

УДК 621.396.677.861

**МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЗЕРКАЛЬНЫХ  
ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ АНТЕНН ПО ИЗЛУЧЕНИЮ «ЧЕРНОГО»  
ДИСКА, РАСПОЛОЖЕННОГО В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ**

*Д. А. Дмитренко, В. В. Аникина*

Приводятся результаты расчета и экспериментального исследования особенностей и возможностей метода. Получены некоторые соотношения и оценки: выноса облучателя, предельных сокращений дальней зоны антennы, оптимальных размеров дисков, необходимые для обеспечения достаточного точных измерений диаграмм направленности, коэффициента направленного действия и коэффициентов рассеяния зеркальных параболических антенн.

В 1961 г. Троицким и Цейтлиным [1] был предложен метод исследования антенн по излучению «черного» диска, расположенного во фраунгоферовой зоне антенны. В настоящее время этот метод, как наиболее точный из известных, а также привлекательный своей относительной простотой и отсутствием излучения в пространство, применяется в радиоастрономии и антенной технике. Однако до последнего времени применимость метода ограничивалась сравнительно небольшими антennами, так как для обеспечения необходимого уровня сигнала и допустимой величины дифракционной поправки [2] требовались большие диски, установленные достаточно высоко над поверхностью Земли ( $h > \frac{1}{5} \frac{2d^2}{\lambda}$ , где  $d$  — диаметр зеркала,  $\lambda$  — длина волн), что приводило к значительным техническим трудностям и практически исключало возможность использования метода [1] для антенн с раскрытом  $d > 15—20$  м. Представлялось весьма заманчивым использовать для измерений «черные» диски, расположенные во френелевской зоне антенны, т. е. на значительно более близких расстояниях (и, соответственно, на небольшой высоте), что позволило бы в значительной мере устранить технические трудности и применить метод «черного» диска для больших антенн. Такая возможность стала реальной с появлением работы [3], в которой отмечается, что усиление антенны при фокусировке ее на конечное расстояние практически не меняется\*.

На основании [1] и [3—5] в 1964 г. Цейтлиным [6] был предложен метод измерения параметров зеркальных антенн по излучению «черных» дисков, расположенных в зоне Френеля, в сочетании с фокусировкой антенны на конечное расстояние. Однако поскольку при абсолютных измерениях с помощью «черных» дисков потенциально возможна весьма высокая точность, то прежде чем метод [6] мог быть рекомендован для практических целей, был необходим тщательный теоретический и экспериментальный анализ его особенностей, возможностей и точности. Существенным вкладом в развитие этого метода явилась работа Андрианова,

\* Использование фокусировки антенны в зоне Френеля для измерения диаграммы направленности было предложено Ченгом в 1956 г. [4] и Есепкиной в 1957 г. [5].

Владимировой и Волкова [7], в которой проведен анализ диаграммы направленности и рассеяния сфокусированной на конечное расстояние

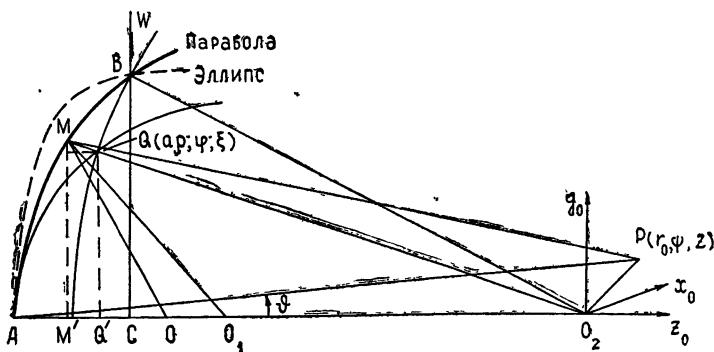


Рис. 1. 1 — парабола, 2 — эллипс.

антенны в зависимости от величины сокращения дальней зоны  $n$ . Из этой работы следовало, что усиление сфокусированной в зоне Френеля антенны (на расстоянии  $R_n = \frac{2d^2}{\lambda n}$ ) изменяется при достаточно больших  $n$ , т. е. результаты [3] имеют существенное ограничение. В связи с этим в НИРФИ, начиная с 1967 г., были предприняты вначале экспериментальные, а затем и теоретические исследования этого метода.

Как показали эксперименты [8], сокращения дальней зоны до  $n = 30$  не приводят (в пределах ошибок измерений  $\pm 5\%$ ) к заметному изменению параметров антенны. Из работы Брауде и Есепкиной [9], опубликованной в 1970 г., следовало, что величина падения усиления сфокусированной на конечное расстояние антенны не превышает 5% при сокращении до  $n = 20$ , что на первый взгляд соответствовало нашим экспериментам. Вызывал, однако, сомнение тот факт, что усиление антенны по данным [9] резко падает при  $n > 20$  (достигая, например, 50% при сокращении  $n \sim 70$ ), в то время как из [7] следовала возможность сокращать дальнюю зону до  $n \sim 100$  без существенного ухудшения точности измерений. Наши экспериментальные данные свидетельствовали о том, что величина допустимого сокращения дальней зоны (при котором ошибка измерений не превосходит 5%) не столь велика, как это следует из [7], но и не так мала, как это утверждается в [9].

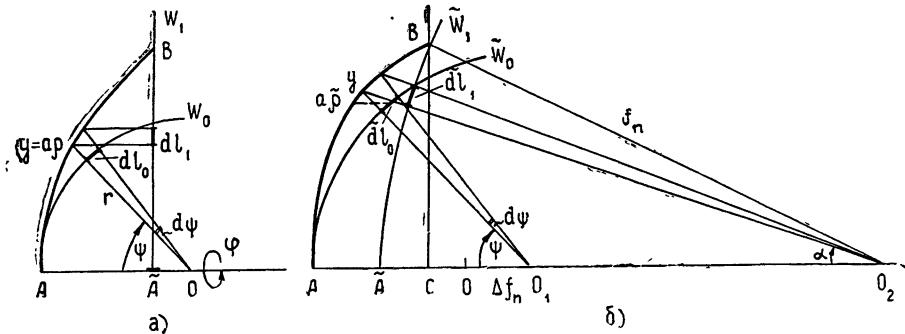


Рис. 2.  $W_0$  и  $\tilde{W}_0$  — волновой фронт падающей на зеркало волны;  $W_1$  и  $\tilde{W}_1$  — волновой фронт отраженной от зеркала волны;  $AC = \frac{d^2}{16f}$ ;  $AO_2 = R_n$ ,  $AO = f$ ;  $\rho$  и  $\tilde{\rho}$  — текущие координаты.

Противоречие результатов расчетов [7] и [9], а также несоответствие этих расчетов нашим экспериментальным данным побудило нас провести детальное рассмотрение этого вопроса. В результате удалось получить соотношения и графики, необходимые для реализации достаточно точных и надежных измерений параметров зеркальных антенн в зоне Френеля. В частности, были определены пределы применимости результатов расчетов [7] и [9], наиболее существенным недостатком которых явилось пре-небрежение влиянием перефокусировки антенны (смещение облучателя из фокуса) на изменение амплитудного распределения поля в раскрыве, а также на изменение доли мощности облучателя, рассеиваемой за края зеркала\*. В результате этого выводы работы [7] оказываются справедливыми лишь для равномерного амплитудного распределения (в этом случае наши результаты совпадают с [7]).

Кроме того, как выяснилось, в [9] было принято слишком грубое приближение в фазовом множителе, что ограничило применимость результатов этой работы только весьма малыми сокращениями, а практически привело вообще к неверным результатам.

### 1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Приращение температуры антенны  $\Delta T_{a_d}$  при приеме радиоизлучения «черного» диска относительно экранируемого им фона (яркостные температуры  $T_d$  и  $T_{\Phi d}$ ) может быть представлено в виде (см., например, [2])

$$\Delta T_{a_d} = (T_d - T_{\Phi d}) (1 - \beta_d) (1 + \xi) \eta = (T_d - T_{\Phi d}) \frac{DF_d}{4\pi} (1 + \xi) \eta, \quad (1)$$

где

$$(1 - \beta_d) = \int_{\Omega_d} F d\Omega \Big| \int_{4\pi} F d\Omega = \frac{DF_d}{4\pi} \quad (2)$$

— коэффициент рассеяния в телесный угол диска  $\Omega_d$ ;  $F(\theta)$  — симметричная по  $\varphi$  диаграмма антенны по мощности;

$$D = \frac{4\pi F_{\max}}{\int_{4\pi} F d\Omega} \quad (3)$$

— максимальный КНД антенны;

$$F_d = \left| \int_{\Omega_d} \frac{F}{F_{\max}} d\Omega \right| \quad (4)$$

$\xi$  — дифракционная поправка. Как видно из (1), величина  $\Delta T_{a_d}$  при фокусировке антенны на конечное расстояние может измениться в основном только за счет изменения величин  $D$  и  $F_d^{**}$ . При этом изменения  $D$  и  $F_d^{**}$  будут, очевидно, определяться искажением амплитудно-фазовой

\* На необходимость учета этих факторов обращалось внимание в [10], однако по результатам этой работы нам, к сожалению, не удалось получить необходимые количественные оценки.

