

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Ордена Трудового Красного Знамени
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

Препринт № 37



ИРФИ

Д.А.Дмитренко, В.В.Ангина,
Л.В.Дмитренко

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
ПАРАМЕТРОВ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕН
ПО ИЗЛУЧЕНИЮ "ЧЕРНОГО ДИСКА",
РАСПОЛОЖЕННОГО В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

г. Горький,
1972

В настоящее время довольно широко применяются радиоастрономические методы исследования антенн. К радиоастрономическим по своему происхождению и специфике (используются радиометры, принимающие радиоизлучение со сплошным спектром, отсутствует излучение в пространство, источник излучения имеет конечные угловые размеры и т.д.) относятся и методы измерений параметров антенн по искусственным источникам теплового излучения, в частности, по покрытым поглощающим материалом ("черным") дискам. В 1961 г. В.С.Троицким и Н.М.Цейтлиным [1] было предложено использовать для исследования антенн излучение "черного" диска, расположенного в дальней зоне антенны. Однако, до последнего времени применимость этого метода ограничивалась лишь сравнительно небольшими антеннами, так как диск необходимо было размещать на расстояниях $R_0 = \frac{2D^2}{\lambda}$ и на сравнительно большой высоте $h > R_0 / 5$ (для уменьшения дифракционной поправки [2]). Последнее связано с очевидными техническими трудностями (как показано в [1], для измерения усиления и рассеяния антенн с раскрытом $D = 15 + 20$ м в дециметровом диапазоне волн, необходимо диски с диаметром $4 + 5$ м устанавливать на $50 + 100$ метровых вышках). Тем не менее в ряде случаев эти трудности удавалось преодолеть, используя рельеф местности и устанавливая "черный" диск, например, на вершине скалы. Примерно в

это же время появилась работа [3], в которой авторы отмечали, что усиление антенны при фокусировке ее на конечное расстояние практически не меняется⁺). Основываясь на [1] и [3-5] в 1964 году Н.М.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 этот 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 В.М.Андрянова, С.И.Владимировой и В.Г.Волкова [7], в которой проведен анализ поведения диаграммы направленности и рассеяния сфокусированной на конечное расстояние 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

⁺) На возможность использования фокусировки антенны в зоне Френель для измерения диаграммы направленности впервые было указано Д.Ченгом в 1956 г., [4], и Н.А.Есепкиной в 1957 г. [5].

экспериментальные, а затем и теоретические исследования этого метода.

Как показали эксперименты [8], сокращения дальней зоны до $N = 30$ раз не приводят (в пределах ошибок измерений $\pm 5\%$) к заметному изменению параметров антенны. В 1970 году появилась теоретическая работа Б.В.Брауде и Н.А.Есенкиной [9], результаты которой на первый взгляд соответствовали нашим экспериментам (из [9] следовало, что величина падения усиления сфокусированной на конечное расстояние антенны не превышает 5% при сокращении до $N = 20$ раз). 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 $N \sim 100$ раз 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].

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 антен в зоне Френеля. В частности, были определены пределы применимости

результатов расчетов [7] и [9], наиболее существенным недостатком которых явилось пренебрежение 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,

1. Общие соотношения

Как известно (см., например, [10]), приращение температуры антенны ΔT_{ag} при приеме радиоизлучения "черного" диска относительно экранируемого им фона (яркостные температуры T_g и $T_{ф.g}$), может быть записано в виде:

$$\Delta T_{ag} = (T_g - T_{ф.g})(1 - \beta_g)(1 + \xi) \zeta = (T_g - T_{ф.g}) \frac{DF_g}{4\pi} (1 + \xi) \zeta_1$$

$$\text{где } 1 - \beta_g = \frac{\int_{\Omega_g} F d\Omega}{\int_{4\pi} F d\Omega} = \frac{D F_g}{4\pi} \quad (2) - \text{коэф-}$$

фициент рассеяния в телесный угол диска Ω_g ;
 $F(\vartheta)$ - симметричная по φ диаграмма антенны по
 мощности; $D = \frac{4\pi F_{max}}{\int_{\Omega_g} F d\Omega}$ (3) - максимальный к.п.д.

антенны; $F_g = \int_{\Omega_g} \frac{F}{F_{max}} \cdot d\Omega$ (4) - коэффициент, характе-
 ризующий Ω_g мощность, перехватываемую диском;

ξ - дифракционная поправка (см., например, [10]).
 Как видно из (1), величина $\Delta T_{\Delta g}$ при фокусировке
 антенны на конечное расстояние может измениться
 в основном только за счет изменения величин D и
 F_g ⁺⁾ . При этом изменения D и F_g ⁺⁺⁾ будут,
 очевидно, определяться искажением амплитудно-фа-
 зовой структуры поля в раскрыве обусловленным как
 величиной сокращения дальней зоны N , так и из-
 менением угла облучения зеркала, вызванного пере-
 фокусировкой антенны. Таким образом, можно считать,
 что искажение амплитудно-фазового распределения
 при фокусировке антенны на конечное расстояние,
 обусловлено двумя факторами:

1) неполной компенсацией при выносе облучате-
 ля фазовых искажений поля в раскрыве, вызванных

⁺⁾ Изменения T_g и $T_{\Delta g}$ при фокусировке антенны на ко-
 нечное расстояние оказываются несущественными.

⁺⁺⁾ Отметим, что при использовании в зоне Френеля ис-
 точников с угловыми размерами $\Delta \vartheta_{ист}$ много мень-
 шими полуширины диаграммы по мощности $\Delta \vartheta_{0,5}$,
 изменение величины $(1 - \beta_g) n$ относительно даль-
 ней зоны определяется только изменением к.п.д.,
 т.к. в этом случае $F_g = const$.

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. Следует отметить, что, хотя, на первый взгляд, изменение параметров перефокусированной антенны определяется фактором 1), возможны случаи, когда влияние фактора 2) может стать доминирующим. Это можно проиллюстрировать на примере зеркала с данным $K = f/D$ и фиксированным расстоянием до диска $R_n = 2D^2/\lambda n$. В этом случае величина выноса облучателя Δf_n определяется только расстоянием R_n , в то время как изменяя λ , мы можем менять n . Величина Δf_n остается при этом неизменной, в чем нетрудно убедиться, рассматривая выражение для Δf_n (см., например, [9])

$$\Delta f_n = \frac{f^2}{R_n} \left(1 + \frac{1}{16K^2} \right). \quad (5)$$

Таким образом, можно реализовать случай, когда малому сокращению n (зависящему теперь только от длины волны λ) соответствует значительный вынос Δf_n при этом изменение поля по раскрытию будет определяться в основном фактором 2). Как показывает расчет, изменение параметров антенны, при этом может быть существенным при достаточно больших относительных выносах $\Delta f_n/f$. Нетрудно видеть, что приращения $\Delta D_n = D - D_n$ и $\Delta F_{gn} = F_g - F_{gn}$ (D_n и F_{gn} - параметры сфокусированной в зоне

Френеля антенны), обусловленные влиянием факторов (1) и (2), имеют противоположные знаки, а именно:

$$\Delta D_n^{(1)} > 0 \quad , \quad \Delta F_{gn}^{(1)} < 0 \quad ; \quad \Delta D_n^{(2)} < 0 \quad , \quad \Delta F_{gn}^{(2)} > 0 \quad .$$

Этим по-видимому, можно объяснить значительное расхождение в величине предельного сокращения n_{\max} , оцениваемой по результатам [7] и [9]. Принимая во внимание, что в [7] и [9] решаются несколько различных задачи⁺⁾ , можно показать, что пренебрежение фактором 2) приводит к различным по величине ошибкам допускаемым в этих работах. Действительно, если в [9] допускается ошибка $\Delta D^{(2)} < 0$, которая в значительной мере усугубляется принятым упрощением в фазовом множителе, то в [7] ошибка $\Delta D^{(2)} < 0$ компенсируется за счет $\Delta F_{gn}^{(2)} > 0$, т.е. результирующая погрешность в величине $(1-\beta_g)_n$, естественно, оказывается меньше каждой из составляющих.

Ниже приводится расчет величины выноса облучателя, диаграммы направленности, к.н.д. и коэффициента рассеяния $(1-\beta_g)$ в зависимости от величины сокращения дальней зоны с учетом перечисленных выше факторов.

Рассмотрим параболическую антенну с диаметром $D = 2a$ и фокусным расстоянием f (рис. 1). Пусть при смещении облучателя из фокуса вдоль фокальной оси на Δf_n зеркало формирует сферическую

⁺⁾ Напомним, что в [9] анализируется поведение D_n сфокусированной в зоне Френеля антенны, в то время как в [7], исследуется коэффициент рассеяния $(1-\beta_g)_n = \frac{D_n F_{gn}}{4\pi}$ в зависимости от n .

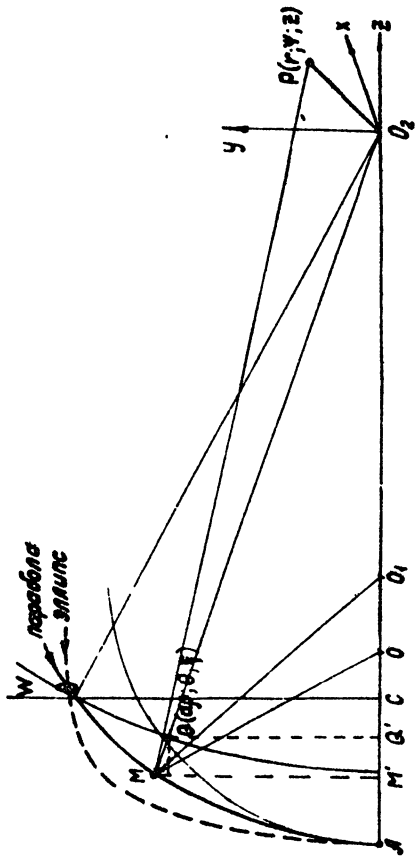
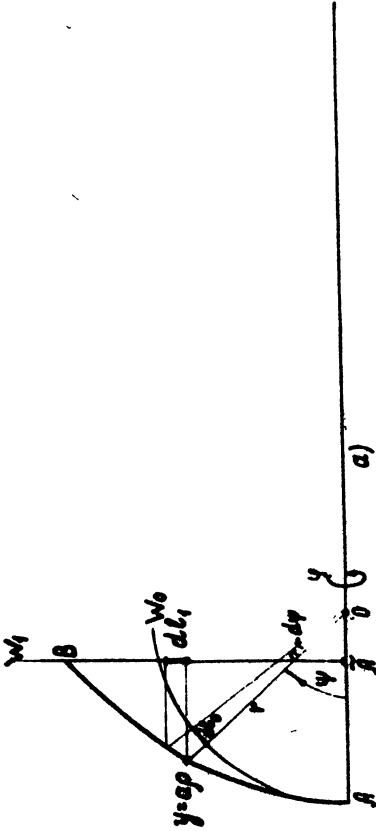


Рис. 1.



$W_0 \tilde{W}_0$ - вращающийся фронт излучения
на земном волне.

