

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ. I. СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ СТОКСА

Проанализированы параметры Стокса для декаметрового радиоизлучения, распространяющегося в околосолнечной плазме и солнечной короне. Показано, что при приеме декаметрового радиоизлучения Солнца на пространственно разнесенных антеннах может наблюдаться круговая поляризация, обусловленная декорреляцией флуктуаций фаз нормальных волн в присутствии продольного магнитного поля. Оценены искажения принимаемой поляризации вследствие усредняющего действия апертуры приемной антенны при больших размерах приемных антенн. Предложено объяснение эллиптической поляризации солнечных всплесков, которая возникает вследствие трансформации поляризованной по кругу компоненты радиоизлучения в линейно поляризованную компоненту при наличии в околосолнечной плазме и солнечной короне анизотропных флуктуаций поперечного магнитного поля.

Ключевые слова: декаметровое радиоизлучение Солнца, солнечная корона, параметры Стокса, флуктуации магнитного поля

1. Введение

Как известно (см., например, работы [1, 2] и приведенную в них литературу), магнитные поля играют ведущую роль в образовании солнечной короны и определяют физическое состояние корональной плазмы. Поточковая структура солнечного ветра формируется в результате взаимодействия расширяющейся плазмы солнечной короны и коронального магнитного поля. Вблизи поверхности Солнца магнитные силы доминируют над гравитационной силой и тепловым давлением. Вследствие этого распределение магнитных полей в нижней солнечной короне и околосолнечной плазме определяет крупномасштабную структуру солнечного ветра [2].

Экспериментальные исследования межпланетных магнитных полей и солнечного ветра базируются в первую очередь на прямых измерениях, выполняемых на различных космических аппаратах и спутниках (см., например, [3]). Значительная часть информации о параметрах солнечного ветра во внутренних областях, расположенных на гелиоцентрических расстояниях менее 0.1 а. е., получена радиоастрономическими методами. Просвечивание околосолнечной плазмы линейно поляризованными сигналами космических аппаратов “Гелиос-1” и “Гелиос-2” [4] позволило по фарадеевскому вращению плоскости линейной поляризации получить информацию

о распределении магнитного поля вдоль луча зрения. Эти наблюдения проводились в диапазоне 1.4 ÷ 2.3 ГГц, в котором эффекты распространения радиоволн в солнечной короне можно наблюдать на расстоянии от 3 до нескольких десятков радиусов Солнца [4]. Важным направлением исследований является просвечивание корональной плазмы с помощью радиоисточников естественного происхождения. Для исследования солнечной короны на гелиоцентрических расстояниях от 4.7 до 60 радиусов Солнца в сантиметровом [5], дециметровом [6] и метровом [7] диапазонах длин волн было использовано линейно поляризованное излучение от галактических или внегалактических источников. Преимуществом такого подхода является наличие источников поляризованного радиоизлучения на различных гелиоширотах, что позволяет исследовать солнечную корону на высоких гелиоширотах и вблизи солнечных полюсов.

Другая возможность получения информации о распределении магнитного поля в солнечной короне – наблюдения поляризованной по кругу компоненты собственного радиоизлучения Солнца на частотах ниже 100 МГц [8]. Одним из источников информации о магнитных полях в солнечной короне могут быть всплески III типа (см., например, [1, 9]), регистрируемые в диапазоне метровых и декаметровых волн. Всплески III типа генерируются потоками электронов, ускоренных в области солнечной вспышки и движущихся

щихся в короне вдоль открытых силовых линий магнитного поля. В присутствии магнитного поля радиоизлучение всплесков поляризовано, степень круговой поляризации может достигать 70 % при типичных значениях 20 ÷ 30 % для первой гармоники и 10 % для второй [1]. При соответствующей конфигурации приемных антенн возможно измерение параметров Стокса – I , Q , U и V , которые несут в себе информацию о полной поляризации принимаемого радиоизлучения. Измерение параметров Стокса, характеризующих интенсивность и поляризацию излучения в данном направлении, позволяет оценить величину и направление как регулярного магнитного поля, так и его флуктуаций [10].

Целью настоящей работы явилось изучение влияния магнитного поля и его флуктуаций на поляризацию радиоизлучения декаметрового диапазона, распространяющегося в околосолнечной плазме и солнечной короне.

2. Постановка задачи

Предположим, что радиоизлучение с частотой f_0 и произвольной поляризацией распространяется вдоль оси z в слое случайно-неоднородной плазмы солнечной короны толщиной L и принимается на двух перпендикулярных лучу зрения антеннах, расстояние между которыми $\vec{b} = \vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_1$, где $\vec{\rho}_{1,2} = \{x_{1,2}, y_{1,2}\}$. Рассмотрим случай квазипродольного распространения радиоволн декаметрового диапазона. Представим падающее поле в виде суперпозиции плоских волн с амплитудой $E(\vec{\rho}_{1,2}, z)$ и разложим по базису нормальных волн с правой (индекс r) и левой (индекс l) круговой поляризацией. Запишем следующую систему уравнений для E_r и E_l [11]:

$$\Delta E_{r,l} + k^2[\epsilon_{r,l} + \delta\epsilon_{r,l}]E_{r,l} = -k^2\alpha_{r,l}E_{l,r}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$; $\epsilon_{r,l} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[1 + \frac{\omega_B^2}{\omega^2} \pm \frac{\omega_B}{\omega} \right]$; $\delta\epsilon_{r,l} \approx -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(\delta\tilde{N} \pm \frac{\omega_B}{\omega} (\delta\tilde{N} + \delta\tilde{B}_z) \right)$; $\alpha_{r,l} \approx \frac{\omega_p^2\omega_B^2}{2\omega^4} \left[(\delta\tilde{B}_x^2 - \delta\tilde{B}_y^2) \mp 2i\delta\tilde{B}_x\delta\tilde{B}_y \right]$; $k = \omega/c$; $\omega = 2\pi f_0$; ω_p и ω_B – плазменная и гиротропная частоты соответственно, $\omega_{p,B}/\omega \ll 1$; $\delta\tilde{N}(\vec{R}) = \delta N(\vec{R})/\langle N(\vec{R}) \rangle$ и $\delta\tilde{B}_{x,y,z}(\vec{R}) = \delta B_{x,y,z}(\vec{R})/B(\vec{R})$ – относительные флуктуации электронной концентрации и компонент

магнитного поля, $\delta N(\vec{R})$ – мелкомасштабные флуктуации электронной концентрации, $\langle N(\vec{R}) \rangle$ – средняя электронная концентрация, угловыми скобками $\langle \dots \rangle$ обозначено усреднение по ансамблю реализаций среды, $\delta\vec{B}(\vec{R}) = \{\delta B_x(\vec{R}), \delta B_y(\vec{R}), \delta B_z(\vec{R})\}$ – мелкомасштабные флуктуации магнитного поля, $\vec{B}(\vec{R})$ – направленное вдоль оси z от источника к наблюдателю крупномасштабное магнитное поле, \vec{R} – радиус-вектор точки на луче зрения.

