

## Суммарные и разностные диаграммы направленности уголковых антенных решеток во всем пространстве наблюдения

Н. Н. Горобец, В. М. Дахов

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,  
пл. Свободы, 4, Харьков, 61077, Украина  
E-mail: Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua*

*Статья поступила в редакцию 17 октября 2005 г.*

Исследованы особенности формирования суммарных и разностных диаграмм направленности во всем пространстве наблюдения уголковых антенных решеток бегущей волны. Обнаружены эффекты увеличения уровня боковых лепестков диаграмм направленности в плоскостях, не совпадающих с главными плоскостями наблюдения, и изучены условия их образования. Показано, что для расчета оптимального угла между подрешетками, при котором обеспечивается максимум коэффициента направленного действия, может быть использована парциальная диаграмма направленности в плоскости расположения решетки.

Антенные решетки излучателей, возбуждаемых бегущей в линии передачи волной, давно и широко используются в науке и технике. Этому способствует как их достаточная изученность, так и высокие эксплуатационные характеристики, обусловленные возможностью реализовать плоские или конформные конструкции с высокой механической прочностью. Наиболее распространенным является применение линейных антенных решеток (АР) на фиксированной рабочей длине волны. При этом можно достаточно просто удовлетворить требованиям к характеристикам направленности, предъявляемым к конкретной АР, таким, как ориентация и ширина главного лепестка диаграммы направленности, коэффициент полезного действия и другим. Важной особенностью этих АР является изменение положения максимума излучения в пространстве при изменении рабочей длины волны [1]. Этот эффект используется, например, в АР с частотным сканированием. Направленные характеристики АР при этом могут очень сильно различаться на краях и в центре рабочего диапазона частот. Другим свойством АР

с поперечным излучением является то, что направление максимума их излучения зависит также от направления распространения волны возбуждения. Это свойство позволяет увеличить полосу рабочих частот подобных АР за счет использования в решетке двух электромагнитных волн, распространяющихся в антенне или в ее частях в противоположных направлениях. В работах [2, 3] были рассмотрены некоторые типы линейных АР с двухканальным возбуждением встречными волнами, идущими от противоположных концов каждой линейки. На практике при реализации такого способа возбуждения для устранения взаимного влияния волн, которое приводит к увеличению уровня боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) антенны, необходимо возбуждать линейки независимо. Это легко достигается включением согласованной нагрузки на концах каждой линейки. Расчеты показали, что в таких АР направление максимума ДН постоянно в некотором диапазоне рабочих длин волн без значительного ухудшения направленных характеристик. Наиболее простыми в конструктивном исполнении оказались уголко-

вые АР (УАР) с возбуждением в вершине уголка с помощью согласованного волноводного, коаксиального или микрополоскового симметричного делителя. В таких АР при надлежащем выборе угла между подрешетками устраняется “эффект нормали”, т. е. резонансное увеличение коэффициента стоячей волны по напряжению в линии возбуждения излучателей на частоте, на которой главный максимум ДН ориентирован в направлении нормали к антенной решетке [1].

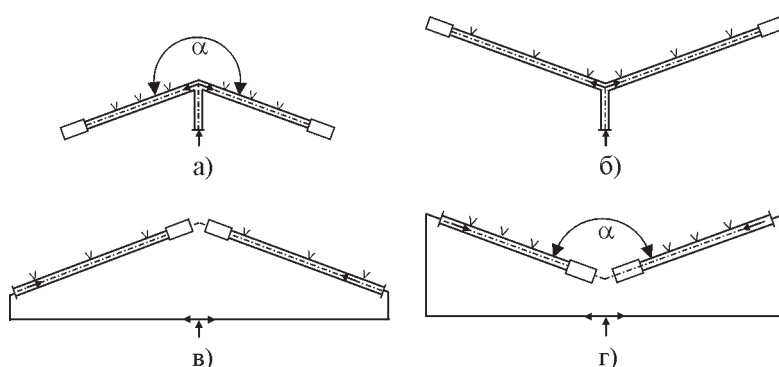
В [4] были исследованы характеристики суммарных ДН УАР с центральным возбуждением в плоскости УАР. Эти исследования продолжены в настоящей статье, где изучены суммарные и разностные диаграммы направленности УАР с центральным и двухсторонним возбуждением во всем пространстве наблюдения.

На рис. 1 показаны различные конфигурации практической реализации УАР. Для УАР с центральным возбуждением характерным является значение угла раствора  $\alpha$  (и связанного с ним угла  $\delta = (\pi - \alpha)/2$ ):  $\alpha > \pi$  ( $\delta < 0$ ) для коньковой (рис. 1, а) и  $\alpha < \pi$  ( $\delta > 0$ ) для желобковой (рис. 1, б) конфигураций [4]. Для случая двухстороннего возбуждения при тех же углах  $\alpha$  следует изменить знаки угла  $\delta$ :  $\delta > 0$  для коньковой (рис. 1, в) и  $\delta < 0$  для желобковой (рис. 1, г) конфигураций. Из всех УАР, представленных на рис. 1, для практики наибольший интерес представляют конфигурации а) и в), так как они

при  $\alpha > \pi$  дают возможность реализовать ДН, которые характерны и для коньковой, и для желобковой УАР с центральным возбуждением.