\*\* Изменения  $T_d$  и  $T_{\Phi d}$  при фокусировке антенны на конечное расстояние оказываются несущественными.

\*\*\* Отметим, что при использовании в зоне Френеля источников с угловыми размежами  $\Delta\theta_{\text{ист}}$ , много меньшими полуширинны диаграммы по мощности  $\Delta\theta_{0.5}$ , изменение величины  $(1 - \beta_d)_n$  относительно дальней зоны определяется только изменением КНД, так как в этом случае  $F_d = \text{const}$ .

структуре поля в раскрыве, обусловленным как величиной сокращения дальней зоны  $n$ , так и изменением угла облучения зеркала из-за перефокусировки антенны. Будем считать, что искажение амплитудно-фазового распределения при фокусировке антенны на конечное расстояние обусловлено двумя факторами:

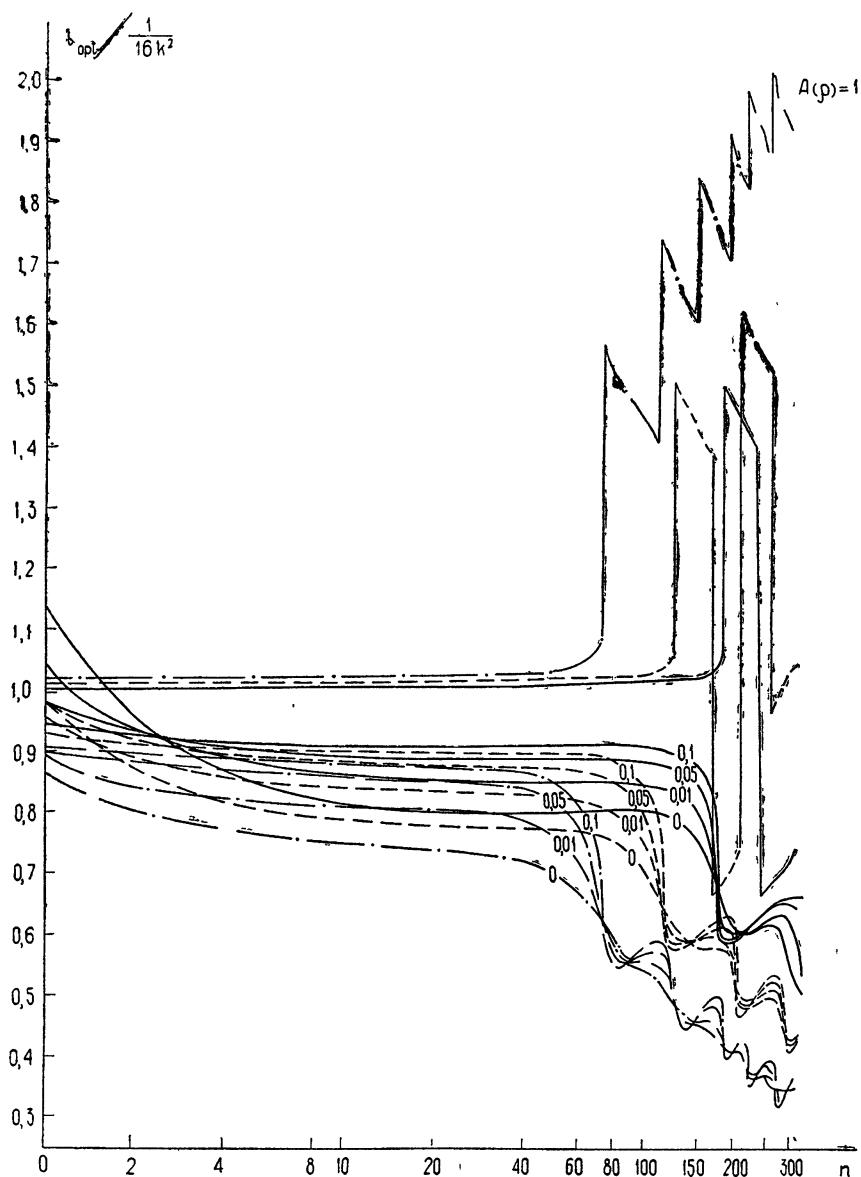


Рис. 3. Зависимость  $l_n^{\text{opt}}/l_0$  от  $n$  при различных распределениях поля по раскрыву ( $l_0 = \frac{1}{16k^2}$ ).

$$d = 500 \lambda; \quad \text{---} \quad k = 0,5; \quad \text{---} \quad k = 0,4; \quad \text{---} \quad k = 0,3.$$

- 1) неполной компенсацией при выносе облучателя фазовых искажений поля в раскрыве, вызванных сокращением дальней зоны (фазовая ошибка при этом растет с увеличением  $n$ );

2) изменением угла облучения зеркала за счет выноса облучателя из фокуса, что приводит к искажению амплитудного распределения, а также к увеличению доли мощности, рассеиваемой облучателем за края зеркала. Нетрудно видеть, что приращения  $\Delta D_n = D - D_n$  и  $\Delta F_{d_n} = F_d - F_{d_n}$  ( $D_n$  и  $F_{d_n}$  — параметры сфокусированной в зоне Френеля антенны), обусловленные влиянием факторов (1) и (2), имеют противоположные знаки, а именно  $\Delta D_n^{(1)} > 0$ ,  $\Delta F_{d_n}^{(1)} < 0$ ;  $\Delta D_n^{(2)} < 0$ ,  $\Delta F_{d_n}^{(2)} > 0$  (где  $\Delta D_n^{(1)}$ ,  $\Delta F_{d_n}^{(1)}$  и  $\Delta D_n^{(2)}$ ,  $\Delta F_{d_n}^{(2)}$  — приращения, обусловленные факторами 1) и 2) по отдельности). Этим, по-видимому, можно объяснить значительное расхождение в величинах предельного сокращения  $n_{\max}$ , оцениваемого по результатам [7] и [9].

Рассмотрим параболическую антенну с диаметром  $d = 2a$  и фокусным расстоянием  $f$  (рис. 1). Пусть при смещении облучателя из фокуса вдоль фокальной оси на  $\Delta f_n^*$  зеркало формирует сферическую волну, сходящуюся в осевой точке  $O_2$  на расстоянии  $R_n$  от вершины зеркала  $A$ . Будем считать, что распределение поля по волновому фронту  $W$  можно представить в виде произведения амплитудного и фазового множителей  $f(\rho) = A(\rho) \exp(-i\Phi(\rho))$ , тогда, принимая во внимание, что обычно  $f_n \gg a \gg \lambda$  и  $f_n \gg f^{**}$ , поле в произвольной точке  $P$  вблизи фокальной оси можно найти, воспользовавшись формулой Дебая (см., например, [12]):

$$E_n(u, v) = -i \frac{2\pi a^2}{\lambda f_n^2} \exp \left[ i \left( \frac{f_n}{a} \right)^2 u \right] \int_0^1 A_n(\rho) J_0(v\rho) \times \\ \times \exp \left\{ -i \left[ \Phi_n(\rho) + \frac{u\rho^2}{2} \right] \right\} \rho d\rho, \quad (5)$$

где  $A_n(\rho)$  и  $\Phi_n(\rho)$  — зависящие от  $n$  симметричные по  $\varphi$  амплитудное и фазовое распределения поля по волновому фронту  $W$ ;  $u = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{a}{f_n} \right)^2 z_0$  и  $v = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{a}{f_n} \right) r_0$  ( $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ ) — безразмерные переменные (см., рис. 1). Из (5) при  $u = 0$  следует выражение для распределения интенсивности излучаемого антенной поля в плоскости фокусировки (плоскость, проходящая через точку  $O_2$  перпендикулярно фокальной оси), которое определяет диаграмму направленности сфокусированной на конечное расстояние антенны:

$$F_n(v) = \left| \frac{E_n(0, v)}{E_n(0, 0)} \right|^2. \quad (6)$$

Нетрудно показать, что для относительного изменения КНД и коэффициента рассеяния при фиксированном  $n$  справедливы следующие соотношения:

$$\delta D_n = 1 - \frac{D_n}{D} = 1 - \frac{c_n}{c} \left| \frac{\int_0^1 f_n(\rho) \rho d\rho}{\int_0^1 f(\rho) \rho d\rho} \right|^2 \left| \frac{\int_0^1 |f(\rho)|^2 \rho d\rho}{\int_0^1 |f_n(\rho)|^2 \rho d\rho} \right|^2; \quad (7)$$

\* Будем считать, что вынос облучателя не отражается на его характеристиках.

