ИССЛЕДОВАНИЯ ПО АКУСТИКЕ, ЭЛЕКТРОФИЗИКЕ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ
Межвузовский сборник, вып. 2, 1974 год
КУЙБЫШЕВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ

Г. В. АБРАМОВ

О ДОПУСТИМЫХ ВЕЛИЧИНАХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ФАЗЫ КВАЗИПЛОСКОГО ПОЛЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАССЕЯНИЯ БОЛЬШЕРАЗМЕРНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЦЕЛЕЙ МЕТОДОМ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) радиолокационной цели является ее важнейшей характеристикой, знание которой совершенно необходимо при решении большого числа научных и тактических задач. В силу ряда причин в последние 30 лет ЭПР определяется, как правило, экспериментально на уменьшенных моделях целей [1, 2]. При этом, как известно, расстояние R между антенной измерительного радиолокатора и моделью цели выбирается из условия дальней зоны [2]

$$R=\frac{2\,(D_1+D_2)^2}{\lambda};\qquad (1)$$

где D_1 — максимальный размер раскрыва антенны;

D_2 — максимальный размер цели в плоскости, перпендикулярной направлению распространения первичного излучения;

λ — длина волны измерительного радиолокатора.

При выполнении условия (1) фазовый набег на краях цели с поперечным размером D_2 составляет $\frac{\pi}{8}$.

Как указывается в [1], такая и даже меньшая величина фазового набега требуется для измерения с довольно высокой точностью уровней дифференциальной ЭПР. Из теории дифракции известно, что чем больше отношение $\frac{D_2}{\lambda}$, тем более изрезанный, многолепестковый характер приобретает диаграмма вторичного излучения цели. Разброс размеров реальных радиолокационных целей (например, летательных аппаратов) при их производстве, влияние внешних нагрузок на геометрическую форму летательного аппарата, флюктуации отраженного сигнала из-за вибрации частей аппарата и флюктуации ракурса аппарата приводят к тому, что на сантиметровых волнах имеет смысл (для целей большого размера, особенно) исследовать лишь статистические зависимости, характеризующие рассеивающие свойства целей. Измеренная или рассчитанная диаграмма рассеяния (вторичного излучения) конкретного объекта на вполне определенной длине волны является детерминированной функцией. В то же время она лишь с некоторой вероятностью может явиться характеристикой класса однотипных объектов. Чем сложнее объект по своей форме и чем больше его размеры в длинах волн, тем меньшее практическое значение имеет точная диаграмма рассеяния. Поэтому в практике радиолокации измеренные диаграммы рассеяния подвергаются статистической обработке для выявления устойчивых характеристик — закона распределения вероятностей ЭПР, средней величины ЭПР, дисперсии и т. п., т. е. с диаграммами рассеяния проводятся операции как со случайными функциями.

Однако для большеразмерных целей статические измерения ЭПР, т. е. измерения на моделях имеют свои трудности. Действительно, как известно [2], при этих измерениях необходимо соблюдать критерии электродинамического подобия. Частотный критерий состоит в частности в том, что если масштаб модели равен S, а исследователя интересует ЭПР на длине волны $\lambda_р$, то длина волны измерительного радиолокатора λ должна быть равна $\lambda_р \cdot S$, что применительно к сантиметровому диапазону при малой величине S осуществить далеко непросто. Если же брать большие значения S, то это приводит к увеличению размера D_2 и как следствие — к необходимости выбора больших значений R. Покажем это на примере. Пусть $D_2 = 1500\lambda$, $\lambda_р = 2$ см, $D_1 \ll D_2$. Если выбрать $S = 10^{-2}$, то $\lambda = 2 \cdot 10^{-2}$ см, $R \approx 900$ м. Видно, что значения λ и R неприемлемы, и если такое значение R еще может быть реализовано в условиях специального полигона, то длина волны $\lambda = 0{,}2$ мм при современном развитии электровакуумной техники служит серьезным препятствием для реализации такого измерительного комплекса. Перенося измерения из лаборатории на полигон, мы тем самым лишаемся одного из важных преимуществ метода модельных измерений — независимости от метеоусловий. Ясно, таким образом, что уменьшение величины R является важной задачей при создании измерительного комплекса для исследования ЭПР большеразмерных радиолокационных целей. Как указывается в [2], одним из возможных путей решения этой задачи может быть применение, например, линзовой (рефракторной) прожекторной системы. На выходе такой системы поле в силу многих причин (неоднородность материала линзы, неточность изготовления и юстировки, отличие диаграммы направленности первичного излучателя от расчетной) получается не плоским, а квазиплоским, как принято его называть, т. е. имеющим неоднородности амплитуды и фазы по периферии поля. Естественно ожидать, что величина этих неоднородностей может быть различной в зависимости от тщательности изготовления и юстировки системы. Встает вопрос о допустимой для целей измерения ЭПР величине неоднородностей. Оставляя в стороне выходящий за рамки настоящей статьи вопрос об амплитудной неоднородности, рассмотрим только фазовые неоднородности. Остановимся для этого на методике проведенных нами расчетов с целью определения влияния фазовой неоднородности поля на величину ЭПР и полученных результатах.