Введем пространственные фурье-компоненты параметров Стокса [10]:

$$I(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2) = \frac{c}{8\pi} (E_r(\vec{\rho}_1)E_r^*(\vec{\rho}_2) + E_l(\vec{\rho}_1)E_l^*(\vec{\rho}_2)),$$

$$V(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2) = \frac{c}{8\pi} (E_r(\vec{\rho}_1)E_r^*(\vec{\rho}_2) - E_l(\vec{\rho}_1)E_l^*(\vec{\rho}_2)),$$

$$Q(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2) = \frac{c}{8\pi} (E_r(\vec{\rho}_1)E_l^*(\vec{\rho}_2) + E_l(\vec{\rho}_1)E_r^*(\vec{\rho}_2)),$$

$$U(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2) = \frac{ic}{8\pi} (E_r(\vec{\rho}_1)E_l^*(\vec{\rho}_2) - E_l(\vec{\rho}_1)E_r^*(\vec{\rho}_2)).$$

Следуя [10, 11], выделим в фурье-гармонике поля $E_{r,l}(\vec{\rho}_{1,2}, z)$ быстрый множитель $\exp\left(i\int_0^L k_{r,l}(z)dz\right)$ и перейдем от системы уравнений (1) к уравнениям для параметров Стокса:

$$\left[2\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{k_r}(\Delta_{\perp 1} - \Delta_{\perp 2}) - \frac{ik^2}{k_r}(\delta\epsilon_r(\vec{\rho}_1) - \delta\epsilon_r(\vec{\rho}_2)) \right] \times \\ \times (I + V) = (\chi_{xy}U + \psi_{xy}Q),$$

$$\left[2\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{k_l}(\Delta_{\perp 1} - \Delta_{\perp 2}) - \frac{ik^2}{k_l}(\delta\epsilon_l(\vec{\rho}_1) - \delta\epsilon_l(\vec{\rho}_2)) \right] \times \\ \times (I - V) = -(\chi_{xy}U + \psi_{xy}Q), \quad (2)$$

$$\left[2\frac{\partial}{\partial z} - i\left(\frac{\Delta_{\perp 1}}{k_l} - \frac{\Delta_{\perp 2}}{k_r}\right) - i(k_l - k_r) - \right. \\ \left. - ik^2\left(\frac{\delta\epsilon_l(\vec{\rho}_1)}{k_l} - \frac{\delta\epsilon_r(\vec{\rho}_2)}{k_r}\right) \right] (Q + iU) = (i\chi_{xy} + \psi_{xy})V,$$

$$\left[2\frac{\partial}{\partial z} - i\left(\frac{\Delta_{\perp 1}}{k_r} - \frac{\Delta_{\perp 2}}{k_l}\right) - i(k_r - k_l) - \right.$$

$$-ik^2 \left(\frac{\delta \epsilon_r(\bar{\rho}_1)}{k_r} - \frac{\delta \epsilon_l(\bar{\rho}_2)}{k_l} \right) (Q - iU) = (i\chi_{xy} + \psi_{xy})V.$$

Здесь $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ (индексы 1, 2 соответствуют векторам $\bar{\rho}_1$ и $\bar{\rho}_2$), $k_{r,l} = k\sqrt{\epsilon_{r,l}}$, $\psi_{xy} = 2k \times \frac{\omega_p^2 \omega_B^2}{\omega^4} \delta \tilde{B}_x \delta \tilde{B}_y$, $\chi_{xy} = k \frac{\omega_p^2 \omega_B^2}{\omega^4} (\delta \tilde{B}_x^2 - \delta \tilde{B}_y^2)$.

3. Средние параметры Стокса в плазме со статистически изотропными флуктуациями магнитного поля

3.1. Параметры Стокса I и V

Предположим, что поперечные флуктуации магнитного поля статистически изотропны, $\langle \delta B_x^2 \rangle = \langle \delta B_y^2 \rangle$, $\langle \delta B_x \delta B_y \rangle = 0$. Будем считать, что процесс распространения радиоизлучения в околосолнечной плазме и солнечной короне – марковский, время усреднения достаточно велико, практически бесконечно, и флуктуации разности фаз за счет рассеяния на неоднородностях диэлектрической проницаемости являются гауссовыми случайными величинами. Как показано в [12], в приближении марковского случайного процесса выражения для вторых моментов поля одной поляризации $\langle E_{r,l} E_{r,l}^* \rangle$ одинаковые в режиме сильных и слабых флуктуаций. Используя методику вычисления вторых моментов поля с помощью метода фейнмановских интегралов по траекториям [10], получим следующие выражения для средних параметров I, V и степени круговой поляризации $\xi_c(\bar{b}) = |V(\bar{b})|/I(\bar{b})$:

$$\begin{aligned} \langle I(\bar{b}) \rangle &\approx (I_0 \text{ch}(D_B(\bar{b})) - V_0 \text{sh}(D_B(\bar{b}))) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{1}{2} D_S(\bar{b}) - \frac{1}{2} D_{\Delta S}(\bar{b})\right), \\ \langle V(\bar{b}) \rangle &\approx (V_0 \text{ch}(D_B(\bar{b})) - I_0 \text{sh}(D_B(\bar{b}))) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{1}{2} D_S(\bar{b}) - \frac{1}{2} D_{\Delta S}(\bar{b})\right), \\ \langle \xi_c(\bar{b}) \rangle &\approx \left| \xi_c^{(0)} - \text{th}(D_B(\bar{b})) \right| / \left(1 - \xi_c^{(0)} \text{th}(D_B(\bar{b})) \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь I_0 , V_0 и $\xi_c^{(0)}$ – значения параметров I, V и степени круговой поляризации источника радио-

излучения; $D_B(\bar{b}) \approx \frac{1}{4} k^2 \int_0^L \mu^2(z) v(z) H_N(\bar{b}, z) dz$ – разность структурных функций флуктуаций фазы нормальных волн с правой и левой круговой поляризацией; $D_S(\bar{b}) \approx \frac{1}{4} k^2 \int_0^L \mu^2(z) H_N(\bar{b}, z) dz$ – структурная функция флуктуаций суммарной фазы нормальных волн; $\mu(z) = \omega_p^2(z)/\omega^2$, $v(z) = \omega_B(z)/\omega$. Структурная функция флуктуаций разности фаз нормальных волн может быть представлена в виде $D_{\Delta S}(\bar{b}) \approx \frac{1}{4} k^2 \int_0^L dz \mu^2(z) v^2(z) (H_N(\bar{b}, z) + H_{Bz}(\bar{b}, z))$. Здесь $H_{N,Bz}(\bar{b}, z) = 2 \int d^2 \bar{q}_{\perp} \Phi_{N,Bz}(q_{\perp}, 0, z) \times (1 - \cos(\bar{q}_{\perp} \bar{b}))$, $\bar{q}_{\perp} = \{q_x, q_y\}$ – перпендикулярная компонента волнового вектора \bar{q} [6, 13].

