

ВЕЛИЧИНА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ СЛАБОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Б.Н.Левин, В.М.Фридман, О.А.Шейнер

Анализируются спектральные данные наблюдений поляризации слабого солнечного континуального радиоизлучения типа ступеньки (относительно быстрый рост $t \sim 3$ с и медленный спад $t \sim 10^2$ с). Основные результаты получены с помощью перестраиваемого спектрографа в диапазоне (8 – 12) ГГц (один спектр за секунду с разрешением 120 МГц) и радиотелескопа РТ-22 КраО (угловое разрешение $4' - 6'$). В ряде событий на передней кромке континуума обнаружено узкополосное, дрейфующее по частоте излучение типа "выброса" (blip). Степень круговой поляризации континуума ($p < 10\%$) мала по сравнению с поляризацией узкополосной компоненты ($p \approx 20\%$). Предполагается, что обе компоненты отмеченных событий излучаются на второй гармонике локальной плазменной частоты в рамках плазменного механизма генерации. Используя развитую модель генерации, по степени круговой поляризации каждой из компонент мы можем оценить напряженность внешнего магнитного поля в области источника излучения, а также ширину углового спектра излучающей плазменной турбулентности. Приводятся результаты подобного анализа реальных микроволновых событий.

1. Уже длительное время внимание исследователей солнечного радиоизлучения привлекают слабые по интенсивности события, после которых, спустя некоторое время, следуют интенсивные, мощные радиовсплески, вспышки в линиях H_{α} и т.п., свидетельствующие о значительном энерговыделении в атмосфере Солнца [1-3]. Такие слабые события называют "предвестниками". Они, по-видимому, являются следствием слабого, "предварительного" энерговыделения и в силу этого могут предоставлять данные для краткосрочного прогнозирования значительных по энергетике событий.

Сама физика излучения предвестников представляет значительный интерес, поскольку источником излучения, вероятнее всего и в этом случае, является фракция ускоренных в области энерговыделения электронов, параметры которой (концентрация частиц и их энергетический спектр) отличаются от случая сильного энерговыделения. С другой стороны, исследование физики предвестников может быть значительно проще, чем для случая энергичного события. Свойства излучения предвестника, скорее

всего, определяются особенностями одного, самого эффективного в данных условиях механизма генерации, тогда как вклад в мощное излучение дают, по-видимому, ряд механизмов, имеющих различные свойства (синдром "большой вспышки" [4]). Последнее облегчает использование результатов анализа предвестников для диагностики условий в области энерговыделения.

2. В настоящей работе проведен анализ наблюдений ряда предвестников типа "ступенька" (время спада излучения превышает время его роста, $t_2 \gg t_1$) в поляризованном излучении. Данные о радиоизлучении были получены при использовании спектрографа-поляриметра последовательного анализа диапазона (8 - 12) ГГц [14] и антенны РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории. Поляризованный спектр излучения снимался ежесекундно, причем весь диапазон состоял из 34 опрашиваемых последовательно в течение секунды каналов с полосой 120 МГц, регистрирующих интенсивность левой и правой поляризованных по кругу компонент излучения. Калибровка каналов производилась по излучению спокойного Солнца и стандартного генератора шума.

Исследуемые события отмечены во время двух микроволновых всплесков 16 (рис.1) и 17 октября 1983 года в 10.58.30 UT и 12.13.06 UT соответственно. Во время каждого всплеска имеются несколько интервалов, на которых наблюдается повышение степени круговой поляризации излучения. Так, на интервале (2) рис.1, который совпадает с первым быстрым ростом излучения на выбранной частоте за ~1.5 минуты до начала импульсной фазы всплеска, степень поляризации (левая круговая компонента) возрастает до 15% неравномерно по диапазону с опережением в высокочастотной части спектра. Далее степень поляризации излучения быстро снижается до предвсплескового уровня. Таким образом, поляризованным оказывается излучение в узкой части спектра ($\Delta f \sim 2$ ГГц) на переднем фронте широкополосного излучения типа ступеньки. При следующем повышении интенсивности излучения степень поляризации ведет себя аналогичным образом (интервал (3) рис.1).

Подобная картина в поведении степени поляризации наблюдается и во всплеске 17 октября 1983 года, где степень левой круговой поляризации излучения всплеска достигает ~20%.

Отметим, что при обработке данных исключено влияние на результат измерений поляризации излучения локального источника путем вычитания интенсивности фонового излучения.

