

## ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ НА ДИАГРАММУ АНТЕННЫ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ПРИЕМА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

*В. С. Троицкий*

Определяется ослабление приема радиоизлучения космических источников, вызванное рефракцией волн в атмосфере (рефракционное ослабление). Показано, что это ослабление увеличивается с увеличением зенитного угла источника и определяется изменением его видимых угловых размеров в атмосфере, рассматриваемой как оптическая система. Рефракционное ослабление зависит от величины производной рефракции по зенитному углу, а также от соотношения ширины диаграммы антенны и видимых угловых размеров источника.

В ряде случаев прием радиоизлучения космических источников ведется при малых углах к горизонту, когда влияние атмосферы на интенсивность приема достаточно велико. Это имеет место, например, при измерении поглощения в атмосфере или при исследовании диаграмм направленности антенн радиоастрономическими методами. В последнем случае фактически измеряется диаграмма, имеющая место за пределами атмосферы („космическая“ диаграмма), формируемая под влиянием поглощения и рефракции в атмосфере. Очевидно, что вид этой диаграммы будет зависеть от положения (направления) собственно антенны, которую ниже будем называть также антенным устройством. („Космической“ диаграммой направленности мы будем называть внешнюю диаграмму, соответствующую заданному фиксированному положению антенного устройства относительно поверхности Земли, а всю систему соответственно „космической“ антенной.) Часто требуется по космической диаграмме найти диаграмму антенной системы, состоящей из антенного устройства и Земли в однородной среде. Для этого необходимо знание функции ослабления потока излучения у Земли в зависимости от зенитного угла источника. Ослабление может быть вследствие поглощения, а также вследствие рефракционных явлений\*. Функция ослабления за счет поглощения определена в работе [1]. В настоящей статье определяется рефракционное ослабление излучения при распространении его через всю толщу атмосферы. При этом функция рефракционного ослабления рассчитывается для излучения, принимаемого на определенное антенное устройство. Расчет ведется в приближении геометрической оптики с двух точек зрения: с первой точки зрения антенное устройство и окружающая его атмосфера рассматриваются как одна сложная антенна—космическая антенна, на которую ведется прием излучения действительного источника; со второй точки зрения рассматривается собственно антенна, принимающая излучение „видимого“ источника, являющегося мнимым изображением действительного источника в атмосфере как оптической системе.

Характер искомой зависимости силы приема от зенитного угла источника легко определить из следующих рассуждений. Пусть луч диаграммы антенного устройства все время направлен на источник и

\* На рефракционное ослабление обратил внимание Б. М. Чихачев.

опускается вместе с его заходом (влияние Земли для простоты рассуждений не учитывается). С первой точки зрения очевидно, что изменение силы приема будет определяться изменением космической диаграммы по мере опускания луча к горизонту. Действительно, выходящий из атмосферы луч диаграммы испытывает уширение за счет разности рефракций для образующих его лучей (дифференциальная рефракция [2]). Это уширение увеличивается с увеличением угла, составляемого лепестком с вертикалью; оно приводит к снижению площади приема и уменьшению интенсивности приема. По существу, для каждого направления диаграммы антенного устройства образуется новая космическая антенна с другими параметрами. Тот же вывод получается и из второго способа рассмотрения, если учесть, что видимые угловые размеры источника по мере приближения его к горизонту вследствие рефракции уменьшаются в той же степени, в какой уменьшается эффективная площадь приема космической антенны. Эти выводы почти очевидны; однако они требуют, конечно, более строгого рассмотрения, которое нам представляется целесообразным провести.

### 1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Выберем сферическую систему координат с началом в точке расположения приемной антенны. Координаты источника будем определять истинным ( $\zeta$ ) или видимым ( $z$ ) зенитными расстояниями. Для общности будем считать вакуум, окружающий источник, однородной непоглощающей средой с показателем преломления  $n_1$ . Будем считать также, что атмосфера является слабо поглощающей неоднородной средой с показателем преломления  $n(1 - ix)$ , зависящем от высоты, причем  $x^2 \ll 1$ . Последнее условие позволяет применять соотношения для интенсивностей пучков, проходящих различные непоглощающие среды, к средам с поглощением, принимая во внимание лишь действительную

часть  $n$  коэффициента преломления [5]. Комплексный показатель преломления среды около антенны обозначим соответственно через  $n_2(1 - ix_2)$ .