$W_1 \tilde{W}_1$ - вращающийся фронт отраженный от земной волны

$$AC = D^2/16f$$

$$AD_2 = R_n$$

$$AO = f$$

f, ψ, β - текущие координаты
на вращающемся фронте

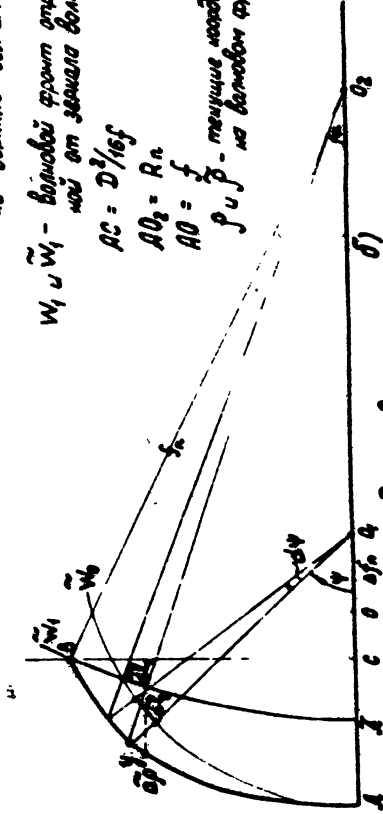


Рис. 2

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 $f_n \gg a \ll \lambda$ и $f_n \gg f$ поле в произвольной точке P вблизи фокальной оси можно найти воспользовавшись формулой Дебая (см., например, [12])

$$E_n(u, V) = -i \frac{2\pi a^2}{\lambda f_n^2} \exp\left\{i\left(\frac{f_n}{a}\right)^2 u\right\} \int_0^1 A_n(\rho) J_0(V\rho) \exp\left\{-i\left[\Phi_n(\rho) + \left(\frac{4\rho^2}{2}\right)\right]\right\} \rho d\rho,$$

где $A_n(\rho)$ и $\Phi_n(\rho)$ — зависящие от n симметричные по φ амплитудное и фазовое распределения поля по волновому фронту W ; $u = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f_n}\right)^2 z$ и $V = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f_n}\right) z$ ($z = \sqrt{x^2 + y^2}$) — безразмерные переменные (см. рис.1). Из (6) 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

+) f_n — радиус сходящейся в точку O_2 сферической волны (см. рис.1).

ти сфокусированной на конечное расстояние антенны:

$$F_n(V) = \left| \frac{E_n(0,V)}{E_n(0,0)} \right|^2 \quad (7)$$

Нетрудно показать, что для относительного изменения к.н.д. и коэффициента рассеяния при фиксированном n , справедливы следующие соотношения:

$$\delta D_n = 1 - \frac{D_n}{D} = 1 - \frac{C_n}{C} \frac{\left| \int_0^1 f_n(\rho) \rho d\rho \right|^2}{\int_0^1 |f(\rho)|^2 \rho d\rho} \frac{\int_0^1 |f(\rho)|^2 \rho d\rho}{\int_0^1 |f_n(\rho)|^2 \rho d\rho} \quad (8)$$

$$\delta(1-\beta_g)_n = 1 - \frac{(1-\beta_g)_n}{(1-\beta_g)} = 1 - \frac{\int_{\Omega_g} F_n d\Omega \cdot \int_{4\pi} F d\Omega}{\int_{\Omega_g} F d\Omega \cdot \int_{4\pi} F_n d\Omega}, \quad (9)$$

где $F_n(\vartheta)$; D_n и $(1-\beta_g)_n$ — соответственно диаграмма направленности, к.н.д. и коэффициент рассеяния в телесный угол диска Ω_g 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 сфокусированной

на бесконечность антенны и при вынесенном из фокуса облучателе. Таким образом, зная $f_n(\rho)$, можно, пользуясь (7) + (9), рассчитать поведение интересующих нас значений: выноса облучателя Δf_n^+ , к.н.д. и рассеяния в зависимости от величины сокращения дальней зоны n .

Найдем амплитудное и фазовое распределения поля по сферическому волновому фронту отраженной от зеркала волны. Обычно для зеркальной антенны с небольшим облучателем, таким как рупор или диполь с отражающей плоскостью, можно считать облучатель точечным и найти амплитудное распределение по волновому фронту при известной диаграмме облучателя аналогично [14]. Пусть $g(\psi)$ - нормированная симметричная по ψ диаграмма точечного облучателя по мощности, тогда, интенсивность в каждой точке сферического фронта W радиуса f равна

$$I_0(\psi) = \frac{P_{\max}^{\text{обл}}}{4\pi f^2} g(\psi). \quad (10)$$

+) Необходимо отметить, что поскольку размер телесного угла, в пределах которого деформируется диаграмма, сфокусированной на конечное расстояние антенны, зависит от величины сокращения дальней зоны (т.к. боковые лепестки диаграммы формируются на расстоянии, меньшем $R_0 = 2R^2/\lambda$ [13]); следует ожидать, что величина выноса облучателя будет зависеть от угловых размеров, применяемого в зоне Френеля, источника излучения.

Выберем размеры площадки $d\sigma_0$ на волновом фронте так, чтобы в пределах этой площадки можно было считать $I_0(\psi) = I_0 = \text{const}$, 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 \bar{W}_1 волновым фронтам, учитывая, что $\rho = z \sin \psi$ ($z = \frac{2f}{1 + \cos \psi}$ - полярный радиус).

В случае вынесенного на Δf_n облучателя связь углов α и ψ можно найти, аппроксимирую параболическое зеркало эллипсоидом фокусами в точках O_1 и O_2 (см. рис. 2). Пользуясь малостью α , получим

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = E \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \approx E \frac{\alpha}{2},$$

где $E = \frac{1+e}{1-e} = \frac{R_n}{f + \Delta f_n}$, e - эксцентриситет эллипса.

Пренебрегая величиной $\left(\frac{1}{E} \operatorname{tg} \frac{\psi}{2}\right)^2$ по сравнению с единицей и, определяя $(R_n/f)^2$ из уравнения окружности радиуса f_n , записанного относительно точки O_2 при условии $y = a$, $x = R_n - \frac{a^2}{16f_n}$, получим

Для плоского волнового фронта W_1 :

$$I_1(\rho) = \frac{\rho_{\max}^{\text{obl}}}{4\pi f^2} \left(\frac{16k^2}{16k^2 + \rho^2} \right)^2 g(\rho) \quad (11)$$

$$0 \leq \rho \leq \frac{2f}{\alpha} \operatorname{tg} \frac{\psi_{\text{кр}}}{2}$$

+) Будем считать, что вынос облучателя не отражается на его характеристиках.

для сферического волнового фронта \tilde{W}_1 :

$$\tilde{I}_1(\rho) = \frac{\rho_{\text{обл}}}{4\pi f^2} \left(\frac{f_n (1 + \frac{\Delta f_n}{f})}{R_n} \right)^2 \left[\frac{16k^2}{16k^2 \left(\frac{f_n (1 + \frac{\Delta f_n}{f})}{R_n} \right)^2 + \rho^2} \right]^2 g(\rho) \quad (12)$$

$$0 \leq \rho \leq \frac{2(f + \Delta f_n)}{\alpha} \cdot \frac{f_n}{R_n} \operatorname{tg} \frac{\Psi_{\text{кр}} - \Delta \Psi_n}{2},$$

где $k = f/\lambda$.

Как и следовало ожидать, при $\Delta f_n = 0$ и $\frac{f_n}{R_n} = 1$ соотношение (12) переходит в (11). Следует отметить, что, поскольку в (12) учитывается изменение верхнего предела Ψ , 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 очевидно равенство для оптической разности хода $\Delta l(y)$

$$\Delta l(y) = O_1 M + O_2 M - (O_1 A + O_2 A), \quad (13)$$

$$\text{где } O_1 M = \sqrt{\left(O_1 A - \frac{y^2}{4f}\right)^2 + y^2}, \quad O_2 M = \sqrt{\left(O_2 A - \frac{y^2}{4f}\right)^2 + y^2},$$

$$O_1 A = f + \Delta f_n, \quad O_2 A = R_n = \frac{2D^2}{\lambda n}.$$

Обозначим $\Delta f_n = \Delta f(1 + \ell_n)$ (14), где $\Delta f = \frac{f^2}{R_n - f}$ - величина выноса облучателя, следующая из условия фокусировки тонких параксиальных линз (см. [7]). Положив $y = a\rho$ и, принимая во внимание (13), получим:

$$\Phi(\rho) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \ell(\rho) = \frac{2\pi}{\lambda} kD \left\{ \sqrt{\left(\frac{2D}{n k \lambda} - \frac{\rho}{16k^2} \right)^2 + \frac{\rho^2}{4k^2}} + \sqrt{\left(1 + \frac{n k \lambda (1 + \ell_n)}{2D(1 - \frac{n k \lambda}{2D})} - \frac{\rho^2}{16k^2} \right)^2 + \frac{\rho^2}{4k^2}} - \frac{\frac{2D}{n k \lambda} + \frac{n k \lambda \ell_n}{2D}}{1 - \frac{n k \lambda}{2D}} \right. \quad (15)$$

Отметим, что предлагаемое в [9] упрощение в $\Delta \ell(y)$ приводит к существенным ошибкам при $n > 20$. Кривые δD_n , рассчитанные для спадающего распределения с учетом фазового множителя (15), идут в 2+2,5 раза ниже аналогичной кривой, полученной по результатам [9].

Таким образом, для конкретного зеркала при известной диаграмме облучателя $g(\psi)$, можно, пользуясь (11), (12) и (15), определить амплитудно-фазовое распределение поля по волновому фронту соответствующее заданному n . Затем, выполняя численное интегрирование с помощью (7) - (9), можно найти зависимость интересующих нас значений Δf_n , $F_n(\theta)$, δD_n и $\delta(1 - \beta g)_n$ от величины сокращения дальней зо-

+) Как показывает оценка, ошибка при этом $\Delta \ell(y)$ несущественна при $n \leq 0,8 D/\lambda$.

ды n . Все приводимые ниже расчеты проводились с помощью цифровой вычислительной машины БЭСМ-4М, при условии, что диаграмма облучателя может быть представлена в виде:

$$g(\psi) = \left(1 - \frac{\psi^2}{\psi_0^2}\right)^m, \quad (16)$$

где ψ_0 - координата первого нуля диаграммы.

2. Величина выноса облучателя при перефокусировке антенны

Соотношение (5) для величины выноса облучателя Δf_n , приводимое в [9], получено без учета амплитудно-фазовой структуры поля в раскрыве и вследствие этого не достаточно точно для практических оценок Δf_n ⁺⁾ . Как отмечалось выше, величину Δf_n можно определить более строго. 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 Δf_n может быть найдена из условия максимума интенсивности поля в области определяемой размерами излучателя⁺⁺⁾. Аналог-

+) При выводе (5) во внимание принимались только геометрические свойства параболоида и аппроксимирующего его эллипсоида.

++) Оптимальная величина Δf_n в этих случаях определяется с помощью (14) по найденному значению l_n^{opt} соответствующему максимуму интенсивности.

гичная задача решалась в [7], однако, в этой работе не принималась во внимание зависимость величины оптимального выноса облучателя от конечных угловых размеров источника. Расчет показывает, что такое предположение оправдано для источников, угловой радиус которых $\Delta \vartheta_0$ меньше полуширины диаграммы направленности по мощности $\Delta \vartheta_{0,5}$.