\*\*  $f_n$  — радиус сходящейся в точку  $O_2$  сферической волны (см. рис. 1).

$$\delta(1 - \beta_d)_n = 1 - \frac{(1 - \beta_d)_n}{(1 - \beta_d)} = 1 - \frac{\int_{\Omega_d} F_n d\Omega}{\int_{\Omega_d} F d\Omega} \frac{\int_{4\pi} F d\Omega}{\int_{4\pi} F_n d\Omega}, \quad (8)$$

где  $F_n(\vartheta)^*$ ,  $D_n$  и  $(1 - \beta_d)_n$  — соответственно диаграмма направленности, КНД и коэффициент рассеяния в телесный угол диска  $\Omega_d$  сфокусированной в зоне Френеля антенны;  $f_n(\rho)$  — амплитудно-фазовое распределение поля по волновому фронту, соответствующее заданному сокращению  $n$ ;  $c$  и  $c_n$  — коэффициенты, характеризующие долю мощности облучателя, перехватываемую зеркалом соответственно для антенны, сфокусированной на бесконечность и на конечное расстояние (т. е. при вынесении из фокуса облучателя).

Найдем амплитудное и фазовое распределения поля по сферическому волновому фронту отраженной от зеркала волны. Пусть  $g(\psi)$  — нормированная симметричная по  $\psi$  диаграмма точечного облучателя по мощности. Тогда интенсивность в каждой точке сферического фронта  $W_0$  радиуса  $f$  равна

$$I_0(\psi) = \frac{P_{\max}^{\text{обл}}}{4\pi f^2} g(\psi). \quad (9)$$

Выберем размеры площадки  $d\sigma$  на волновом фронте так, чтобы в пределах этой площадки можно было считать  $I(\psi) = 1 = \text{const}$ , тогда, принимая во внимание равенство  $I_0 d\sigma_0 = I_1 d\sigma_1$  (см. рис. 2), нетрудно найти распределение интенсивности по плоскому  $W_1$  и сферическому  $\tilde{W}_1$  волновым фронтам (аналогично [14]), учитывая, что  $a\rho = r \sin \psi$  ( $r = \frac{2f}{1 + \cos \psi}$  — полярный радиус). Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательный результат:

— для плоского волнового фронта  $W_1$

$$I_1(\rho) = \frac{P_{\max}^{\text{обл}}}{4\pi f^2} \left( \frac{16k^2}{16k^2 + \rho^2} \right)^2 g(\rho), \quad (10)$$

$$0 \leq \rho \leq \frac{2f}{a} \operatorname{tg} \frac{\psi_{kp}}{2},$$

— для сферического волнового фронта  $\tilde{W}_1$

$$\tilde{I}_1(\rho) = \frac{P_{\max}^{06n}}{4\pi f^2} \left[ \frac{f_n(1 + \Delta f_n/f)}{R_n} \right]^2 \left[ \frac{16k^2}{16k^2 \left[ f_n \left( 1 + \frac{\Delta f_n}{f} \right) (R_n)^{-1} \right]^2 + \rho^2} \right]^2 \times$$

$$\times g(\rho), \quad (11)$$

$$0 \leq \rho \leq \frac{2(f + \Delta f_n)}{a} \frac{f_n}{R_n} \operatorname{tg} \frac{\psi_{kp} - \Delta \psi_n}{2},$$

где  $k = f/d$ .

Как и следовало ожидать, при  $\Delta f_n = 0$  и  $f_n/R_n = 1$  соотношение (11) переходит в (10). Следует отметить, что поскольку в (11) учитывается

\* Переменная  $v$  для достаточно остронаправленных антенн связана с углом  $\vartheta$  очевидным равенством  $v \approx (2\pi/\lambda) a\vartheta$ .

ется изменение верхнего предела  $\psi$ , связанного с выносом облучателя, то при расчете  $\tilde{I}_1(\rho)$  происходит автоматический учет изменения доли, мощности облучателя, рассеиваемой за края зеркала.

Фазовое распределение в сходящемся в точку  $O_2$  пучке найдем аналогично [7]. Из рис. 1 следует очевидное равенство для оптической разности хода  $\Delta l(y)$ :

$$\Delta l(y) = O_1 M + M O_2 - (AO_1 + AO_2), \quad (12)$$

где

$$O_1 M = \left[ \left( AO_1 - \frac{y^2}{4f} \right)^2 + y^2 \right]^{1/2}, \quad M O_2 = \left[ \left( AO_2 - \frac{y^2}{4f} \right)^2 + y^2 \right]^{1/2},$$

$$AO_1 = f + \Delta f_n, \quad AO_2 = R_n = \frac{2d^2}{\lambda n}.$$

Обозначим

$$\Delta f_n = \Delta f_a (1 + l_n), \quad (13)$$

где  $\Delta f_a = \frac{f^2}{R_n - f}$  — величина выноса облучателя, следующая из условия фокусировки тонких параксиальных линз (см. [7]). Положив  $y = a\rho^*$  и принимая во внимание (12), получим

$$\Phi_n(\rho) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l(\rho) = \frac{2\pi}{\lambda} kd \left\{ \left[ \left( \frac{2d}{\lambda nk} - \frac{\rho^2}{16k^2} \right)^2 + \frac{\rho^2}{4k^2} \right]^{1/2} + \right. \\ \left. + \left[ \left( 1 + \frac{nkl(1+l_n)}{2d \left( 1 - \frac{nkl}{2d} \right)} - \frac{\rho^2}{16k^2} \right)^2 + \frac{\rho^2}{4k^2} \right]^{1/2} - \right. \\ \left. - \frac{\frac{2d}{nkl} + \frac{nkl l_n}{2d}}{1 - (nkl/2d)}. \right. \quad (14)$$

Таким образом, для конкретного зеркала при известной диаграмме облучателя  $g(\psi)$  можно, пользуясь (10), (11) и (14), определить амплитудно-фазовое распределение поля по волновому фронту, соответствующее заданному  $n$ . Затем, выполняя интегрирование (6) — (8) с учетом (10), (11) и (14), можно найти зависимость интересующих нас значений  $\Delta f_n$ ,  $F_n(v)$ ,  $\delta D_n$  и  $\delta(1 - \beta_a)_n$  от величины  $n$ . Все приводимые ниже расчеты проводились с помощью ЭВМ при условии, что диаграмма облучателя может быть представлена в виде

$$g(\psi) = \left( 1 - \frac{\psi^2}{\psi_0^2} \right)^m, \quad (15)$$

где  $\psi_0$  — координата первого нуля диаграммы.

## 2. ВЕЛИЧИНА ВЫНОСА ОБЛУЧАТЕЛЯ ПРИ ПЕРЕФОКУСИРОВКЕ АНТЕННЫ

Соотношение для величины выноса облучателя  $\Delta f_n$ , приводимое в [9], получено без учета амплитудно-фазовой структуры поля в раскры-

\* Как показывает оценка, ошибка при этом в  $\Delta l(y)$  несущественна при  $n \ll 0,6 (d/\lambda)$ .

ве и вследствие этого недостаточно точно для практических оценок  $\Delta f_n^*$ . Для точечного излучателя в зоне Френеля оптимальный вынос можно найти из условия максимума интенсивности в точке фокусировки  $O_2$ ; для источников с конечными угловыми размерами (например, «черных» дисков) величина  $\Delta f_n$  может быть найдена из условия максимума интенсивности поля в области, определяемой размерами излучателя\*\*. Аналогичная задача решалась в [7], однако в этой работе не принималась во внимание зависимость величины оптимального выноса облучателя от конечных угловых размеров источника. Как свидетельствует расчет, величину  $\Delta f_n$  для точечного излучателя при  $n \leq (0,15 \div 0,3) (d/\lambda)$  (значение верхней границы зависит от величины  $k$ ) можно оценить с ошибкой около 5—7%, пользуясь следующими формулами:

— для равномерного распределения амплитуды

$$\Delta f_n = \frac{f^2}{R_n - f} \left( 1 + \frac{1}{16 k^2} \right), \quad (16)$$

— для спадающего распределения амплитуды

$$\Delta f_n = \frac{f^2}{R_n - f} \left( 1 + \frac{x}{16 k^2} \right). \quad (17)$$

В (15) и (16)  $f^2/(R_n - f)$  — величина выноса облучателя, следующая из условия фокусировки тонких параксиальных линз [7];  $[1 + (1/16 k^2)]$  — коэффициент, учитывающий геометрию параболического зеркала [9];

$x = \frac{\int A d\sigma}{\sigma_{\text{геом}} \int A^2 d\sigma}$  — апертурный коэффициент использования, учитывающий неравномерность распределения амплитуды поля  $A$  по раскрытию. Оценка показывает, что при аппроксимации диаграммы облучателя по мощности параболической функцией (15) (где  $\Phi_0$  — размер диаграммы по нулям) величина  $x$  лежит в пределах  $0,75 \leq x \leq 0,9$ . Это достаточно хорошо согласуется с расчетом (см. рис. 3) при  $n \leq (0,15 \div 0,3) (d/\lambda)$ .