Рассмотрим трубку лучей, идущих из элемента нормальной к лучам поверхности источника  $d\sigma_1$  и опирающихся на перпендикулярную им площадку  $s_2$  у поверхности Земли (рис. 1). При прохождении атмосферы трубка лучей вследствие рефракции преломляется и изменяется в сечении. Кроме того в атмосфере происходит поглощение энергии в  $e^{-\gamma(z)}$  раз, где  $\gamma(z)$  — полная оптическая

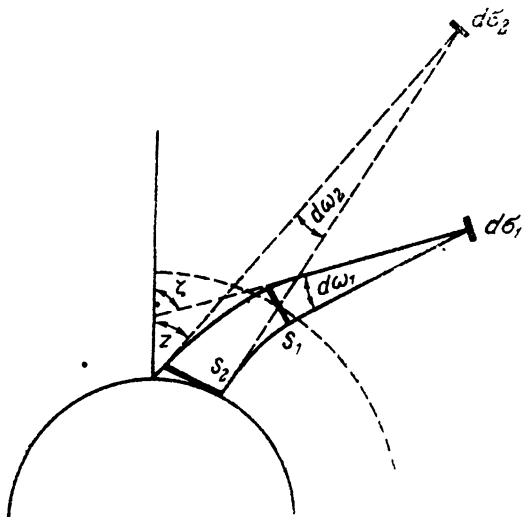


Рис. 1. Ход лучей в атмосфере.

толщина атмосферы в данном направлении [1]. Рассматривая атмосферу как некоторую оптическую систему, можно сказать, что  $s_2$  является выходным действительным зрачком системы. Входным зрачком  $s_1$ , на который опирается неискаженный конус падающих лучей, является изображение площадки  $s_2$  вне атмосферы.

Спектральная плотность потока энергии, проходящего в секунду через  $s_1$ , в телесном угле  $d\omega_1$ , равна  $I_1 d\sigma_1 d\omega_1$ , где  $I_1(\zeta)$  — интенсивность или яркость пучка или (что то же самое) яркость элемента источника площадью  $d\sigma_1$ . Через  $s_2$  проходит поток  $d\omega = I_1 d\sigma_1 d\omega_1 e^{-\tau(\zeta)}$ . Для наблюдателя у Земли этот поток представляется идущим из элемента видимого изображения источника  $d\sigma_2$  в телесном угле  $d\omega_2$ . Обозначая через  $I_2(z)$  яркость видимого пучка лучей (яркость изображения элемента источника), получим:

$$d\omega = I_1 d\sigma_1 d\omega_1 e^{-\tau(\zeta)} = I_2 d\sigma_2 d\omega_2. \quad (1)$$

При отсутствии потерь и замене  $I_1 = I_0 n_1^2$ ,  $I_2 = I_0 n_2^2$ , где  $I_0$  — яркость пучка в вакууме, получается известная в оптике теорема Штраубеля [3], устанавливающая связь между преобразованиями площадей сечения пучков (или площадей предмета и изображения) с преобразованиями их телесных углов в оптической системе. Эта теорема иногда рассматривается как обобщенный закон Лагранжа—Гельмгольца [4].

Если  $z$  есть расстояние до источника, на много порядков превышающее толщину атмосферы, то, учитывая, что телесные углы  $d\omega_1 = s_1/r^2$ ,  $d\omega_2 = s_2/r^2$ , получим из (1):

$$d\omega = I_1 s_1 d\Omega(\zeta) e^{-\tau(\zeta)} = I_2 s_2 d\Omega(z), \quad (2)$$

где  $d\Omega(\zeta) = d\sigma_1/r^2$ ,  $d\Omega(z) = d\sigma_2/r^2$  — истинный и видимый телесные углы элемента поверхности источника.

Если применить это выражение к пучкам лучей, проходящих плоскую границу двух непоглощающих однородных сред в сечении  $s$ , то  $s_2 = s \cos \zeta$ ,  $s_1 = s \cos z$ ; заменяя далее  $I_1 = I_0 n_1^2$ ,  $I_2 = I_0 n_2^2$ , получим известный закон преломления для пучков (см., например, [8]):

$$n_1^2 \cos \zeta d\Omega(\zeta) = n_2^2 \cos z d\Omega(z). \quad (2a)$$

Естественно, что для неоднородной среды получается более общее выражение  $n_1^2 s_1 d\Omega(\zeta) = n_2^2 s_2 d\Omega(z)$ .

