

Плазменная теория отражения от Солнца радиолокационного сигнала.

2. Анализ и интерпретация экспериментов Дж. Джеймса

В. Н. Мельник

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 27 марта 1998 г., после переработки 17 июня 1998 г.

В рамках плазменной теории отражения от Солнца радиолокационного сигнала объясняются результаты известных экспериментов Дж. Джеймса: величины сечений отражения, анизотропность рассеяния, спектры отраженных сигналов и др. В частности, рассеяния с большими поперечниками отражения ($\sigma \approx (10 \div 100)\pi R_{\odot}^2$) в этой теории происходят на ленгмюровских волнах анизотропной турбулентности (ее уровень $W = (10^{-3} \div 10^{-4})nT$) в процессах $t + l \rightarrow t + l$ на высотах $(1,4 \div 1,6)R_{\odot}$. Спектр турбулентности при этом должен быть сосредоточен вблизи волновых чисел $k_i^* = \omega_p / v_{\phi}$ с фазовыми скоростями $v_{\phi} = 0,6 c$.

Обсуждаются возможности радиолокации Солнца на различных частотах.

В рамках плазмової теорії відбиття від Сонця радіолокаційного сигналу пояснюються результати відомих експериментів Дж. Джеймса: величини поперечників відбиття, анізотропність розсіювання, спектри відбитих сигналів тощо. Так, розсіяння з великими поперечниками відбиття ($\sigma \approx (10 \div 100)\pi R_{\odot}^2$) в цій теорії відбувається на ленгмюрівських хвилях анізотропної турбулентності (її рівень $W = (10^{-3} \div 10^{-4})nT$) в процесі $t + l \rightarrow t + l$ на висотах $(1,4 \div 1,6)R_{\odot}$. Спектр турбулентності при цьому повинен бути зосереджений біля хвильових чисел $k_i^* = \omega_p / v_{\phi}$ з фазовими швидкостями $v_{\phi} = 0,6 c$.

Обговорюються можливості радіолокації Сонця на різних частотах.

1. Введение

В предыдущей работе автора [1] была предложена модель рассеяния радиолокационного сигнала на анизотропной ленгмюровской турбулентности, которая генерируется потоками электронов, распространяющимися в короне Солнца по открытым магнитным силовым линиям и являющимся источниками всплесков III типа. Было, в частности, показано, что качественная картина такого рассеяния подобна той, что следует из экспериментальных данных, если отраженный сигнал формируется на высотах, где волновое число падающей волны равно волновому числу ленгмюровской волны, на которой происходит рассеяние.

В данной работе мы показываем как можно в этой модели объяснить результаты экспериментов Дж. Джеймса и какие параметры для этого должны быть у ленгмюровской турбулентности.

2. Результаты экспериментов Дж. Джеймса. Корреляция с активностью Солнца

Наиболее важные данные, требующие своего объяснения, – измеренные поперечники рассеяния радиолокационного сигнала. Их значения изме-

няются от $0,1\pi R_{\odot}^2$ (и менее) до максимального значения $800\pi R_{\odot}^2$ [2]. Эти изменения довольно быстрые – менее одних суток, так как локация осуществлялась раз в день, и за такое время сечения могли увеличиться или уменьшиться в десятки раз. Все это говорит не в пользу отражения от спокойной короны, а указывает на связь с быстрыми активными явлениями на Солнце. Построенная гистограмма эффективных сечений с $\sigma < 10\pi R_{\odot}^2$ (рис. 1) [3] показывает, что подавляющее большинство ($\approx 73\%$) сечений имеет значения, лежащие в интервале $(0,1 \div 2,5)\pi R_{\odot}^2$, с максимумом распределения вблизи $(1 \div 1,5)\pi R_{\odot}^2$. Случаев с большими сечениями $\sigma > 10\pi R_{\odot}^2$ было около 5%.

