

УДК 523.164.75

## О РОЛИ ОТРАЖЕНИЯ РАДИОВОЛН ПРИ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИИ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

*А. И. Кучерявенков, А. Г. Павельев, С. Н. Рубцов, О. И. Яковлев*

Дан теоретический анализ отражения радиоволн Солнцем при просвечивании околосолнечной плазмы с космического аппарата. Рассчитаны разности частот прямой и отраженной волн, размытие энергетических спектров, поглощение и рефракционное ослабление радиоволн. Показано, что в дециметровом диапазоне возможно обнаружение отраженного луча методами частотной и временной селекции. Наиболее удобной для частотного разделения в диапазоне 13 см является область вблизи элонгации  $0^\circ, 45$ , что соответствует прицельному расстоянию 1,7 радиуса Солнца. При этой разнесение по частоте прямого и отраженного сигнала на  $0,8 \text{ кГц}$  превышает величину размытия спектра прямого сигнала. Отношение максимальных спектральных плотностей мощности отраженной и прямой волн составляет  $10^{-3}$ . Показана возможность бистатической радиолокации Солнца.

1. Радиоастрономические исследования короны методом просвечивания показали, что околосолнечная плазма может оказывать заметное влияние на условия распространения радиоволн [1, 2]. Радиоастрономы используют шумоподобные источники излучения, что позволяет изучать флуктуации амплитуды и углов прихода радиоволн, распространяющихся через солнечную корону.

Запуски космических аппаратов позволили развить новые методы исследования околосолнечного пространства [3-5]. Космические аппараты являются точечными источниками когерентных монохроматических радиоволн, так что воздействию среды при просвечивании подвергаются фаза, частота, спектр, амплитуда и плоскость поляризации волны.

При исследованиях атмосфер планет методом радиопросвечивания были выявлены сигналы, отраженные от поверхности. Их анализ позволил развить новый метод бистатической радиолокации планет [8, 9].

В случае радиопросвечивания Солнца также возможно существование отраженного луча. Пространственное разделение его с прямым лучом может быть осуществлено путем частотной, а также временной селекции. Для исследования влияния отраженного сигнала при радиопросвечивании околосолнечной плазмы представляется перспективным применить бистатическую локацию с использованием космического аппарата. Возможны две схемы: излучение с борта и прием на Земле, либо излучение с Земли, а прием на космическом аппарате.

До настоящего времени радиоэхо от Солнца при локации с Земли удалось зарегистрировать только в метровом диапазоне волн [10, 11]. Попытки принять сигнал в дециметровом диапазоне закончились неудачно [12]. Возможная причина неудачи заключается в том, что дециметровые волны проникают в более глубокие области околосолнечной плазмы, чем метровые волны, и испытывают поэтому сильное ослабление. Кроме того, во внутренней короне велико влияние нерегулярных эффектов в плазме [13]. В двухпозиционной схеме локации

имеются направления, в которых отраженная мощность максимальна. Применение радиолокации по бистатической схеме позволяет работать при меньших углах рефракции и глубине проникновения в плазму отраженного луча. Это снижает рефракционное ослабление и поглощение и облегчает выявление отраженного сигнала.

При распространении в короне радиоволны испытывают наряду с регулярной рефракцией влияние случайных флуктуаций электронной концентрации. Неоднородности около солнечной плазмы приводят к уширению энергетического спектра радиосигналов [4-6]. Следует ожидать, что отраженные радиоволны будут иметь размытый спектр, и это затруднит частотную селекцию прямой и отраженной волн.

Цель данной работы состоит в анализе возможностей бистатической радиолокации Солнца.