Выражением (2) практически заканчивается использование энергетических соотношений оптики для нашего случая. Очевидно, что при расчете приема на антенну выражение (2) сохраняется, если под  $s_2$  и  $s$ , понимать соответственно эффективную площадь приема антенного устройства и его площадь, изображенную вне атмосферы, т. е. площадь, соответствующую „космической“ диаграмме, формируемой непоглощающей атмосферой. Согласно антенной терминологии, правая часть (2) дает величину антенной мощности, принимаемой от изображения источника, а левая часть дает величину принимаемой на „космическую“ антенну мощности с учетом потерь в этой антенне.

Пусть диаграмма антенного устройства, помещенного в среде, с учетом влияния Земли изображается функцией  $F(z, \varphi, z_a, \varphi_a)$ , нормированной на единицу и представляющей зависимость интенсивности приема плоской волны от ее направления ( $z_a, \varphi_a$  — углы, характеризующие направление главного луча антенны). (В случае неоднородной среды, окружающей антенну, понятие диаграммы направленности, особенно для передачи, может показаться несколько неопределенным. Однако очевидно, что для неоднородной среды, которую в пределах размеров антенны можно считать однородной,  $F(z, \varphi, z_a, \varphi_a)$  является диаграммой, которая имела бы место в однородной среде с показателем преломления, равным показателю преломления непосредственно прилегающей к антенне области среды. Ясно, что в неоднородное среде вид диаграммы будет зависеть от расстояния до антенны даже

для расстояний, на которых выполняются условия диффракции Фраунгофера.)

Вне атмосферы образуется соответствующая космическая диаграмма  $F_k(\zeta, \varphi, \zeta_a, \varphi_a)$ , определяемая функциями поглощения и преломления лучей в атмосфере. Обозначим через  $F_{k0}(\zeta, \varphi, \zeta_a, \varphi_a)$  космическую диаграмму в случае отсутствия потерь в атмосфере; тогда  $F_k = F_{k0} e^{-\gamma(\zeta)}$ . Рассматривая работу антенного устройства на передачу, нетрудно найти связь  $F_k$  и  $F_{k0}$  с  $F$ . Действительно, из условия сохранения потока энергии, посылаемого антенной  $F$  в телесный угол  $d\Omega(z)$  в атмосфере, и потока, заключенного в соответствующий ему на выходе из атмосферы угол  $d\Omega(\zeta)$ , получим:

$$F_k d\Omega(\zeta) = F d\Omega(z) e^{-\gamma(\zeta)} \quad \text{или} \quad F_{k0} d\Omega(\zeta) = F d\Omega(z). \quad (3)$$

Переход от координат  $z, \varphi$  в атмосфере к истинным  $\zeta, \varphi$  осуществляется с помощью выражений

$$\zeta = z + R(z); \quad z = \zeta - R(\zeta), \quad (4)$$

где  $R(z)$  и  $R(\zeta)$  — величины рефракции.

Обозначим через  $D_k(\zeta, \varphi, \zeta_a, \varphi_a)$  и  $\eta_k(\zeta_a, \varphi_a)$  соответственно коэффициент направленного действия и коэффициент полезного действия космической антенны, а через  $D(z, \varphi, z_a, \varphi_a)$  и  $\eta(=1)$  — собственно антенны. Нетрудно видеть, что

$$\eta_k(\zeta_a, \varphi_a) = \frac{\int_{4\pi} F_k d\Omega(\zeta)}{\int_{2\pi} F d\Omega(z)} = \frac{\int_{4\pi} F_k d\Omega(\zeta)}{\int_{4\pi} F_{k0} d\Omega(\zeta)}; \quad (5)$$

$$D_{k0}(\zeta, \varphi, \zeta_a, \varphi_a) = \frac{4\pi F_{k0}}{\int_{4\pi} F_{k0} d\Omega(\zeta)} = D(z, \varphi, z_a, \varphi_a) \frac{d\Omega(z)}{d\Omega(\zeta)}; \quad (6)$$

$$D_k(\zeta, \varphi, \zeta_a, \varphi_a) = \frac{4\pi F_k}{\int_{4\pi} F_k d\Omega(\zeta)} = D \frac{e^{-\gamma(\zeta)}}{\eta_k(\zeta_a, \varphi_a)} \frac{d\Omega(z)}{d\Omega(\zeta)} = D_{k0} \frac{e^{-\gamma(\zeta)}}{\eta_k}.$$