Характерные спектры отраженных сигналов представлены на рис. 2. И. М. Гордон [3,4] разделил все спектры на два класса А и В. К спектрам типа А относятся спектры, которые соответствуют формированию сигнала в относительно тонком слое толщиной $(0,2 \div 0,3)R_{\odot}$ и расположены на расстояниях $(1,4 \div 1,6)R_{\odot}$ [5] от центра Солнца по направлению к наблюдателю. Такие спектры на-

блюдаются, когда флоккулы расположены в центре диска Солнца. Этим спектрам соответствуют повышенные значения сечений рассеяния. Спектры типа В характеризуются значительным разбросом по глубине и более низкими значениями

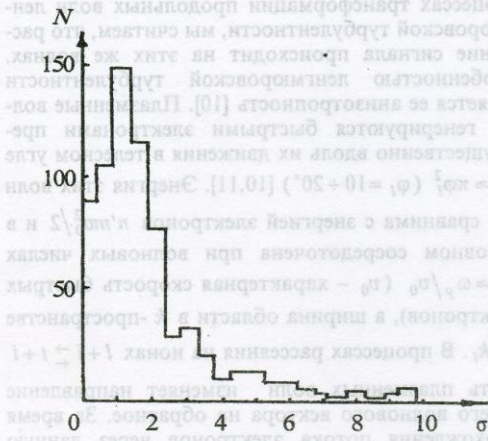


Рис. 1. Гистограмма сечений отражения для $\sigma \leq 10 \pi R_{\odot}^2$ [8]

сечений [5]. Флоккулы в это время находятся ближе к лимбу. В обоих случаях регистрировались сигналы, отраженные на больших высотах, в основном до $2,7R_{\odot}$, однако были случаи приема сигнала от высот $5R_{\odot}$. Характерные ширины спектров в области преимущественного отражения составляют $20 + 40$ кГц, хотя наблюдались также спектры с шириной $60 + 70$ кГц. Как видно (рис. 2), спектры являются симметричными, и если их смещения от f_0 интерпретировать как доплеровские, то нужно было бы предположить, что имеются равные потоки вещества от Солнца и к Солнцу, что противоречит теории солнечного ветра [5]. В такой ситуации более естественным является объяснение [6], в котором эти смещения образуются в процессах упругого рассеяния на ленгмюровских волнах плазменной турбулентности $l+l \rightarrow l+l$. В этом случае отраженный сигнал

симметричен относительно частоты f_0 и имеет необходимые частотные смещения. С увеличением высоты отражения максимум в спектре отражения сдвигается в сторону положительных Δf и составляет в среднем $4 + 5$ кГц [7]. Согласно И. М. Гордону [5], именно это смещение имеет доплеровскую природу, что дает для скорости вещества величину 15 км/с. На основании этого И. М. Гордон [5] пришел к выводу, что именно здесь происходит ускорение солнечного ветра. Однако нужно

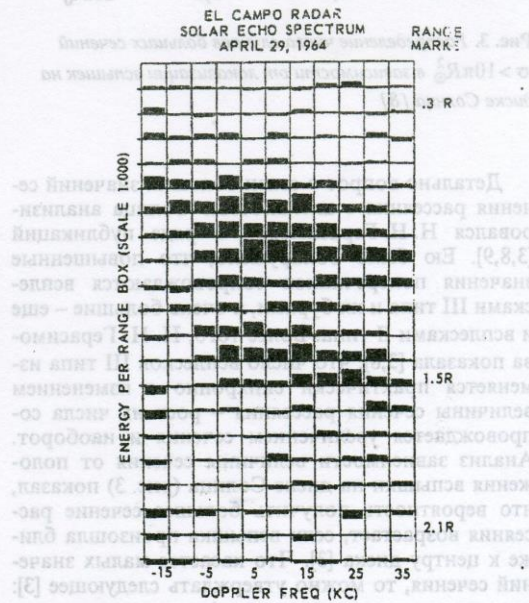
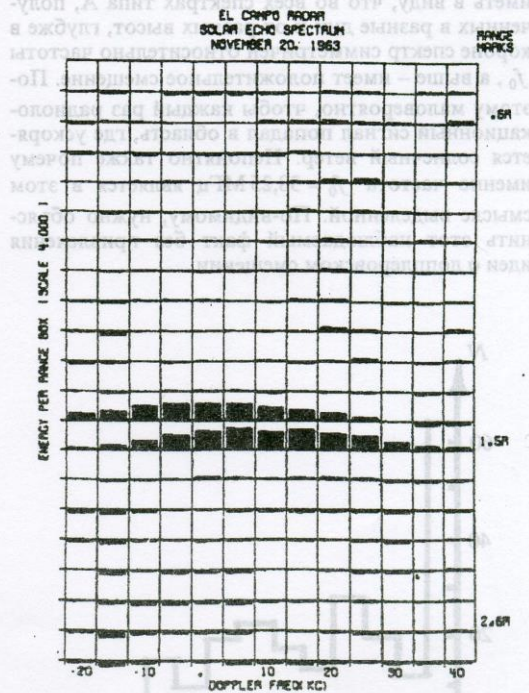