Отметим, что формула (16) с точностью до  $f/R_n$  совпадает с полученной в [9]. Это свидетельствует о том, что полученное в [9] соотношение для  $\Delta f_n$  справедливо лишь при равномерном амплитудном распределении поля в раскрытии.

Как показал расчет, для излучателя, имеющего угловые размеры  $\Delta\theta_d$ , сравнимые с  $\Delta\theta_{gl}$ , величина  $\Delta f_n$  (при фиксированных  $n$  и  $\Phi_0$ ) падает с ростом  $\Delta\theta_d$ . Этого следовало ожидать, принимая во внимание результаты [13]. В табл. 1 приведены экспериментальные данные, полученные с помощью антенны с параметрами  $d/\lambda = 1200$ ,  $k = 0,4$  и различных по величине дисков, установленных в зоне Френеля при  $n = 330$ . Как видно из табл. 1, измеренные значения выноса облучателя  $\Delta f_n = \Delta f_n (1 + l_n^{opt})$  достаточно хорошо соответствуют расчету.

\* В [9] при выводе формулы для  $\Delta f_n$  во внимание принимались только геометрические свойства параболоида и аппроксимирующего его эллипсоида.

\*\* Необходимо отметить, что поскольку размер телесного угла, в пределах которого деформируется диаграмма сфокусированной на конечное расстояние антенны, зависит от величины сокращения дальней зоны (так как боковые лепестки диаграммы формируются на расстоянии, меньшем  $R_0 = 2 d^2/\lambda$  [3]), следует ожидать, что величина выноса облучателя будет зависеть от угловых размеров применяемого в зоне Френеля источника излучения.

Таблица 1

$\frac{\Delta\theta_d}{\Delta\theta_{0,5}}$ (расч)	$g_0(\Psi_{kp})$	$1 + l_{\text{расч}}^{\text{опт}} *$	$\frac{\Delta\theta_d}{\Delta\theta_{0,5}}$ (эксп)	$1 + l_{\text{эксп}}$
10	0	$1,30 \pm 0,02$	10,6	$1,30 \pm 0,06$
	0,1	$1,32 \pm 0,02$		
5,6*	0	$1,195 \pm 0,015$	4,83	$1,2 \pm 0,06$
	0,1	$1,21 \pm 0,015$		
4,1	0	$1,19 \pm 0,03$		
	0,1	$1,125 \pm 0,020$		
2,6	0	$1,125 \pm 0,020$	2,56	$1,18 \pm 0,06$
	0,1	$1,140 \pm 0,020$		
0	0	1,165	0	$1,17 \pm 0,06$
	0,1	1,18		

$g_0(\Psi_{kp})$  — уровень облучения края зеркала по мощности,  $\Delta\theta_d$  и  $\Delta\theta_{0,5}$  — угловой радиус диска и полуширина диаграммы направленности на уровне 0,5 по мощности.

### 3. ДИАГРАММА СФОКУСИРОВАННОЙ НА КОНЕЧНОЕ РАССТОЯНИЕ АНТЕННЫ

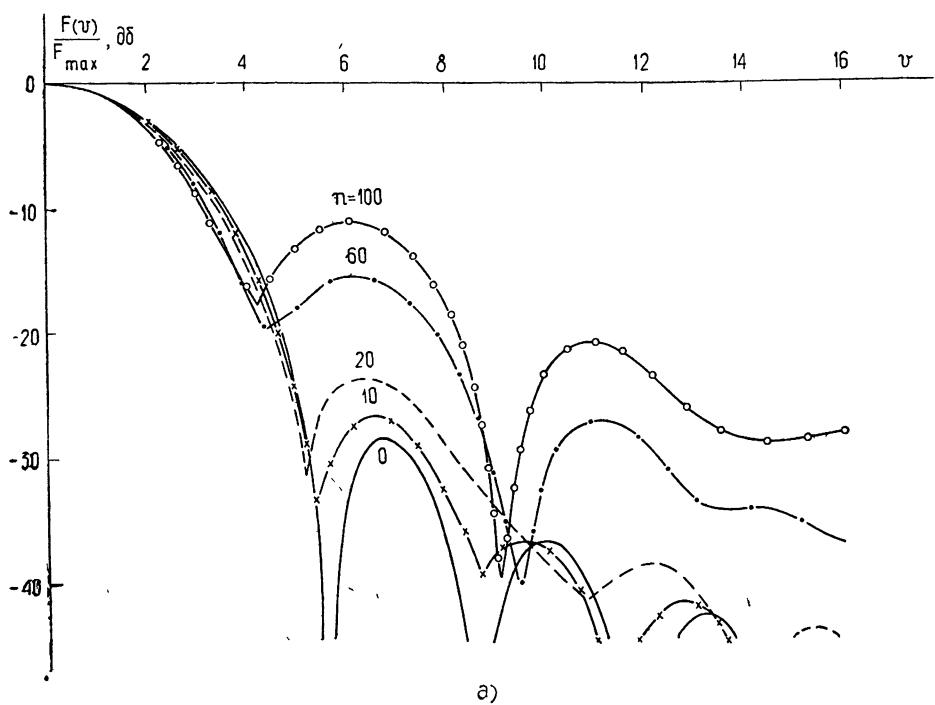
Распределение интенсивности  $F_n(v)$  рассчитывалось в плоскости фокусировки\*\* (плоскость, проходящая через точку  $O_2$  перпендикулярно фокальной оси (см. рис. 1)) с помощью (6), (10), (11), (14) и (15) при оптимальном для каждого  $n$  выносе облучателя. Ниже приводятся результаты расчета диаграммы направленности только для спадающих амплитудных распределений, так как в случае равномерного распределения наши результаты совпадают с [7].

Результаты расчета при  $k = 0,4$ ;  $d/\lambda = 100$  и  $500$ ;  $m = 2$  и  $g_0 = 0; 0,1$  ( $g_0 = g(\Psi_{kp})$ ,  $(\Psi_{kp})$  — начальный уровень облучения края зеркала по мощности) приведены на рис. 4, 5. Как видно из графиков, главный лепесток диаграммы становится уже с ростом  $n$  при  $d/\lambda = 100$  и, наоборот, расширяется при  $d/\lambda = 500$ . Такое различие в поведении главного лепестка можно объяснить преимущественным влиянием на диаграмму либо амплитудных, либо фазовых ошибок в раскрытие в зависимости от значений  $d/\lambda$ ,  $k$ ,  $g_0$ ,  $n$ .

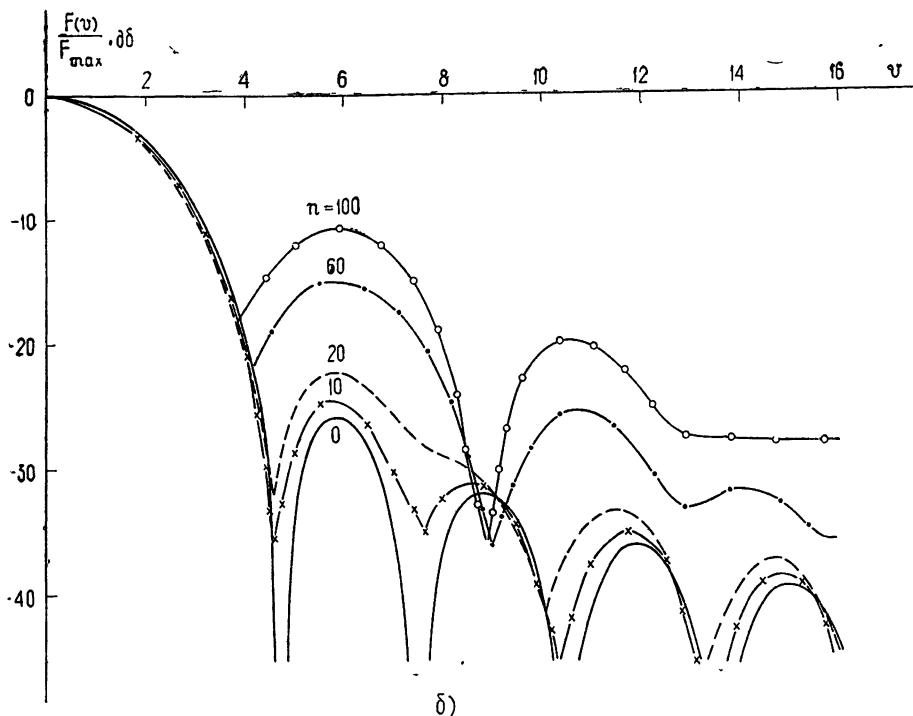
Как показывает расчет, с ростом  $n$  главный и боковые лепестки искажаются не в одинаковой мере. Допуская ошибку около 5%, главный лепесток можно измерять в зоне Френеля, при сокращениях дальней зоны  $n = 50 \div 100$  (в зависимости от значений  $k$ ,  $d/\lambda$  и  $g_0$ ). Первые же боковые лепестки можно измерять с достаточной точностью лишь при  $n = 10 \div 20$ , так как при больших  $n$  уровень и форма этих лепестков