Как известно [3, 4], физическая модель сложной цели больших размеров может быть представлена в виде совокупности ряда независимых локальных источников вторичного излучения («блестящих» точек), определенным образом расположенных по периферии цели. В настоящей работе в качестве гипотетической модели цели была принята линейная база из двух, трех и четырех «блестящих» точек. Диаграмма рассеяния, интегральный закон распределения вероятностей ЭПР и средние значения ЭПР в интервале углов поворота модели $0 \div 2\pi$ рассчитывались для случаев нахождения модели в плоском и сферическом полях. В случае сферического поля распределение амплитуды поля по апертуре цели принималось постоянным, а фазовые набеги — равными $\frac{\pi}{2}$, π, $\frac{3\pi}{2}$. Расстояния между «блестящими» точками при расчетах принимались равными 5λ, 20λ и 50λ. Расчеты проводились на ЭВМ «Проминь».

Как показано в [4], суммарная ЭПР двух «блестящих» точек («гантели») в плоском поле может быть рассчитана по формуле

$$\sigma_0 = 4\sigma_1 \cos^2\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\cos\Theta\right), \tag{2}$$

где σ_1 — ЭПР одной «блестящей» точки, Θ — угол между направлением распространения падающей волны и «гантелью» (см. рис. 1а), r — расстояние между «блестящими» точками. Для линейной базы с $n=3$ и $n=4$ (здесь n — число «блестящих» точек) в случае плоской волны, а также для линейной базы с $n=2$; $n=3$; $n=4$ в случае сферической волны нетрудно получить следующие расчетные формулы:

$n=3$. Плоская волна.

$$\sigma_0 = \sigma_1\left[3 + 4\cos\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\cos\Theta\right) + 2\cos\left(\frac{8\pi r}{\lambda}\cos\Theta\right)\right]. \tag{3}$$

$n=4$. Плоская волна.

$$\sigma_0 = 16\,\sigma_1\cos^2\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\cos\Theta\right)\cos^2\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\cos\Theta\right). \tag{4}$$

$n=2$. Сферическая волна.

$$\sigma_0 = 4\sigma_1\cos^2\left[\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{R_0^2 + \frac{r^2}{4} + R_0 r\cos\Theta} - \sqrt{R_0^2 + \frac{r^2}{4} - R_0 r\cos\Theta}\right], \tag{5}$$

где R_0 — расстояние от излучателя до середины базы цели (см. рис. 1б).

$n=3$. Сферическая волна.

$$\sigma_0=\sigma_1\left\{3+2\cos\left[\frac{4\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R_0^2+r^2+2R_0 r\cos\Theta}-R_0\right)\right]+\right.$$

$$+2\cos\left[\frac{4\pi}{\lambda}\left(R_0-\sqrt{R_0^2+r^2-2R_0 r\cos\Theta}\right)\right]+$$

$$+2\cos\left[\frac{4\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R_0^2+r^2+2R_0 r\cos\Theta}-\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.-\sqrt{R_0^2+r^2-2R_0 r\cos\Theta}\right)\right]\right\} \qquad (6)$$

$n=4$. Сферическая волна.