Как известно (см., например, [6, 7]), корональные магнитные поля оказывают наибольшее влияние на распространение поляризованного радиоизлучения при малых углах элонгации. Пространственные спектры статистически независимых флуктуаций $\delta \tilde{N}(\vec{R})$ и $\delta \tilde{B}_z(\vec{R})$ на близких расстояниях от Солнца можно представить в виде [14, 15]

$$\begin{aligned} \Phi_{N,Bz}(q_{\perp}, 0, z) &\propto C_{N,Bz}^2(z) \times \\ &\times \frac{\exp(-(q_x l_{0x})^2 - (q_y l_{0y})^2)}{(1 + (q_x L_{0x})^2 + (q_y L_{0y})^2)^{n_{N,Bz}/2}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $L_{0x,y}$, $l_{0x,y}$ – соответственно компоненты внешнего и внутреннего масштабов турбулентности в плоскости XY; $C_N^2(z)$ – структурная постоянная относительных флуктуаций электронной концентрации вдоль луча зрения, пропорциональная дисперсии относительных флуктуаций электронной концентрации; $C_{Bz}^2(z)$ – структурная постоянная относительных флуктуаций магнитного поля вдоль луча зрения; n_N и n_{Bz} – показатели трехмерного пространственного спектра флуктуаций электронной концентрации и продольного магнитного поля. Для упрощения расчетов в дальнейшем считаем $n_N \approx n_{Bz} \approx n$.

На рис. 1 приведены зависимости структурных функций $D_S(b)$, $D_B(b)$ и $D_{\Delta S}(b)$ от расстояния между антеннами b . При проведении модельных расчетов для описания зависимости электронной концентрации от гелиоцентрического расстояния использована модель солнечной короны [16]:

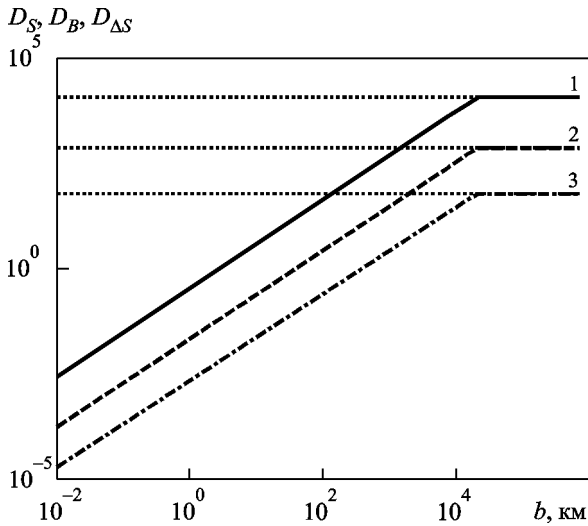


Рис. 1. Зависимости структурных функций $D_S(b)$, $D_B(b)$ и $D_{\Delta S}(b)$ (кривые 1 – 3 соответственно) от расстояния между антеннами. Пунктирными линиями обозначены значения $D_S(L_{0\perp})$, $D_B(L_{0\perp})$ и $D_{\Delta S}(L_{0\perp})$, структурная постоянная флуктуаций электронной концентрации $C_N^2(R) = 1.8 \cdot 10^{10} (R/(10R_S))^{-3.66}$, магнитное поле $B(R) = 5.96 \cdot 10^{-4} \times (R/R_S)^{-3} + 1.43 \cdot 10^{-4} (R/R_S)^{-2}$, $\delta B_z/B \sim 0.15$, внешний масштаб турбулентности $L_{0\perp} \sim 10^8$ м, расстояние от источника радиоизлучения до Солнца $R_0 = 3R_S$, несущая частота $f_0 = 25$ МГц. Здесь и далее значения всех констант указаны в системе СИ

$$N(R) = N_1 \left(\frac{R_S}{R} \right)^6 + N_2 \left(\frac{R_S}{R} \right)^3 + N_3 \left(\frac{R_S}{R} \right)^2, \quad N_1 = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}, N_2 = 8.6 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}, N_3 = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}.$$
 Для оценки структурной постоянной флуктуаций электронной концентрации, величины магнитного поля и его флуктуаций использованы модели [6, 14–17]: $C_N^2(R) = 1.8 \cdot 10^{10} (R/(10R_S))^{-3.66}$ (единицы измерения C_N^2 – м^{-n-3} , показатель пространственного спектра флуктуаций $n = 3.1$), $B(R) = 5.96 \cdot 10^{-4} (R/R_S)^{-3} + 1.43 \cdot 10^{-4} (R/R_S)^{-2}$ (измеряется в тесла), $\delta B_z/B \sim 0.15$. Для получения значений структурных функций при $b \rightarrow \infty$ использована методика работы [18]. Как показано на рис. 1, при увеличении расстояния между антеннами структурные функции $D_S(b)$, $D_B(b)$ и $D_{\Delta S}(b)$ возрастают. При $b \gg L_{0\perp}$ ($L_{0\perp} = \sqrt{L_{0x}^2 + L_{0y}^2}$) и пространственных спектрах флуктуаций электронной концентрации и продольного магнитного поля (4) структурные функции $D_S(b) \rightarrow D_S(L_{0\perp}) \approx (L_{0\perp}/R_c)^{n-2}$, $D_B(b) \rightarrow D_B(L_{0\perp}) \approx (L_{0\perp}/\rho_c)^{n-2}$, где R_c – поперечный радиус когерентности, получен-

ный из соотношения $\frac{1}{2} D_S(\bar{R}_c) = 1$; ρ_c – радиус корреляции для разности структурных функций волн с правой и левой круговой поляризацией, определяемый из условия $D_B(\bar{\rho}_c) = 1$. Аналогичное выражение можно получить и для $D_{\Delta S}(b) \rightarrow D_{\Delta S}(L_{0\perp})$.