\* Пределы изменения расчетного значения  $(1 + l_{\text{расч}}^{\text{опт}})$ , указанные в этой графе, свидетельствуют о том, что при изменении  $(1 + l_{\text{расч}}^{\text{опт}})$  внутри указанного интервала величина поля в телесном угле диска не изменяется больше, чем на  $\pm 1\%$ .

\*\* При достаточно малых углах плоскость фокусировки практически совпадает со сферой. Это условие обычно реализуется для остронаправленных антенн или достаточно больших расстояний до источника  $R_n$ .

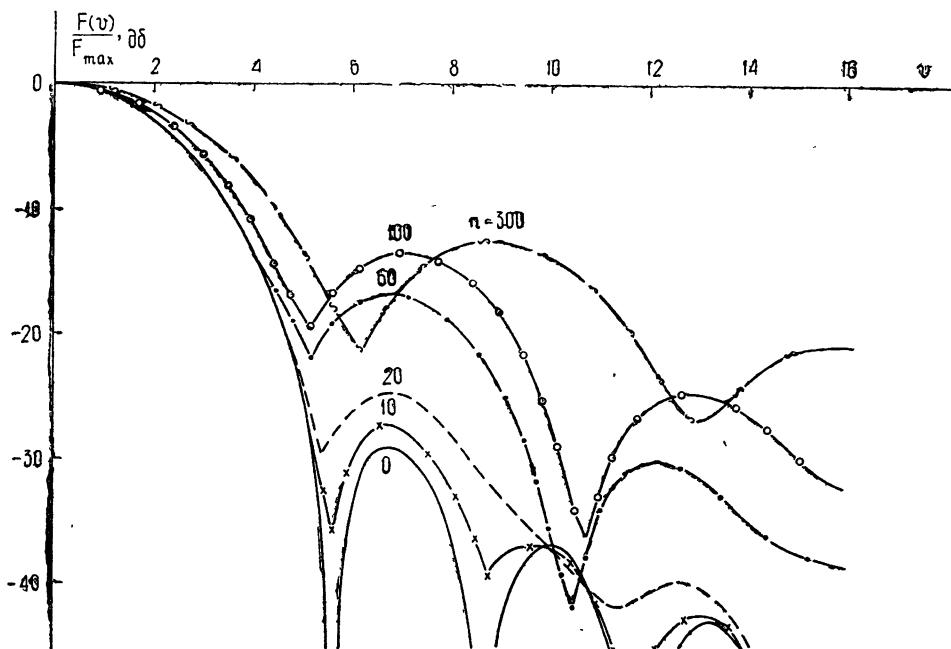


а)

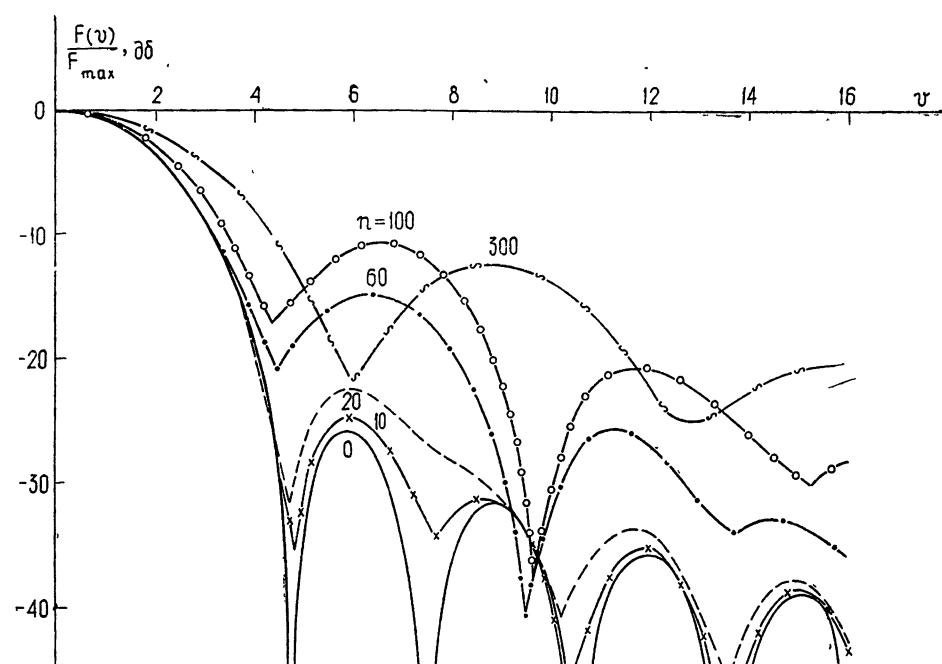


б)

Рис. 4. Диаграмма направленности сфокусированной антенны при различных  $n$ .  
 $d = 100\lambda$ ,  $k = 0.4$ ;  $m = 2$ ; а)  $g_0 = 0$ , б)  $g_0 = 0.1$ .



a)



б)

Рис. 5. Диаграмма направленности сфокусированной антенны при различных  $n$ .  
 $d = 500 \lambda$ ,  $k = 0,4$ ;  $m = 2$ ; а)  $g_0 = 0$ , б)  $g_0 = 0,1$ .

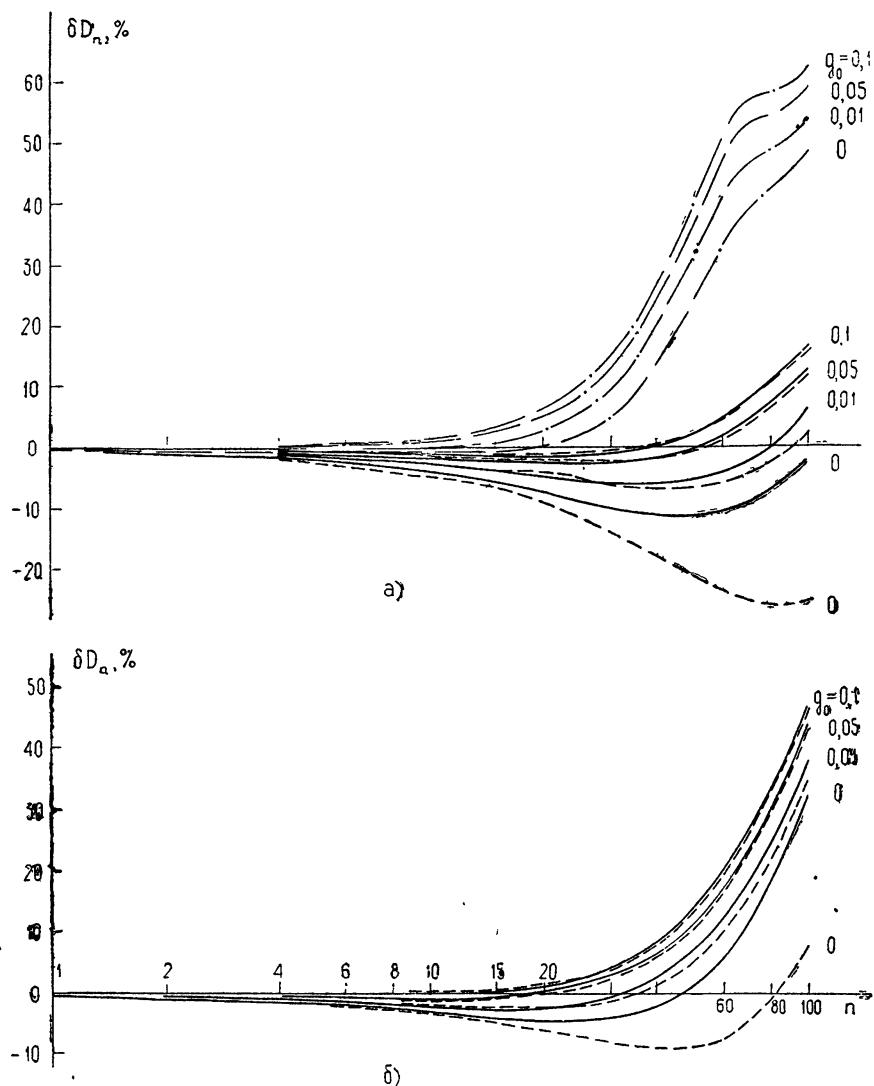


Рис. 6. Зависимость относительного изменения КНД от  $n$  для  $d = 100 \lambda$ ;  
 а)  $\cdots - m = 2, k = 0.3$ ;  $- m = 2, - - m = 4, k = 0.5$ ;  
 б)  $- m = 2, - - m = 4, k = 0.4$ .