Результаты расчета V_n^{opt}/l_0 (где $l_0 = f/16K^2$) для точечного излучателя при равномерном и спадающих распределениях амплитуды поля по раскрытию и значениях параметров $D/\lambda = 500$, $K = 0,3; 0,4; 0,5$, $m = 2$, $q_0 = 0; 0,01; 0,05; 0,1$ (q_0 - уровень облучения края зеркала по мощности, когда облучатель находится в фокусе) представлены на рис. 3. Из графиков видно, что зависимость Δf_n от n существенно зависит от характера амплитудного распределения и величины параметра зеркала $K = f/D$. Как свидетельствует расчет, величину Δf_n при $n \approx (0,15 + 0,3) \frac{1}{K}$ (значение верхней границы n зависит от величины K) можно оценить с ошибкой около 5-7%, пользуясь следующими формулами:

для равномерного распределения амплитуды:

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

для спадающего распределения амплитуды:

$$\Delta f_n = \frac{f^2}{R_n - f} \left(1 + \frac{2}{16K^2} \right). \quad (18)$$

В (16) и (17) $\frac{f^2}{Rn-2}$ - величина выноса облучателя, следующая из условия фокусировки тонких паракарсиальных линз [7]; $(1 + 1/16k^2)$ - коэффициент, учитывающий геометрию параболического зеркала [9]:

$$\mathcal{K} = \frac{|\int \sigma_{2e0M} A d\sigma|^2}{\sigma_{2e0M} \int \sigma_{2e0M} A^2 d\sigma} \quad - \text{апертурный коэффициент использования,}$$

учитывающий неравномерность распределения амплитуды поля A по раскрытию. Оценка показывает, что при аппроксимации диаграммы облучателя по мощности параболической функцией $f(\psi) = (1 - \frac{\psi^2}{\psi_0^2})^m$

(где ψ_0 - размер диаграммы по нулям), величина \mathcal{K} лежит в пределах $0,75 \leq \mathcal{K} \leq 0,9$. Это достаточно хорошо согласуется с расчетом (см. рис. 3) при $n \approx (0,15 + 0,3) \frac{D}{\lambda}$.

Отметим, что формула (17) с точностью до f/Rn совпадает с (5). Это свидетельствует о том, что соотношение (5) справедливо лишь при равномерном амплитудном распределении поля в раскрытии.

Наличие осцилляций с ростом n (см. рис. 3) можно объяснить чередующимися переходами величины фазовой ошибки в раскрытии через значения, кратные π . Что касается некоего увеличения уровня l_n^{opt}/l_0 для спадающего амплитудного распределения при $n \rightarrow 1$, то этот эффект, по всей вероятности, обусловлен влиянием амплитудных ошибок, связанных с перефокусировкой антенны.

Результаты расчета $(1 + l_n^{opt}) / (1 + l_0)$ в зависимости от n при спадающем амплитудном распределении с учетом конечных угловых размеров источника -

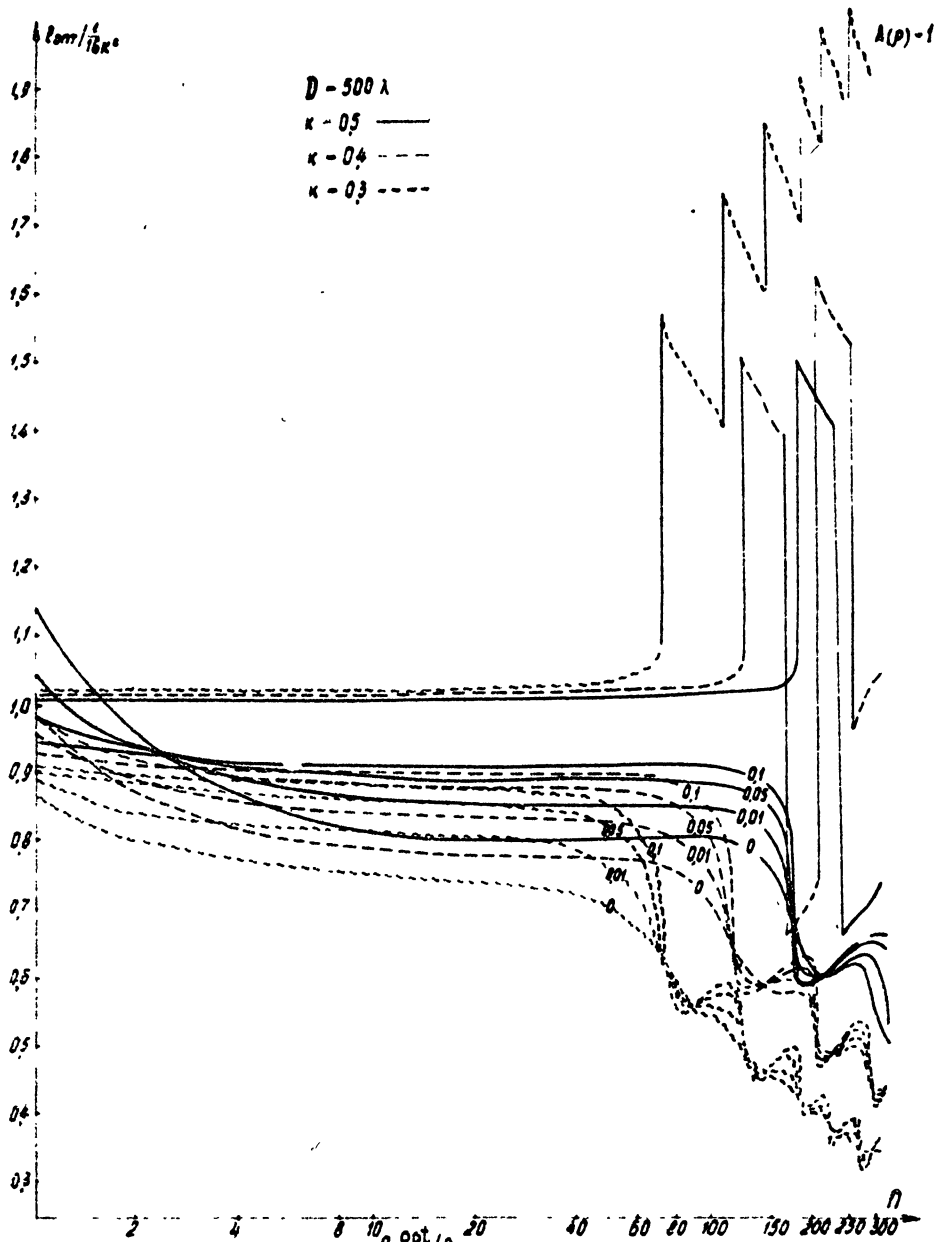


Рис. 3. Зависимость $l_{n opt}/l_0$ от n при различных распределениях поля по раскрыву.

$D=1000\lambda$ $\kappa=0,4$

$$\frac{1-\rho_0}{1-\rho_0^2}$$

— $\rho_0 = 0,1$
 --- $\rho_0 = 0$

1 — точеч. свет

2 — $\frac{1}{\lambda_{\text{ср}}} = 1,6$ (средняя длина волны)

3 — $\sigma = 10\pi$

4 — $\sigma = 10$ л + 100м

5 — $\sigma = 10$ л + 300м

6 — $\sigma = 10$ л + 500м

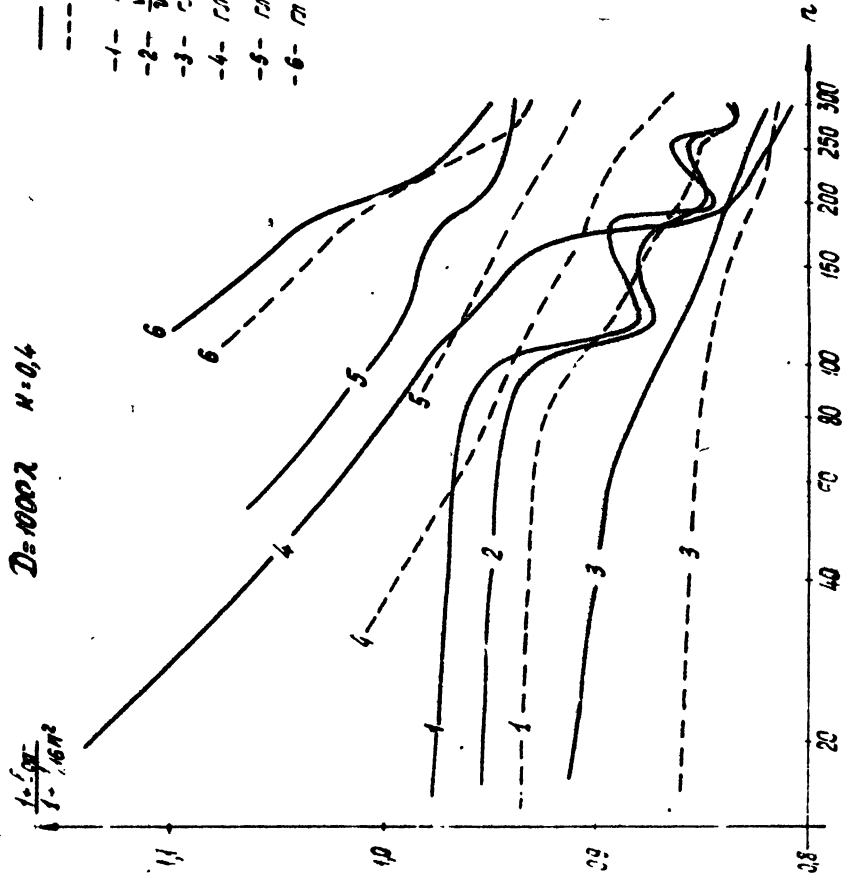


Рис.4. Результаты расчета оптимального выноса облучателя в зависимости от угловых размеров диска.

ка приведены на рис. 4. Как следует из графика, с увеличением Δv_g в пределах главного лепестка диаграммы величина Δf_n (при фиксированных n и g_0) падает по сравнению с Δf_n соответствующим точечному излучателю, достигая минимального значения для дисков близких по угловым размерам к ширине главного лепестка диаграммы. По мере увеличения Δv_g за пределы главного лепестка величина Δf_n начинает расти, однако, с некоторого значения Δv_g вынос облучателя снова должен уменьшаться, стремясь в пределе к нулю⁺). В таблице 1 для сравнения приведены результаты расчета величины $(1 + \ell_n^{opt})$ и экспериментальные данные, полученные с помощью антенны, имеющей $D/\lambda = 1200$, $K = 0.4$ и различных по величине дисков, установленных в зоне Френеля при $n = 330$. Как видно из табл., результаты измерений соответствуют расчету, что свидетельствует о его достаточной точности.

Как отмечалось в [8], двухзеркальную антенну можно фокусировать в зоне Френеля, смещая только контррефлектор. При этом величина выноса облучателя из фокуса уменьшается по сравнению с однозеркальной на величину δ в соответствии с формулой $\Delta f_{nqv} = \Delta f_{nqg} \cdot \delta$ (соотношение для δ приведено в [8]). Сравнивая результаты измерения Δf_n , полученные с помощью двухзеркальной антенны при выносе только контррефлектора с расчетом $(1 + \ell_n^{opt})$,

⁺) В пределе диск, очевидно, превращается в "черную" полость охватывающую антенну.

Таблица №1

$\frac{\Delta \theta_{\psi}}{\Delta \theta_{0,5}} (\text{расч.})$	$\theta_0(\psi_{кр})$	$1 + \ell_{\text{расч.}}^{opt. +)}$	$\frac{\Delta \theta_{\psi}}{\Delta \theta_{0,5}} \text{эксн.}$	$1 + \ell_{\text{эксн.}}$
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	$1,19 \pm \frac{0,03}{0,06}$	4,83	$1,2 \pm 0,06$
	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		

$\theta_0(\psi_{кр})$ - уровень облучения края зеркала по мощности,
 $\Delta \theta_{\psi}$ и $\Delta \theta_{0,5}$ - угловой радиус диска и полуширина диаграммы на-
 правленности на уровне 0,5 по мощности.