Итак, в степени круговой поляризации на стадии ступенчатого возрастания интенсивности излучения отмечена быстровременная узкополосная компонента (типа "выброс" [6,7]). Степень поляризации излучения для узкополосной компоненты достигает 20% и снижается до необнаружимой величины ($p < 10\%$) на фазе самой ступеньки.

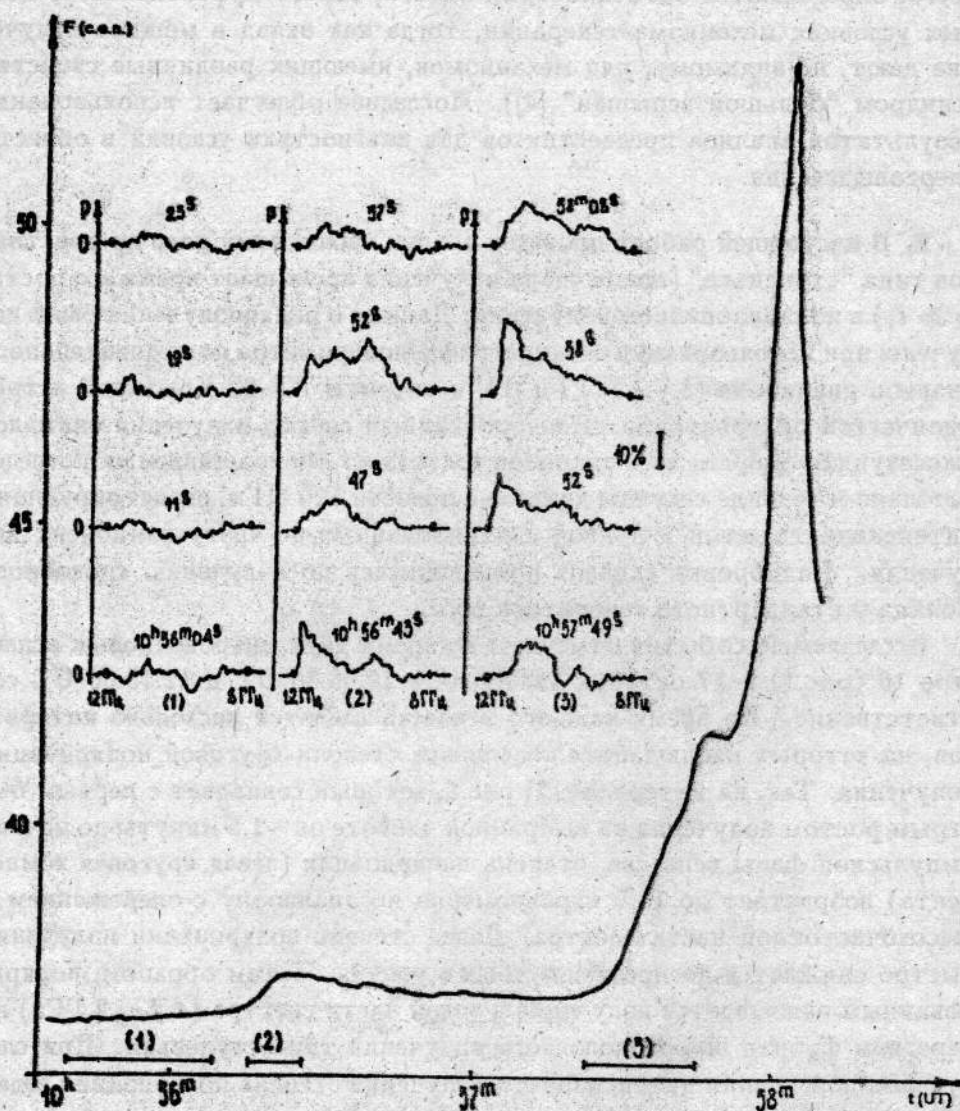


Рис.1. Временной профиль всплеска 16.10.83 на одной из частот спектрографа. Выше приведены несколько сглаженные секундные спектры степени поляризации $\rho = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}$ для характерных интервалов развития всплеска, отмеченных на временном профиле цифрами (1), (2) и (3). Положительный знак степени поляризации соответствует превышению левополяризованной по кругу компоненты излучения. Начало и конец спектра отмечены линией, соответствующей нулевой степени поляризации.