$$\sigma_0=4\sigma_1\left\{\cos^2\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R_0^2+\left(\frac{r}{2}\right)^2+R_0 r\cos\Theta}-\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.-\sqrt{R_0^2+\left(\frac{3r}{2}\right)^2+3R_0 r\cos\Theta}\right)\right]+$$

$$+\cos^2\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R_0^2+\left(\frac{3r}{2}\right)^2-3R_0 r\cos\Theta}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\sqrt{R_0^2+\left(\frac{r}{2}\right)^2-R_0 r\cos\Theta}\right)\right]+$$

$$+2\cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R_0^2+\left(\frac{r}{2}\right)^2+R_0 r\cos\Theta}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\sqrt{R_0^2+\left(\frac{3r}{2}\right)^2+3R_0 r\cos\Theta}\right)\right]\times$$

$$\times\cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R_0^2+\left(\frac{3r}{2}\right)^2-3R_0 r\cos\Theta}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\sqrt{R_0^2+\left(\frac{r}{2}\right)^2-R_0 r\cos\Theta}\right)\right]\times$$

$$\times\cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R_0^2+\left(\frac{3r}{2}\right)^2+3R_0 r\cos\Theta}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\sqrt{R_0^2+\left(\frac{r}{2}\right)^2-R_0 r\cos\Theta}\right)\right]+$$

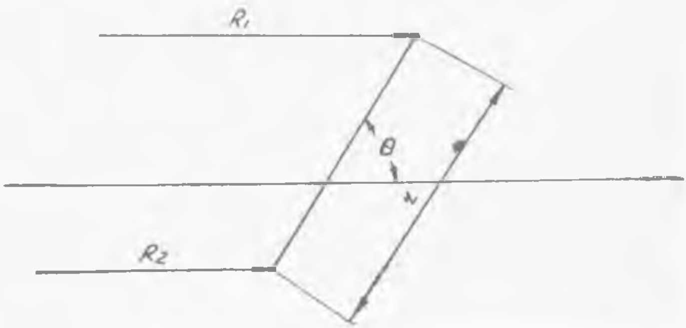
$$+\left[\sqrt{R_0^2+\left(\frac{r}{2}\right)^2+R_0 r\cos\Theta}-\right.$$

$$\left.\left.-\sqrt{R_0^2+\left(\frac{3r}{2}\right)^2-3R_0 r\cos\Theta}\right]\right\}. \qquad (7)$$

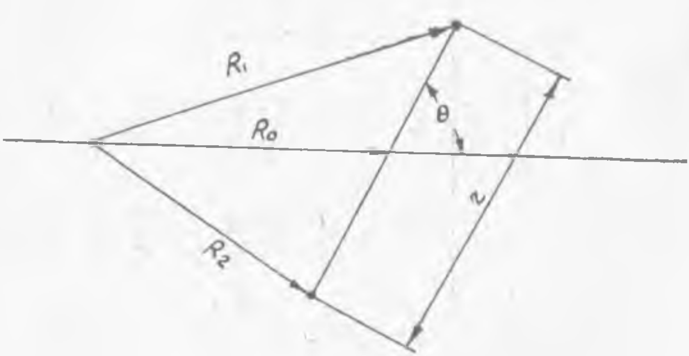
Функции (2÷7) были исследованы на экстремальные значения и было установлено, что в интервале значений Θ от 0 до 2π и при вариациях набега фазы от 0 до $\frac{3}{2}\pi$ число экстремумов каждой функции не меняется и равно $16(n-1)\frac{r}{\lambda}$. Число лепестков диаграммы вторичного излучения получается соответственно равным

$8(n-1)\frac{r}{\lambda}$. Далее для «гантели» по нормированным функциям $\frac{\sigma_0}{4\sigma_1}$ были рассчитаны интегральные функции распределения вероятностей ЭПР $F\left(\frac{\sigma_0}{4\sigma_1}\right)$ в плоском и сферическом полях. Результаты расчетов представлены в табл. 1. Как видно из сопоставления значений $F\left(\frac{\sigma_0}{4\sigma_1}\right)$ для плоского и сферического полей, сферичность поля при фазовых набегах на кромках цели до $\frac{3}{2}\pi$ не оказывает влияния на эту статистическую характеристику ЭПР.

Для линейной базы с $n=3$ и $n=4$ интегральные функции распределения вероятностей ЭПР были рассчитаны только для случая плоского поля. К сожалению, ограниченные возможности ЭВМ «Проминь» не позволили рассчитать эти функции для слу-



а)



б)

Рис. 1

Таблица 1

Интегральные функции распределения вероятностей $F\frac{\sigma_0}{\sigma_{0\,макс}}$ «гантели» для случаев облучения плоским полем ($\varphi=0$) и сферическим полем $\left(\varphi=\frac{\pi}{2};\ \pi;\ \frac{3}{2}\pi\right)$.