Рис. 2. Спектры сигналов (типа А и В), испытавших отражение на различных высотах [7]

иметь в виду, что во всех спектрах типа А, полученных в разные дни и от разных высот, глубже в короне спектр симметричен относительно частоты f_0 , а выше – имеет положительное смещение. Поэтому маловероятно, чтобы каждый раз радиолокационный сигнал попадал в область, где ускоряется солнечный ветер. Непонятно также почему именно частота $f_0 = 38,25$ МГц является в этом смысле выделенной. По-видимому, нужно объяснить этот наблюдаемый факт без привлечения идеи о доплеровском смещении.

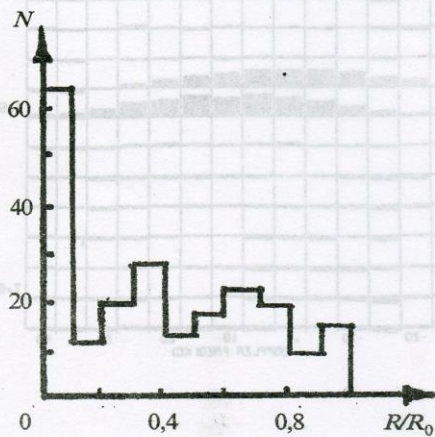


Рис. 3. Распределение числа случаев больших сечений $\sigma > 10\pi R_0^2$ в зависимости от локализации вспышек на диске Солнца [8]

Детально вопрос о связи больших значений сечения рассеяния с активностью Солнца анализировался Н. Н. Герасимовой в ряде публикаций [3,8,9]. Ею было обнаружено, что повышенные значения поперечников сопровождаются всплесками III типа и их бурями, а очень большие – еще и всплесками II типа. Более того, Н. Н. Герасимова показала [3,8], что число всплесков III типа изменяется практически синхронно с изменением величины сечения рассеяния – рост их числа сопровождается увеличением сечения и наоборот. Анализ зависимости величины сечения от положения вспышки на диске Солнца (рис. 3) показал, что вероятность получить большее сечение рассеяния возрастает, если вспышка произошла ближе к центру диска [3]. Что касается малых значений сечения, то можно утверждать следующее [3]: вероятность получить низкое значение сечения рассеяния увеличивается, если вспышки, перекрывающие время локации, располагаются на периферии диска.

3. Интерпретация экспериментов Дж. Джеймса

Основываясь на выводе о тесной связи между всплесками III типа и эффективностью рассеяния радиолокационного сигнала, а также на том, что всплески III типа – это излучение, образованное в процессах трансформации продольных волн ленгмюровской турбулентности, мы считаем, что рассеяние сигнала происходит на этих же волнах. Особенностью ленгмюровской турбулентности является ее анизотропность [10]. Плазменные волны генерируются быстрыми электронами преимущественно вдоль их движения в телесном угле $\Omega_l \approx \pi\varphi_l^2$ ($\varphi_l = 10 \div 20^\circ$) [10,11]. Энергия этих волн W_+ сравнима с энергией электронов $n'mv_0^2/2$ и в основном сосредоточена при волновых числах $k_l^* \approx \omega_p/v_0$ (v_0 – характерная скорость быстрых электронов), а ширина области в k -пространстве – δk_l . В процессах рассеяния на ионах $l+i \rightarrow l+i$ часть плазменных волн изменяет направление своего волнового вектора на обратное. За время прохождения потока электронов через данную точку уровень плотности энергии плазменных волн может стать значительным