Рассмотрим особенности построения математической модели УАР с центральным и с двухсторонним возбуждением подрешеток. Как было показано в [4], УАР с центральным возбуждением могут быть реализованы в двух конфигурациях – коньковой и желобковой. Однако в желобковой АР подрешетки находятся в области прямой видимости друг друга. Это значительно усложняет задачу. В работе [4] взаимное облучение подрешетками друг друга не учитывалось, а для желобковой АР было принято ограничение на минимальный угол раствора УАР –  $\alpha \geq 150^\circ$ , при котором доля излучения элементов одной подрешетки в направлении другой мала. Расстояние  $d$  между излучателями в УАР однозначно определяется типом системы возбуждения и углом  $\alpha$ . Например, при использовании в качестве системы возбуждения волноводов и расположении точек питания излучателей в шахматном порядке относительно продольной оси получаем:

$$d = \frac{\lambda_0 \lambda_{g0}}{2(\lambda_0 - \lambda_{g0} \sin \delta)} = \frac{\lambda_0 \lambda_{g0}}{2[\lambda_0 - \lambda_{g0} \sin(0.5(\pi - \alpha))]}, \quad (1)$$



**Рис. 1.** Схемы угловых антенных решеток: а), б) – с центральным возбуждением; в), г) – с двухсторонним возбуждением

где  $\lambda_0$  – длина волны в свободном пространстве,  $\lambda_{g0}$  – длина волны в системе возбуждения на центральной частоте рабочего диапазона.

Диаграмму направленности  $\dot{f}(\theta, \lambda, \delta)$  УАР с центральным возбуждением можно представить в виде суммы парциальных ДН левой и правой секций, и в плоскости УАР она имеет вид:

$$\dot{f}(\theta, \lambda, \delta) = \dot{f}_L(\theta, \lambda, \delta) + \dot{f}_R(\theta, \lambda, \delta)e^{i\Psi_0},$$

$$\dot{f}_L(\theta, \lambda, \delta) = \sum_{n=1}^N A_n \dot{f}_{1n}(\delta - \theta) e^{ikx_n \sin(\delta - \theta) - i\beta_n - i\beta_1}, \quad (2)$$

$$\dot{f}_R(\theta, \lambda, \delta) = \sum_{n=1}^N A_n \dot{f}_{1n}(\delta + \theta) e^{ikx_n \sin(\delta + \theta) - i\beta_n - i\beta_1},$$

где  $\lambda$  – рабочая длина волны в свободном пространстве;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\dot{f}_{1n}$  – ДН отдельного излучателя;  $x_n$  – расстояние от вершины УАР до  $n$ -го излучателя;  $A_n$  и  $\beta_n$  – амплитуда и фаза возбуждения  $n$ -го излучателя соответственно;  $\beta_1$  – фаза возбуждения 1-го излучателя;  $N$  – число излучателей в подрешетке;  $\Psi_0$  – разность фаз возбуждения полей между подрешетками;  $\theta \in [-\alpha/2, \alpha/2]$  – угол, отсчитываемый от биссектрисы угла раствора УАР. Фаза поля  $n$ -го излучателя определяется в системе координат с началом в вершине угла раствора УАР. Тогда для описания ДН УАР с двухсторонним возбуждением в (2) для подрешеток необходимо изменить знаки у  $\delta$ ,  $x_n$  и  $\beta_n$  и расстояние  $d$ , как указано выше.

Таким образом, изменяя способ возбуждения подрешеток УАР с одинаковым значением угла раствора  $\alpha \geq \pi$ , можно получить ДН как коньковой, так и желобковой УАР с центральным возбуждением.

Специфика геометрии УАР состоит в том, что в ортогональной к УАР плоскости наблюдения ДН УАР уже не может быть принята в виде ДН отдельного излучателя в этой плоскости, как для линейной решетки излучателей. В связи с этим необходимо рассматривать ДН УАР во всем пространстве наблюдения. На рис. 2, а показаны декартовы системы координат, которые исполь-

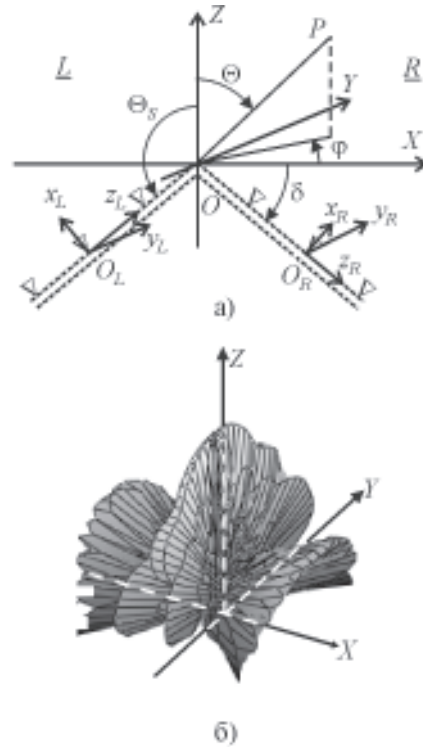


Рис. 2. а) Системы координат, используемые в расчетной модели ( $\nabla$  – излучатели,  $---$  – система возбуждения); б) ДН в децибелах в сферической системе координат

зовались для этого в расчетах: локальные системы координат левой  $\{x_L, y_L, z_L\}$  и правой  $\{x_R, y_R, z_R\}$  подрешеток и система координат  $\{XYZ\}$  УАР. Угол наклона секций в системе координат УАР равен  $\Theta_s = \pi - |\delta|$ , а угол раствора УАР равен  $\alpha = 2\Theta_s$  для обоих способов возбуждения подрешеток. Переход от одной системы координат к другой можно осуществить с помощью соответствующих матриц перехода. Так как электромагнитные поля излучателей чаще всего описываются в сферических координатах, то по угловым сферическим координатам  $\{\Theta, \varphi\}$  точки наблюдения  $P$  можно вычислить ее сферические координаты  $\{\theta_L, \varphi_L\}$  и  $\{\theta_R, \varphi_R\}$  в локальных системах координат. Необходимо также учесть, что если в плоскости УАР сферические компоненты полей всех источников коллинеарны, а во всем пространстве наблюдения – нет. Поэтому соответствующие компоненты по-

лей источников необходимо складывать в виде векторов, а не алгебраически, как это можно сделать при расчете ДН в плоскости УАР. При расчетах принималось, что подрешетки УАР излучают только в полупространства  $x_L \geq 0$  и  $x_R \geq 0$  соответственно.