существенно искажаются (см. рис. 4, 5). Об этом свидетельствуют также результаты измерения диаграммы направленности 7-метровой антенны, полученные при  $n = 10$  и 320 (табл. 2).

Таблица 2

$g(\psi_{kp})$	Расчет ( $n = 320$ )		Эксперимент ( $n = 320$ )	
	$\delta(\Delta\theta_{0.5}), \%$	$\delta(F_{16}^{\max}), \delta\theta$	$\delta(\Delta\theta_{0.5}), \%$	$\delta(F_{16}^{\max}), \delta\theta$
0	25	7,5		
0,01	30	6,5		
0,1	40	6,0	30	6,7

$\delta(\Delta\theta_{0.5})$  — относительное изменение полуширины диаграммы по мощности;  
 $\delta(F_{16}^{\max})$  — относительное изменение уровня первого бокового лепестка.

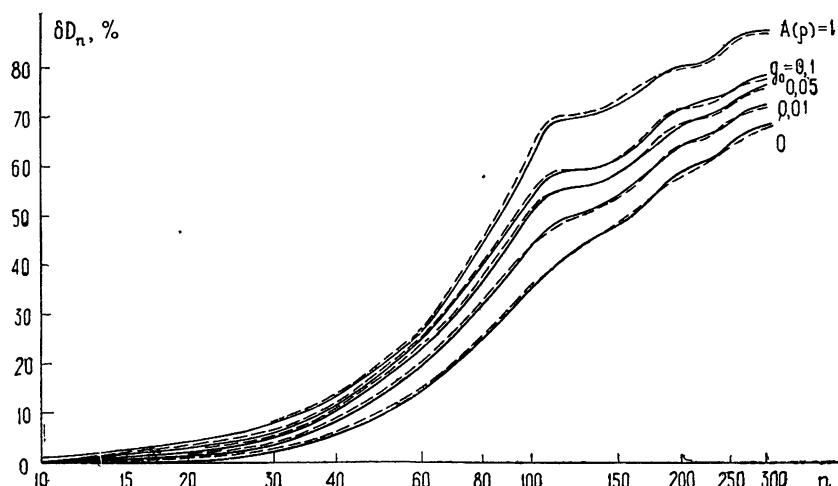


Рис. 7. Зависимость относительного изменения КНД от величины сокращения дальней зоны  $n$  для равномерного и спадающего амплитудных распределений.

$k = 0,4; m = 2$ ; —  $d = 500 \lambda$ , - - -  $d = 1000 \lambda$ .

#### 4. КНД СФОКУСИРОВАННОЙ НА КОНЕЧНОЕ РАССТОЯНИЕ АНТЕННЫ

Результаты интегрирования (7) с учетом (10), (11), (14) и (15) для равномерного и спадающего амплитудных распределений и оптимального выноса облучателя при  $k = 0,4$ ,  $d/\lambda = 100, 500, 1000$ ;  $m = 2$  и  $4$ ,  $g_0 = 0; 0,1; 0,05; 0,1$  представлены на рис. 6, 7. Как видно из графиков, КНД сфокусированной на конечное расстояние антенны при спадающем амплитудном распределении существенно зависит от характера облучения раскрыва, определяемого в нашем случае параметрами  $g_0$  и  $m$ .

Пользуясь результатами расчета, нетрудно определить величину максимального сокращения дальней зоны  $n_{\max}$ , при котором еще возможны измерения КНД с заданной точностью по точечному излучателю в зоне Френеля. В табл. 3 приведены значения  $n_{\max}$  при условии, что ошибка измерения КНД не превосходит 5% для  $k = 0,3; 0,4; 0,5$ ;  $d/\lambda = 100$  и  $500$ ,  $g_0 = 0; 0,5; 0,1$  и  $m = 2$  и  $4$ . Как видно из таблицы, с приближением амплитудного распределения в раскрыве к равномерному величина  $n_{\max}$  уменьшается, причем значения  $n_{\max}$ , полученные на основании [9], в 2—3 раза меньше соответствующих величин  $n_{\max}$ , следующих из нашего расчета. Это свидетельствует о заметном влиянии на величину  $D_n$  амплитудных ошибок, обусловленных выносом облучателя при перефокусировке антенны.

Результаты измерения  $\delta D_n$ , полученные с помощью 7-метровой каскадреновской антенны при сокращениях  $n = 3 \div 330$ , представлены на рис. 8. Диапазон используемых сокращений обеспечивался изменением длины волны в пределах  $0,6 \text{ см} \leq \lambda \leq 30 \text{ см}$  при двух значениях расстояния до диска  $R_n = 50$  и  $100 \text{ м}$ \*. Как следует из рис. 11, экспериментальные точки лежат в интервале  $0 \leq g_0 \leq 0,01$ . Меньшее, по сравнению

\* Так как в нашем случае измерения проводились при двух расстояниях до излучателя, то соответствующие этим расстояниям величины выноса облучателя отличались друг от друга примерно в 2 раза, т. е. меньшему  $R_n$  соответствовали большие амплитудные ошибки, что нашло свое отражение в несколько различном поведении зависимостей  $\delta D_n$ .

Таблица 3

$k = f/d$	0,3				0,4				0,5				
$d/\lambda$	100		500		100		500		100		500		
$m$	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	
$n_{\max} (g_0 = 0)$	30	—	20	—	60	20*	40	60	15*	90—100	12	55	100
$(g_0 = 0,01)$	25	—	20	—	50	50	35	30	100	110	45	50	
$(g_0 = 0,05)$	20	—	20	—	40	40	30	30	70	75	40	40	
$(g_0 = 0,1)$	20	—	15	—	35	35	25	25	60	60	40	40	
$(A(\rho) = 1)$	15			25			35						
$n_{\max}$ согласно [9]	11,5			20			30						

\* В этих случаях в интервале изменения  $n$  ( $20 < n < 70$  и  $15 < n < 90$ ) ошибка  $\delta D_n$  превышает 5%.

с ожидаемой, значение верхней границы  $g_0 (g_0 = g(\Phi_{kp}) \sim 0,05)$  можно объяснить некоторым недооблучением зеркала\*\*. Максимальная ошибка измерения по нашим оценкам составляет около 20%.

Достаточно хорошее соответствие результатов расчета экспериментальным данным дает основание считать, что величина  $\delta D_n$  может быть найдена расчетным путем с ошибкой не более  $(1/4)|\delta D_n|$  даже

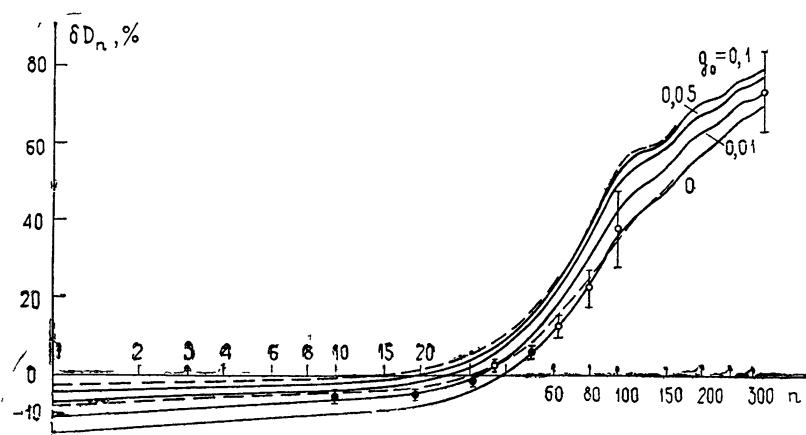


Рис. 8. Результаты измерений относительного изменения КНД для  $d = 7 \text{ м}$ ,  $k = 0,4$ ;  $R_n = 2d^2/n\lambda = 50$  и  $100 \text{ м}$ .  
 —●—  $R_n = 100 \text{ м}$ , —○—  $R_n = 50 \text{ м}$ .