Средние характерные параметры непрерывного излучения типа "ступеньки": временной масштаб нарастания $t_1 \sim 3$ с, масштаб спада $t_2 \sim 10^2$ с; узкополосной компоненты: частотная полоса $\Delta f \approx 2$ ГГц, скорость частотного дрейфа $\partial f / \partial t \approx 2$ ГГц/с, длительность $t \sim 1$ с.

3. В рамках плазменной гипотезы происхождения обсуждаемых событий [8,9] частота излучения связана с областью источника, расположенного в плазме с определенной плотностью. Следуя этому утверждению, мы можем частотной полосе обзора спектрографа поставить в соответствие определенную область вспышечной петли. Именно эти слои вспышечной петли и "видит" наблюдатель (рис.2).

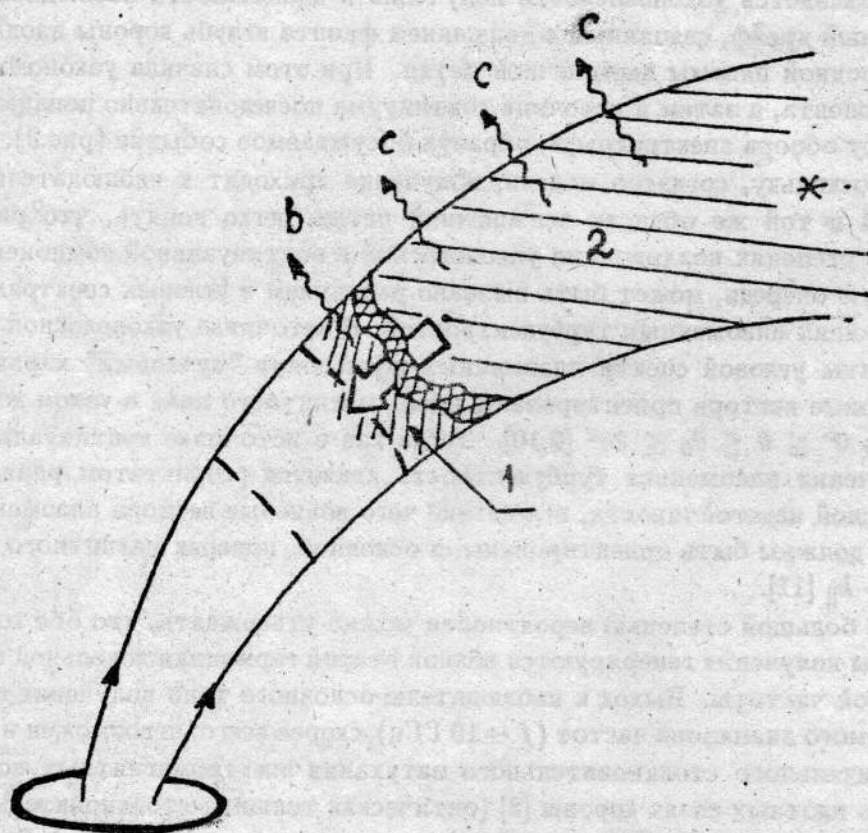


Рис.2. Схематическое изображение вспышечной петли коронального магнитного поля согласно плазменной модели генерации радиоизлучения. Обозначены: область энерговыведения (*); тепловой фронт,двигающийся от области энерговыведения внутрь короны (двойная штриховка); убегающие электроны (двойная стрелка); заштрихованы области плазменной турбулентности, вызванные развитием пучковой (1) и конусной (2) неустойчивостей; волнистыми стрелками обозначены направления узкополосного излучения (blip) (b) и непрерывного излучения типа ступеньки (c). Пунктирной линией ограничена "область видимости" спектрографа.

В предложенной [8] модели непрерывное излучение генерируется горячими электронами, захваченными в магнитной ловушке между двумя

тепловыми фронтами. Причина излучения - плазменная турбулентность, возбуждаемая вследствие конусной неустойчивости функции распределения этих надтепловых частиц. В свою очередь, узкополосная компонента излучения вызвана плазменной турбулентностью, возбуждаемой перед тепловым фронтом надтепловым пучком электронов, убегающих сквозь фронт из области "захвата" горячих частиц [9]. Область турбулентности в этом случае оказывается сильно прижатой к тепловому фронту, чем и объясняется узкополосность излучения и возможность наблюдать частотный дрейф, связанный с движением фронта вглубь короны вдоль неоднородной плазмы вспышечной петли. При этом сначала узкополосная компонента, а затем и источник континуума последовательно попадают в полосу обзора спектрографа, образуя обсуждаемое событие (рис.2).