Все расчеты проведены для УАР на прямоугольных волноводах сечением  $23 \times 10$  мм в качестве линий возбуждения излучателей. Распределение фаз возбуждения принималось линейным, как для переменного-связанных с волной возбуждения продольных резонансных щелей без учета взаимодействия между ними по внешнему и по внутреннему пространствам. ДН излучателей задавались одинаковыми и описывались формулой для полуволнового вибратора. Распределение амплитуд возбуждения излучателей принималось постоянным, так как в этом случае исследуемые эффекты проявляются наиболее четко.

На рис. 2, б в сферической системе координат, в которой по радиусу отложено значение нормированной ДН  $F(\Theta, \varphi)$  в децибеллах (относительно уровня  $F = 0.001$ ), показана суммарная ДН УАР с двухсторонним возбуждением со следующими параметрами:  $N = 5$ ,  $\delta = 8^\circ$ ,  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.7$ , где  $\lambda_{cr}$  – критическая длина волны в волноводе. Из вида этой ДН следует, что УАР имеет определенную направленность главного максимума во всем пространстве наблюдения, причем ширина ДН в плоскости  $XOZ$  намного меньше, чем в плоскости  $YOZ$ . Рисунок показывает также сложную структуру боковых лепестков ДН.

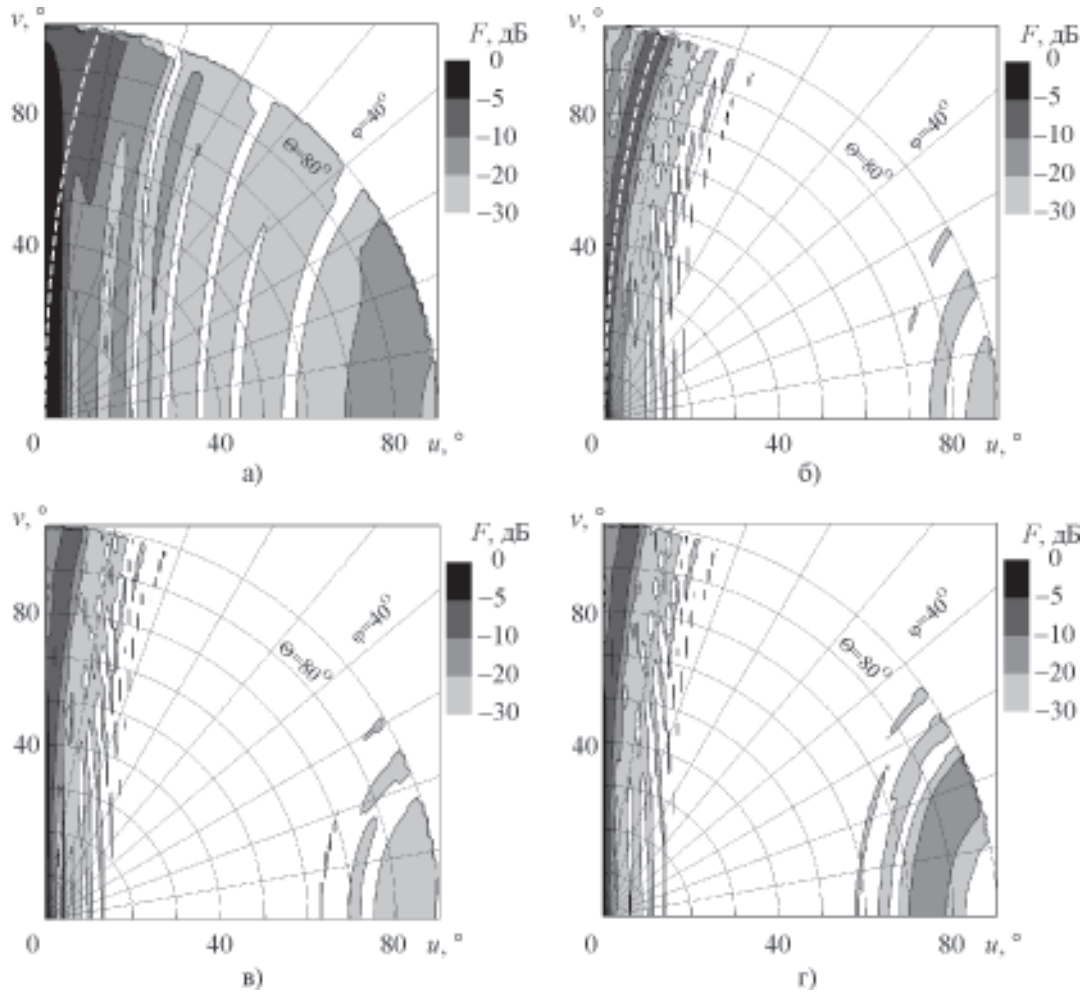
Общие соображения и рис. 2 позволяют сделать вывод, что ДН УАР имеет две плоскости симметрии –  $XOZ$  и  $YOZ$ . Поэтому для ДН в верхнем полупространстве можно рассматривать, например, первый октант ( $0 \leq \Theta \leq \pi/2$ ,  $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ ). Для таких представлений ДН удобно использовать систему обобщенных координат  $\{u = \Theta \cos \varphi, v = \Theta \sin \varphi\}$ , в которой ортогональная координатная сетка определяется сферическими угловыми координатами: окружности–линии  $\Theta = \text{const}$ , лучи–линии  $\varphi = \text{const}$ . На рис. 3 приведены суммарные ДН в виде