\*\* Следует отметить, что экспериментальной зависимости  $\delta D_n$  нельзя поставить в соответствие конкретное значение  $g(\Phi_{kp})$ , так как в процессе измерений не принималось специальных мер для обеспечения постоянства уровня облучения края зеркала на всех используемых нами частотах,

при значительных сокращениях дальней зоны. Таким образом, учитывая поправку  $\delta D_n$ , определяемую расчетным путем для конкретных условий измерения, можно с достаточной точностью измерять КНД антенны в зоне Френеля при сокращениях дальней зоны  $n > n_{\max}$ , при этом

$$D = D_n (1 - \delta D_n)^{-1}. \quad (18)$$

### 5. КОЭФФИЦИЕНТ РАССЕЯНИЯ ВНЕ ТЕЛЕСНОГО УГЛА ДИСКА, РАСПОЛОЖЕННОГО В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

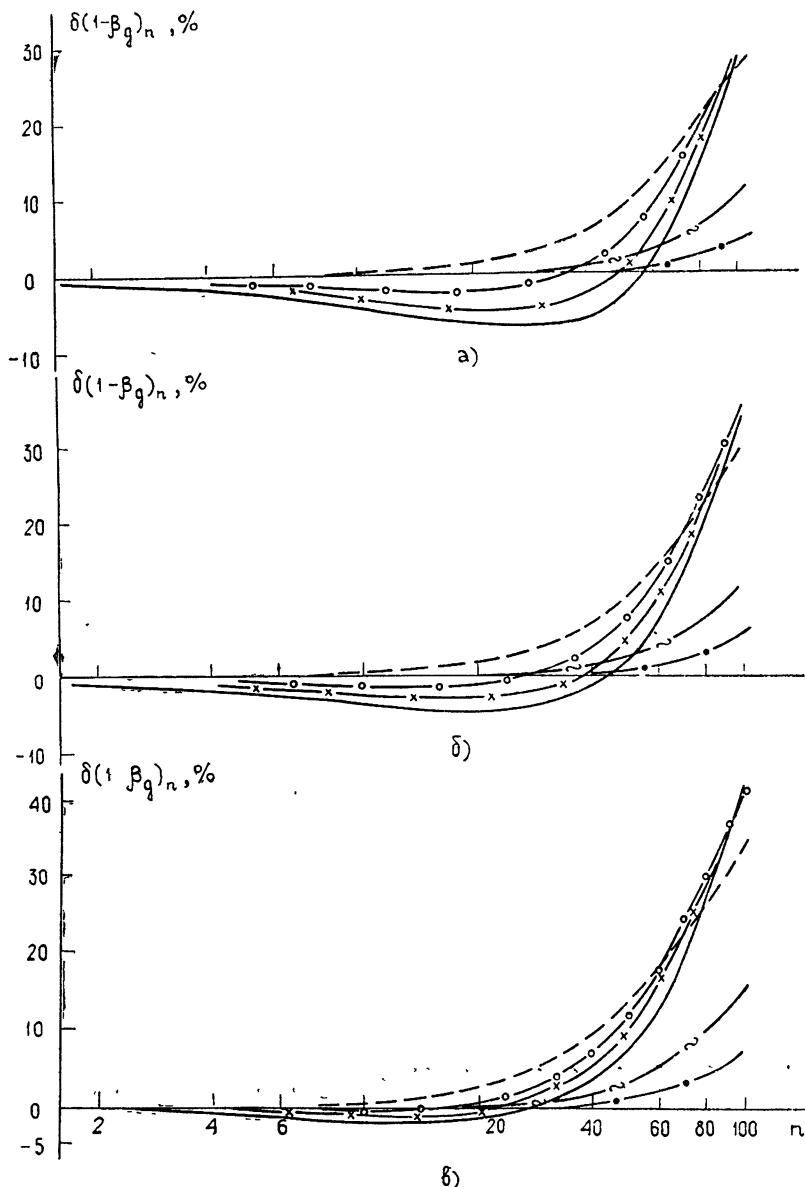


Рис. 9. Относительное изменение коэффициента рассеяния  $(1 - \beta_d)$  от величины сокращения дальней зоны  $n$  при различных угловых раз-  
мерах диска  $\Delta\theta_d$ .

$d = 100 \lambda$ ,  $k = 0.4$ ; а)  $g_0 = 0$ ; б)  $g_0 = 0.01$ ; в)  $g_0 = 0.1$ .

—  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0.75}$ ; —×—  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0.5}$ ; —○—  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0.25}$ ;  
 —·—  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0.1}$ ; —~—  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0.2}$ ; —●—  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0.3}$ ,

Результаты интегрирования (8) с учетом (10), (11), (14) и (15) для оптимального выноса облучателя  $\Delta f_n$  при  $k = 0,4$ ;  $d/\lambda = 100$  и 1000;  $g_0 = 0$  и 0,1 и  $m = 2$  приведены на рис. 9, 10.

Как и следовало ожидать, с увеличением  $n$  величина  $\delta(1 - \beta_d)_n$  нарастает значительно медленнее для дисков с большими угловыми размерами, поскольку согласно [13] боковые лепестки формируются на расстояниях, более близких к антенне, чем главный лепесток. Причем, расстояние, на котором можно считать сформированным боковой лепесток, уменьшается с ростом номера этого лепестка. Отсюда следует, что в принципе всегда можно выбрать размер диска в зоне Френеля так, чтобы  $\delta(1 - \beta_d)_n = 0$ , т. е. имело место равенство  $(1 - \beta_d)_n = (1 - \beta_d)$ . В этом случае, измеряя величину  $(1 - \beta_d)_n$  по излучению диска в зоне Френеля и определяя коэффициенты  $F_d$  и  $F_{gl}$  по измеренной в дальней зоне диаграмме направленности антенны, можно определить значения  $D$  и  $(1 - \beta_{gl})$ , пользуясь следующими формулами:

$$D = 4\pi \frac{(1 - \beta_d)_n}{F_d}; \quad (19)$$

$$1 - \beta_{gl} = (1 - \beta_d)_n (F_{gl}/F_d), \quad (20)$$

где  $(1 - \beta_{gl})$  — коэффициент рассеяния в главный лепесток диаграммы,  $F_{gl}$  и  $F_d$  — коэффициенты, характеризующие излучаемую антенной мощность в телесные углы главного лепестка и диска.

Необходимо отметить, что, применяя в зоне Френеля «черные» диски достаточно больших размеров, можно измерять КНД антенны при существенно больших сокращениях дальней зоны по сравнению с точечным излучателем, например, как свидетельствует расчет, КНД антенны, имеющей  $k = 0,4$ ,  $d/\lambda = 1000$ ,  $g_0 = 0$  и  $m = 2$ , можно измерять с ошибкой около 5% по точечному излучателю до сокращений  $n = 40$ ; в то же

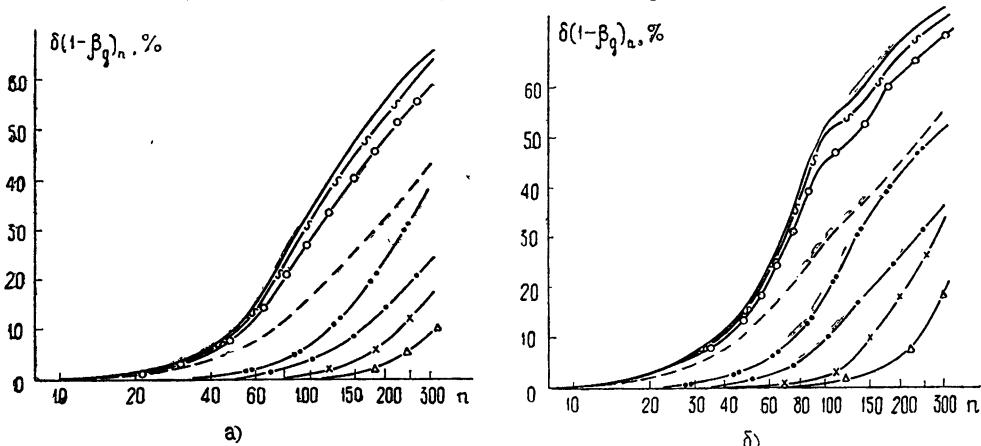


Рис. 10. Относительное изменение  $(1 - \beta_g)_n$  от  $n$  при различных угловых размерах диска  $\Delta\theta_d$ .

$d = 1000\lambda$ ,  $k = 0,4$ ; а)  $g_0 = 0$ ; б)  $g_0 = 0,1$ .