2. Геометрия задачи приведена на рис. 1. Точкой  $O$  обозначен центр Солнца,  $B$  — приемный пункт на Земле,  $T$  — космический аппарат. Точка  $T$  имеет координаты  $R, \theta$  в гелиоцентрической системе координат с полярной осью, проходящей через центры Солнца и Земли. Расстояние  $OB$ , равное одной астрономической единице, обозначено буквой  $a$ . Прямой луч  $1$  проходит через внешние области короны на прицельном расстоянии  $p_1$  от центра Солнца по слабо искривленной лучевой линии. Отраженный луч  $2$  с прицельным расстоянием  $p_2$  распространяется через околосолнечную плазму по лучевой линии, направление которой определяется углом рефракции  $\xi$ . Оба сигнала регистрируются наземным приемным пунктом. Скорость  $v$  космического аппарата имеет проекции  $v_1$  и  $v_2$  соответственно на луч  $1$  и перпендикулярное ему направление. Из рис. 1 следует, что для лучей с прицельным параметром  $p$ , попадающих из точки  $T$  в точку  $B$ , выполняется соотношение

$$\theta = \pi - \arcsin p/a - \arcsin p/R + \xi(p). \quad (1)$$

Углы  $\theta_T = \arcsin p_1/R$  и элонгация  $\psi = \arcsin p_1/a$  характеризуют взаимное расположение Земли и космического аппарата относительно Солнца. Углы  $\chi = \arcsin p_1/a - \arcsin p_2/a$  и  $2\alpha = \arcsin p_1/R - \arcsin p_2/R$  определяют направление отраженного луча относительно прямого в точках  $B$  и  $T$ .

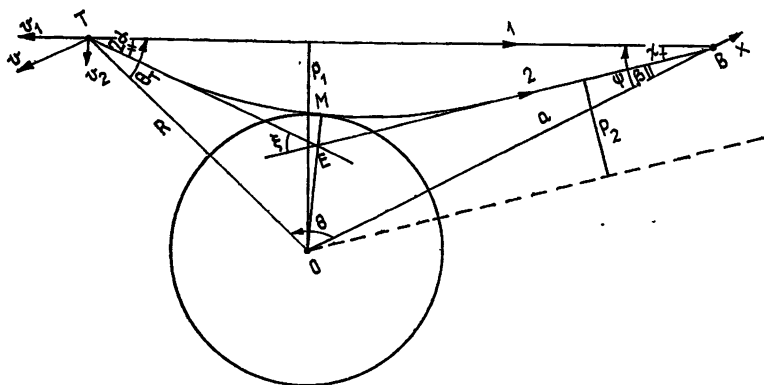


Рис. 1.

Рефракционные свойства околосолнечной плазмы определяются пространственным распределением коэффициента преломления  $n$ , который для сантиметровых и дециметровых волн выражается соотношением  $n(r) = 1 - \gamma N_e(r)/f^2$ , где  $\gamma = 4,04 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ ,  $N_e(r)$  — электронная концентрация. Измерения электронной концентрации проводились как

оптическими методами [14], так и с большей точностью — по групповому запаздыванию радиоволн в плазме [15]. На основе полученных данных было найдено среднее распределение электронной концентрации

$$N_e(r) = 1,5 \cdot 10^8 (R_0/r)^6 + 3 \cdot 10^5 (R_0/r)^2 \text{ [см}^{-3}\text{]}, \quad (2)$$

где  $R_0 = 6,96 \cdot 10^8$  м — радиус фотосферы.

В приближении сферической симметрии связь между углом рефракции  $\xi(p)$  и профилем показателя преломления  $n(r)$  описывается соотношением

$$\xi(p_2) = -2p_2 \int_{R_M}^R \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{\sqrt{r^2 n^2(r) - p_2^2}}, \quad (3)$$

где  $R_M$  — минимальное расстояние луча до центра Солнца [3]. Выражения (2) и (3) позволяют найти угол рефракции  $\xi$  для разных значений прицельного расстояния  $p_2$ . Эта зависимость для дециметровых и сантиметровых волн показана на рис. 2. Кривые 1, 2, 3 на рис. 2 соответствуют длинам волн  $\lambda = 32, 13$  и  $5$  см. Из рис. 2 следует, что при увеличении длины волны угол рефракции  $\xi(p)$  возрастает. Величина  $\xi$  возрастает также при уменьшении прицельного расстояния  $p_2$ .