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

выполненным для однозеркальной антенны и точечного излучателя в зоне Френеля (см.рис. 5), можно оценить величину δ . С учетом того, что измерения Δf_n проводились с помощью дисков, имеющих $\Delta \varphi_g \approx \Delta \varphi_{0,5}$, величина δ оказалась равной $\delta = 0,94 \pm 0,01^{++}$. Полученное значение δ достаточно хорошо согласуется с расчетом, так как для нашей антенны согласно [8] $\delta = 0,944$.

Необходимо отметить, что результаты расчета и экспериментальные данные (см.рис.5) свидетельствуют о заметной зависимости величины Δf_n от начального уровня облучения края зеркала g_0 . Это позволяет рассчитывать на возможность оценки уровня g_0 реальной антенны, путем сравнения измеренного значения Δf_n с расчетным.

3. Диаграмма сфокусированной на конечном расстоянии антенны

Расчет диаграммы направленности (в дальнейшем д.н.) при различных сокращениях дальней зоны проводился численным интегрированием (7) с учетом (11), (12), (15) и (16). Распределение интенсивности $F_n(\psi)/F_n(0)$ рассчитывалось в плоскости фокусировки⁺⁺ (плоскость,

+) в этом случае, чтобы сравнивать с расчетом, необходимо измеренные значения Δf_n согласно рис.4, увеличить на 2%.

++) 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

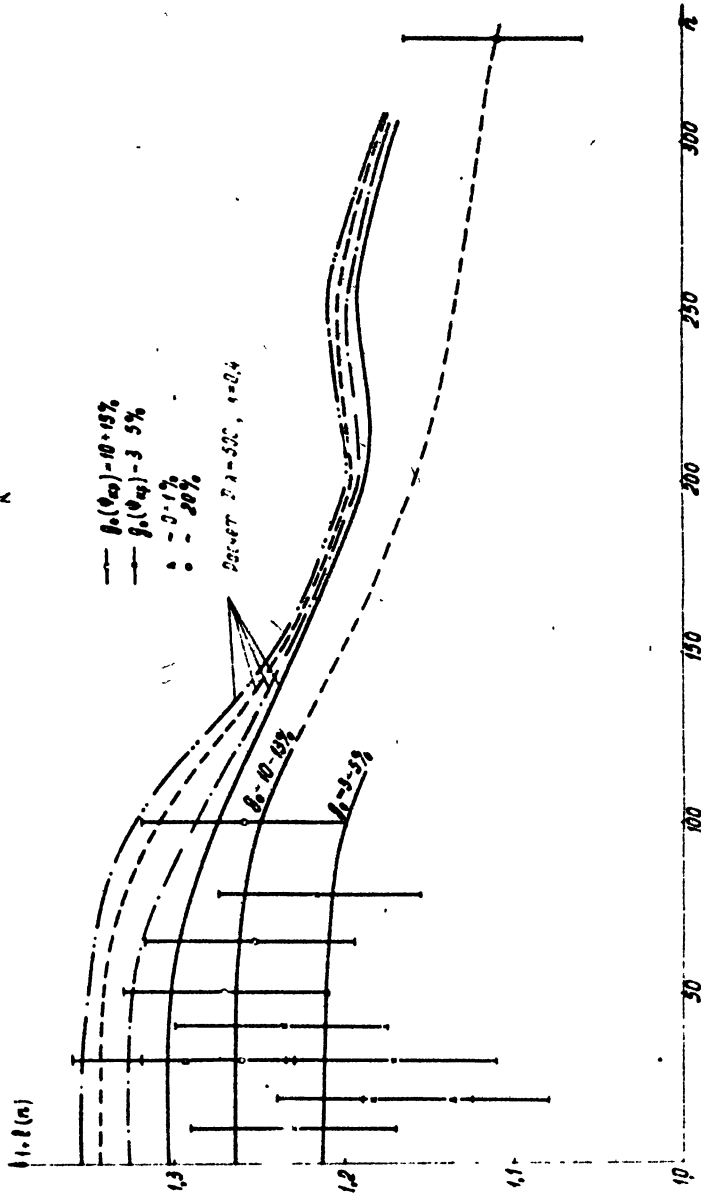


Рис 5

Результаты измерения оптимального выноса облучателя в зависимости от величины амплитуды поля на краю зеркала.

проходящая через точку O_2 (см. рис. 1) перпендикулярно фокальной оси) при этом в (15) учитывалась величина оптимального выноса, рассчитываемая для каждого n (см. раздел 2).

Результаты расчета свидетельствуют о зависимости величины и характера искажения д.н. сфокусированной на конечное расстояние антенны от значения параметров k , D/λ и q_0 (где $q_0 = q(\Psi_{кр})$ - начальный уровень облучения края зеркала по мощности). Необходимо отметить, что в случае равномерного распределения поля по раскрытию результаты нашего расчета достаточно хорошо согласуются с [7]. Обратимся к рис. 6 + 9, на которых приведены д.н. рассчитанные при $k = 0,4$; $D/\lambda = 100$ и 500 ; $q_0 = 0$ и $0,1$ и $m = 2$. 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 д.н. либо амплитудных, либо фазовых ошибок в раскрытии в зависимости от величины D/λ . Действительно, меняя λ при фиксированных n , k и q_0 , можно видеть, что согласно (15) и (18) величина фазовой ошибки растет с увеличением D/λ , а величина амплитудной ошибки падает, так как при этом уменьшается относительный вынос облучателя $\Delta f_n / f$. Основываясь на этом, можно заключить, что для данных k и q_0 существует некоторое оптимальное отношение D/λ , при котором деформация д.н. с ростом n будет проявляться в наименьшей степени за счет нивелиро-

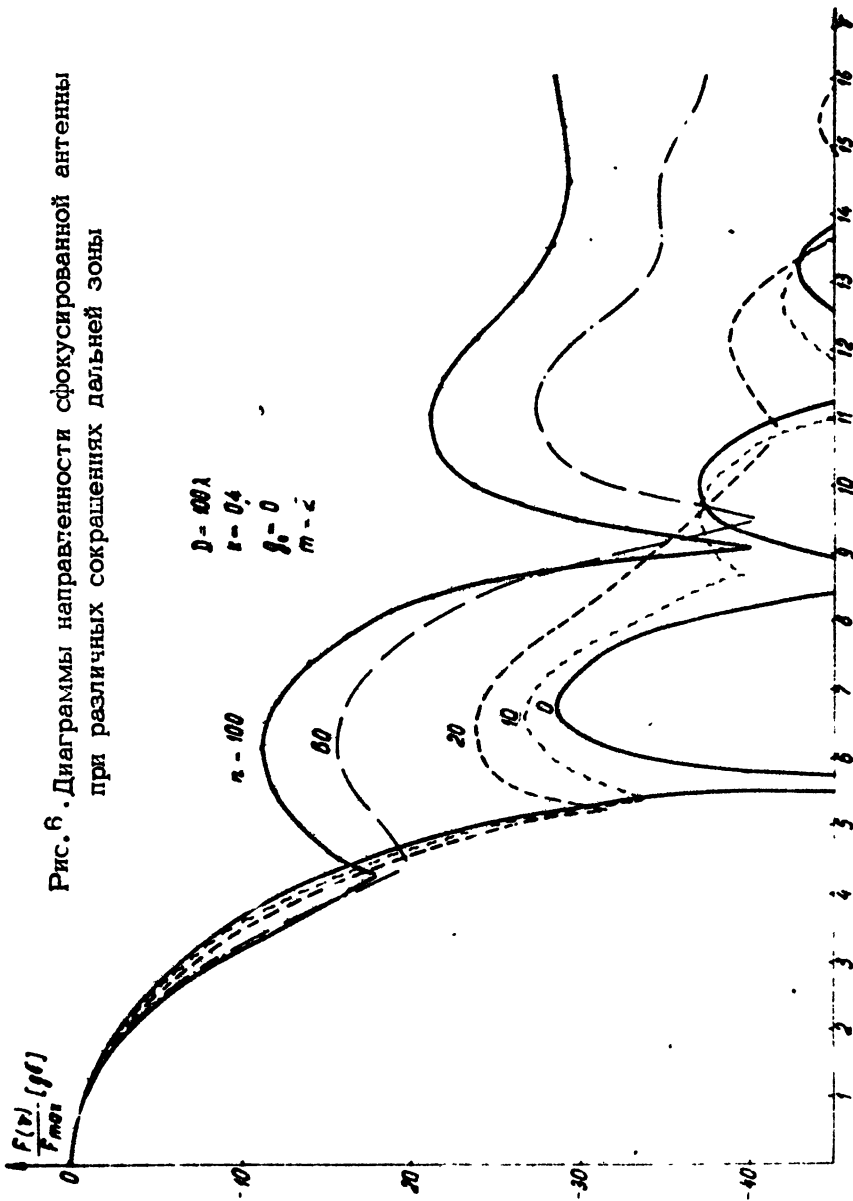


Рис. 6. Диаграммы направленности сфокусированной антенны при различных сокращениях дельней зоны

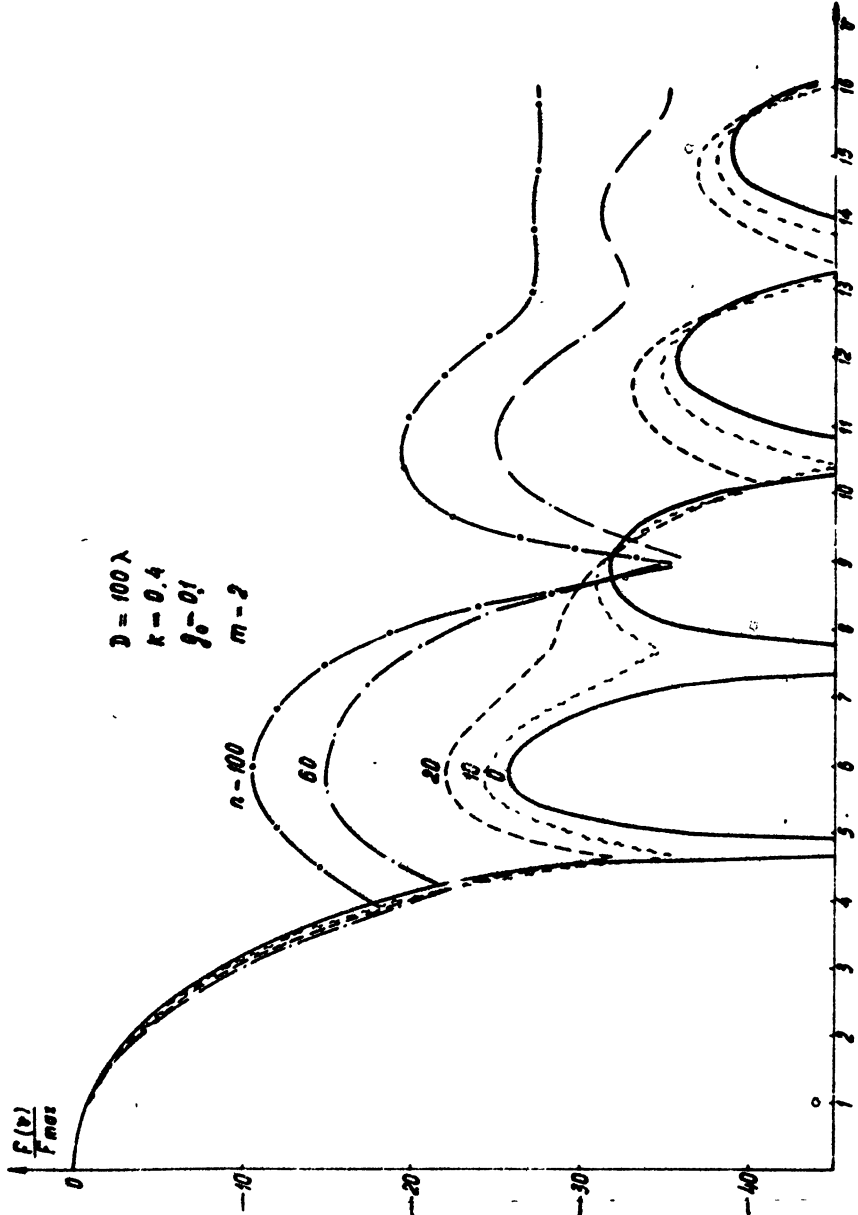


Рис. 7. Диаграммы направленности сфокусированной антенны при различных сокращениях дальней зоны n .