— — —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,75}$ ; — ~ —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,5}$ ; — ○ —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,25}$ ; — · —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,1}$ ;  
— · · —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,2}$ ; — · · · —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,3}$ ; — × —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,4}$ ; — △ —  $\Delta\theta_d = \Delta F_{0,6}$ .

время без ухудшения точности аналогичные измерения могут быть реализованы с помощью «черного» диска, имеющего  $2\Delta\theta_d = 1 \div 2^\circ$ \* при  $n > 250$ .

\* Необходимый угловой размер диска ( $2\Delta\theta_d$ ) в этом случае должен перекрыть главный и первые 4—5 боковых лепестков диаграммы направленности.

Результаты измерения величины  $\delta(1 - \beta_d)_n$  в зависимости от размера диска при сокращениях дальней зоны  $n = 330, 98, 61$  и  $37$  приведены на рис. 11.

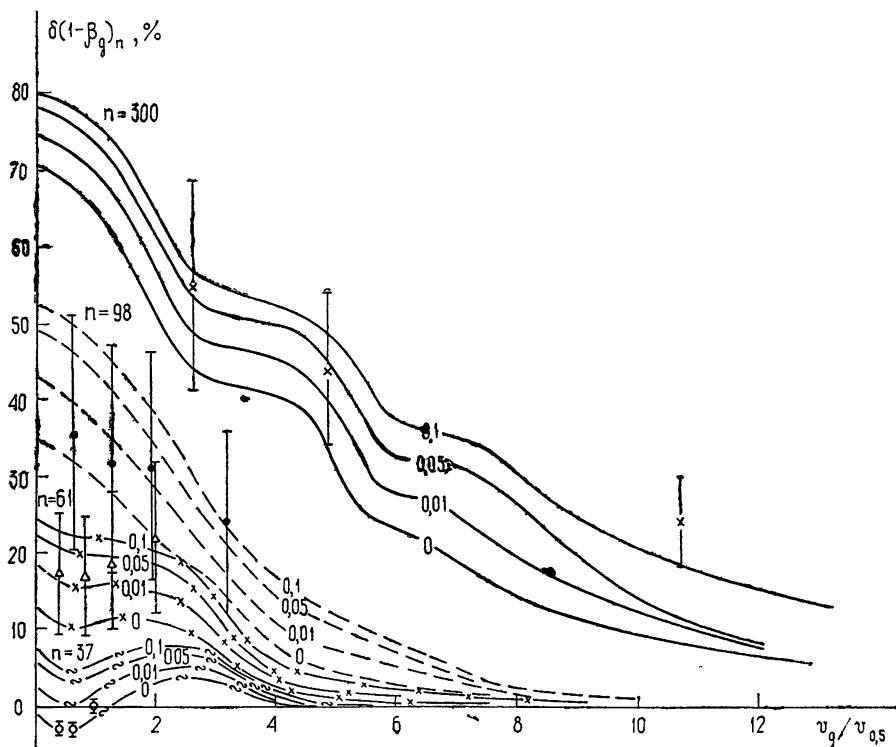


Рис. 11. Результаты измерения  $\delta(1 - \beta_d)_n$  в зависимости от размера диска для  $d = 7 \text{ м}$ ,  $k = 0.4$ ;  $R_n = 50 \text{ м}$ .

—○—  $n = 37$ , —×—Δ—×—  $n = 61$ , —●—  $n = 98$ , —×—  $n = 330$ .

Как следует из графиков, результаты измерений вполне удовлетворительно согласуются с расчетом. Таким образом, вводя в результаты измерений  $(1 - \beta_d)_n$  поправку  $\delta(1 - \beta_d)_n$ , рассчитываемую с учетом конкретных условий измерения, можно найти величину  $(1 - \beta_d)$ , воспользовавшись равенством

$$(1 - \beta_d) = (1 - \beta_d)_n [1 - \delta(1 - \beta_d)_n]^{-1}. \quad (21)$$

При этом ошибка в определении поправки  $\delta(1 - \beta_d)_n$ , видимо, не превосходит  $(1/4) |\delta(1 - \beta_d)_n|$ .

На основании проведенного выше рассмотрения можно сделать следующие выводы.

1. Расчет параметров сфокусированной на конечное расстояние антенны необходимо проводить с учетом изменения амплитудного распределения, вызванного перефокусировкой антенны, так как пренебрежение этим фактором существенно искажает результаты расчета. При этом необходим также возможно более точный учет фазового множителя.

2. В результате проведенного выше расчета получены необходимые соотношения и графики, позволяющие определить величины изменения параметров сфокусированной в зоне Френеля параболической антенны (диаграммы направленности, КНД, коэффициента рассеяния) при изменении сокращения дальней зоны в пределах  $1 \leq n \leq 300$ . Проанализиро-

ваны поведение параметров антенны и величины выноса облучателя в зависимости от значений  $d/\lambda$ ;  $k = f/d$ ;  $g(\Phi_{kp})$  и  $m$ . На основании полученных результатов можно оценить величину предельного сокращения дальней зоны  $n_{max}$  в каждом конкретном случае.

3. Хорошее соответствие экспериментальных данных расчетным свидетельствует о достаточной точности проведенного анализа и дает основание считать, что, учитывая необходимые поправки, рассчитываемые для каждого конкретного случая, можно проводить измерения параметров антенн в зоне Френеля при сокращении, значительно превышающем предельное значение  $n_{max}$ , сохраняя достаточно высокую точность измерений (5—10%).

4. В качестве источников излучения в зоне Френеля при измерениях КНД и коэффициентов рассеяния целесообразно применять «черные» диски, так как в этом случае измеряемая величина  $(1 - \beta_d)_n$  меняется с ростом  $n$  в значительно меньшей мере, чем величина  $D_n$ , измеряемая по точечному излучателю. С другой стороны, даже при значительных сокращениях дальней зоны путем выбора соответствующих угловых размеров диска можно (для достаточно остронаправленных антенн) реализовать условия, при которых мощность, излучаемая antennой в телесный угол диска  $\Omega_d$ , в дальней и ближней зонах будет практически одинаковой (т. е.  $(1 - \beta_d)_n \approx (1 - \beta_d)$ ). Очевидно, что в этом случае ошибка измерения параметров антенны в зоне Френеля будет не больше, чем при аналогичных измерениях в дальней зоне.

Авторы благодарны Н. М. Цейтлину за постоянное внимание к настоящей работе и ценные замечания и Ю. К. Гольцовой, проделавшей все необходимые численные расчеты на ЭВМ. Авторы признательны И. В. Вавиловой, В. И. Андрианову и В. Г. Волкову за весьма полезное обсуждение результатов настоящей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 5, № 4, 623 (1962).
2. Н. М. Цейтлин, Применение методов радиоастрономии в антенной технике, изд. Сов. радио, М., 1966.
3. J. J. Stange I, W. M. Yarnell, IRE Internat. Convent. Rec., 10, № 1, 3 (1962).
4. D. Cheng, Wireless. Engr., 33, № 10, 107 (1956); Вопросы радиолокационной техники, 2, 38 (1957).
5. Н. А. Есепкина, Докл. АН СССР, 113, № 1, 82 (1957); Приборы и техника эксперимента, 2, 24 (1959).
6. Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 7, № 3, 571 (1964).
7. В. М. Андрианов, О. И. Владимирова, В. Г. Волков, Вопросы радиоэлектроники, сер. Общетехническая, вып. 1, 49 (1967).
8. Д. А. Дмитренко, А. А. Романычев, Н. М. Цейтлин, Радиотехника и электроника, 14, № 12, 2108 (1969).
9. Б. В. Бруде, Н. А. Есепкина, Радиотехника и электроника, 15, № 6 (1970).
10. В. Б. Цейтлин, Радиотехника и электроника, 13, № 12, 2135 (1968).
11. Сканирующие антенные системы СВЧ, изд. Сов. радио, М., 1966.
12. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, изд. Наука, М., 1970.
13. Б. Е. Кинберг, В. Б. Цейтлин, Радиотехника и электроника, 9, № 9, 1581 (1964).
14. Л. Д. Розенберг, Звуковые фокусирующие системы, изд. АН СССР, М., 1949.

THE METHOD OF MEASURING MIRROR ANTENNA PARAMETERS  
ACCORDING TO RADIATION FROM A "BLACK" DISC SITUATED  
IN THE FRESNEL ZONE

*D. A. Dmitrenko, V. V. Anikina*

The results of calculation and experimental investigation of the method are given. Some relations have been obtained, as well as the estimations of the irradiia, for displacement from the mirror, the limit dimensions of the far zone of the antenna optical disc sizes necessary for providing sufficiently precise measurements of the radiation pattern, the directive gain and the scattering coefficients of the optical-type parabolic antennas.

---