$$W_- = (1 + 10^{-1})W_+.$$

Требуемые свойства рассеянного к Земле сигнала могут быть обеспечены [1], если предположить, что большие поперечники отражения соответствуют рассеянию на плазменных волнах $l+l \rightarrow l+l$ на высотах, где выполняется соотношение $k_l^* \approx k_l$, или

$$\omega_p \approx v_0\omega_0/c. \quad (1)$$

Такое рассеяние имеет те же свойства, что и наблюдаемое. Если активная область находится в центральной части диска, то быстрые электроны движутся в направлении к Земле, и также ориентированы генерируемые ими ленгмюровские волны. Радиолокационный сигнал рассеивается в том же направлении в малый телесный угол, определяемый углом, в котором заключены плазменные волны Ω_l . При достаточно большом уровне плазменных волн $W_+/nT_e \approx W_-/nT_e = 10^{-3} \div 10^{-4}$ оптическая толщина τ будет больше единицы [1], а соответствующее сечение рассеяния может достигать больших величин $\sigma > (10 \div 100)S$. Так как на частоте 40 МГц $S \approx \pi R_0^2$, то для сечения рассеяния получаем $\sigma > (10 \div 100)\pi R_0^2$. Если активная область находится ближе к лимбу, то потоки элект-

тронов, как и ленгмюровская турбулентность, направлены "в сторону от нас". В этом случае [1] радиолокационный сигнал в основном рассеивается под большим углом к направлению Солнце-Земля. На Землю может прийти только значительно ослабленный сигнал, а это означает, что сечение может быть малой величиной $\sigma < \pi R_{\odot}^2$.

К интересному заключению мы приходим, получая величину k_i^* (или v_0), из наблюдаемых в эксперименте высот отражения $-(1,4 \div 1,6)R_{\odot}$. Скорость v_0 , определяемая из (1) с учетом распределения плотности плазмы в солнечной короне по Баумбаху-Аллелу, должна быть относительно большой величиной $-v_0 \geq 0,6c$. Так как в (1) v_0 имеет смысл фазовой скорости плазменных волн, то это означает, что она в 2 раза больше скорости потоков электронов $v_{III} = 0,3c$ [12,13], генерирующих всплески III типа. Такое соотношение является естественным в теориях, в которых считается, что в каждой пространственной точке функция распределения электронов потока представляет собой плато от $v \approx 0$ до $v = v_{max}$ (см., например, [14]). Действительно, в этом случае средняя скорость электронов потока равна $v_{cp} \approx v_{max}/2$, именно с этой скоростью перемещается всплеск III типа. Вместе с тем, плазменные волны генерируются в основном самыми быстрыми электронами, и поэтому они сосредоточены при $v_{\phi} = v_{max}$ [15]. Поэтому имеем $v_{III} = v_{\phi}/2$. Если же предположить равенство скорости потока электронов и фазовой скорости плазменных волн, на которых происходит рассеяние, $v_{\phi} = v_{III} = 0,3c$ [11], то соотношение $k_i^* \approx k_0$ выполняется на высотах $R \approx 2R_{\odot}$, что значительно превышает наблюдаемые значения.

Ширина области, в которой в основном происходит отражение, определяется длительностью всплеска III типа $\Delta z = \Delta t_{III} v_{III}$, что дает близкие к наблюдаемым значения $\Delta z = (0,2 \div 0,4)R_{\odot}$.