Поскольку, согласно модели, излучение приходит к наблюдателю из одной и той же области вспышечной петли, легко понять, что различие в степенях поляризации узкополосной и континуальной компонент, в первую очередь, может быть вызвано различием в угловых спектрах излучающих плазменных турбулентностей. В источнике узкополосной компоненты угловой спектр плазменных волн носит "пучковый" характер, волновые вектора ориентированы вдоль магнитного поля в узком конусе углов $0^\circ \leq \theta \leq \theta_0 \leq 20^\circ$ [9,10]. Тогда как в источнике континуального излучения плазменная турбулентность является результатом развития конусной неустойчивости, вследствие чего волновые вектора плазменных волн должны быть ориентированы, в основном, поперек магнитного поля $k_\perp \gg k_\parallel$ [11].

С большой степенью вероятности можно утверждать, что обе компоненты излучения генерируются вблизи второй гармоники локальной плазменной частоты. Выход к наблюдателю основного тона излучения обсуждаемого диапазона частот ($f \sim 10$ ГГц), скорее всего, невозможен в силу значительного столкновительного затухания электромагнитных волн в столь плотных слоях короны [8] (оптическая толщина столкновительного затухания $\tau_{ff} \sim 10^{-7} L_{N_\perp}$, где L_{N_\perp} — поперечный масштаб в см). Для отмеченных параметров узкополосной компоненты $L_{N_\perp} \lesssim L_{N_\parallel} \sim 3 \cdot 10^8$ см, т.е. $\tau_{ff} \gtrsim 30/\sin \alpha$. Поэтому, даже для второй гармоники, необходимо предполагать выход излучения к наблюдателю в сторону наиболее резкого спада концентрации, т.е. в поперечном направлении к магнитному полю вспышечной петли [8] $\alpha \sim 90^\circ$ (α — угол между направлением на наблюдателя и магнитным полем в области источника). Все это облегчает анализ поляризации выходящего излучения, позволяя использовать формулы и расчеты, выполненные Злотник [12].

Основываясь на расчетах [12] для пучкового характера углового спектра плазменных волн (рис.3а), по степени круговой поляризации узкополосной компоненты ($p \approx 15\% \div 20\%$) для $\alpha \sim 90^\circ$ и $0^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$ нетрудно установить величину отношения плазменной частоты к гирочастоте в

области источника $\rho = f_p/f_H \sim 7 \div 5$. Поскольку наблюдаемая частота излучения соответствует плазменной частоте $f_p \sim 5$ ГГц, величина магнитного поля в области источника $H \approx 200 \div 300$ Гс.

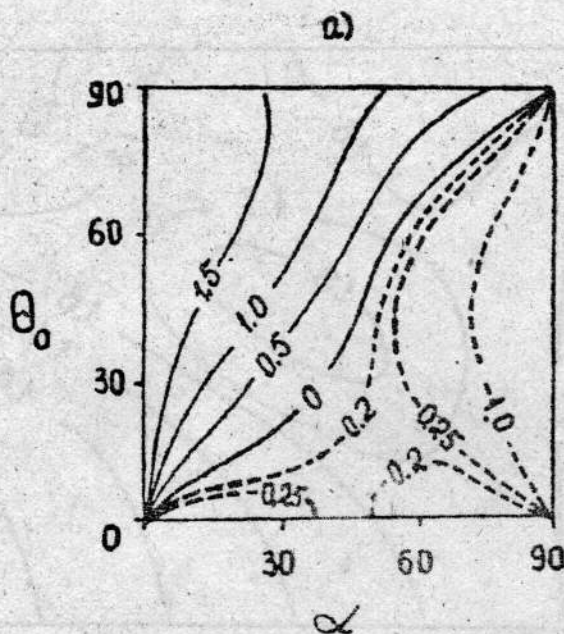


Рис.3а. Изолинии параметра $p \times \rho$ в зависимости от угла α между магнитным полем и направлением на наблюдателя и угла θ_0 , определяющего ширину углового спектра волн плазменной турбулентности (также относительно направления магнитного поля):

а) в случае "пучкового" характера углового спектра волн: $0 \leq \theta \leq \theta_0$.

Отрицательные значения степени поляризации относятся к обыкновенной моде волн.

