О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВНЕШНЕЙ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ ПРИ ЕЕ ПРОСВЕЧИВАНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В. Л. Гинзбург

Существование корональных лучей, некоторые теоретические аргументы, а также обнаруженная недавно анизотропия рассеивающих радиоволны корональных неоднородностей [1,2] свидетельствуют о присутствии во внешней солнечной короне упорядоченных магнитных полей. Если эти поля связаны с общим магнитным полем Солнца с напряженностью $H_{\odot} \sim 1$ *эрстед* на его поверхности (т. е. для приведенного расстояния $\eta = R/R_{\odot} = 1$, $R_{\odot} \simeq 7 \cdot 10^{10}$ *см*), то на расстоянии $\eta = 5 \div 20$ от центра Солнца $H \sim \eta^{-3} H_{\odot} \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$. Однако как напряженность, так и конфигурация, а следовательно, и происхождение магнитного поля во внешней короне ни в какой мере не могут считаться установленными.

В связи с этим укажем на одну, насколько нам известно, еще не обсуждавшуюся возможность определения поля во внешней короне. Именно, наличие поля должно приводить к вращению плоскости поляризации радиоизлучения, проходящего через корону. Речь в первую очередь идет о радиоизлучении Крабовидной туманности, пронизывающем корону в июне месяце (в принципе, конечно, можно иметь в виду также другие дискретные источники и радиопередатчики на искусственных „планетах"). На волне 3 *см* поляризация излучения Крабовидной туманности составляет $p \simeq 7\%$ [3], а направление преимущественной поляризации характеризуется позиционным углом $\Psi = 148 \div 149°$. На волне 10 *см* соответственно $p = 3 \pm 0{,}5\%$ и $\Psi = 142 \pm 5°$ [4] (см. также [5]). Как следует из этих работ [3–5], а также теоретических соображений [6], на более длинных волнах поляризация уменьшается. Поэтому вряд ли можно будет работать на волнах существенно длиннее 10 *см*.

В короне (в плоскости солнечного экватора) электронная концентрация [7] $N \sim 7 \cdot 10^4$ *эл* $\cdot$ *см*$^{-3}$ при $\eta = 5$, $N \sim 10^4$ *эл* $\cdot$ *см*$^{-3}$ при $\eta = 10$ и $N \sim 2{,}5 \cdot 10^3$ *эл* $\cdot$ *см*$^{-3}$ при $\eta = 20$. Поэтому при $\eta = 5 \div 20$ имеем: $\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m = 3{,}18 \cdot 10^9\, N \sim 2 \cdot 10^{14} \div 8 \cdot 10^{12}$ *сек*$^{-2}$ и $\omega_H = \frac{eH}{mc} = 1{,}76 \cdot 10^7 H \sim 10^5 \div 10^3$ *сек*$^{-1}$ (оценки H см. выше). В то же время частота радиоизлучения $\omega = 2\pi c/\lambda \sim 2 \cdot 10^{10}$ *сек*$^{-1}$ при $\lambda \simeq 10$ *см*. В таких условиях распространение радиоволн можно считать „квазипродольным" практически при всех углах α между полем H и направлением волновой нормали [6,8]. При этом разность показателей преломления $n_{\pm}$ для нормальных волн, поляризованных по кругу (с противоположным направлением вращения электрического вектора) равна* $\Delta n = \frac{\omega_H \omega_0^2}{\omega^3} \cos\alpha = \frac{5{,}6 \cdot 10^{16} HN \cos\alpha}{\omega^3}$. Поворот плоскости поляризации излучения по прохождении слоя плазмы равен

$$\Delta\Psi = \frac{\omega}{2c} \int \Delta n\, dl \simeq \frac{0{,}93 \cdot 10^6}{\omega^2} \int HN \cos\alpha\, dl, \tag{1}$$

где интегрирование ведется вдоль луча, который в нашем случае можно считать прямолинейным.

Задаваясь функцией $N(\eta)$ и выбирая определенную модель для поля (например, считая поле дипольным), можно вычислить значение $\Delta\Psi$ в зависимости от положения дискретного источника. Таким образом, измеряя $\Delta\Psi$ в период „затмения" источника короной, можно, в принципе, получить ценные сведения о поле H, если только сам угол $\Delta\Psi$ достаточно велик и надежно определяется**. Для оценки положим

$$\Delta\Psi \sim \frac{10^6 HNL \cos\alpha}{\omega^2},$$

где L — некоторая эффективная длина пути. Тогда при $\eta \simeq 5$ ($H \sim 10^{-2}$ *эрстед*, $N \sim$

---

* Учтено, что в рассматриваемых условиях $|n_{\pm} - 1| \ll 1$.