Как известно, площадь приема любой антенны равна площади приема изотропного излучателя  $\lambda_0^2/4\pi$ , умноженного на коэффициент направленного действия антенны. Рассматривая термодинамическое равновесие черной полости с излучателем, окруженным средой с показателем преломления  $n$ , можно показать, что его эффективная площадь приема равна  $\lambda_0^2/4\pi n^2$ , где  $\lambda_0^2$  — длина волны в вакууме. Согласно этому (см. также (6)), площади приема соответствующих антенн равны:

$$s_1 = \lambda_0^2 D_{k0} / n_1^2 4\pi; \quad s_2 = \lambda_0^2 D / n_2^2 4\pi; \quad s_k = \lambda_0^2 D_k / n_1^2 4\pi. \quad (7)$$

Подставляя в (2), получим:

$$dw = \frac{I_1 e^{-\gamma(\zeta)}}{n_1^2} \frac{\lambda_0^2 D_{k0}}{4\pi} d\Omega(\zeta) = \frac{I_2}{n_2^2} \frac{\lambda_0^2 D}{4\pi} d\Omega(z). \quad (8)$$

Учитывая (6), находим отсюда хорошо известное в оптике соотношение яркостей предмета и изображения (см., например, [4]):

$$\frac{I_1}{n_1^2} e^{-\gamma} = \frac{I_2}{n_2^2} \quad \text{или} \quad \frac{I_1}{n_1^2} = \frac{I_{20}}{n_2^2} = I_0.$$

Величина  $I_1 = I_0 n_1^2$  для радиодиапазона равна  $n_1^2 \lambda_0^{-2} k T_1(\zeta)$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_1(\zeta)$  — эффективная температура элемента источника; тогда  $I_2 = n_2^2 n_1^{-2} I_1 e^{-\tau} = I_{20} e^{-\tau(\zeta)}$ , где  $I_{20} = I_0 n_2^2 n_1^{-2} = I_0 n_2^2$  соответствует яркости изображения при отсутствии поглощения. Подставляя это в (8), учитывая (5), (6), интегрируя по всему источнику (слева по его истинным угловым размерам  $\Omega_1(\zeta)$ , а справа по видимым размерам  $\Omega_1(z)$ ) и приравнявая полученную полную спектральную мощность  $\omega$  величине  $k T_a$ , где  $T_a$  — температура антенны, получим:

$$T_a = \frac{\gamma_{\text{к}}}{4\pi} \int_{\Omega_1(\zeta)} T_1(\zeta) D_{\text{к}}(\zeta, \varphi) d\Omega(\zeta) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_1(z)} T_1(z) e^{-\tau(z)} D(z, \varphi) d\Omega(z). \quad (9)$$

Таким образом, интенсивность приема источника может быть определена либо по „космической“ диаграмме антенны и истинным размерам и яркости  $T_1(\zeta)$  источника, либо по диаграмме собственно антенны в однородной атмосфере и видимым размерам источника и видимой его яркости  $T_1 e^{-\tau(z)}$ .

Тот же результат можно получить, пользуясь при выводе понятиями теории антенн. Действительно, от углового элемента  $d\Omega(\zeta)$  источника в космическую антенну поступает мощность  $I_1 s_{\text{к}} d\Omega(\zeta)$ , так как космической диаграмме  $F_{\text{к}}$  соответствует эффективная площадь приема  $s_{\text{к}}$ . Однако вследствие потерь в антенне только  $\gamma_{\text{к}}$  часть этой мощности передается в нагрузку. Поэтому вместо (2) получим:

$$d\omega = I_1 s_{\text{к}} \gamma_{\text{к}} d\Omega(\zeta) = I_2 s_2 d\Omega(z),$$

где  $\gamma_{\text{к}}$  — КПД антенны. Подставляя значения площадей антенн, будем иметь:

$$d\omega = \frac{I_1}{n_1^2} \frac{\lambda_0^2 D_{\text{к}}}{4\pi} \gamma_{\text{к}} d\Omega(\zeta) = \frac{I_2}{n_2^2} \frac{\lambda_0^2 D}{4\pi} d\Omega(z), \quad (10)$$

что, принимая во внимание (6), полностью совпадает с (8).