На рис. 2 приведены графики параметров $\langle I(b) \rangle$ и $\langle V(b) \rangle$ в единицах I_0 для $V_0 = 0$ и $V_0 = \pm 0.5 I_0$. Как видно из (3) и рис. 2, при пространственном разное точек наблюдения $b \neq 0$ и $V_0 = 0$ возникает круговая поляризация вследствие декорреляции флуктуаций фаз нормальных волн (см. также [10]). Наблюдаемая в этом случае круговая поляризация будет левой $\langle V(b) \rangle < 0$. С увеличением расстояния от Солнца крупномасштабное магнитное поле быстро убывает [6, 7], поэтому наибольший вклад в $\langle V(b) \rangle$ вносит область вблизи Солнца. Максимальное значение $|\langle V_{\max} \rangle| \propto \frac{\omega_B^{(0)}}{\omega} I_0$ может быть достигнуто при $b \sim R_c$, $\omega_B^{(0)}$ – значение ω_B вблизи Солнца. Поскольку $D_S(b) \gg D_B(b)$, $D_{\Delta S}(b)$, поведение параметров $\langle I(b) \rangle$ и $\langle V(b) \rangle$ при больших значениях b определяется преимущественно множителем $\exp\left(-\frac{1}{2} D_S(b)\right)$, с ростом b параметры $\langle V(b) \rangle$ и $\langle I(b) \rangle$ быстро убывают и при $b \gg \rho_c$ степень поляризации $\xi_c(\bar{b}) \rightarrow 1$. Как следует из оценок и как показано на рис. 2, в декаметровом диа-

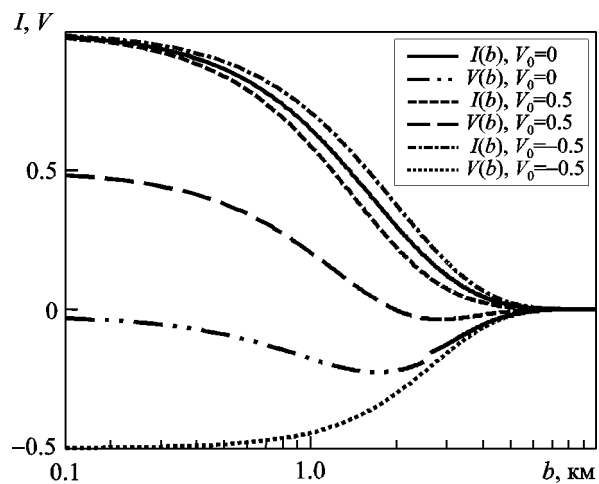


Рис. 2. Зависимости параметров Стокса I и V от расстояния между антеннами. Значения параметров околосолнечной плазмы при расчетах использованы те же, что и при получении зависимостей, представленных на рис. 1.

пазоне волн $|V_{\max}| \geq 0.1I_0$, если минимальное расстояние от луча зрения до Солнца R_0 не превышает $3 \div 4$ радиуса Солнца R_S . Таким образом, в декаметровом диапазоне обнаружение круговой поляризации, возникающей вследствие рассеяния радиоизлучения на неоднородностях околосолнечной плазмы, возможно при наблюдении собственного радиоизлучения Солнца.

На рис. 3 приведены зависимости от расстояния от источника радиоизлучения до Солнца R_0 характерных пространственных масштабов задачи: R_c , ρ_c , разности зон Френеля для нормальных волн с правой и левой круговой поляризацией R_B и внутреннего масштаба турбулентности $l_{0\perp} = \sqrt{l_{0x}^2 + l_{0y}^2}$. Значения внутреннего масштаба турбулентности вблизи Солнца взяты из работы [16]. Как следует из рис. 3, при малых расстояниях от источника радиоизлучения до Солнца значение поперечного радиуса когерентности R_c сопоставимо с размерами антенн радиотелескопов системы УРАН [19]. Это означает, что как интенсивность, так и поляризация принимаемого радиоизлучения могут отличаться от интенсивности и поляризации излучения источника вследствие усредняющего действия апертуры

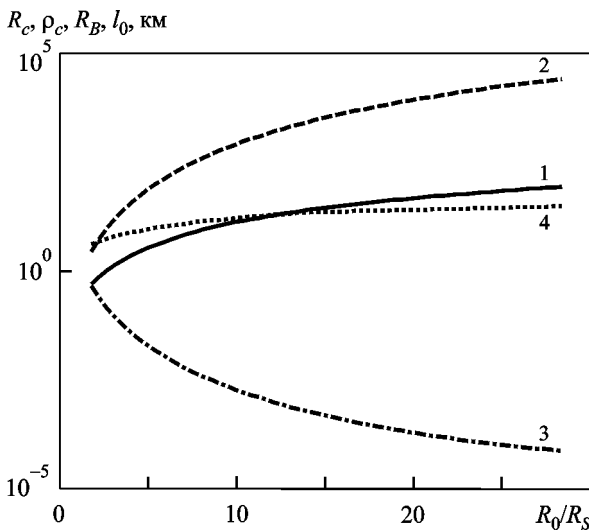


Рис. 3. Зависимости поперечного радиуса когерентности R_c , радиуса корреляции для разности структурных функций волн с правой и левой круговой поляризацией ρ_c , разности зон Френеля для нормальных волн с правой и левой круговой поляризацией R_B и внутреннего масштаба турбулентности l_0 (кривые 1–4 соответственно) от нормированного расстояния R_0/R_S . Значения параметров околосолнечной плазмы те же, что и для зависимостей на рис. 1.

приемной антенны [13]. Как известно (см., например, [19, 20]), радиотелескопы декаметрового диапазона относятся к классу антенн с незаполненной апертурой. В качестве примера линейной антенны с незаполненной апертурой рассмотрим расположенную вдоль оси x регулярную решетку длиной b_A , состоящую из M одинаковых антенн с линейным размером $d_A \ll R_c$ и с расстоянием между соседними элементами $l_A \ll R_c$. Согласно [13, 20] интенсивность принимаемого антенной радиоизлучения можно представить в виде $\bar{I} = \int_0^{b_A} \langle I(b) \rangle db$, где $\langle I(b) \rangle$ определяется из (3).