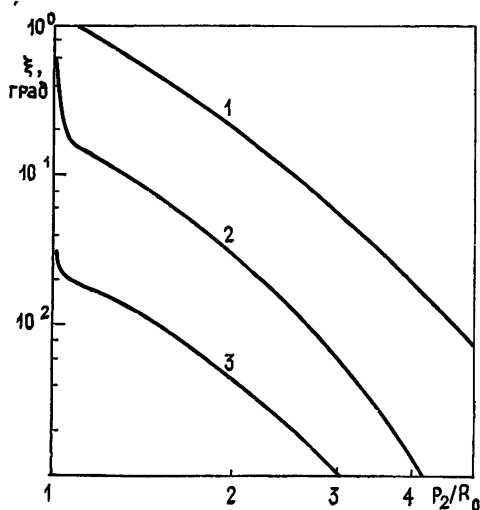


Рис. 2.

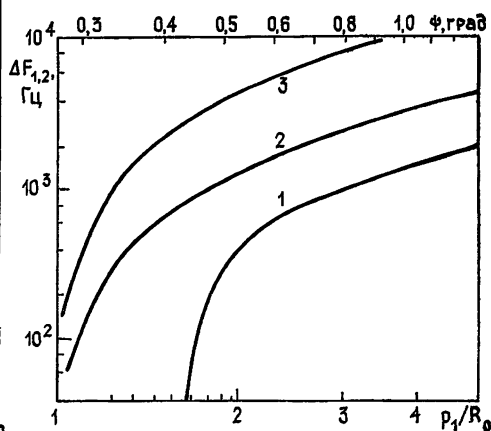


Рис. 3.

Уравнение (1) может быть решено относительно переменной  $p$ , если величины  $\theta$ ,  $a$ ,  $R$  известны из траекторных данных, а функция  $\xi(p)$  определена из зависимости показателя преломления от высоты в солнечной короне. Уравнение (1) имеет два решения. Первое из них дает значение прицельного параметра  $p_1$ , соответствующее траектории прямого сигнала, а второе определяет величину прицельного параметра  $p_2$  для траектории отраженного сигнала. Таким образом, через каждую точку траектории космического аппарата, как правило, проходят два луча с различными прицельными расстояниями  $p_1$  и  $p_2$ . Для рассматриваемых траекторий полета космического аппарата зависимость  $p_2(p_1)$  такова, что уменьшение величины  $p_1$  приводит к увеличению  $p_2$ . Для некоторого значения угла  $\theta_m$  величины  $p_1$  и  $p_2$  совпадают. При  $\theta \geq \theta_m$  космический аппарат пересекает область каустики и входит в зону радиотени, где в приближении сферической симметрии интенсивность

радиоволн равна нулю. При  $\theta < \theta_m$  направления прихода прямого и отраженного сигналов различаются, что создает возможность их селекции по частоте.

Рассмотрим далее, следуя [3], возможность частотной селекции прямой и отраженной радиоволн. Разность фаз прямого и отраженного сигналов найдем интегрированием вдоль соответствующих лучевых траекторий

$$\Delta\Phi_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \int_{R_{M_1}}^R n^2 r dr / (n^2 r^2 - p_1^2)^{1/2} + \int_{R_{M_1}}^a n^2 r dr / (n^2 r^2 - p_1^2)^{1/2} - \int_{R_{M_2}}^R n^2 r dr / (n^2 r^2 - p_2^2)^{1/2} - \int_{R_{M_2}}^a n^2 r dr / (n^2 r^2 - p_2^2)^{1/2} \right], \quad (4)$$

где  $R_{M_1}$ ,  $R_{M_2}$  — минимальные расстояния прямого и отраженного лучей от центра Солнца. Продифференцируем (4) по времени, считая  $\dot{a} = 0$ ,  $\dot{R}_{M_1} = 0$ ,  $\dot{R}_{M_2} = 0$ . Получаем выражения для разности частот прямого и отраженного лучей

$$\Delta F_{1,2} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{\lambda} \left[ (p_1 - p_2) \dot{\theta} + \frac{\dot{R}}{R} (\sqrt{R^2 - p_1^2} - \sqrt{R^2 - p_2^2}) \right], \quad (5)$$

где  $\dot{\theta}$  — угловая скорость космического аппарата в гелиоцентрической системе координат, полярная ось которой жестко связана с Землей. Ввиду малости второго члена в квадратных скобках по сравнению с первым при  $R \gg p_1, p_2$  получаем соотношение

$$\Delta F_{1,2} = \dot{\theta} (p_1 - p_2) / \lambda, \quad (6)$$

которое при малых  $\xi$  и  $R \simeq a$  согласуется с полученным ранее в [3] приближенным выражением

$$\Delta F_{1,2} = v_2 \xi / c. \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) дают связь между характеристиками рефракции и разностью частот прямой и отраженной волн.