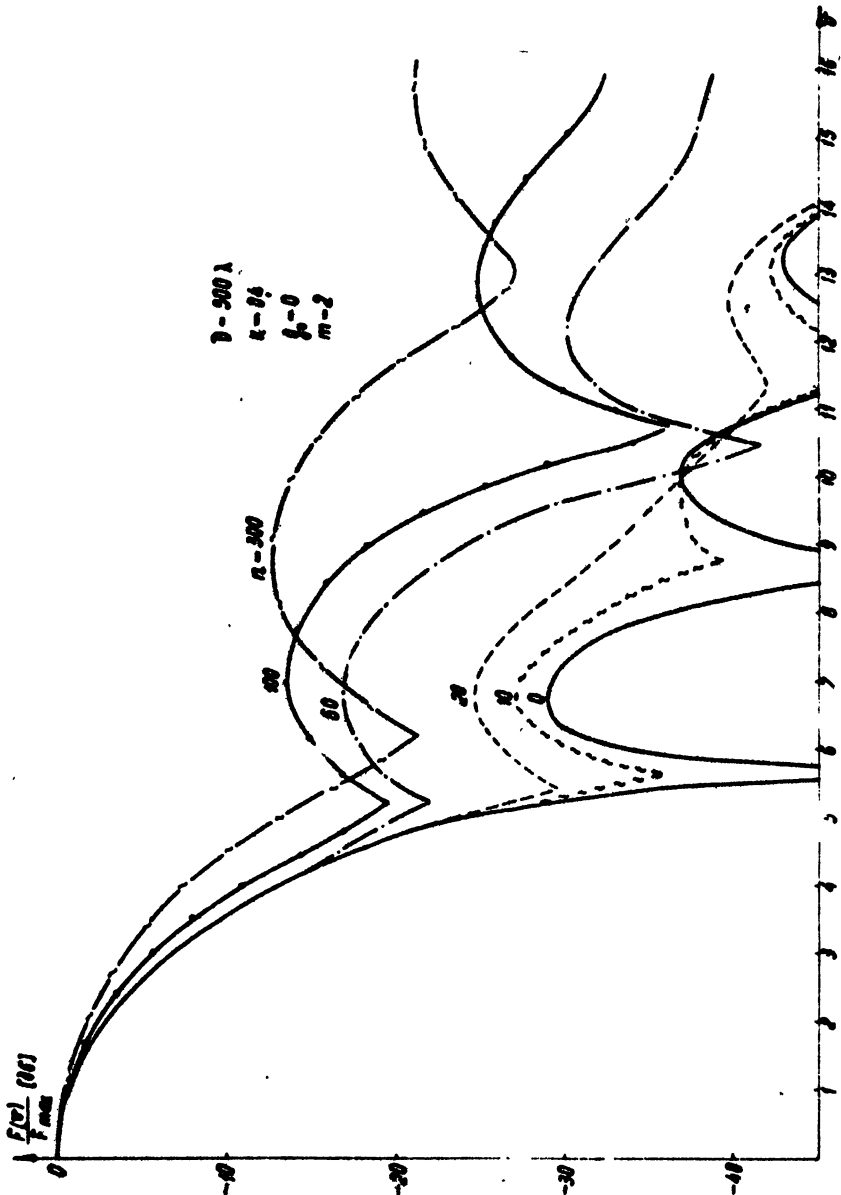


Рис.8. Диаграммы направленности сфокусированной антенны при различных сокращениях дальней зоны L .

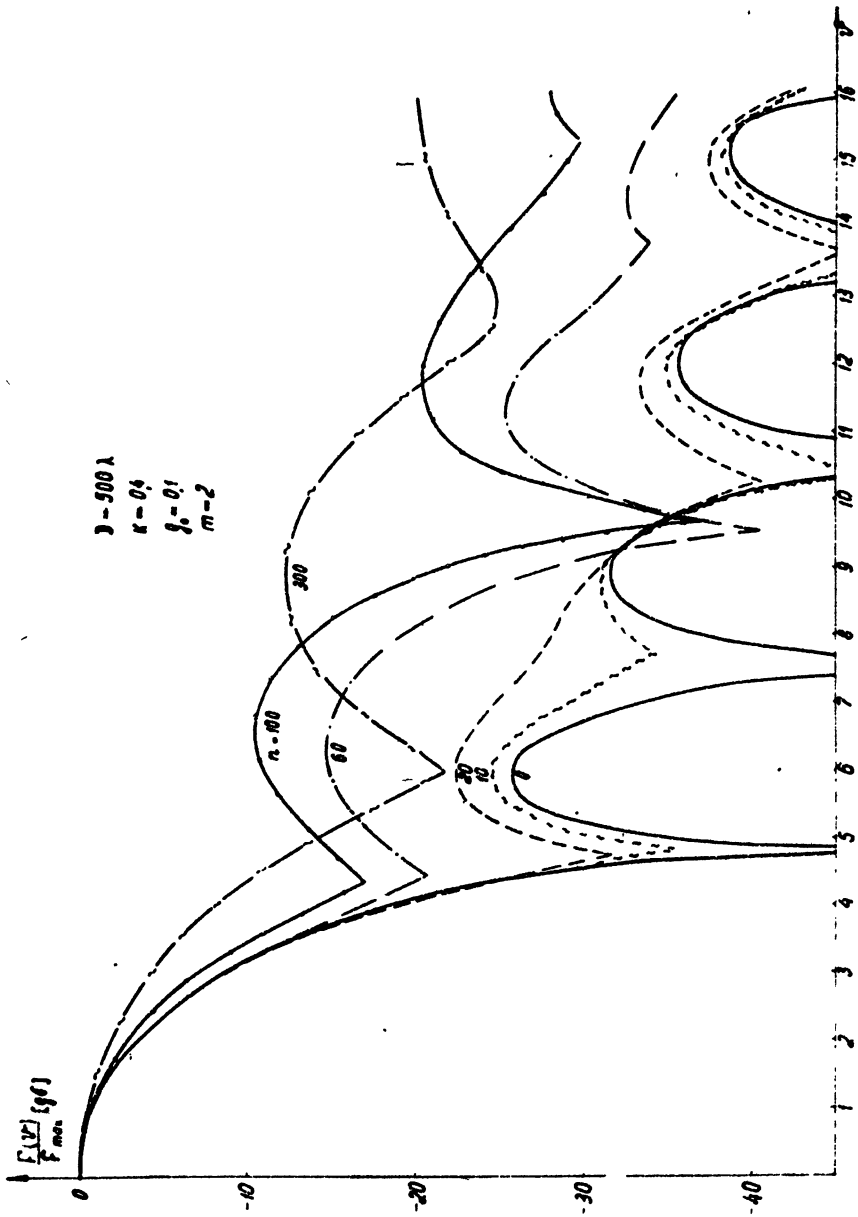


Рис. 9. Диаграммы направленности сфокусированной антенны при различных сокращениях дальней зоны α .

вания влияния амплитудных и фазовых ошибок рас-
пределения поля в раскрыве на распределение энер-
гии по углам в зоне Френеля.

Принимая во внимание выше сказанное, нетрудно объяснить зависимость характера деформации д.н. от величины уровня облучения края зеркала. Очевидно, с ростом q_0 при фиксированных K и D/λ величина амплитудной ошибки в раскрыве будет уменьшаться, а фазовой — расти, так как по мере приближения амплитудного распределения поля к равномерному растет отношение D_{eff}/λ (где D_{eff} — диаметр эффективного равномерно-облученного раскрыва).

Отметим также, что большому K соответствует большее значение амплитудной ошибки, так как согласно (18) вынос облучателя Δr_n пропорционален K^2 (при фиксированных D и n), а фазовая ошибка, как следует из (15), слабо зависит от параметра K при достаточно больших n .

Как показывает расчет, с ростом n главный и боковые лепестки д.н. искажаются не в одинаковой мере. Допуская ошибку около 5% при измерении главного лепестка д.н. в зоне Френеля, величину сокращения дальней зоны можно выбрать в пределах $n = 50 + 100$ в зависимости от значений K ; D/λ и q_0 . Первые же боковые лепестки можно измерять с достаточной точностью лишь при $n = 10 + 20$, так как при больших сокращениях уровень и форма этих лепестков существенно искажаются (см. рис. 6 + 9).

Для оценки практической применимости результатов расчета были проведены измерения д.н. семимет-

ровой касегреновской антенны в зоне Френеля при сокращении $N = 10$ и 320 раз. Результаты измерения показали: 1) при сокращении дальней зоны $N=10$ диаграммы, измеренные в дальней и ближней зонах до третьего бокового лепестка включительно, практически совпадают; 2) при сокращении $N = 320$ экспериментальные данные (как видно из таблицы 2) достаточно хорошо согласуются с расчетом, что свидетельствует о его достаточной точности,

4. К.н.д. сфокусированной на конечное расстояние антенны

Проводя численное интегрирование (8) с учетом (11), (12), (15) и (16)⁺ при оптимальном выносе облучателя, получим зависимость относительного изменения к.н.д. δD_n от величины сокращения дальней зоны N . Результаты расчета δD_n для равномерного и спадающего амплитудных распределений при $K = 0,4$; $a/\lambda = 100$ и 500 , $\beta_0 = 0; 0,1; 0,05; 0,1$ и $M = 2$ и изменение N в пределах $1 \leq N \leq 300$ представлены на рис. 10 + 12. Как видно из графиков, к.н.д. сфокусированной на конечное расстояние антенны при спадающем амплитудном распределении существ-

⁺) Отметим, что, так как амплитудное распределение учитываемое в (8), связано с диаграммой облучателя, изменение доли мощности рассеиваемой облучателем за края раскрыва, учитывается при расчете автоматически.

Т а б л и ц а № 2.

