнях ограничивают спектр МВ как с высокочастотной стороны, так и со стороны диапазона низких частот. При этом тормозное поглощение эффективно в высокочастотной области, а циклотронное поглощение — в низкочастотной.

5. Для модели солнечной атмосферы [9] генерация МВ в дециметровом диапазоне длин волн происходит в переходной области атмосферы активной области, то есть на высоте около 3 Мм.

6. Наиболее вероятная возможность генерации МВ связана с областями, где магнитное поле

достигает значений около 100 Гс, а электронная плотность повышена в 1.5 раза по сравнению с плотностью на тех же высотах в модели [9].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-02-00162 а и проект 16-02-00254 а), программ Президиума РАН П7 и П9, базовой темы № 01201450617.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. M. Bogod, Q. Fu, and L. V. Yasnov, *ESA SP* **448**, 1041 (1999).
2. V. M. Bogod, C. Mercier, and L. V. Yasnov, *J. Geophys. Res.* **106**, 25353 (2001).
3. V. M. Bogod and L. V. Yasnov, *Astronomy Reports* **45**, 643 (2001).
4. V. M. Bogod and L. V. Yasnov, *Astron. Astrophys. Transactions* **20**, 459 (2001).
5. V. M. Bogod and L. V. Yasnov, *Astronomy Reports* **49**, 144 (2005).
6. L. V. Yasnov, V. M. Bogod, and A. G. Stupishin, *Solar Physics* **249**, 37 (2008).
7. V. V. Zhelezniakov and E. Y. Zlotnik, *Solar Physics* **43**, 431 (1975).
8. V. V. Zhelezniakov and E. Y. Zlotnik, *Solar Physics* **44**, 461 (1975).
9. C. L. Selhorst, N. A. Silva-Valio, and J. E. R. Costa, *Astron. and Astrophys.* **488**, 1079 (2008).
10. J. Kuijpers, *Astron. and Astrophys.* **40**, 405 (1975).
11. L. V. Yasnov, *Solar Physics* **289**, 1215 (2014).
12. D. G. Wentzel, *Astron. and Astrophys.* **100**, 20 (1981).
13. D. G. Wentzel, *Solar Physics* **103**, 141 (1986).
14. S. D. Spicer, A. O. Benz, and J. D. Huba, *Astron. and Astrophys.* **105**, 221 (1981).
15. В. В. Железняков, *Излучение в астрофизической плазме* (Янус-К, Москва, 1997).
16. R. M. Winglee and G. A. Dulk, *Astrophys. J.* **307**, 808 (1986).
17. L. V. Yasnov and M. Karlicky, *Solar Physics* **219**, 289 (2004).
18. A. A. Kuznetsov and Y. T. Tsap, *Solar Physics* **241**, 127 (2007).

Spectrum and Physical Conditions in Microflare Generation Regions at Decimeter-Wave Frequencies

L. V. Yasnov, V. M. Bogod, A. A. Gofman, and O. M. Stupishina

The event of March 11, 2011 was used to study decimeter-wave microflares (MF) in solar active regions. A theoretical interpretation has been proposed for the nature and generation mechanism of decimeter-wave MFs, which is based on an analysis of the phenomenon of double plasma resonance and subsequent transformation of upper hybrid waves when they interact with low-frequency plasma waves. It is shown that MFs should form in the active regions between magnetic fields of opposite direction, where magnetic-field strength reaches 100–150 G in the transition region. We report the spectral properties of MFs computed with the allowance for inverse bremsstrahlung and cyclotron absorption and for the increment of upper-hybrid waves. It is shown that the transition region is the most likely place of MF generation within the framework of the model of electron-density and temperature. It is also shown that within the framework of electron density and temperature model in the active region the most likely MF generation place in the solar atmosphere is the transition region. MFs were observed at frequencies from 1.036 to 1.306 Hz, which is consistent with model computations.

Keywords: *Sun: magnetic fields—Sun: radio radiation*