Аналогичные выражения можно записать и для остальных параметров Стокса. Используя методику оценки усредняющего действия апертуры на принимаемый сигнал [13], оценим величину искажений, вносимых конечным значением размера приемной антенны. На рис. 4 приведен график зависимости степени круговой поляризации принимаемого сигнала $\xi_C = |\bar{V}|/\bar{I}$ от линейного размера приемной антенны b_A для $V_0 = \pm 0.3I_0$ и различной величины флуктуаций электронной концентрации. Как следует из рисунка и проведенных оценок, при $b_A \leq 600 \div 800$ м (что соответствует $b_A < R_c$) степень поляризации принимаемого радиоизлучения практически не отличается от сте-

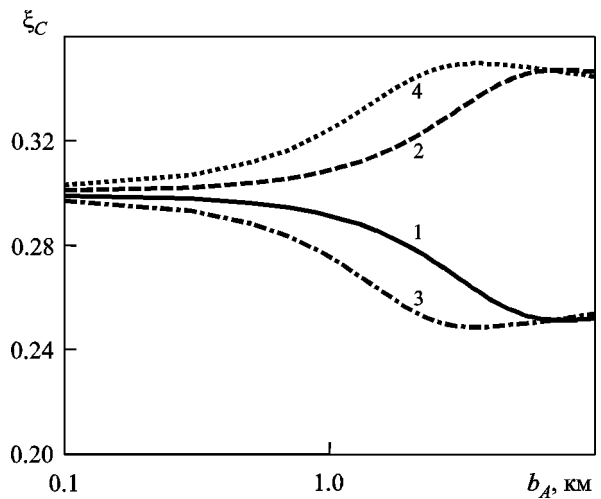


Рис. 4. Зависимость степени круговой поляризации принимаемого сигнала ξ_C от линейного размера приемной антенны b_A при $V_0 = \pm 0.3I_0$ и $C_N^2(R) = 1.8 \cdot 10^{10} \times (R/(10R_S))^{-3.66}$ (кривые 1 и 2 соответственно) и $C_N^2(R) = 5.4 \cdot 10^{10} (R/(10R_S))^{-3.66}$ (кривые 3 и 4). Значения остальных параметров те же, что и для зависимостей на рис. 1.

пени поляризации источника. При увеличении линейного размера антенны поляризация принимаемого сигнала претерпевает искажения, зависящие от параметров среды распространения и знака V_0 (знак “+” соответствует волне с правой круговой поляризацией, знак “-” соответствует волне с левой круговой поляризацией).

3.2. Параметры Стокса Q и U

Для вычисления параметров Стокса Q и U потребуем выполнения условий $\omega_B \omega_p^2 Lc / \omega^4 \ll R_c^2$ и $\omega_B \omega_p^2 Lc / \omega^4 \ll l_0^2$, при которых разность зон Френеля для нормальных волн с правой и левой круговой поляризацией R_B меньше радиуса когерентности и внутреннего масштаба турбулентности [10]. Для радиоизлучения декаметрового диапазона эти условия выполняются, если источник радиоизлучения или прицельная точка на луче зрения расположены на расстоянии $R_0 > 2R_S$ от Солнца (см. рис. 3). Используя методику [10], получим следующие выражения для средних по ансамблю параметров Стокса Q и U и степени линейной поляризации $\xi_l(\vec{b}) = \sqrt{Q^2(\vec{b}) + U^2(\vec{b})} / I(\vec{b})$:

$$\begin{aligned} \langle Q(\vec{b}) \rangle &\approx \{Q_0 \cos(\Phi_F) - U_0 \sin(\Phi_F)\} \times \\ &\times \exp\left[-\gamma_{\Delta S} - \frac{1}{2} D_S(\vec{b}) - R_{\Delta S}(\vec{b})\right], \\ \langle U(\vec{b}) \rangle &\approx \{U_0 \cos(\Phi_F) + Q_0 \sin(\Phi_F)\} \times \\ &\times \exp\left[-\gamma_{\Delta S} - \frac{1}{2} D_S(\vec{b}) - R_{\Delta S}(\vec{b})\right], \\ \langle \xi_l(\vec{b}) \rangle &\approx \\ &\approx \xi_l^{(0)} \exp(-2R_{\Delta S}(\vec{b})) / \left(\text{ch}(D_B(\vec{b})) - \xi_C^{(0)} \text{sh}(D_B(\vec{b}))\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь Q_0 , U_0 и $\xi_l^{(0)}$ – значения параметров Стокса Q , U и степени линейной поляризации источника радиоизлучения; $\Phi_F = \int_0^L \kappa_{\Delta}(z) dz$ – угол фарадеевского вращения плоскости линейной поляризации, $\kappa_{\Delta} = k_l - k_r = k \omega_p^2 \omega_B / \omega^3$; $D_S(\vec{b})$ – дисперсия флуктуаций суммарной фазы нормальных волн с правой и левой круговой поляризацией (см. раздел 3.1); $\gamma_{\Delta S} = \frac{1}{4} k^2 \int_0^L g_{\Delta S}(z) dz$ и $R_{\Delta S}(\vec{b}) = \gamma_{\Delta S} - \frac{1}{2} D_{\Delta S}(\vec{b})$ соответственно дисперсия и корреляционная функция флуктуаций разности фаз

нормальных волн, $g_{\Delta S}(z) \approx \mu^2(z) v^2(z) \int d^2 \vec{q}_{\perp} \times [\Phi_N(q_{\perp}, 0, z) + \Phi_{Bz}(q_{\perp}, 0, z)]$.

В реальных условиях влияние неоднородной структуры среды существенно ограничивает время когерентного накопления T [18]. Вследствие этого максимальный масштаб флуктуаций диэлектрической проницаемости будет $L_T = v_S T$, где v_S – скорость солнечного ветра. Учитывая, что в реальных наблюдениях $T \gg l_{0x,y,z} / v_S$, по аналогии с [18] получим $\gamma_{\Delta S} \approx 2^{2-n} \frac{\Gamma(1-n/2)}{\Gamma(n/2)} k^2 T^{n-2} \int_0^L dz v_S^{n-2}(z) \times \mu^2(z) v^2(z) [C_N^2(z) + C_{Bz}^2(z)]$. Как следует из этого выражения, уменьшение времени когерентного накопления сигнала приводит к уменьшению дисперсии флуктуаций разности фаз $\gamma_{\Delta S}$ и, соответственно, к уменьшению деполяризации линейно поляризованного радиоизлучения, вызванной флуктуациями разности фаз нормальных волн. На рис. 5 приведен график зависимости $\gamma_{\Delta S}$ от времени когерентного накопления сигнала. Значения скорости солнечного ветра вблизи Солнца взяты из работ [16, 21]. Как видно из рисунка, при $T \leq T_0 \approx 2 \div 3$ мин дисперсия $\gamma_{\Delta S} < 1$, что соответствует режиму слабой деполяризации линейно поляризованного радиоизлучения.