$\varphi_0(\psi_{кр})$	расчет		эксперимент	
	$\delta(\Delta\vartheta_{0,5})[\%]$	$\delta(F_{16}^{max})[\partial\delta]$	$\delta(\Delta\vartheta_{0,5})[\%]$	$\delta(F_{16}^{max})[\partial\delta]$
0	+ 25	+ 7,5	+ 30	+ 6,7
0,01	+ 30	+ 6,5		
0,1	+ 40	+ 6,0		

$\delta(\Delta\vartheta_{0,5})$ — относительное изменение полуширины диаграммы по мощности;

$\delta(F_{16}^{max})$ — относительное изменение уровня первого бокового лепестка

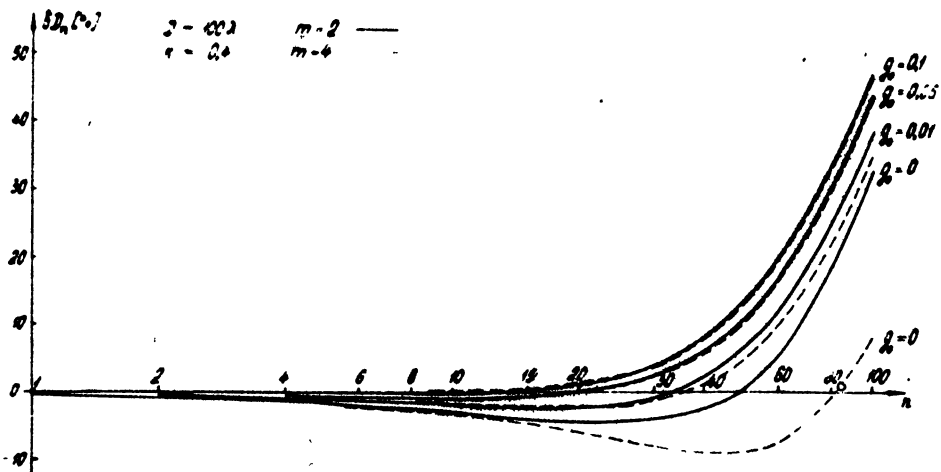
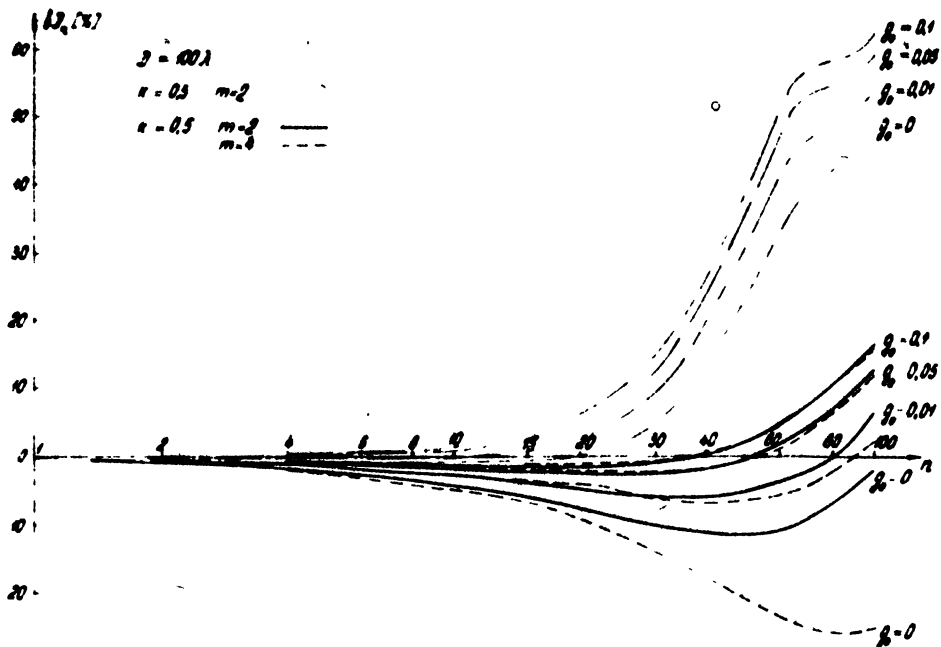


Рис 10

Зависимость относительного изменения к.п.д. от величины сокращения дальней зоны η .

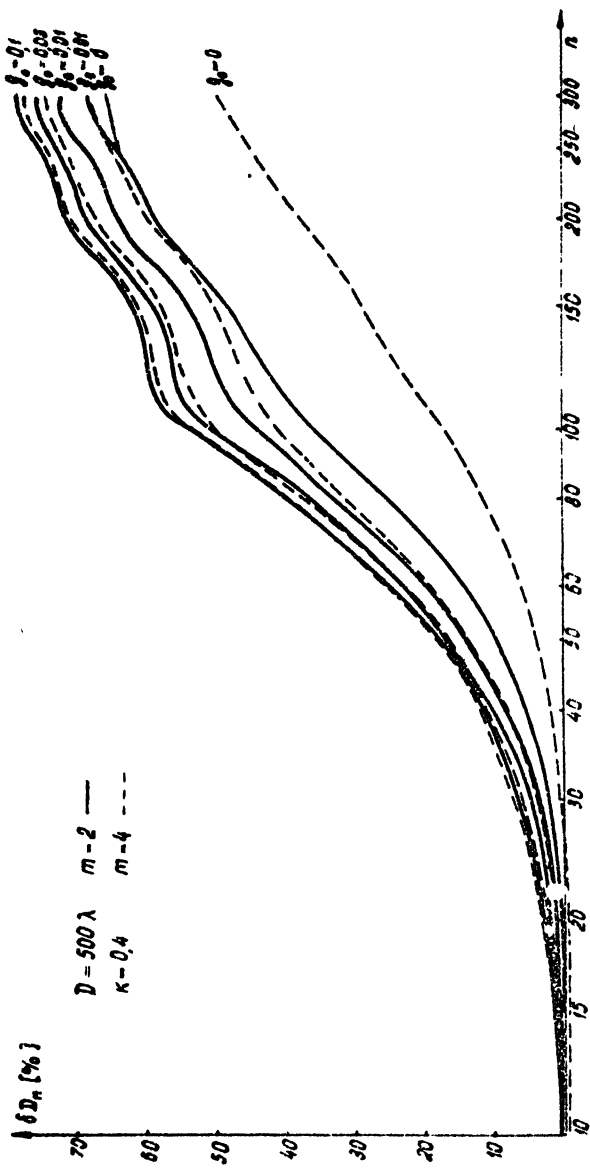


РИС 11
 Зависимость относительного изменения к.н.д. от величины сокращения
 дельней зоны l .

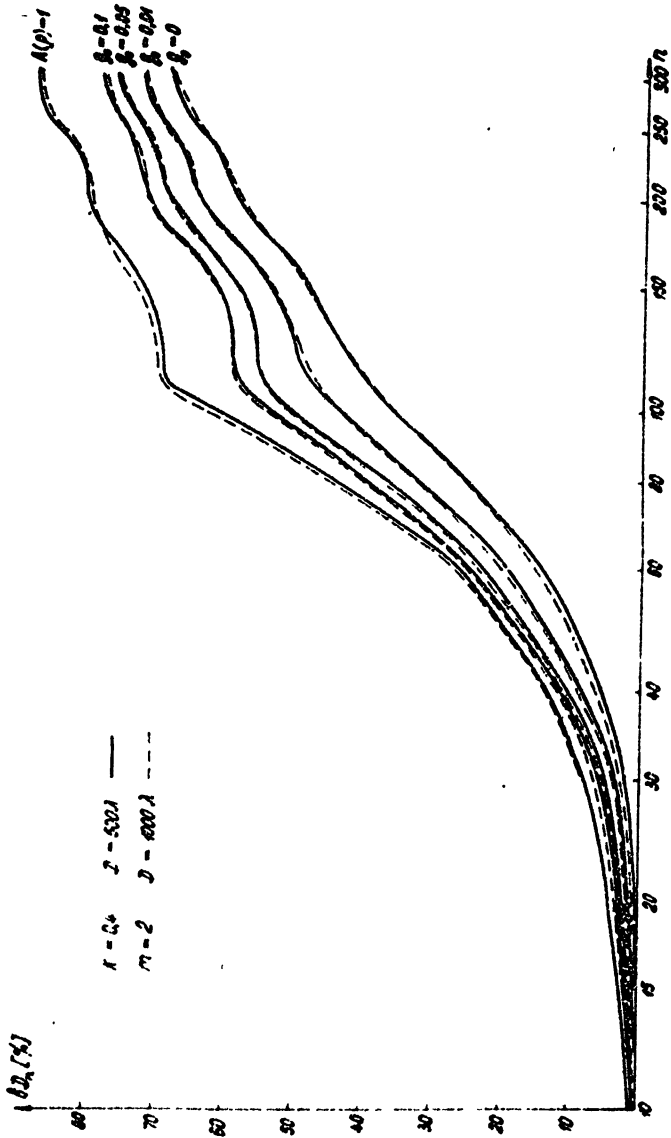


Рис. 12
 Зависимость относительного изменения К.н.Д. от величины сокращения дельней зоны n .

венно зависит от характера облучения раскрыва, определяемого в нашем случае параметрами g_0 и m .

Как свидетельствует расчет, при малых n и сравнительно небольших $D/\lambda < 100$ влияние амплитудных ошибок становится определяющим, что приводит к росту к.н.д., при этом максимальная величина приращения колеблется от единиц до десятков процентов в зависимости от значений D/λ , K и g_0 . Для больших $D/\lambda \sim 500$ во всем интервале рассматриваемых сокращений величина $\delta D_n > 0$, что согласно определению δD_n (см. (8)) соответствует падению к.н.д. Отметим, что увеличение D/λ за пределы 500 практически не приводит к заметному изменению величины δD_n . Поведение кривых δD_n в зависимости от величин K , D/λ и g_0 можно объяснить из тех же соображений, что и поведение д.н. (см. раздел 3).

Пользуясь результатами расчета, нетрудно определить величину максимального сокращения дальней зоны, n_{max} , при котором еще возможны измерения к.н.д. с заданной точностью по точечному излучателю в зоне Френеля. В таблице 3 приведены значения n_{max} при условии, что ошибка измерения к.н.д. не превосходит 5% для $K = 0,3; 0,4; 0,5; D/\lambda = 100$ и 500, $g_0 = 0; 0,06; 0,1$ и $m = 2$ и 4. Там же для сравнения приведены величины n_{max} , полученные на основании [9]. Как видно из таблицы, с приближением амплитудного распределения в раскрыве к равномерному, величина n_{max} уменьшается, причем значения n_{max} , следующие из [9], в 2 + 3 раза меньше соответствующих величин n_{max} , следующих из нашего расчета. Это свидетельствует о существенном