Частотные смещения $\Delta\omega = \omega' - \omega_0$ при рассеянии на ленгмюровских волнах анизотропной турбулентности даются соотношением

$$\Delta\omega = \frac{3}{2} \frac{v_{Te}^2}{\omega_p} (k_i^2 - k_i'^2) \approx 3\omega_0 \frac{v_{Te}^2}{v_{\phi}^2 c} \frac{\delta k_i}{k_i^*}, \quad (2)$$

где k_i, k_i' – волновые числа ленгмюровской волны до и после рассеяния и определяются относительной шириной спектра плазменных волн δk_i , температурой плазмы и фазовой скоростью волн. Для $\delta k_i/k_i^* = 1/3$, $v_{\phi} = 0,6c$ и $v_{Te} = 5 \cdot 10^8$ см/с полу-

чаем $\Delta f \approx 20$ кГц. Варьируя температуру плазмы и ширину спектра, можно получить наблюдаемые величины Δf в широком диапазоне значений. Напомним, что смещения по частоте в модели И. М. Гордона [5] определяются исключительно температурой электронов $\Delta\omega \approx 2\omega_0 \sqrt{T_e/M}/c$.

Упомянувшееся выше систематическое преобладание отражения сигнала во внешних слоях короны Солнца с положительным частотным смещением может быть обусловлено асимметрией в распределениях спектральной плотности энергии плазменных волн $W_+(k_i)$ и $W_-(k_i)$ по волновым числам. Такая асимметрия вполне естественна, так как волны из области с $W_-(k_i)$ являются вторичными – они получены при рассеянии волн из $W_+(k_i)$ на ионах плазмы. Эти процессы, как известно, идут с уменьшением величины волнового числа, и поэтому спектр $W_-(k_i)$ будет смещен в сторону меньших значений k_i . Следовательно, при рассеянии на ленгмюровских волнах $t+l \rightarrow t+l$, где столкновение падающей волны происходит на плазмоне из $W_+(k_i)$, а образуется волна, направленная "на нас", и плазмон из $W_-(k_i)$, в выражении для $\Delta\omega$ (2) в среднем k_i будет больше k_i' , и поэтому будут преобладать отраженные волны с $\Delta\omega > 0$. Вместе с тем, сигналы, пришедшие с меньших высот и испытавшие большое количество рассеяний на ленгмюровских волнах, будут распределены более симметрично, что мы и видим в эксперименте.

Если уровень ленгмюровской турбулентности недостаточно высок, то сигнал проникает глубже в корону, где $k_i \approx \delta k_i$, и также рассеивается на этой турбулентности, но теперь изотропно [1]. А это дает для $f_0 = 40$ МГц

$$\sigma \approx \pi R_{\odot}^2. \quad (3)$$

Так как случаев с такими сечениями рассеяния большинство, можно заключить, что, по видимому, плотность энергии плазменных волн $W_+/nT_e \approx W_-/nT_e < 10^{-4}$, а это означает, что и энергии быстрых электронов в основном того же порядка. Переходя к плотности электронов получаем, что всплески III типа генерируются скорее всего электронами с $n'/n \leq 10^{-6}$.

Высоко в короне, при $\omega_p < \omega_0 v_0/c$, также возможно эффективное рассеяние поперечной электромагнитной волны на ленгмюровской турбулентности в процессах комбинационного рассеяния $t+l \rightarrow t$ [1]. Эти процессы дают частотные

смещения $\pm\omega_p$, и по высоте отражения сигнала с данным смещением можно было бы восстановить профиль плотности плазмы в короне. К сожалению, Дж. Джеймс регистрировал относительно малые частотные смещения.

Отраженные сигналы от больших высот со смещениями 20 ÷ 60 кГц могут быть получены при комбинационном рассеянии на ионно-звуковой турбулентности [5,16,17] в предположении, что существуют области с различными температурами.