Для расчетов  $\Delta F_{1,2}$  примем, что космический аппарат движется вокруг Солнца по круговой траектории с угловой скоростью  $\Omega = \dot{\theta} = 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ . Зависимость  $\Delta F_{1,2}$  от прицельного расстояния  $p_1$  и элонгаций  $\psi$  приведена на рис. 3. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют сигналам с длинами волн 32, 13 и 5 см. Видно, что при увеличении  $p_1$  разность  $\Delta F_{1,2}$  монотонно возрастает. При уменьшении длины волны  $\Delta F_{1,2}$  увеличивается. Из рис. 3 следует, что разность частот прямого и отраженного сигналов сантиметрового диапазонов составляет несколько килогерц. Для волны 32 см эта величина меньше и при малых  $p_1$  не превышает нескольких сотен герц.

3. Рассмотрим размытие энергетического спектра прямой и отраженной волн. Размытие спектральной линии в околосолнечной плазме подробно исследовано в работах [4, 6, 8, 16], где приведены соответствующие экспериментальные данные для двух длин волн  $\lambda = 32 \text{ см}$  и  $\lambda = 13 \text{ см}$ . Эксперименты на  $\lambda = 32 \text{ см}$  проводились для прицельных расстояний, начиная с  $p = 2,23 R_0$  и выше. Измерения на  $\lambda = 13 \text{ см}$  включали область  $p$ , превышающих  $1,7 R_0$ .

Будем считать, что радиоволна, прошедшая через близкие к Солнцу области с большой интенсивностью флуктуаций электронной плотности, имеет спектр гауссовой формы

$$G(\delta f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_f} \exp \left[ -\frac{(\delta f)^2}{2\sigma_f^2} \right], \quad (8)$$

где  $\delta f = f - f_0$ . При этом спектральная плотность удовлетворяет условию нормировки  $\int_{-\infty}^{\infty} G(\delta f) d(\delta f) = 1$ . Эквивалентная ширина спектральной линии определяется дисперсией флуктуаций частоты  $\sigma_f$ :

$$\Delta f = \sqrt{2\pi} \sigma_f. \quad (9)$$

Для оценки размытия спектра радиоволн используем экспериментальные данные, экстраполировав их в область малых прицельных расстояний  $\rho_{1,2}$ . Экспериментальные зависимости эквивалентной ширины спектральной линии от прицельного расстояния и элонгации для сигналов с  $\lambda = 32$  см и  $\lambda = 13$  см приведены на рис. 4 сплошными линиями 1 и 2. По этим кривым сделана экстраполяция в область малых прицельных расстояний  $\rho$ , показанная пунктирным продолжением линий 1 и 2. Пунктирная линия 3 представляет результат пересчета размытия спектра для сигнала с длиной волны 5 см. При пересчете использована связь ширины спектральной линии с длиной волны  $\Delta f \sim \lambda^2$ , что справедливо при спектральном индексе пространственного спектра турбулентности, равном трем [16].

Уширение спектра затрудняет разделение прямого и отраженного сигналов. Эквивалентная ширина спектральной линии может составлять величину порядка разности частот прямого и отраженного сигналов. В этом случае влияние случайных неоднородностей в солнечной короне преобладает над влиянием регулярных изменений показателя преломления.

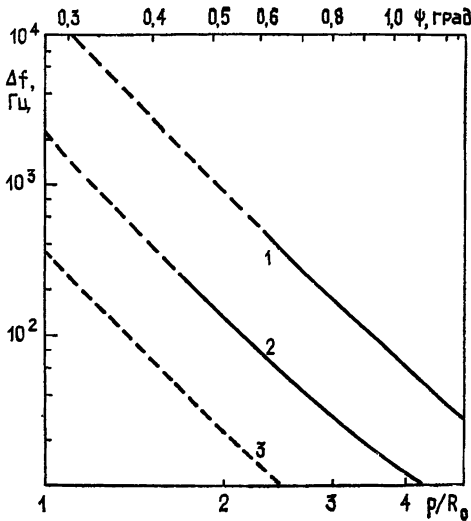


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость эквивалентной ширины энергетического спектра радиоволн от  $\rho/R_0$  и угла  $\psi$  для трех диапазонов волн.