линий равного уровня для различных УАР. Общей отличительной особенностью этих ДН является наличие в них области с большим относительным уровнем поля (от  $-10$  до  $-5$  дБ), которая прилегает к главному лепестку ДН. Рассмотрим причины образования этой области.

В работе [5] были рассмотрены вибраторные УАР с центральным возбуждением, у которых расстояние между излучателями не изменяется при изменении угла  $\delta$ , а необходимое распределение фаз возбуждения токов или полей формируется внешними схемами. Это дало возможность не накладывать никаких ограничений на величину угла  $\delta$  и выяснить причину образования области повышенных уровней ДН УАР. Оказалось, что она является следствием формирования конуса максимального излучения в парциальных ДН отдельных линейных подрешеток в случае, когда направление максимума излучения главного лепестка каждой парциальной ДН отклоняется от нормали к ним. Было показано, что направления  $\{\Theta, \Phi_C(\Theta)\}$  такого конуса можно описать в параметрическом виде:

$$\Theta = [0, 2\Theta_C], \quad \cos[\Phi_C(\Theta)] = \frac{\text{tg}(\Theta/2)}{\text{tg}(\alpha/2)}, \quad (3)$$

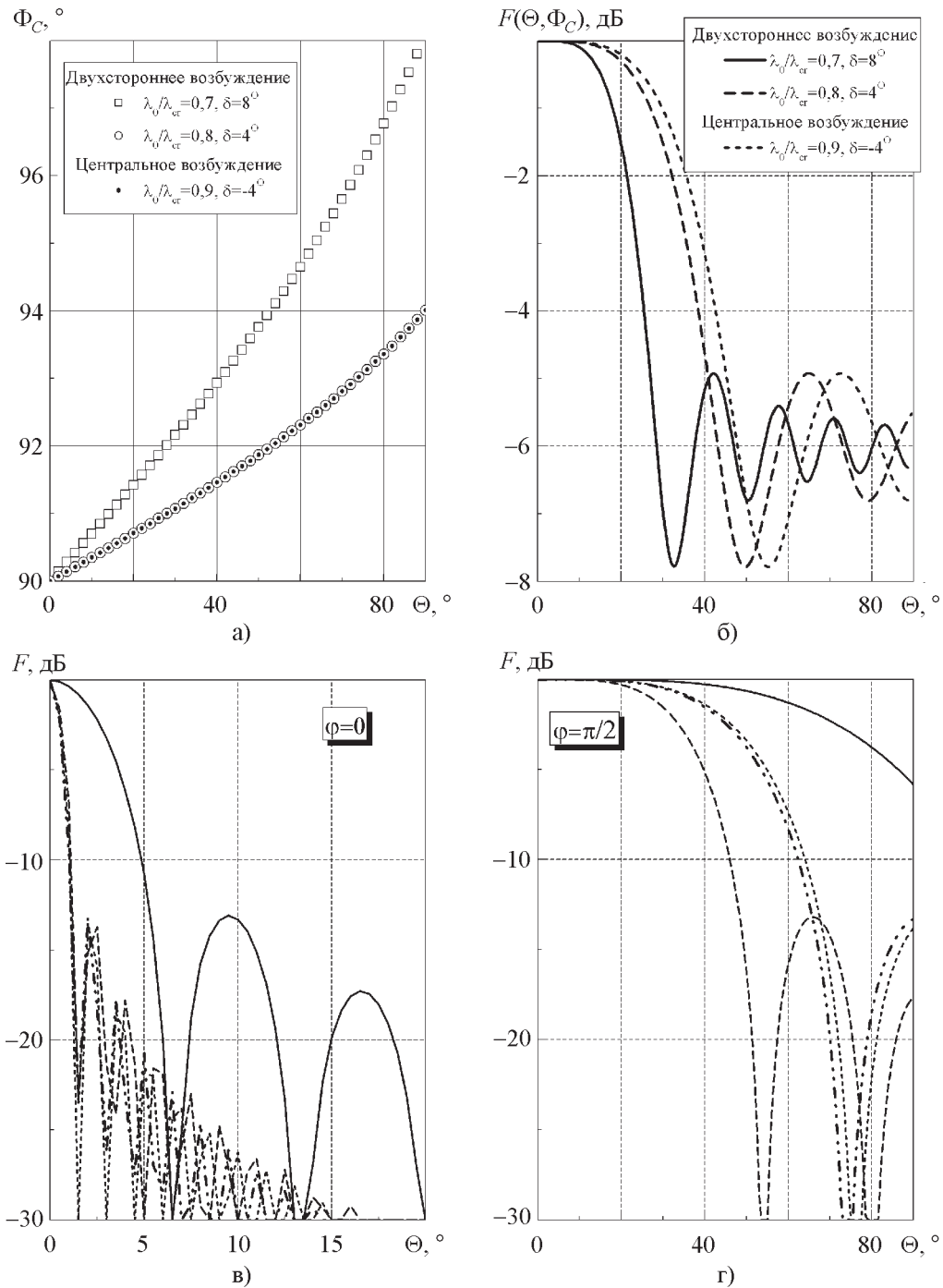
где  $\Theta_C$  – угол при вершине конуса с осью, совпадающей с осью правой или левой подрешетки. Например, в полупространстве  $X > 0$  локализованы конусы максимального излучения левой подрешетки УАР (рис. 1, а,  $\Theta_C = \alpha/2$ ) и правой подрешетки (рис. 1, в,  $\Theta_C = \pi - \alpha/2$ ). Как видно из этих соотношений, направления конуса максимального излучения подрешеток зависят только от геометрии УАР. Поэтому выражение (3) справедливо для любых эквидистантных УАР с произвольным типом возбуждения, обеспечивающим направление максимума излучения в направлении оси  $OZ$ . На рис. 4, а показаны зависимости азимутального угла  $\Phi_C(\Theta)$  конуса максимального излучения подрешеток, а на рис. 4, б приведены ДН в направлениях  $\{\Theta, \Phi_C(\Theta)\}$  для некоторых