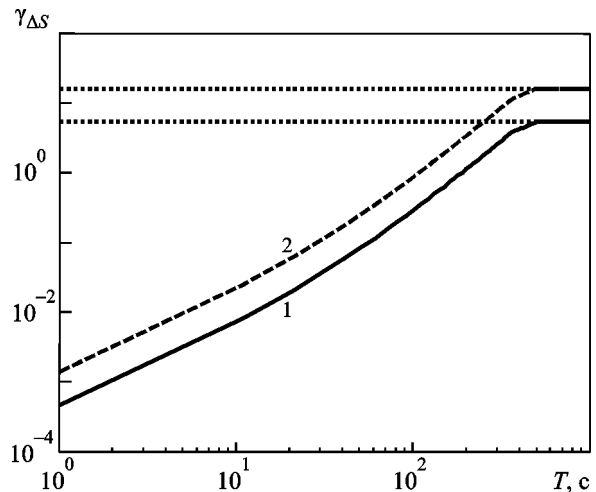


Рис. 5. Зависимость дисперсии флуктуаций разности фаз $\gamma_{\Delta S}$ от времени когерентного накопления сигнала. Скорость солнечного ветра изменяется от 40 км/с при $R = 3R_S$ до 400 км/с при $R = 30R_S$, $C_N^2(R) = 1.8 \cdot 10^{10} (R/(10R_S))^{-3.66}$ (кривая 1) и $C_N^2(R) = 5.4 \cdot 10^{10} (R/(10R_S))^{-3.66}$ (кривая 2), значения остальных параметров те же, что и для зависимости на рис. 1. Пунктирными линиями обозначены значения $\gamma_{\Delta S}$ при $T \rightarrow \infty$

4. Средние параметры Стокса в околосолнечной плазме с анизотропными флуктуациями магнитного поля

Предположим, что флуктуации поперечного магнитного поля отличны от нуля и неізотропны, но корреляция между флуктуациями магнитного поля вдоль неких взаимно перпендикулярных направлений x и y отсутствует, т. е. $\langle \delta B_x^2 \rangle \neq \langle \delta B_y^2 \rangle$ и $\langle \delta B_x \delta B_y \rangle = 0$. Для интерпретации наблюдений наибольший интерес представляет случай $b = 0$ (или $b_A < R_c$). В этом случае из уравнений (2) можно получить следующую систему уравнений для средних по ансамблю реализаций параметров Стокса:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \langle I \rangle &= 0, \\ \frac{d}{dz} \langle V \rangle &= -\langle \chi_{xy}(z) \rangle \langle U \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} \langle Q \rangle = -\frac{1}{2} k^2 g_{\Delta S}(z) \langle Q \rangle - \kappa_{\Delta}(z) \langle U \rangle,$$

$$\frac{d}{dz} \langle U \rangle = \kappa_{\Delta}(z) \langle Q \rangle - \frac{1}{2} k^2 g_{\Delta S}(z) \langle U \rangle + \langle \chi_{xy}(z) \rangle \langle V \rangle.$$

Следует отметить, что поперечные флуктуации магнитного поля оказывают влияние преимущественно на радиоизлучение, распространяющееся вблизи поверхности Солнца, поскольку с увеличением расстояния от Солнца магнитное поле и его флуктуации быстро убывают (см., например, [15]).

Соответственно, функция $\chi_{xy} = k \frac{\omega_p^2 \omega_B^2}{\omega^4} (\delta \tilde{B}_x^2 - \delta \tilde{B}_y^2)$ стремится к нулю и распространение радиоизлучения описывается выражениями (3), (5).

Пусть время когерентного накопления достаточно велико, $T \gg T_0$. В этом случае дисперсия флуктуаций разности фаз нормальных волн $\gamma_{\Delta S} \gg 1$,

$\gamma_{\Delta S} \gg \Phi_F$, $\gamma_{\Delta S} \gg X_{xy} = \int_0^L dz \langle \chi_{xy}(z) \rangle$. Используя методику работы [11] и учитывая, что при квазипродольном распространении радиоизлучения в околосолнечной плазме $X_{xy} \ll \Phi_F$, запишем решение уравнений (6) в виде ряда теории возмущений. В качестве невозмущенного решения выберем решение, полученное при $\chi_{xy} \equiv 0$, тогда

$$\langle I \rangle = I_0,$$

$$\langle V \rangle \approx V_0 \left(1 - \frac{X_{xy}^2}{4\gamma_{\Delta S}^2} \exp(-2\gamma_{\Delta S}) \right) + U_0 \frac{X_{xy}}{2\gamma_{\Delta S}} \exp(-2\gamma_{\Delta S}), \quad (7)$$

$$\langle Q \rangle \approx (Q_0 \cos(\Phi_F) - U_0 \sin(\Phi_F)) \exp(-2\gamma_{\Delta S}),$$

$$\langle U \rangle \approx (U_0 \cos(\Phi_F) + Q_0 \sin(\Phi_F)) \exp(-2\gamma_{\Delta S}) - V_0 \frac{X_{xy}}{2\gamma_{\Delta S}} \exp(-2\gamma_{\Delta S}).$$

В реальных наблюдениях вследствие ограниченности времени когерентного накопления сигнала достаточно часто встречается ситуация, при которой $\gamma_{\Delta S} \ll 1$, $\gamma_{\Delta S} \ll \Phi_F$, $\gamma_{\Delta S} \ll X_{xy}$. В этом случае получим

$$\langle Q \rangle \approx Q_0 \cos(\Phi_F) - U_0 \sin(\Phi_F) \left(1 - \frac{X_{xy}^2}{\Phi_F^2} \right),$$

$$\langle U \rangle \approx Q_0 \sin(\Phi_F) + U_0 \cos(\Phi_F) \left(1 - \frac{X_{xy}^2}{\Phi_F^2} \right) +$$

$$+ V_0 \frac{X_{xy}}{\Phi_F} \sin(\Phi_F), \quad (8)$$

$$\langle V \rangle \approx V_0 \left(1 - \frac{X_{xy}^2}{\Phi_F^2} \sin^2(\Phi_F) \right) - U_0 \frac{X_{xy}}{\Phi_F} \sin(\Phi_F).$$

Как следует из выражений (6), (7), интенсивность (параметр I) радиоизлучения, принимаемого антенной с линейным размером $b_A < R_c$, не изменяется в присутствии анизотропных флуктуаций магнитного поля. Как и в плазме с продольным магнитным полем (см. раздел 3.2) при $\gamma_{\Delta S} \gg 1$ может наблюдаться деполяризация линейно поляризованного радиоизлучения. Вклад анизотропных флуктуаций поперечного магнитного поля в изменение линейной поляризации незначителен.