** Заметим, что уширение угловых размеров источника, связанное с рассеянием на корональных неоднородностях, пропорционально λ^2 и поэтому в сантиметровом диапазоне незначительно [1,9]. С другой стороны, конечность размеров самого источника (угловой размер Крабовидной туманности $\sim 5'$) должна приводить к некоторому искажению поляризационной картины, например, в силу зависимости $\Delta\Psi$ от η. Этот эффект, однако, практически скорее всего несущественен.

$\sim 10^5$ *эл* $\cdot$ *см*$^{-3}$, $\cos\alpha \sim 1$ и $L \sim \eta R_\odot \sim 3 \cdot 10^{11}$ *см*) угол $\Delta\Psi \sim 60°$. При $\eta \simeq 10$ ($H \sim 10^{-3}$ *эрстед*, $N \sim 10^4$ *эл* $\cdot$ *см*$^{-3}$, $\cos\alpha \sim 1$, $L \sim 10\ R_\odot$ *см*) $\Delta\Psi \sim 1°$. По своему характеру эти оценки близки к максимальным, если только напряженность поля не превосходит принятой. Последнее вполне возможно и, таким образом, даже при $\eta \simeq 10$ обсуждаемый метод может дать положительные результаты. Еще более вероятно это в отношении области меньших расстояний η (особенно при $\eta \simeq 5$), если только среднее значение $\cos\alpha$ вдоль луча зрения не очень мало в силу неблагоприятной конфигурации поля. Довольно сильная зависимость угла $\Delta\Psi$ от частоты ω открывает дополнительные возможности выделения обсуждаемого эффекта при работе на нескольких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. A Hewish, Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford, 1959, стр. 268; В. В. Виткевич, там же, стр. 275.
2. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин и А. Г. Суховей, Изв. высш. уч зав.—Радиофизика, **2**, 1005 (1959)
3. C. H. Mayer, T. P. Mc Cullough, R. M. Sloanaker, Astrophys. J, **126**, 468 (1957).
4. А. Д. Кузьмин и В. А. Удальцов, Астрон ж, **36**, 33 (1959).
5. C. H. Mayer, R M. Sloanaker, Astron. J, **64**, 338 (1959).
6. Г. Г. Гетманцев и В. А. Разин, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 1956, стр. 496
7. D. E. Blackwell, Mon Not. Roy. Astron. Soc., **116**, 56 (1956).
8. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, М., 1960.
9. В. Л. Гинзбург и В. В. Писарева, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М, 1956, стр. 229.

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском университете

Поступила в редакцию 25 марта 1960 г.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ НЕПОДВИЖНОЙ ТОЧКИ ТОЧЕЧНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ В ОДНОМ КРИТИЧЕСКОМ СЛУЧАЕ

Ю. И. Неймарк

В настоящей заметке устанавливаются теоремы об устойчивости и неустойчивости неподвижной точки M^* (0, ..., 0) точечного отображения T вида

$$\overline{x}_i = x_i + \tau(x_1, x_2, ..., x_n)\left\{A_i + \sum_{j=1}^{n} a_{ij}x_j + O\left(x_1^2 + \ldots + x_n^2\right)\right\}, \tag{1}$$

где $\tau(x_1, ..., x_n)$ — неотрицательная функция, обращающаяся в нуль в точке M^*. Менее общие результаты были ранее установлены в работе [1] и затем использованы для исследования устойчивости состояния равновесия релейной системы в работах [2,3].

Теорема 1. Неподвижная точка отображения (1) устойчива, если все $A_i = 0$ и если состояние равновесия системы линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами

$$\frac{dx_i}{dt} = \sum a_{ij}x_j, \tag{2}$$

асимптотически устойчиво.

При сформулированных требованиях неподвижная точка M^* будет асимптотически устойчивой, если в некоторой окрестности точки M^*

$$\tau(x_1, x_2, ..., x_n) > C\left(x_1^2 + ... + x_n^2\right), \tag{3}$$

где $C(r)$—непрерывная функция r, обращающаяся в нуль только при $r=0$.

Если предположить, что имеет место (3) или что в любой окрестности вблизи M^* есть точки, сумма значений τ в последовательных преобразованиях которых (если