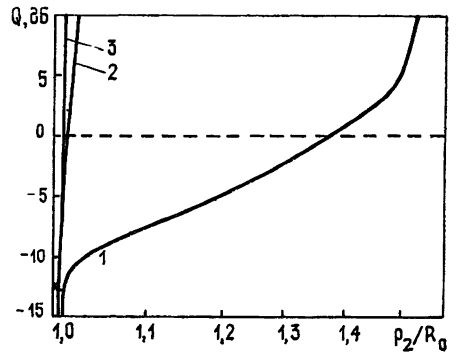


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость полного ослабления  $Q$  от  $\rho_2/R_0$ .

4. Рассмотрим влияние рефракции и поглощения на интенсивность прямой и отраженной волн. Так как пространственные искажения пучков малы, т.е. отклоненные лучи проходят в достаточно узких трубках около осей пучков, то действие рефракции и поглощения можно

рассчитывать отдельно. Регулярная рефракция изменяет поперечное сечение лучевой трубки и плотность потока энергии, что может быть учтено рефракционным ослаблением  $X$ , на которое умножается интенсивность волны. Расчет  $X(p)$  проводим в соответствии с выражением для рефракционного ослабления в приближении сферической симметрии [3]:

$$X(p) = \frac{p(R^2 + a^2 - 2Ra \cos \theta)}{R^2 a^2 |\sin \theta (d\theta/dp)|}, \quad (10)$$

где  $d\theta/dp$  определяется после дифференцирования соотношения (1):

$$d\theta/dp = -a/(a^2 - p^2)^{1/2} - R/(R^2 - p^2)^{1/2} + d\xi/dp. \quad (11)$$

Поглощение радиоволн в сферической симметричной среде определим согласно [17]. Множитель ослабления из-за поглощения имеет вид

$$Y = \exp\left[-2 \int_{R_M}^R nr\mu(r) dr / (n^2 r^2 - p^2)^{1/2}\right], \quad (12)$$

где  $\mu(r)$  определяется известным в теории распространения радиоволн в плазме соотношением [17]. В выражение для  $\mu(r)$  входит эффективная частота столкновений электронов, которая зависит от температуры плазмы  $T(r)$ .

Распределение  $T(r)$  выбирается таким, чтобы от нижнего уровня хромосферы до ее верхней границы, находящейся на расстоянии 2500 км от фотосферы, температура возростала экспоненциально от  $4,3 \cdot 10^3$  К до  $10^6$  К по закону

$$T(r) = 4,3 \cdot 10^3 \exp[2,2 \cdot 10^{-3}(r - 6,96 \cdot 10^5)] \quad (13)$$

и далее оставалась постоянной  $T = 10^6$  К [1].

Результаты расчетов полного ослабления  $Q = XY$  в зависимости от прицельного расстояния  $p_2$  приведены на рис. 5. Линиями 1, 2 и 3 показаны  $Q(p_2)$  для волн 32, 13 и 5 см. Ослабление отраженного луча невелико, за исключением областей очень малых прицельных расстояний и окрестностей каустик. В областях, близких к фотосфере, куда может проникнуть луч с  $\lambda = 5$  см, ослабление достигает значений 15 дБ и больше. Этот результат подтверждается в [1], где для сантиметровых волн приводятся данные, указывающие на уярчение Солнца в прилегающих к фотосфере областях, что в соответствии с законом Кирхгофа означает резкое увеличение ослабления. В окрестностях каустик возможно усиление интенсивности волн  $Q > 0$  из-за фокусировки энергии. Экспериментальное наблюдение этого явления затрудняется дефокусировкой, происходящей из-за перераспределения излучения по направлениям при рассеянии на случайных неоднородностях плазмы и из-за флуктуаций углов прихода радиоволн [3].