## 2. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ. ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИН

Рассмотрим сначала преобразование угловых размеров источника. Для атмосферы изменениями размеров источника по азимуту можно пренебречь по сравнению с изменением размеров по высоте [1]. Пусть  $z_2 - z_1$  и  $\zeta_2 - \zeta_1$  — соответственно видимый и истинный угловые размеры источника по меридиану. Тогда, согласно (4),  $z_2 - z_1 = \zeta_2 - R(\zeta_2) - \zeta_1 + R(\zeta_1)$  и  $\zeta_2 - \zeta_1 = z_2 + R(z_2) - z_1 - R(z_1)$ . Если источник мал, то с достаточной точностью  $R(\zeta_2) - R(\zeta_1) = (\zeta_2 - \zeta_1) dR(\zeta)/d\zeta$  и  $R(z_2) - R(z_1) = (z_2 - z_1) dR(z)/dz$ , так что  $z_2 - z_1 = (\zeta_2 - \zeta_1) (1 - R'(\zeta))$  и  $\zeta_2 - \zeta_1 = (z_2 - z_1) (1 + R'(z))$ . Отсюда  $[1 + R'(z)] [1 - R'(\zeta)] = 1$  и телесные углы источника соответственно равны

$$\Omega_1(z) = \Omega_1(\zeta) (1 - R'(\zeta)); \quad \Omega_1(\zeta) = \Omega_1(z) (1 + R'(z)). \quad (11)$$

График функции  $y = [1 + R'(z)]^{-1}$ , рассчитанный для стандартной атмосферы при влажности  $10 \text{ г.м}^{-3}$ , приведен на рис. 2, а точные значения в таблице 1.

Пусть ширина луча диаграммы антенного устройства и космической антенны соответственно много меньше видимого и истинного угловых размеров источника. Тогда, согласно (9),

$$T_a = T_1(\zeta_a) \eta_k(\zeta) \alpha_k = T_1(z_a) e^{-\gamma(z_a)} \alpha, \quad (12)$$

где  $\alpha_k = \int_{\Omega_1(y)} D_k(\zeta, \varphi) d\Omega(\zeta)$  и  $\alpha = \int_{\Omega_1(z)} D(z, \varphi) d\Omega(z)$  — некоторые постоянные величины ( $\alpha_k \ll 1$ ,  $\alpha \ll 1$ ),

характеризующие влияние боковых лепестков. В пределе  $\alpha_k = \alpha = 1$ . Таким образом, в этом случае измеряется истинная яркость источника, и сигнал изменяется с ростом или уменьшением  $z$  только за счет изменения поглощения.

Если ширина диаграммы много больше угловых размеров источника (так что  $D(z, \varphi)$  и  $D_k(\zeta, \varphi)$  остаются в пределах источника постоянными и равными  $D(z_0, \varphi_0)$ ,  $D_k(\zeta_0, \varphi_0)$ , где  $z_0, \varphi_0$  — координаты центра источника), то, согласно (9), (11),

$$\begin{aligned} T_a &= T_1(\zeta_0) \frac{D_k}{4\pi} \eta_k \Omega_1(\zeta) = T_1(\zeta_0) \frac{D_{k0} \exp[-\gamma(z_0)]}{4\pi} \Omega_1(\zeta) \approx \\ &\approx T_1(z_0) \frac{D}{4\pi} \frac{\Omega_1(\zeta)}{1+R'(z_0)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Таблица 1.

$z^\circ$	$y = \frac{1}{1+R'(z)}$
90	0,712
89	0,842
88	0,905
87	0,935
85	0,966
83	0,985
80	0,990
78	0,995
75	0,999

Следовательно, по мере уменьшения высоты источника интенсивность приема радиоизлучения будет уменьшаться пропорционально изменению его видимых размеров (пропорционально отношению  $1/(1+R'(z))$ ). Это ослабление приема целесообразно назвать рефракционным ослаблением.