Известно [1], что радиоизлучение солнечных всплесков обладает заметной круговой поляризацией. Как следует из (7) и (8), поляризация распространяющегося в околосолнечной плазме радиоизлучения зависит от анизотропии флуктуаций поперечного магнитного поля. Под влиянием анизотропных флуктуаций поперечного магнитного

поля возникает перераспределение энергии из поляризованной по кругу компоненты радиоизлучения в линейно поляризованную компоненту. Эффект взаимной трансформации круговой и линейной поляризации в присутствии анизотропных флуктуаций поперечного магнитного поля сродни подобному эффекту при квазипоперечном распространении радиоволн и подробно исследован в работе [11]. Однако, в отличие от описанного в работе [11] случая распространения поляризованного радиоизлучения в межзвездной среде с хаотическим магнитным полем, в солнечной короне присутствует заметное крупномасштабное магнитное поле, в рассматриваемом случае продольное, и флуктуации электронной концентрации. Это, как известно (см., например [6, 10]), приводит к фарадеевскому вращению плоскости линейной поляризации и к убыванию степени линейной поляризации вследствие рассеяния на неоднородностях плазмы. В последнем случае может иметь место деполаризация распространяющегося радиоизлучения. При $\gamma_{\Delta S} \gg 1$, степень круговой поляризации $\xi_C \approx$

$$\xi_C^{(0)} \left(1 - \frac{X_{xy}^2}{4\gamma_{\Delta S}^2} \exp(-2\gamma_{\Delta S}) \right)$$

и степень линейной поляризации $\xi_l \approx \xi_C^{(0)} \frac{X_{xy}}{2\gamma_{\Delta S}} \exp(-2\gamma_{\Delta S}) \ll 1$, т. е. принимаемое радиоизлучение также поляризовано по кругу и деполаризация радиоизлучения вследствие рассеяния на неоднородностях околосолнечной плазмы незначительна, $\frac{X_{xy}^2}{4\gamma_{\Delta S}^2} \exp(-2\gamma_{\Delta S}) \ll 1$. При $\gamma_{\Delta S} \ll 1$ величины $\xi_C \approx \xi_C^{(0)} (1 - X_{xy}^2 \sin^2(\Phi_F) / \Phi_F^2)$, $\xi_l \approx \xi_C^{(0)} |\sin(\Phi_F)| \times X_{xy} / \Phi_F$ и радиоизлучение приобретает эллиптическую поляризацию.

На рис. 6 приведены зависимости ξ_C , ξ_l и полной поляризации $\xi = \sqrt{\xi_C^2 + \xi_l^2}$ от расстояния от источника радиоизлучения (или прицельной точки на луче зрения) до Солнца R_0 при $\xi_C^{(0)} = 0.5$ для случая $\gamma_{\Delta S} \ll 1$. При проведении расчетов были использованы модели [6, 14–17], предполагалось также, что вблизи Солнца $\delta B_x : \delta B_y : \delta B_z \sim 10 : 3.5 : 1.2$ [15]. Минимальное расстояние от источника радиоизлучения до Солнца $R_{0min} = 2.16 / (\lg f_0 - 0.26)$ соответствует гелиоцентрической высоте источника солнечного всплеска, здесь f_0 измеряется в МГц, R_{0min} – в радиусах Солнца R_S [9]. Как видно из рисунка, если

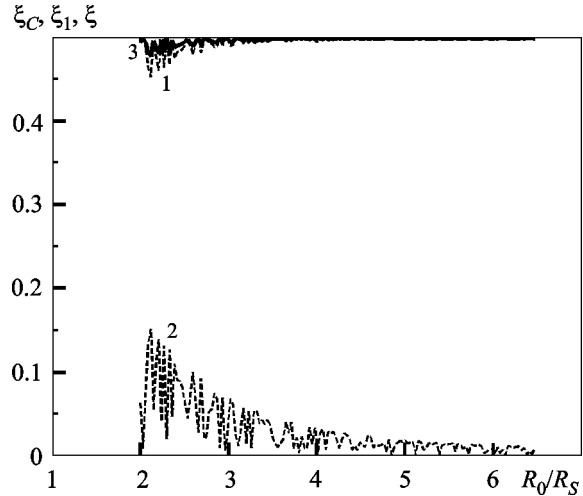


Рис. 6. Зависимости степени круговой ξ_C , линейной ξ_l и полной ξ поляризации от расстояния от источника радиоизлучения до Солнца (кривые 1 – 3 соответственно) при $\xi_C^{(0)} = 0.5$, $\gamma_{\Delta S} \ll 1$, $\delta B_x : \delta B_y : \delta B_z \sim 10 : 3.5 : 1.2$. Значения остальных параметров околосолнечной плазмы те же, что и для зависимостей на рис. 1.

расстояние от источника радиоизлучения до Солнца $R_0 < (4 \div 5)R_S$, распространяющееся в околосолнечной плазме, изначально поляризованное по кругу радиоизлучение имеет эллиптическую поляризацию. Полная поляризация радиоизлучения практически не изменяется.

5. Заключение

В работе рассмотрено влияние регулярного и случайного магнитных полей в околосолнечной плазме и солнечной короне на поляризацию радиоизлучения декаметрового диапазона. Показано, что при наблюдении радиоизлучения Солнца на пространственно разнесенных антеннах может возникать круговая поляризация, обусловленная декорреляцией флуктуаций фаз нормальных волн с правой и левой круговой поляризацией в присутствии продольного магнитного поля. Поляризация принимаемого радиоизлучения соответствует поляризации источника, если линейный размер приемной антенны меньше поперечного радиуса когерентности флуктуаций волнового поля, т. е. не превышает $600 \div 800$ м. При увеличении линейного размера антенны поляризация принимаемого сигнала претерпевает искажения, зависящие от исходной поляризации радиоизлучения и параметров среды распространения. Анизотропные поперечные флуктуации магнитного поля не

приводят к убыванию полного потока радиоизлучения, распространяющегося в солнечной короне, но вызывают трансформацию поляризованной по кругу компоненты радиоизлучения в линейно поляризованную компоненту. Вследствие этого изначально поляризованное по кругу радиоизлучение солнечных всплесков приобретает эллиптическую поляризацию.

Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке целевой программы НАН Украины “Комплексное исследование процессов на Солнце, в солнечном ветре и ионосфере Земли путем радиоастрономических наблюдений на радиотелескопах системы УРАН”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Злотник Е. Я. Определение магнитных полей в солнечной короне радиометодами // Изв. вузов. Радиофизика. – 1994. – Т. 37, № 7. – С. 821–835.
2. Усманов А. В. МГД-моделирование солнечной короны и солнечного ветра // Известия РАН. Серия физич. – 2000. – Т. 64, № 9. – С. 1867–1873.
3. Lario D., Haggerty D. K., Roelof E. C., Tappin S. J., Forsyth S. J., and Gosling J. T. Joint Ulysses and ACE observations of a magnetic cloud and the associated solar energetic particle event // Space Sci. Rev. – 2001. – Vol. 97, Iss. 1–4. – P. 277–280.
4. Андреев В. Е., Берд М., Ефимов А. И., Чашей И. В., Самознаев Л. Н. Альвеновские волны в сверхкороне Солнца по данным о флуктуациях фарадеевского вращения // АЖ. – 1997. – 74, № 2. – С. 263–269.
5. Sofue Y., Kawabata K., Takahashi F., and Kawajiri N. Coronal Faraday rotation of the Crab Nebula, 1971–1975 // Sol. Phys. – 1976. – Vol. 50, No. 6. – P. 465–480.
6. Spangler S. R. The small amplitude of density turbulence in the inner solar wind // Nonlinear Process. Geophys. – 2003. – Vol. 21, No. 1. – P. 113–120.
7. Смирнова Т. В., Чашей И. В., Шишов В. И. Радиопросвечивание околосолнечной плазмы поляризованными импульсами пульсаров // АЖ. – 2009. – Т. 86, № 3. – С. 283–294.
8. Ramesh R. and Sastry C. V. Low frequency (< 100MHz) thermal radio emission from the solar corona and the effect of radial magnetic field // Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. – 2005. – Vol. 346. – P. 153–156.
9. Доровский В. В., Мельник В. Н., Коноваленко А. А., Рукер Х. О., Абрагин Э. П., Лекашо А. Солнечные U и J-всплески на декаметровых волнах // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – Т. 15, № 1. – С. 5–14.
10. Кукушкин А. В., Оляк М. П. Перенос поляризации радиоизлучения в случайно-неоднородной магнитоактивной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. – 1990. – Т. 33, № 12. – С. 1361–1369.
11. Оляк М. П. О рассеянии поляризованного радиоизлучения в случайном магнитном поле // Письма в АЖ. – 1994. – Т. 20, № 6. – С. 435–440.
12. Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. Сильные флуктуации интенсивности электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 73, № 1. – С. 481–497.
13. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
14. Spangler S. R., Kavars D. W., Kortenkamp P. S., Bondi M., Mantovani F., and Alef W. Very long baseline interferometer measurements of turbulence in the inner solar wind // Astron. Astrophys. – 2002. – Vol. 384, No. 2. – P. 654–665.
15. Bruno R. and Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // Living Rev. Sol. Phys. – 2005. – Vol. 5. – 178 p. – <http://www.libingreviews.org/lrsp-2005-4>.
16. Яковлев О. И., Ефимов А. И., Рубцов С. Н. Солнечный ветер по данным радиопросвечивания с помощью аппаратов “Венера-15” и “Венера-16” // АЖ. – 1988. – Т. 65, вып. 6. – С. 1290–1299.
17. Ефимов А. И., Луканина Л. А., Самознаев Л. Н., Чашей И. В., Берд М. К., Плеттмейер Д. О пространственном распределении характеристик турбулентности во внутреннем солнечном ветре // АЖ. – 2010. – Т. 87, № 5. – С. 492–502.
18. Кукушкин А. В. Влияние среды распространения на чувствительность и разрешающую способность системы апертурного синтеза метрового диапазона: Препр. / АН УССР. Радиоастрономический ин-т; № 30. – Харьков: 1989. – 33 с.
19. Коноваленко А. А. Перспективы низкочастотной радиоастрономии // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, спец. выпуск. – С. S86–S114.
20. Христиансен У., Хегбом И. Радиотелескопы. – М.: Мир, 1988. – 304 с.
21. Алексеев Г. А., Гельфрейх Г. Б., Зайцев В. В., Илясов Ю. П., Кайдановский Н. Л., Матвеев Л. И., Мень А. В., Молчанов А. П., Степанов А. П., Шишов В. И. Советские радиотелескопы и радиоастрономия Солнца. – М.: Наука, 1990. – 212 с.

М. П. Оляк

Радиоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

ПОЛЯРИЗАЦІЯ ДЕКАМЕТРОВИХ РАДІОХВИЛЬ У ВИПАДКОВО-НЕОДНОРІДНІЙ НАВКОЛОСОНЯЧНІЙ ПЛАЗМІ. I. СЕРЕДНІ ПАРАМЕТРИ СТОКСА

Проаналізовано параметри Стокса для декаметрового радіовипромінювання, що поширюється в навколосонячній плазмі та сонячній короні. Показано, що, якщо декаметрове радіовипромінювання Сонця приймається за допомогою просторово рознесених антен, може спостерігатися кругова поляризація, обумовлена декореляцією флуктуацій фаз нормальних хвиль у присутності поздовжнього магнітного поля. Оцінені викривлення прийнятої поляризації внаслідок усереднення дії апертури приймальної антени з великими розмірами приймальних антен. Запропоновано пояснення еліптичної поляризації сонячних сплесків, яка виникає внаслідок трансформації поляризованої по колу компоненти радіовипромінювання в лінійно поляризовану компоненту за наявності в навколосонячній плазмі та сонячній короні анізотропних флуктуацій поперечного магнітного поля.

M. R. Olyak

Institute of Radio Astronomy, National Academy
of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

POLARIZATION OF DECAMETER RADIO WAVES
IN A RANDOM CIRCUMSOLAR PLASMA.
I. MEAN STOKES PARAMETERS

The Stokes parameters of decameter radio waves propagating
in the circumsolar plasma and solar corona were analyzed.

It was shown that the circular polarization of solar decameter radio emission can be observed by spaced antennas. Distortions of the received polarization due to averaging of antenna aperture for large-size receiving antennas were evaluated. An explanation of the solar flares elliptical polarization is proposed. This polarization arises due to transformation of circularly polarized radio waves in linearly polarized ones if the circumsolar plasma and solar corona contains anisotropic fluctuations of the transverse magnetic field.

Статья поступила в редакцию 27.08.2012