**Рис. 3.** Линии равного уровня излучения угольковых антенных решеток: а)  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.7$ ,  $\delta = 8^\circ$ ,  $N = 5$ ; б)  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.7$ ,  $\delta = 8^\circ$ ,  $N = 20$ ; в)  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.8$ ,  $\delta = 4^\circ$ ,  $N = 20$ ; г)  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.9$ ,  $\delta = -4^\circ$ ,  $N = 20$

УАР с различными типами возбуждения и  $N = 5$ . Характер распределения поля УАР на рис. 4, б объясняется тем, что для одной из подрешеток в направлениях  $\{\Theta, \Phi_c(\Theta)\}$  условие синфазности полей выполняется, а для другой – не выполняется (кроме направления  $\Theta = 0$ ). Поэтому сложение полей подрешеток приводит к понижению уровня поля вдоль этих направлений. На рис. 4, в показаны ДН различных УАР в плоскости  $XOZ$ , а на рис. 4, г – в плоскости  $YOZ$ , которая ортогональна плоскости УАР и соответствует азимутальному углу  $\phi = \pi/2$ . Отметим, что ДН на рис. 4, г отличны от постоянного значения, получаемого для линейных антенн,

и в них в той или иной мере можно выделить области как главного, так и боковых лепестков. Это дает возможность утверждать, что ДН УАР во всем пространстве наблюдения при всех азимутальных углах  $\phi$  обладают направленными свойствами, как это видно из рис. 3, а. Форму главного лепестка ДН УАР приближенно можно описать уравнением эллипса с полуосями, близкими к ширине лепестка в плоскостях  $\phi = 0$  и  $\phi = \pi/2$ . Следует отметить, что значительный уровень ДН при больших углах наблюдения  $\Theta$  на рис. 3, в-г связан с появлением второго дифракционного максимума при уменьшении рабочей длины волны.



**Рис. 4.** а) Направления конуса синфазного излучения. б) Значения поля вдоль конуса синфазного излучения. в) ДН в плоскости  $\varphi=0$ . г) ДН в плоскости  $\varphi=\pi/2$  различных УАР: —  $\lambda_0/\lambda_{cr}=0,7, \delta=8^\circ, N=5$ ; ---  $\lambda_0/\lambda_{cr}=0,7, \delta=8^\circ, N=20$ ; -.-  $\lambda_0/\lambda_{cr}=0,7, \delta=8^\circ, N=20$ ; ...  $\lambda_0/\lambda_{cr}=0,7, \delta=8^\circ, N=20$

В [4] на основе анализа ДН в плоскости АР было показано, что для УАР существует такой угол наклона секций  $\delta_{\text{опт}}$ , при котором ее коэффициент направленного действия

(КНД) максимален. Величина  $\delta_{\text{опт}}$  зависит от рабочей длины волны и не зависит от числа излучателей в подрешетках  $N$ . С учетом симметрии ДН в общей системе координат

парциальный КНД  $D_{\text{par}}$  нормированной парциальной ДН  $F_{\text{par}}(\Theta)$  в плоскости УАР можно определить по формуле:

$$D_{\text{par}} = \frac{1}{\int_0^{\pi/2} |F_{\text{par}}(\Theta)|^2 \cos \Theta d\Theta}.$$

При рассмотрении ДН во всем пространстве необходимо использовать общее определение для КНД в виде

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |F(\Theta, \varphi)|^2 \sin \Theta d\Theta d\varphi},$$

где ДН по мощности  $|F(\Theta, \varphi)|^2$  интегрируется во всем пространстве. Как показывают расчеты, оба значения КНД совпадают только для линейных УАР при  $\delta = 0$ . Для выяснения влияния боковых лепестков, расположенных вне главных плоскостей наблюдения, на оптимальную геометрию УАР были проведены расчеты КНД  $D$  в диапазоне углов  $\delta$  при различном числе излучателей  $N$  в подрешетках и различных рабочих длинах волн. На рис. 5 приведены зависимости КНД, нормированные относительно максимального значения для каждого случая, которые для КНД  $D(\delta)$  также показывают

существование оптимального угла  $\delta_{\text{opt}}$ . Из рис. 5 видно, что влияние числа излучателей на величину  $\delta_{\text{opt}}$  незначительно проявляется только в коротковолновой части рабочего диапазона длин волн волновода. Кроме того, величины  $\delta_{\text{opt}}$ , которые определяются по значениям КНД (как общего  $D$ , так и парциального  $D_{\text{par}}$ ), практически совпадают. Это дает возможность определять для УАР оптимальные по максимуму КНД углы  $\delta_{\text{opt}}$  по парциальной ДН в плоскости УАР, что значительно упрощает вычисления.