5. Из проведенных расчетов следует, что в диапазоне 32 см спектр прямой волны в виде узкого пика накладывается на широкий пьедестал спектра отраженной волны. При увеличении элонгации до значения  $\psi = 0^\circ,70$  максимум спектральной плотности отраженного сигнала перестает перекрываться спектром прямого сигнала и по величине составляет  $10^{-3}$  от максимума спектральной плотности прямой волны. Дальнейшее увеличение  $\psi$  приводит к тому, что это отношение становится меньше  $10^{-4}$ .

На рис. 6 показано ожидаемое положение спектров прямого и отраженного сигналов для разных значений элонгации  $\psi$ . Расчеты проводились для диапазона  $\lambda = 13$  см. По горизонтальной оси на рис. 6

отложены значения частоты  $\delta f$  в килогерцах, по вертикальной оси — спектральная плотность мощности  $G(\delta f)$ , выраженная в относительных единицах. Значения  $G(\delta f)$  даны в логарифмическом масштабе. За единицу по вертикальной оси на рис. 6 принято максимальное значение  $G(\delta f)$  прямого сигнала. Из рис. 6 видно, что уширению спектра прямого сигнала при уменьшении  $\psi$  соответствует сужение спектра отраженного сигнала и относительное возрастание его спектральной плотности. Одновременно происходит уменьшение разности центральных частот прямой и отраженной волн. В диапазоне 5 см максимум спектральной плотности отраженного сигнала перестает перекрываться спектром прямого сигнала при увеличении  $\psi$  до значения  $0^{\circ},3$ . При такой элонгации значительную ширину  $\sim 2$  кГц имеет и спектральная линия прямой волны. Данные, приведенные на рис. 6, могут быть использованы для определения диапазона значений  $\psi$ , при которых возможно обнаружение отраженного сигнала. Оптимальный диапазон  $\psi$  зависит от длины волны и энергетического потенциала радиолокатора.

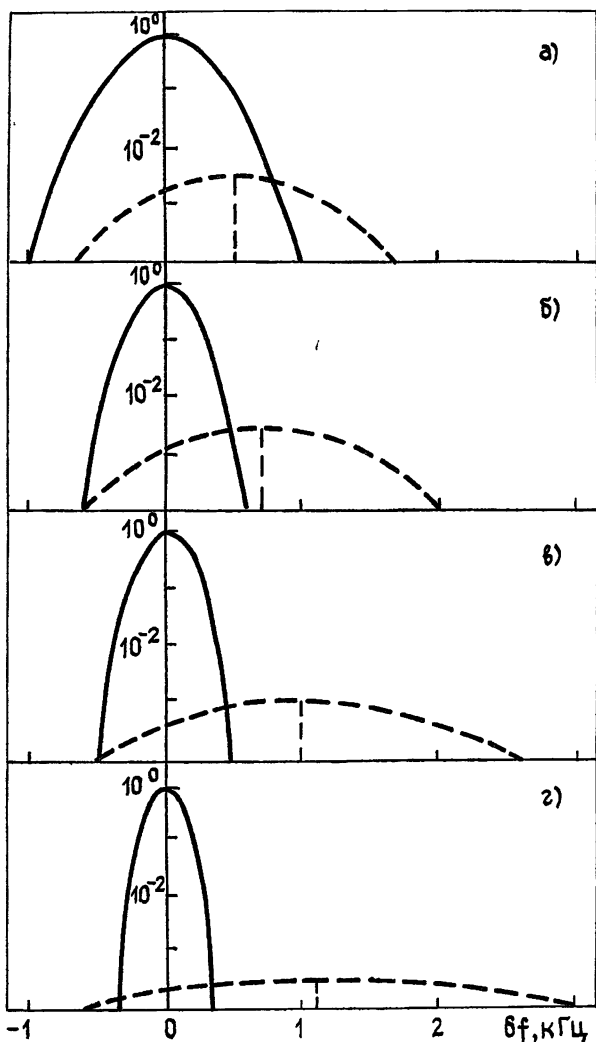


Рис. 6. Характер спектра прямой и отраженной волн при разных элонгациях  $\psi$ :  
 а)  $\psi = 0,35^{\circ}$ ; б)  $— 0,40^{\circ}$ ; в)  $— 0,45^{\circ}$ ; г)  $— 0,50^{\circ}$ .