4. Заключение

Опишем общую картину того, как происходит рассеяние радиолокационного сигнала в рамках плазменной теории, и приведем значения параметров плазменной турбулентности, которые для этого необходимы. При распространении потоков электронов через корональную плазму генерируется одномерная ленгмюровская турбулентность в узком телесном угле с $\phi_1 \approx 10 \div 20^\circ$ вдоль движения электронов. Спектральная плотность энергии плазменных волн имеет максимальное значение при $v_\phi = 0,6c$ ($v_\phi = \omega_p / k_1^*$), а ширина спектра в k -пространстве $\delta k_1 \approx k_1^* / 3$. В процессах рассеяния на ионах $l + i \rightarrow l + i$ ленгмюровские волны за время прохождения электронов $\approx \Delta t_{III}$ частично переходят в область с волновыми векторами $\vec{k}_1 = -\vec{k}_1$ с несколько меньшими волновыми числами, так как при рассеянии $l + i \rightarrow l + i$ плазмон теряет энергию. Плотности электронов, генерирующих турбулентность, в большинстве случаев удовлетворяют неравенству $n'/n \leq 10^{-6}$. Именно на этой турбулентности происходит в основном рассеяние радиолокационного сигнала, что дает наблюдаемые сечения $\sigma \approx (1 \div 1,5)\pi R_\odot^2$. Высота, на которой происходит отражение, находится на расстоянии $\Delta z \approx L_n (v_{Te} / v_0)^2$ от плазменного уровня $\omega_p = \omega_0$. Если плотность электронов $n'/n = 10^{-5}$ (а это, судя по всему, бывает сравнительно редко), то рассеяние происходит на турбулентности с большей энергией на высотах $R \approx 1,6R_\odot$, где выполняется соотношение $\omega_p \approx 0,6\omega_0$. При этом поперечники отражения достигают величины $\sigma = (10 \div 100)\pi R_\odot^2$. Такие сечения рассеяния регистрируются на Земле, если электроны движутся от Солнца к Земле. В случае движения электронов в сторону от Земли наблюдаются отраженные сигналы от такой турбулентности со значительно

меньшими сечениями $\sigma < \pi R_\odot^2$. Наблюдаемое частотное смещение $\Delta f = 4 \div 5$ кГц со стороны больших высот обусловлено асимметрией ленгмюровской турбулентности в направлении и против движения электронов и не является доплеровским. Отражение на еще больших высотах – до $R = 2,7R_\odot$ и более, по-видимому, связано с ионно-звуковой турбулентностью, которая сопровождает потоки электронов. В процессах комбинационного рассеяния $l + s \rightarrow l$ приобретаемые частотные смещения $\Delta f = 20 \div 60$ кГц обеспечивают наблюдаемые значения. Подробное обсуждение этого вопроса будет проведено в отдельной статье.

Обсудим возможность радиолокации Солнца на других частотах. Стандартная модель отражения от слоя с плазменной частотой $\omega_p = \omega_0$ предсказывает быстрое уменьшение поперечника рассеяния с увеличением частоты [7,18,19]. В предлагаемой теории отражения, как мы видели, большие поперечники связываются с высокой степенью анизотропии ленгмюровской турбулентности, на которой происходит рассеяние, а само сечение пропорционально площади сечения области, в которой эта турбулентность существует. Так как степень анизотропии турбулентности определяется динамикой разлета электронов и элементарными актами генерации плазменных волн быстрыми электронами и поэтому не зависит от расстояния до Солнца, то зависимость сечения от высоты и, следовательно, частоты заключается в зависимости $S(f_p)$. Из наблюдений всплесков III типа следует, что $S \propto 1/f_p$, т. е. с увеличением частоты уменьшается и поперечник отражения. Это уменьшение не такое быстрое, как в стандартной модели, и поэтому можно надеяться наблюдать отраженные сигналы и на больших, чем 40 МГц, частотах. Этому способствует также то, что оптическая толща для обсуждаемого процесса практически не зависит от частоты. Действительно, $\tau = b\Delta z / v_{ep}$, и так как $b \propto f_p$ [1], $\Delta t_{III} \propto 1/f_p$ (что следует из наблюдений), то τ остается постоянной величиной на всех частотах и определяется только турбулентностью, генерированной потоками электронов, параметры которых остаются почти неизменными при распространении в короне. Особенно перспективной является локация на частотах 10 ÷ 25 МГц. На этих частотах можно ожидать поперечников отражения в 2-4 раза больших, чем в экспериментах Дж. Джеймса. Как следует из теории отражения радиолокационного сигнала, при проведении локации желательнее регистрировать отраженный сигнал, начиная с удвоенной частоты посылаемого сигнала и, по крайней мере, вплоть до половинной частоты с малыми и боль-