В [6] были рассмотрены разностные ДН УАР с центральным возбуждением в плоскости антенной решетки (плоскость  $XOZ$  на рис. 2, а), которые обеспечивают отсутствие излучения в направлении биссектрисы угла раствора УАР за счет противофазного возбуждения подрешеток ( $\Psi_0 = \pi$  в (2)). Были исследованы зависимости крутизны пеленгационной характеристики, ширины равносигнальной зоны и главного лепестка разностных ДН от геометрии УАР и рабочей длины волны. Эти зависимости имеют монотонный характер без экстремумов. Это объясняется тем, что, в отличие от КНД суммарных ДН, который определяется интегрированием ДН во всем диапазоне углов наблюдения, характеристики разностных ДН определяются для конкретного направления и не зависят от распределения излучения во всем пространстве. Однако распределение боковых лепестков в пространстве может оказывать существенное влияние, например, на коэффициент рассеяния энергии в УАР. Поэтому были исследованы также разностные ДН УАР во всем пространстве наблюдения.

Для некоторых УАР на рис. 6, а, б показаны разностные ДН в сферической системе координат, а на рис. 6, в, г – в обобщенной системе координат  $\{u, v\}$  в виде линий равного уровня. На этих рисунках видны следующие особенности. Во-первых, как и суммарные ДН на рис. 3, разностные ДН приобретают направленность (т. е.  $F(\Theta, \varphi) > 0$ ) не только в плоскости УАР, но и в ортогональной к ней плоскости. Во-вторых, в них, так же как и в суммарных ДН, наблюдаются

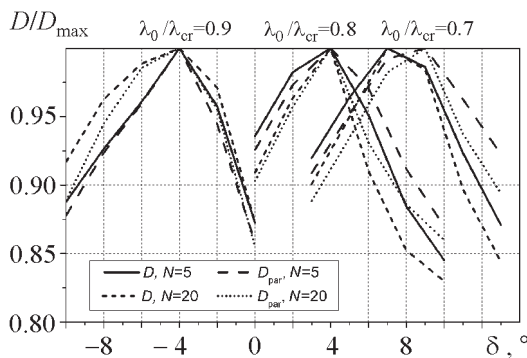
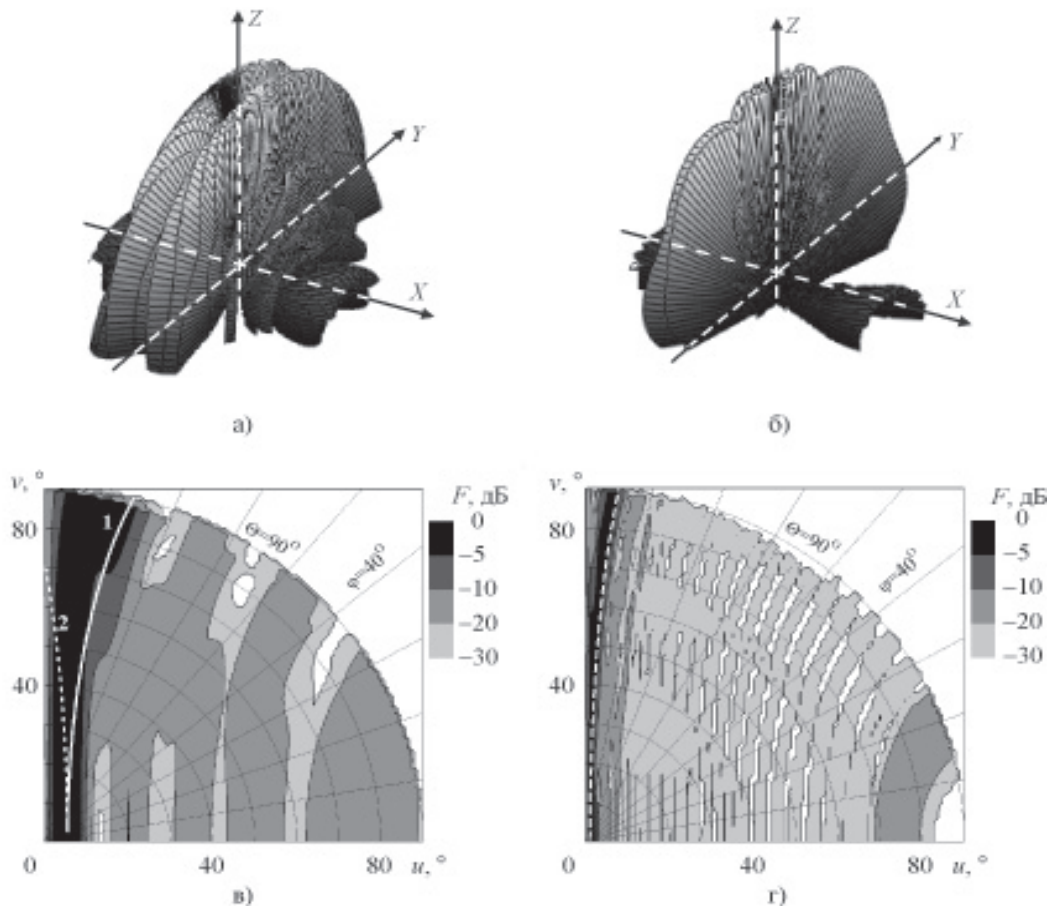