Прямая и отраженная волны распространяются по траекториям разной длины, поэтому время прохождения из точки  $T$  в точку  $B$  (рис. 1) должно отличаться на величину  $\Delta t$ . Время прохождения отраженной волны выражается суммой криволинейных интегралов

$$t_2 = \int_{R_M}^R \frac{dl}{cn(r)} + \int_{R_M}^a \frac{dl}{cn(r)}, \quad (14)$$

где  $cn(r)$  — групповая скорость волны в плазме.

Выражение (14) можно заменить приближенным, воспользовавшись теоремой эквивалентности [17]. В соответствии с этой теоремой искривленный путь в плазме проходит сигнал с групповой скоростью за такое же время, что и воображаемый треугольный путь  $TEB$  со скоростью света  $c$ . Выражая стороны треугольника  $TEB$  через известные величины, получаем оценку  $\Delta t$  при  $p_1, p_2 \ll a$ :

$$\Delta t = \left[ \frac{p_2^2}{2} \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{a} \right) - 2p_2 \operatorname{tg}(\alpha + \chi/2) - \frac{2Ra \cos^2(\theta/2)}{R + a} \right] c^{-1}. \quad (15)$$

В формуле (15) величины  $p_2$ ,  $\alpha$ ,  $\chi$  и  $\theta$  являются функциями прицельного параметра  $p_1$  и элонгации  $\psi$ . При элонгациях  $\psi$ , оптимальных для частотной селекции сигналов на  $\lambda = 32$  см, величина группового запаздывания  $\Delta t$  составляет 90 мс ( $p_1 = 2,6R_0$ ,  $\psi = 0^\circ,70$ ), на  $\lambda = 13$  см запаздывание равняется 30 мс ( $p_1 = 1,7R_0$ ,  $\psi = 0^\circ,45$ ) и на  $\lambda = 5$  см временная задержка достигает 14 мс ( $p_1 = 1,15R_0$ ,  $\psi = 0^\circ,30$ ). При увеличении  $p_1$  до значения  $3R_0$  ( $\psi = 0^\circ,80$ ) величина группового запаздывания составляет 100 мс и практически перестает зависеть от длины волны. С дальнейшим увеличением  $p_1$  временная задержка может достигать значений  $\Delta t = 1$  с при  $p_1 = 10R_0$  ( $\psi = 2^\circ,7$ ). Запаздывание составляет 30 с при  $p_1 = 50R_0$  ( $\psi = 13^\circ,5$ ) и примерно 100 с при  $p_1 = 100R_0$  ( $\psi = 27^\circ$ ). Расчет ожидаемых значений  $\Delta t$  показал, что применение модулированного излучения при радиопросвечивании короны позволяет обнаруживать отраженный от Солнца сигнал по времени группового запаздывания. В простейшем случае такой модуляцией может быть выключение передатчика на борту космического аппарата, после чего в течение времени  $\Delta t$  на Земле должен наблюдаться отраженный сигнал. Следует отметить, что в областях оптимального обнаружения, в которых максимальна спектральная плотность отраженного сигнала, наилучшие условия для временной селекции выполняются в диапазоне 32 см, задержка достигает 90 мс.

Для уверенного приема прямого и отраженного сигналов угол между лучами в точке прихода не должен превышать ширину диаграммы направленности приемной антенны. Оценки показывают, что при значениях  $\psi = 0^\circ,45$  угол  $\chi$  в диапазоне 13 см составляет 10 угловых минут. В случае, когда угол  $\chi$  превышает ширину диаграммы направленности приемной антенны, возможно применение пространственной селекции, т. е. прием прямой и отраженной волн на две антенны, ориентированные под углом относительно друг друга. Например, для диапазона 32 см при  $\psi = 0^\circ,70$  угол  $\chi$  составляет 23 угловые минуты.