Аналогичные расчеты поляризации континуального излучения должны быть сделаны для другого вида углового спектра:

$$W_{\Omega} = \begin{cases} 1 & \text{при } \theta_0 \leq \theta \leq 90^\circ \\ 0 & \text{при } 0^\circ \leq \theta < \theta_0 \end{cases} \quad (1)$$

Результаты этих расчетов, выполненные нами по формулам [12], но для спектра (1), приведены на рис.3б. Поскольку обе компоненты наблюдаемых событий генерируются согласно модели в одном и том же месте, то используя полученную оценку $\rho \sim 5$, на основе рис.3б нетрудно установить, что низкой степени поляризации континуума ($p < 10\%$) при $\alpha \sim 90^\circ$ соответствует относительно широкий угловой спектр плазменных волн $30^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$.

Отметим, что ширина углового спектра плазменной турбулентности, вызванной развитием конусной неустойчивости, — важный, с точки зре-

ния физики космической плазмы, параметр, который до сих пор не удается оценить теоретически [11].

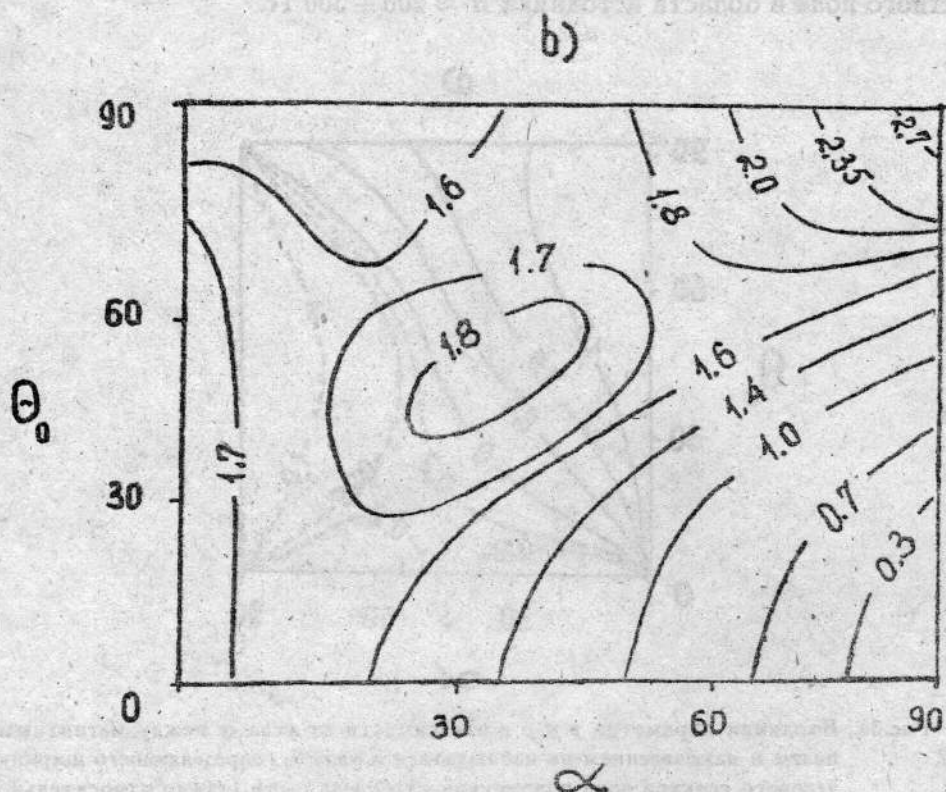


Рис.36. Изолинии параметра $p \times \rho$ в зависимости от угла α между магнитным полем и направлением на наблюдателя и угла θ_0 , определяющего ширину углового спектра волн плазменной турбулентности (также относительно направления магнитного поля):

б) в случае углового спектра вида (1), свойственного конусной неустойчивости.

Отрицательные значения степени поляризации относятся к обыкновенной моде волн.

4. Таким образом, по данным о поляризационной структуре слабых событий типа ступеньки в рамках плазменной модели генерации удается оценить величину магнитного поля в области источника излучения, а также ширину углового спектра плазменных волн, связанных с развитием конусной неустойчивости. Так, для указанных выше наблюдений на частоте $f \sim 10$ ГГц величина магнитного поля в области источника $H \approx 200 \div 300$ Гс.