Рис. 5. Зависимости относительных значений КНД различных УАР от угла  $\delta$



**Рис. 6.** Разностные ДН УАР: а), в) –  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.7$ ,  $\delta = 8^\circ$ ,  $N = 5$ , двухстороннее возбуждение; б), г) –  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.9$ ,  $\delta = -4^\circ$ ,  $N = 20$ , центральное возбуждение

направления с повышенным уровнем, которые хорошо видны на рис. 6, в, г (темные области с уровнем  $0 \geq |F(\Theta, \Phi)|^2 \geq -5$  дБ). Естественно предположить, что условия образования этих областей те же самые, что для суммарных ДН, и обусловлены они особенностями парциальных ДН линейных подрешеток. В отличие от суммарных ДН, в которых наблюдается только один главный максимум в направлении  $\Theta_{max} = 0$ , в разностных ДН существуют два направления максимального излучения – при  $\Phi_{max} = 0$  и  $\Phi_{max} = \pi$ . В результате получаем следующие параметрические зависимости для определения направлений  $\{\Theta_C, \Phi_C\}$  отдельно

для левой  $L$  и правой  $R$  подрешеток УАР с центральным возбуждением в диапазоне углов наблюдения  $\Theta \in [0, \pi]$ ,  $\Phi \in [0, \pi]$ :

$$\begin{aligned} \Theta_{CL} &= \pi - \alpha/2 - \Theta_{max} \cos \Phi_{max}, \\ \cos(\Phi_{CL}) &= \frac{\cos \Theta_{CL} + \cos \Theta \cos(\alpha/2)}{\sin \Theta \sin(\alpha/2)}, \\ \Theta_{CR} &= \alpha/2 - \Theta_{max} \cos \Phi_{max}, \\ \cos(\Phi_{CR}) &= \frac{\cos \Theta_{CR} - \cos \Theta \cos(\alpha/2)}{\sin \Theta \sin(\alpha/2)}. \end{aligned} \tag{4}$$



Для азимутальных углов  $\varphi \in [\pi, 2\pi] \equiv [-\pi, 0]$  необходимо изменить знаки полученных значений, а для УАР с двухсторонним возбуждением – поменять местами выражения для подрешеток.

На рис. 7, а показаны рассчитанные с помощью соотношений (4) направления  $\Phi_C(\Theta)$  обеих подрешеток УАР для обоих направлений  $\Theta_{\max}$ . Отметим следующую особенность кривых на рис. 7, а – они определены только при  $\Theta \geq \Theta_{\max}$  (при меньших углах

соотношения (4) дают комплексные значения). На рис. 7, б показаны построенные с помощью (4) сами конические поверхности при  $\alpha = 220^\circ$ ,  $\Theta_{\max} = 10^\circ$ : белые – для левой, серые – для правой подрешеток. На рис. 7, в приведены зависимости относительной величины поля УАР в направлениях  $\{\Theta, \Phi_C(\Theta)\}$ . На рис. 6, в также показаны эти направления, включающие точку  $(\Theta_{\max}, 0)$ : 1 – от левой, 2 – от правой подрешеток. С увеличением числа излучателей  $N$ , когда значение  $\Theta_{\max}$