Для случая приема излучения точечных источников (например, диполя или более сложной антенны) необходимо положить в (1)  $I_1 d\tau_1 = J_1$  и  $I_2 d\sigma_2 = J_2$ , где  $J_1$  и  $J_2$  в оптической терминологии — сила

света точечных источников (действительного и изображения);  $J_1$  и  $J_2$  определяют полную мощность излучения в единицу телесного угла, Выражение (2) запишется в виде  $J_1 s_1 r^{-2} e^{-\gamma} = J_2 s_2 r^{-2}$  или  $S_1 s_1 e^{-\gamma} = S_2 s_2$ , где  $S_1 = J_1 r^{-2}$  и  $S_2 = J_2 r^{-2}$  — соответственно плотность потока вне атмосферы и у Земли в  $вт \cdot м^{-2}$ ; таким образом,

$$S_2 = S_1 \frac{S_1}{S_2} e^{-\gamma(z)}. \quad (14)$$

Из (2) мы получили следующий закон изменения пучков и площадей их сечения при преломлении:  $n_1^2 s_1 d\Omega(z) = n_2^2 s_2 d\Omega(z)$ . Выражая отсюда отношение площадей лучевой трубки через отношение телесных углов, найдем окончательно из (14):

$$S_2 = \frac{S_1}{n_1^2} \frac{n_2^2 e^{-\gamma}}{1 + R'(z)}; \quad T_a = \frac{S_1 e^{-\gamma}}{4\pi k n_1^2} \frac{\lambda_0^2 D}{1 + R'(z)}.$$

Итак, для точечного источника независимо от ширины диаграммы всегда будет наблюдаться рефракционное ослабление его излучения.

Рассмотрим случай, когда ширина диаграммы сравнима с угловыми размерами источника и луч диаграммы направлен на его центр. Предположим, что истинный источник — круг углового радиуса  $a$ . Видимый источник будет иметь форму эллипса с полуосями  $a$  и  $b$ , причем  $b = a/(1 + R'(z))$ . Введем полярные координаты  $r$  и  $\psi$  с началом в центре источника. Уравнение эллипса источника:

$$r^2 = \frac{a^2 b^2}{a^2 \sin^2 \psi + b^2 \cos^2 \psi}.$$

Предположим, что диаграмма обладает осевой симметрией; тогда в выбранных координатах  $D(z, \varphi) = D(z)$ . Считая  $T_1 e^{-\gamma}$  медленной функцией, получим, согласно (9), следующее выражение для интенсивности приема:

$$T_a = T_1 e^{-\gamma(z_0)} \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_1(z)} D(z, \varphi) d\Omega(z) = T_1 e^{-\gamma(z_0)} \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{r(\psi)} D(r) r dr. \quad (15)$$

Пользуясь малостью  $R'_z$ , с точностью до величин  $(R'_z)^2$  имеем:  $r(\psi) = a(1 - R'_z \sin^2 \psi)$ . Можно записать также:

$$a - aR'_z \sin^2 \psi \int_0^a D(r) r dr = \int_0^a D(r) r dr - D(a) a^2 R'_z \sin^2 \psi.$$

Подставляя это соотношение в (15) и интегрируя, получим:

$$T_a = T_1 e^{-\gamma} \left\{ 1 - R'(z) D(a) a^2 \left[ 2 \int_0^a D(r) r dr \right]^{-1} \right\} \int_{\Omega_1(z)} D d\Omega(z).$$

Здесь интеграл является постоянной величиной, так как интегрирование ведется по истинным размерам источника.

Нетрудно убедиться, что для рассмотренных выше случаев коэффициент при  $R'(z)$  равен нулю (узкая диаграмма) или единице (широкая диаграмма).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, 4, 21 (1959).
2. С. Н. Блажко, Курс сферической астрономии, Гостехиздат, М., 1954.
3. А. Н. Тудоровский, Теория оптических приборов, изд. АН СССР, М.—Л., 1948.
4. Г. Г. Слюсарев, Геометрическая оптика, изд. АН СССР, М., 1946.
5. С. М. Рытов, Теория электрических флюктуаций и теплового излучения, изд. АН СССР, М., 1953.

Научно-исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
12 мая 1959 г.