Таблица № 3

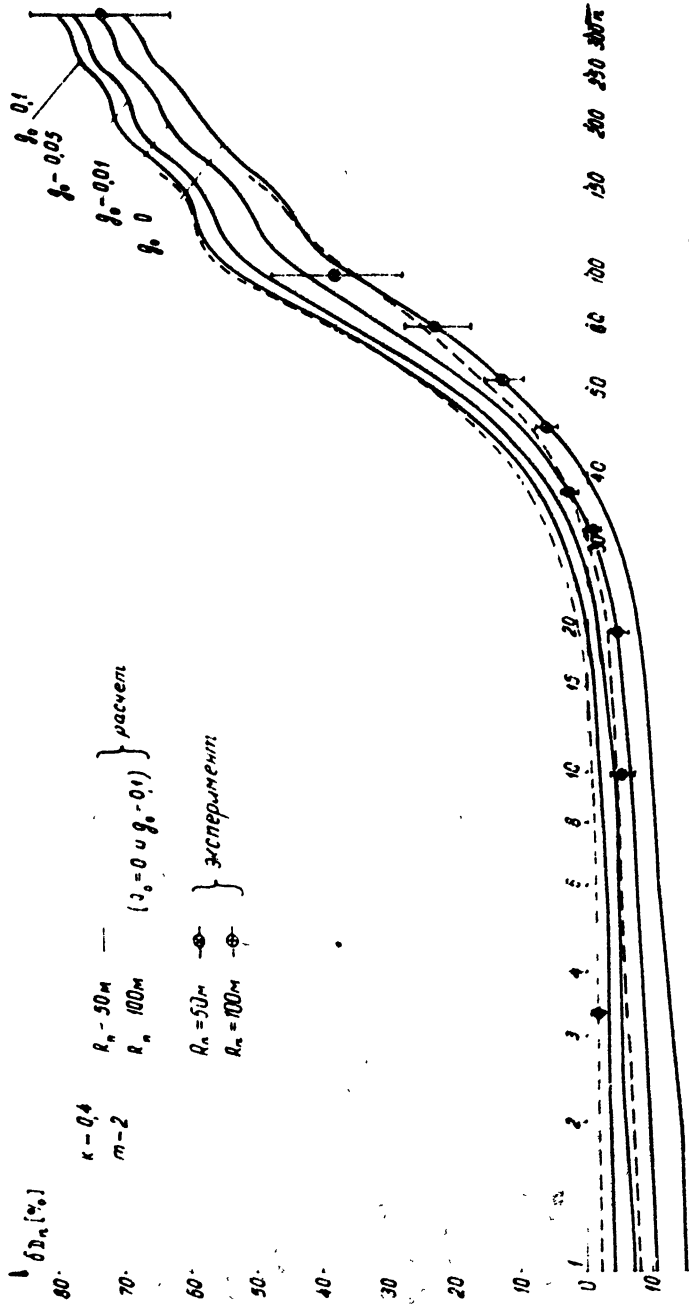
К	0,3						0,4						0,5					
	100			500			100			500			100			500		
	2	4	20	4	20	100	2	4	20	4	20	100	2	4	20	4	20	100
n_{\max} $q_0 = 0$	30	-	20	-	20	60	20 ⁺ 70-90	40	60	15 ⁺ 90-110	12	55	100					
n_{\max} $q_0 = 0,01$	25	-	20	-	50	50	35	30	100	110	45	50						
n_{\max} $q_0 = 0,05$	20	-	20	-	40	40	30	30	70	75	45	40						
n_{\max} $q_0 = 0,1$	20	-	15	-	35	35	25	25	60	60	40	40						
n_{\max} $A(\rho) = 1$			15			25				35								
согласно [9]			11,5			20				30								

+) В этих случаях в интервале изменения n ($20 \leq n \leq 70$ и $15 \leq n \leq 90$) ошибка δn превышает 5%.

влиянии амплитудных ошибок, обусловленных выносом облучателя при перефокусировке антенны.

Представляется интересным сравнить полученные результаты расчета с экспериментом. Измерения δD_n проводились с помощью семиметровой каскадированной антенны. Диапазон используемых сокращений составлял $N = 3 + 330$ и обеспечивался изменением длины волны в пределах $0,6 \leq \lambda \leq 30$ см. при двух значениях расстояния до диска $R_n = 50$ м и 100 м. Результаты измерения приведены на рис.13, где для сравнения нанесены расчетные кривые, полученные с учетом конкретных условий измерений^{+) для $q_0 = 0; 0,01; 0,05$ и $0,1$. Следует отметить, что экспериментальной зависимости δD_n нельзя поставить в соответствие конкретное значение $q(\Psi_{кр})$, так как в процессе измерений не принималось специальных мер для обеспечения постоянства уровня облучения края зеркала на всех используемых нами частотах. Как следует из рис. 13, экспериментальные точки лежат в интервале $0 \leq q_0 \leq 0,01$. Меньшее, по сравнению с ожидаемой, значение верхней границы q_0 ($q(\Psi_{кр}) \sim 0,05$), можно объяснить некоторым недооблучением зеркала. Максимальная ошибка измерения по нашим оценкам составляет около 20%.}

^{+) 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 δD_n .}



Результаты измерений относительного изменения к.н.д. при $R_n = \frac{2D^2}{\lambda n} = 50m, 100m$.

Достаточно хорошее соответствие расчета экспериментальным данным, дает основание считать, что величина δD_n может быть найдена расчетным путем с ошибкой по крайней мере не более $\frac{1}{4} |\delta D_n|$, даже при значительных сокращениях дальней зоны. Таким образом, учитывая поправку δD_n , определяемую расчетным путем для конкретных условий измерения можно с достаточной точностью измерять к.н.д. антенны в зоне Френеля при сокращениях дальней зоны $n > n_{\max}$

$$D = D_n (1 - \delta D_n)^{-1} \quad (19)$$

Из (19) нетрудно получить формулу для оценки величины ошибки измерения D , принимая во внимание, что поправка δD_n известна с погрешностью $|\frac{\Delta(\delta D_n)}{\delta D_n}| = 0,25 |\delta D|$

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta D_n}{D_n} + \frac{|\delta D_n|^2}{4(1 - \delta D_n)} \quad (20)$$

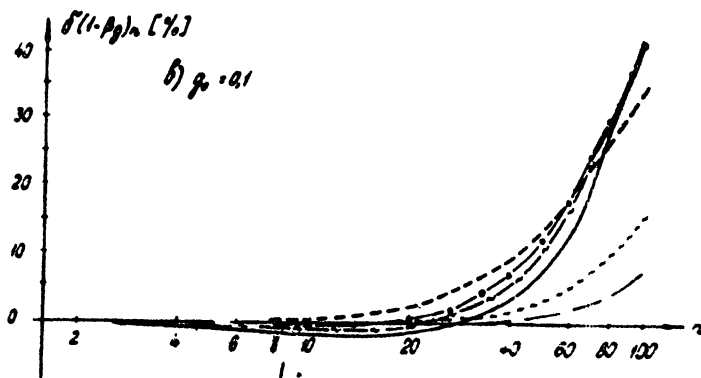
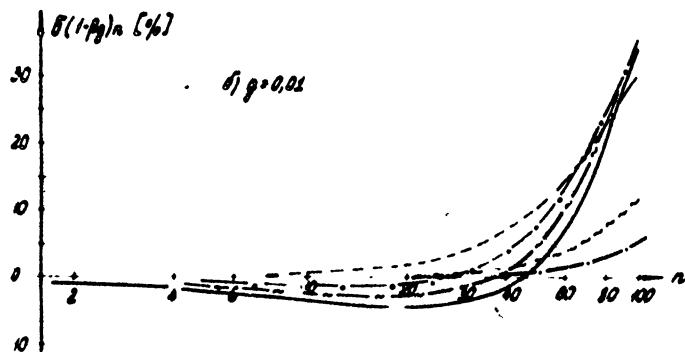
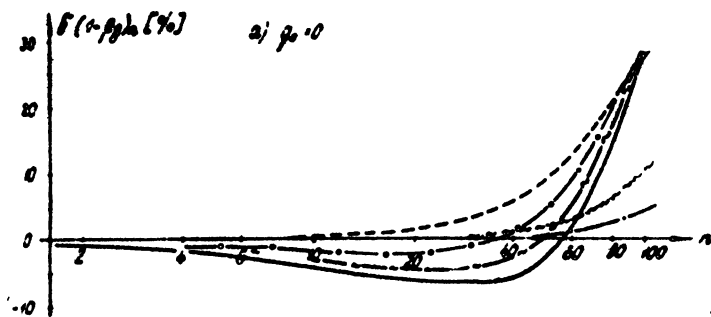
Известно, что, применяя "черные" диски небольших угловых размеров, можно измерить D_n с ошибкой около 3 + 5%. Учитывая это в (20), нетрудно видеть, что при сокращениях дальней зоны, когда $|\delta D_n| \leq 20\%$, величину D можно измерять с ошибкой около 10% без учета поправки δD_n . При больших сокращениях величину ошибки $\Delta D / D$ всегда можно оценить, пользуясь (20).

5. Коэффициент рассеяния вне телесного угла диска, расположенного в зоне Френеля

Проводя численное интегрирование (9) с учетом (11), (12), (15) и (16) для оптимального выноса облучателя Δf_n , получим зависимость относительного изменения величины $(1 - \beta_g)_n \delta(1 - \beta_g)_n$, от величины сокращения дальней зоны n . Результаты расчета $\delta(1 - \beta_g)_n$ при $K = 0,4$; $D/\lambda = 100$ и 1000 ; $g = 0$ и $0,1$ и $m = 2$ и изменение n в пределах $1 \leq n \leq 300$, приведены на рис. 14 + 16.

Как и следовало ожидать, с увеличением n величина $\delta(1 - \beta_g)_n$ нарастает значительно медленнее для дисков с большими угловыми размерами. Это можно понять, принимая во внимание, что д.н. сфокусированной на конечное расстояние антенны существенно деформируется лишь в сравнительно небольшом телесном угле вблизи главного направления. Размеры этого угла зависят от величины выбранного n , так как 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. С другой стороны, из (2) учитывая, что изменения δF_{gn} и δD_n имеют разные знаки, нетрудно показать справедливость следующего равенства:

$$\delta(1 - \beta_g)_n \approx \delta F_{gn} - \delta D_n. \quad (21)$$



$D = 100\lambda$

$h = 0.6$

- ширина 1,25 μd
- ширина 3 μd
- ширина 6 μd
- ширина 12 μd
- - - $n = 1 \text{ см}$
- - - $n = 2 \text{ см}$

Рис. 14. Относительное изменение коэффициента рассеяния $\delta(1-\beta)_n$ п. в зависимости от величины сокращения дальней зоны n для различных угловых размеров диска βq .

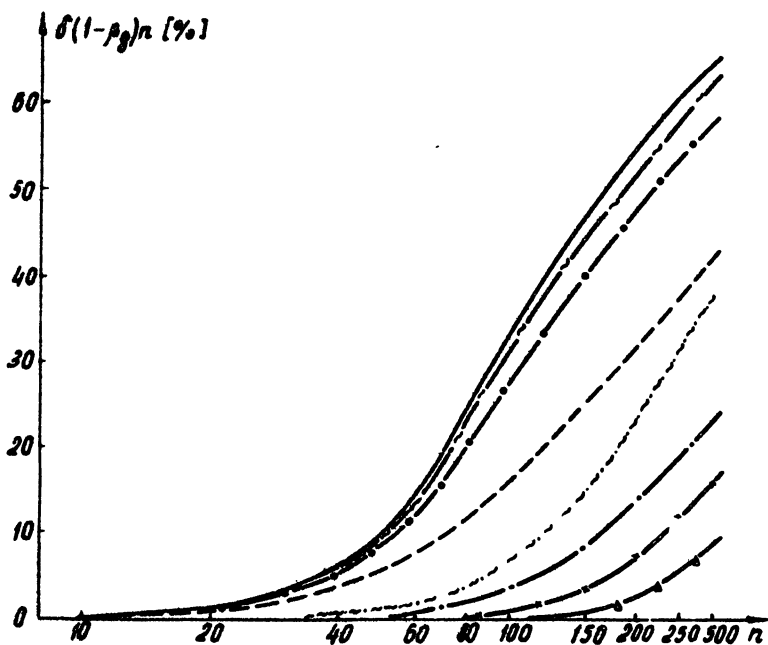
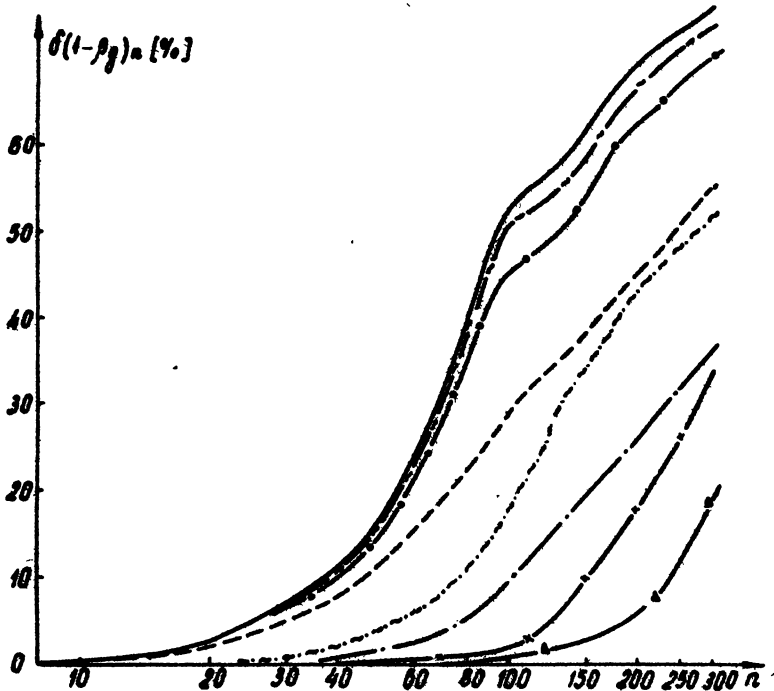


Рис. 15

$D = 1000 \lambda$ — уровень 1,25 град --- гл. лепесток
 $K = 0,4$ —•— ур. вень 3 град -.- гл. л. + 16 к.
 $g_0 = 0$ —○— уровень 6 град —•— гл. л. + 26 к.
 —×— гл. л. + 36 к.
 —△— гл. л. + 56 к.