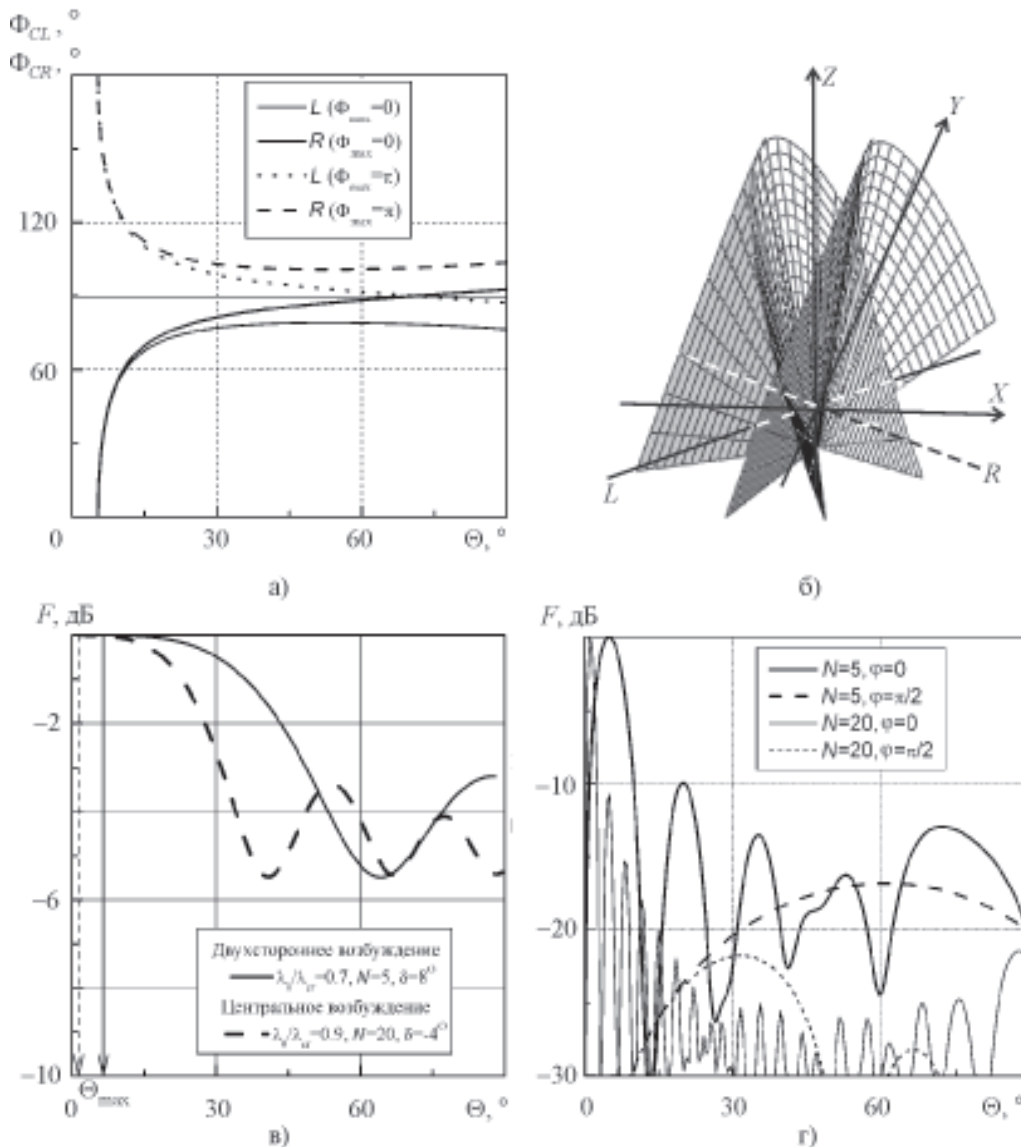


Рис. 7. а) Зависимости азимутальных углов  $\Phi_{CL}$  и  $\Phi_{CR}$  от  $\Theta$  для подрешеток; б) взаимное расположение конических поверхностей  $\{\Theta, \Phi_C(\Theta)\}$  подрешеток; в) значения поля для направлений  $\{\Theta, \Phi_C(\Theta)\}$ ; г) ДН УАР с  $N = 5$  и  $N = 20$  при  $\lambda_0/\lambda_{cr} = 0.7$ ,  $\delta = 8^\circ$  в ортогональных плоскостях наблюдения

уменьшается, а главный и боковые лепестки ДН сужаются, ширина области повышенных уровней ДН по углу  $\varphi$  уменьшается, а ее направления точнее описываются выражениями (4), как это видно из рис. 6, г.

На рис. 7, г приведены разностные ДН УАР в ортогональных плоскостях наблюдения. Как и в случае формирования УАР суммарной ДН, ее разностная ДН также обладает направленными свойствами в плоскости, ортогональной плоскости УАР.

Таким образом, в работе рассмотрены суммарные и разностные ДН УАР на основе волноводных подрешеток во всем пространстве наблюдения и показано, что особенности их формирования обусловлены свойствами ДН линейных подрешеток и условиями формирования ДН УАР. Показано также, что для определения оптимальной по максимуму КНД геометрии угловых антенных решеток с заданной электрической длиной можно ограничиться рассмотрением ДН в плоскости АР.

### Литература

1. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Под ред. Д. И. Воскресенского. – М.: Советское радио, 1972. – 320 с.
2. Горобец Н. Н., Горобец Ю. Н., Дахов В. М. Характеристики направленности антенн бегущей волны с двусторонним возбуждением // Радиофизика и радиоастрономия. – 1998. – Т. 3, №1. – С. 87-91.
3. Горобец Н. Н., Горобец Ю. Н., Дахов В. М. Направленные и диапазонные характеристики антенных решеток бегущей волны с двухканальным возбуждением // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2001. – Т. 44, №3. – С. 3-10.
4. Горобец Н. Н., Горобец Ю. Н., Дахов В. М. Угловые антенные решетки бегущей волны с центральным возбуждением // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – Т. 5, №4. – С. 416-423.
5. Горобец Н. Н., Дахов В. М. Особенности просторового розподілу потужності випромінення кутових антенних решіток // Матеріали міжнарод-

ної наукової конференції “Каразінські природознавчі студії”. – м. Харків. – 2004. – С. 101-102.

6. Горобец Н. Н., Дахов В. М. Разностные диаграммы направленности угловых антенных решеток с центральным возбуждением // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2005. – Вып. 142. – С. 142-145.

### Сумарні й різницеві діаграми спрямованості кутових антенних решіток в усьому просторі спостереження

М. М. Горобець, В. М. Дахов

Досліджено особливості формування сумарних і різницевих діаграм спрямованості в усьому просторі спостереження кутових антенних решіток біжучої хвилі. Виявлено ефекти збільшення рівня бічних пелюстків діаграм спрямованості в площинах, що не збігаються з головними площинами спостереження, та вивчено умови їхнього утворення. Показано, що для розрахунку оптимального кута між підрешітками, який забезпечує максимум коефіцієнта спрямованості, може бути використана парціальна діаграма спрямованості в площині розташування решітки.

### Total and Differential Patterns of Corner Antenna Arrays in All Observation Space

N. N. Gorobets and V. M. Dakhov

Peculiarities of forming the total and differential patterns of the travelling wave corner antenna arrays in all observation space are investigated. The effects of increasing side lobe levels of the patterns in the directions noncoincident with the main observation planes have been revealed, the conditions of their appearance studied. It is shown that for calculating the optimal angle between subarrays which provides the maximum directivity factor the partial pattern in the array plane can be used.