шими частотными смещениями. Для определения параметров турбулентности необходимо одновременно принимать спорадическое радиоизлучение Солнца на этих частотах. Обработка данных по локации позволит восстанавливать профиль плотности плазмы в короне от $R \approx 1,1R_{\odot}$ до $R \approx 2R_{\odot}$ и выше, температуру плазмы на этих высотах, уровень турбулентности. Такие эксперименты позволили бы также существенно продвинуться в понимании природы всплесковой составляющей радиоизлучения Солнца.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность А. Г. Боеву и И. Н. Жуку за ценные замечания и обсуждение результатов работы. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке INTAS (грант №97-0183)

Литература

1. В. Н. Мельник. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, 3, №1, с. 12-21.
2. J. C. James. MIT Center of Space Res., Technic Report 70-2, Febr. 1970, 83 p.
3. Н. Н. Герасимова. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Харьков, ИРЭ АН УССР, 1975, 120 с.
4. I. M. Gordon. Ap. Lett. 1969, 3, p. 181-188.
5. И. М. Гордон. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Харьков, ИРЭ АН УССР, 1971, 218 с.
6. И. М. Гордон, В. А. Липеровский, В. Н. Цытович. Астрон. журн. 1971, 48, с. 70-83.
7. J. C. James. Ap. J. 1966, 146, No. 2, pp. 356-366.
8. S. Suzuki, G. A. Dulk. In "Solar Radiophysics". Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1985, pp. 289-332.
9. Н. Н. Герасимова. Астрон. журн. 1979, 56, №6, с. 1303-1307.
10. В. В. Зайцев. Астрон. журн. 1974, 51, №4, с. 801-812.
11. L. Muschietti. Solar Phys. 1990, 130, No. 1/2, pp. 201-228.

12. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Москва, Наука, 1964, 560 с.
13. A. Benz. Plasma Astrophysics. Kinetic process in solar and stellar coronae. Netherland, Kluwer Acad. Pub., 1993, 299 p.
14. В. Н. Мельник. Кин. и физ. неб. тел. 1991, 7, №3, с. 59-68.
15. В. Н. Мельник. Физика плазмы. 1995, 21, №1, с. 94-96.
16. И. М. Гордон. Астрон. циркуляр. 1967, №447, с. 1-4.
17. И. М. Гордон. Астрон. журн. 1968, 45, с. 1002-1015.
18. E. Kerr. Proc. IRE. 1952, 40, pp. 660-666.
19. Ф. Г. Басс, С. Я. Брауде. Укр. физ. журн. 1957, 2, с. 149-164.

Plasma Theory of Radar Signal Reflection from Sun.

2. Analysis and Interpretation of James's Radar Experiments

V. N. Mel'nik

Results of James's known radar experiments are explained in theory of radio signals reflections from the Sun: values of effective cross-sections, scattering anisotropy, radio echo spectra and so on. Specifically, in this theory scattering with high effective cross-sections ($\sigma \approx 10 + 100\pi R_{\odot}^2$) occur on Langmuir waves of anisotropic turbulence (its level $W = 10^{-3} + 10^{-4} nT$) in the processes $t + l \rightarrow t + l$ at altitudes $(1,4 + 1,6)R_{\odot}$. Turbulence spectrum need to be located near wave numbers $k_l^* = \omega_p / v_{\phi}$ with phase velocities $v_{\phi} = 0,6c$.

Opportunities of the solar radar experiments on different frequencies are discussed.