Относительное изменение коэффициента рассеяния $(1-\beta_g)\eta$ в зависимости от величины сокращения дальности зоны η для различных угловых размеров диска β_g .



Вис. 16.

$D = 1000 \lambda$

$k = 0,4$

$g_0 = 0,1$

— уровень 1,25 град

—○— уровень 3 град

—□— уровень 6 град

--- гл. л. + 16 град

--- гл. л. + 26 град

—△— гл. л. + 36 град

—◇— гл. л. + 56 град

Относительное изменение коэффициента рассеяния $\delta(1-\beta_g)_n$ в зависимости от величины сокращения дальней зоны n для различных угловых размеров диска θ_g .

Отсюда следует, что в принципе всегда можно выбрать размер диска в зоне Френеля так, чтобы $\sigma(1-\beta_g)_n = 0$, т.е. имело место равенство $(1-\beta_g)_n = (1-\beta_g)$. В этом случае, измеряя величину $(1-\beta_g)_n$ по излучению диска в зоне Френеля и определяя коэффициенты F_g и $F_{2\lambda}$ по измеренной в дальней зоне д.н. антенны, можно определить значения D и $(1-\beta_{2\lambda})$, пользуясь следующими формулами:

$$D = 4\pi \frac{(1-\beta_g)_n}{F_g} \quad (22)$$

$$(1-\beta_{2\lambda}) = (1-\beta_g)_n \frac{F_{2\lambda}}{F_g}, \quad (23)$$

где $(1-\beta_{2\lambda})$ - коэффициент рассеяния в главный лепесток диаграммы, $F_{2\lambda}$ и F_g - 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 к.н.д. антенны при существенно больших сокращениях дальней зоны по сравнению с точечным излучателем, например, как свидетельствует расчет, к.н.д. 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 тоже время без ухудшения точности, аналогичные измерения могут быть реализованы с помощью "чер-

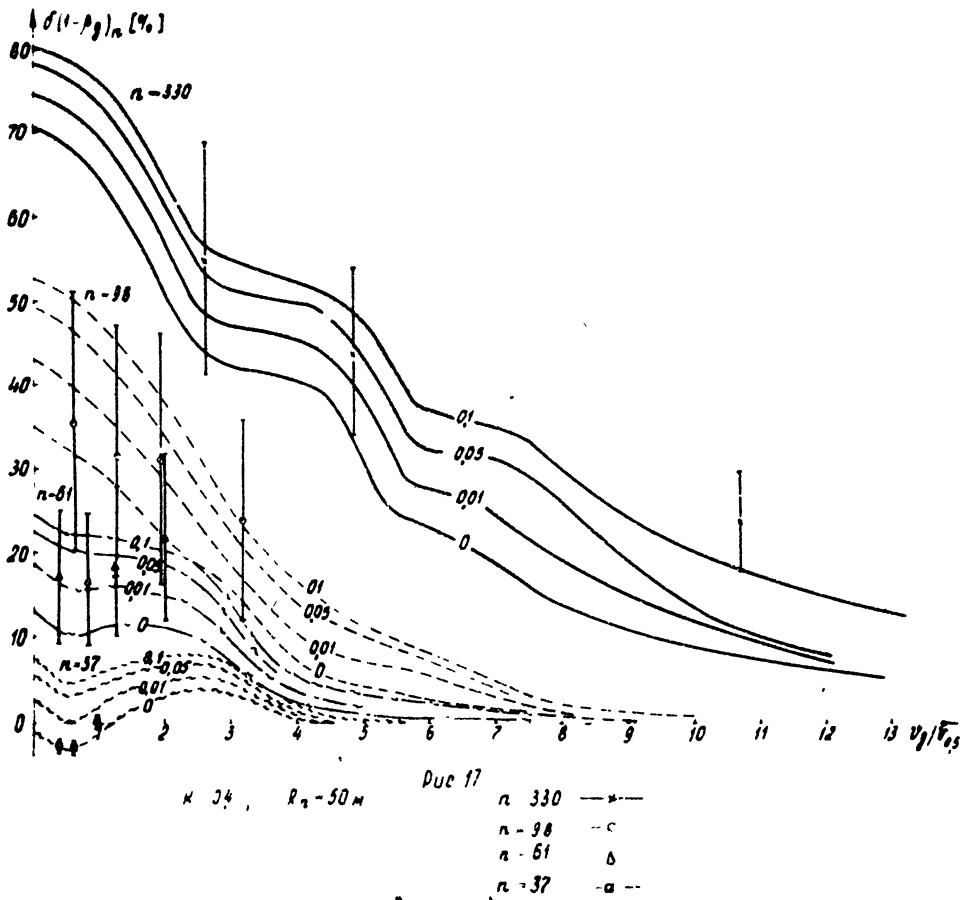
ного диска, имеющего $2\Delta\alpha_g = 1 + 20^\circ$ при $n \leq 250$.

Отметим, также, что поведение $\delta(1-\beta_g)_n$ в зависимости от значения параметров k , d/λ , g_0 , m определяет в основном составляющими δD_n и δF_{g_n} , анализ которых приводится выше.

Для проверки результатов расчета, были проведены измерения величины $\delta(1-\beta_g)_n$ в зависимости от размера диска при сокращениях дальней зоны $n = 330, 96, 61$ и 37 . Диапазон используемых сокращений обеспечивался изменением длины волны при неизменной расстоянии до диска $R_n = 51,5$ м. Результаты измерения приведены на рис. 17, где для сравнения нанесены расчетные кривые $\delta(1-\beta_g)_n$, полученные с учетом конкретных условий измерения при $g_0 = 0; 0,01; 0,05$ и $0,1$. Максимальная ошибка измерений по нашим оценкам составляла $25 \pm 30\%$. Невысокая точность измерений объясняется тем, что по ряду причин мы не имели возможности достаточно точно оценить величины $F_{\Omega i} = \int_{\Omega} F d\Omega$, необходимые для определения исходной величины $(1-\beta_g)$. Значения этих коэффициентов находились расчетным путем, при условии, что главный лепесток д.н. может быть аппроксимирован гауссовой кривой (см. [8]).

Как следует из графиков, результаты измерений вполне удовлетворительно согласуются с расчетом, что свидетельствует о его достаточной точности. Таким образом, вводя в результаты измерений $(1-\beta_g)$ поправку $\delta(1-\beta_g)_n$, рассчитываемую с учетом кон-

+) Необходимый угловой размер диска ($2\Delta\alpha_g$), в этом случае, должен перекрыть главный и первые $4 \div 5$ боковых лепестка д.н.



Результаты измерения $\delta(1-\beta_q)_n$ в зависимости от размера диска при $n = 330, 98, 61, 37$.

кратных условий измерения, можно считать

$$(1-\beta_g) = (1-\beta_g)_n [1 - \delta(1-\beta_g)_n]^{-1} \quad (24)$$

При этом ошибку в определении поправки $\delta(1-\beta_g)_n$, видимо, можно считать равной $\frac{1}{4} |\delta(1-\beta_g)_n|^2$. Таким образом, 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, т.к. 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 (диаграмма направленности, к.н.д., коэффициент рассеяния) при изменении сокращения дальней зоны в пределах $1 \leq n \leq 300$. Проанализированы поведение параметров антенны и величины выноса облучателя в зависимости от значений Q/λ ; $k = 1/Q$; $g(\Psi_{кр})$ 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 счи-

тать, что учитывая необходимые поправки, рассчитываемые для каждого конкретного случая, можно проводить измерения параметров антенн в зоне Френеля при сокращениях, значительно превышающих предельное значение N_{max} , сохраняя достаточно высокую точность измерений (5 + 10%).

4. В качестве источников излучения в зоне Френеля при измерениях к.в.д. и коэффициентов рассеяния целесообразно применять "черные" диски, так как в этом случае, измеряемая величина $(1 - \beta_g)_n$ 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 антенной в телесный угол диска Ω_g в дальней и ближней зонах будет практически одинаковой (т.е. $(1 - \beta_g)_n \approx (1 - \beta_g)$). 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 внимание к работе и ценные замечания при ее обсуждении и Ю.К.Гольцовой проделавшей все необходимые численные расчеты на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Троицкий, Н.М.Цейтлин, Изв.ВУЗов МВ и ССО СССР (Радиофизика), 1962, 5, 4.
2. Н.М.Цейтлин, Изв. ВУЗов МВ и ССО СССР (Радиофизика), 1963, 6, 6, 1265.
3. J.J.Stangel, W.W.Jarnal, IRE Internat. Convent.Rec., 1962, 10, n.1, 3.
4. D.Cheng, Wireless.Engr., 1956, 33, 10, 107; Вопросы радиолокационной техники, 1957, 2 (38).
5. Н.А.Есепкина, Докл. АН СССР, 1957, 119, 1, 82; Приборы и техника эксперимента, 1959, 2, 24.
6. Н.М.Цейтлин, Изв. ВУЗов МВ и ССО СССР (Радиофизика), 1964, 7, 3, 571.
7. В.М.Андрянов, О.П.Владимирова, В.Г.Волков, Вопросы радиоэлектроники, 1967, сер.Общетехн., вып.1, 49.
8. Д.А.Дмитренко, А.А.Романычев, Н.М.Цейтлин, Радиотехника и электроника, 1969, 14, 12, 2108.
9. Б.В.Брауде, Н.А.Есепкина, Радиотехника и электроника, 1970, 15, 6.

10. Н.М.Цейтлин, Применение методов радиоастрономии в антенной технике, Изд. "Сов.радио", 1966.
11. Сканирующие антенные системы СВЧ, Изд. "Сов. радио", 1966.
12. М.Борн, Э.Вольф, Основы оптики, Изд. "Наука", 1970.
13. Б.Е.Квинбер, В.Б.Цейтлин, Радиотехника и электроника, 1964, 9, 9, 1581.
14. Л.Д.Розенберг, Звуковые фокусирующие системы, Изд. АН СССР, 1949.