В результате проведенного анализа можно констатировать, что обнаружение отраженного от Солнца радиосигнала методом бистатистической локации возможно в дециметровом диапазоне волн. На  $\lambda = 13$  см оптимальной для частотной селекции прямой и отраженного лучей является область вблизи элонгации  $\psi = 0^\circ,45$  или  $p_1 = 1,7R_0$ . Разность частот сигналов при этом равняется 1 кГц, а размытие энергетических спектров прямого и отраженного сигналов составляет 0,3 и 2 кГц соот-



ветственно. Отношение спектральных составляющих в центрах спектров отраженного и прямого сигналов имеет значение около  $10^{-3}$ .

В областях  $\psi$  оптимального обнаружения наилучшие условия для временной селекции выполняются на  $\lambda=32$  см, где время группового запаздывания отраженного сигнала составляет 90 мс. Применение пространственной селекции в диапазоне  $\lambda=32$  см позволяет обнаружить отраженную волну, угол прихода которой при  $\psi=0^{\circ},70$  составляет 23 угловые минуты относительно направления прихода прямой волны.

Эксперименты по исследованию отраженного луча при просвечивании солнечной короны монохроматическим излучением могут дать ряд сведений с свойствах околосолнечной плазмы. По размытию энергетического спектра можно получить данные о флуктуациях электронной концентрации, форме пространственного спектра неоднородностей, скорости солнечного ветра. Измерение времени группового запаздывания отраженной волны позволяет получить пространственное распределение электронной концентрации в короне. Через измеряемые значения угла рефракции можно исследовать среднюю электронную концентрацию и температуру. Изменение интенсивности сигнала определяет профиль эффективной частоты столкновений в плазме. Измерения координат каустики и интенсивности излучения в области каустики позволяют изучать как среднее распределение электронной концентрации, так и ее флуктуации.

Авторы выражают признательность А. И. Ефимову за обсуждение данной работы и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. — М.: Наука, 1964.
2. Лотова Н. А. — УФН, 1975, 115, № 4, с. 603.
3. Яковлев О. И. Распространение радиоволн в Солнечной системе. — М.: Сов. радио, 1974.
4. Yakovlev O. I., Efimov A. I., Razmanov V. M., Shtrykov V. K. — Acta Astronautica, 1970, 7, № 2, p. 235.
5. Яковлев О. И., Ефимов А. И., Разманов В. М., Штрыков В. К. — Астрон. журн., 1980, 57, № 4, с. 790.
6. Kolosov M. A. et al. — Radio Sci., 1982, 17, № 2, p. 664.
7. Tyler G. L. — J. Geophys. Res., 1977, 28, № 28, p. 4335.
8. Woo R. — Astrophys. J., 1978, 219, № 2, part 1, p. 727.
9. Kolosov M. A. — Radio Sci., 1979, 14, № 1, p. 163.
10. Eshleman V. R., Barthle R. C., Galaher P. B. — Science, 1960, 131, № 6—7, p. 329.
11. James J. C. — Sol. Phys., 1970, 12, № 1, p. 143.
12. Fitz H. R., Benz A. O. — Astrophys. J., 1981, 250, № 2, part 1, p. 782.
13. Блюх П. В., Сеницын В. Г., Фукс И. М. — Астрон. журн., 1969, 46, № 2, с. 348.
14. Saito K. — Ann. Tokyo Astronom. Observatory, 1970, 12, № 2, p. 53.
15. Muhleman D. O., Anderson J. D. — Astrophys. J., 1981, 247, № 3, part 1, p. 1093.
16. Ефимов А. И., Яковлев О. И., Разманов В. М. и др. — Космические исследования, 1978, 26, № 3, с. 419.
17. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР

Поступила в редакцию  
3 апреля 1984 г.

#### THE ROLE OF RADIO WAVE REFLECTION DURING RADIO OCCULTATION OF THE SOLAR CORONA

*A. I. Kucheryavenkov, A. G. Pavel'jev, S. N. Rublsov, O. I. Yakovlev*

Theoretical analysis of radio wave reflection from the Sun during radio occultation of a spacecraft is performed. The difference between frequencies of direct and reflected waves, energetic spectra broadening, absorbing and refraction attenuation are calculated. The existence of reflected ray is proved to be possible in decimeter band.