Подчеркнем, что оценка $\rho \sim 7 \div 5$ соответствует плотной плазме, где возбуждение плазменных волн более эффективно по сравнению с другими

ветвями, что не противоречит плазменной гипотезе происхождения обсуждаемых событий. С другой стороны, в плотной плазме ($\rho \gg 1$) является неэффективным циклотронное мазерное излучение, на основе которого развиты многие модели генерации быстровременной тонкой структуры в микроволновом излучении Солнца. Таким образом, оценка магнитного поля и параметра ρ во вспышечной петле представляет интерес с точки зрения выбора модели генерации радиоизлучения из нескольких альтернативных.

Укажем на еще одну возможную оценку параметра ρ по независимым наблюдениям высокочастотных ($f \sim 5 \div 8$ ГГц) всплесков III типа [13]. Для высокочастотных всплесков III типа справедливы все сделанные нами выше утверждения, а именно: большая вероятность второй гармоники плазменной частоты и направления распространения поперек вспышечной петли. Более того, для всплесков III типа пучковая модель генерации является общепринятой.

Зная величину степени поляризации (в [13] она указывается в интервале $10\% \leq p \leq 25\%$ на частоте $f \sim 7$ ГГц), можно определить границы изменения ρ : $4 \leq \rho \leq 10$. Это соответствует магнитному полю $H \sim 100 \div 300$ Гс в области источника, близкому к оценке по наблюдениям, обсуждаемым в нашей работе.

В.М.Фридман благодарит Американское Астрономическое Общество (Грант ААО 1994 г.) за поддержку в завершении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bumba V., Krivsky L. //Bull. Astron. Inst. Czech. 1959. V.10. P.221.
2. Martin S.F. //Solar Phys. 1980. V.68. P.217.
3. Тихомиров Ю.В., Фридман В.М., Шейнер О.А. //Солнечные данные. 1987. N 2. С.70.
4. Kahler S.W. //J. Geophys. Res. 1982. V.87. P.3439.
5. Левин Б.Н., Фридман В.М., Шейнер О.А. //XX Всесоюзная конференция по радиофизическим исследованиям Солнечной системы. Тезисы докладов. 1988. С.94.
6. Benz A.O., Bernold T., Dennis B.R. //Ap. J. 1983. V.271. P.355
Stahli M., Benz A.O. //Astron. Astrophys. 1987. V.175. P.271.
7. Левин Б.Н., Фридман В.М., Шейнер О.А. //Изв.ВУЗов. Радиофизика. 1989. Т.32. С.516.
8. Levin B.N., Fridman V.M., Sheiner O.A. //Astrophys. J. Suppl. 1994. accepted.
9. Levin B.N., Melnikov V.F. //Solar Phys. 1993. accepted.
10. Зайцев В.В. //Астрон. ж. 1974. Т.51. С.801.

11. Melrose D.B. Plasma astrophysics. V.2. — NY: Gordon and Breach, 1980.
12. Zlotnik E.Ya. //Astron. Astrophys. 1981. V.101. P.250.
13. Benz A.O. et al.//Solar Phys. 1992. V.141. P.335.
14. Лебедев Е.И., Панфилов Ю.Д., Тихомиров В.А. и др. Радиоспектрограф. Авт. свид. N 1160329. //Бюлл. изобр. СССР. 1985. N 21.

Научно-исследовательский
радиофизический институт
(НИРФИ), Нижний Новгород

Поступила в редакцию
после переработки
20 июня 1994 г.

MAGNETIC FIELD VALUE IN THE WEAK ENERGY RELEASE REGION IN SOLAR CORONA

V.M.Fridman, B.N.Levin, O.A.Sheiner

Using the multi-frequency observation data of circular polarized radio emission the polarization degree for weak solar step-like continuum (relatively sharp growing $t \sim 1 \div 3$ s and slow decreasing $t \sim 10^2$ s) are analyzed. Main results have been obtained with the sweeping spectrograph in the (8 – 12) GHz frequency range (one spectrum at each second with 120 MHz spectral resolution) and the RT-22 array of the Crimea Astrophysical Observatory (the angular resolution $4' - 6'$). In some events at the leading edge of continuum the narrowband drifting emission of blip-type has been found. The degree of step-like continuum circular polarization ($p < 10\%$) is low compared to that of narrowband emission ($p \sim 15\% - 20\%$).

It is proposed that the both above mentioned emissions are produced at the second harmonic of the local plasma frequency due to plasma mechanism of generation. Using the model developed we can obtain the estimations of external magnetic field strength and angular spectrum width for the radiating plasma turbulence on the base of circular polarization degree for both the narrow band component and continuum emission. The results of such analysis of real microwave spectra are discussed.