$\frac{r}{\lambda}$	5				20				50			
φ (рад)	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$
$\frac{\sigma_0}{\sigma_{0макс}}$	$\left(F\frac{\sigma_0}{\sigma_{0макс}}\right)$				$F\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{0макс}}\right)$				$\left(F\frac{\sigma_0}{\sigma_{0макс}}\right)$			
1,0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,9	0,747	0,748	0,751	0,754	0,772	0,771	0,777	0,772	0,784	0,780	0,781	0,781
0,8	0,657	0,658	0,661	0,664	0,680	0,680	0,680	0,681	0,686	0,688	0,688	0,689
0,7	0,585	0,586	0,589	0,593	0,607	0,609	0,609	0,609	0,616	0,617	0,619	0,618
0,6	0,521	0,522	0,525	0,528	0,541	0,542	0,543	0,543	0,547	0,551	0,551	0,551
0,5	0,461	0,462	0,464	0,467	0,491	0,480	0,480	0,481	0,488	0,488	0,488	0,487
0,4	0,401	0,402	0,404	0,407	0,419	0,419	0,419	0,419	0,428	0,425	0,424	0,425
0,3	0,339	0,340	0,341	0,344	0,355	0,354	0,353	0,354	0,360	0,358	0,358	0,359
0,2	0,270	0,271	0,273	0,275	0,283	0,284	0,283	0,284	0,290	0,288	0,287	0,287
0,1	0,187	0,188	0,189	0,190	0,196	0,195	0,196	0,196	0,196	0,199	0,199	0,199
0,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

чая сферического поля при $n=3$ и $n=4$. Значения $F\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{0\,\text{макс}}}\right)$ для $n=3$ и $n=4$ приведены в табл. 2.

Определение средних значений ЭПР $\bar{\sigma}_0$ в предположении, что любое значение Θ от 0 до 2π равновероятно, проводилось двумя методами: графическим — по интегральным кривым — и путем усреднения по формуле

$$\bar{\sigma}_0=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\sigma_0(\Theta)\,d\Theta. \tag{8}$$

Результаты расчетов по формуле (8) для $n=2$ и $n=3$ приведены в табл. 3. Сравнение средних значений ЭПР этих моделей, рассчитанных для плоского и сферического полей, показывает, что различие в ЭПР незначительно.

Средние значения ЭПР по интегральным кривым были рассчитаны по известной методике [5] и приведены в табл. 4.

Из табл. 4 видно, что для $n=2$ средние значения ЭПР в сферическом поле почти не отличаются от таковых в плоском поле. В табл. 5 приведены средние значения ЭПР, рассчитанные по формуле (8) и по интегральным кривым. Смысл сравнения $\bar{\sigma}_0$, полученных этими двумя методами, заключается в том, что в случае экспериментального определения зависимости $\sigma_0(\Theta)$ реальной сложной цели (или модели) аналитическое выражение этой функции неизвестно и $\bar{\sigma}_0$, как правило, определяется по инте-

Таблица 2

Интегральные функции распределения вероятностей $F\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{0\,\text{макс}}}\right)$ для целей, состоящих из $n=3$ и $n=4$ «блестящих» точек в плоском поле

n	3			4		
$\frac{r}{\lambda}$	5	20	50	5	20	50
$\frac{\sigma_0}{\sigma_{0\,\text{макс}}}$	$F\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{0\,\text{макс}}}\right)$			$F\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{0\,\text{макс}}}\right)$		
1,0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,9	0,829	0,852	0,868	0,868	0,889	0,894
0,8	0,770	0,794	0,804	0,820	0,844	0,870
0,7	0,723	0,748	0,756	0,786	0,789	0,821
0,6	0,681	0,707	0,716	0,761	0,768	0,810
0,5	0,642	0,666	0,674	0,735	0,748	0,799
0,4	0,602	0.625	0,634	0,706	0,728	0,756
0,3	0,559	0,582	0,588	0,661	0,675	0,696
0,2	0.512	0,533	0,538	0,626	0,649	0,664
0,1	0,453	0,487	0,494	0,589	0,625	0,640
0,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

Таблица 3

Средние значения $\overline{\sigma_0}$, определенные из выражения (8). Интервал усреднения $\Theta=0 \div 2\pi$

n	2				3			
$\frac{r}{\lambda}$ \ φ	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$
5	$2{,}14\sigma_1$	$2{,}1402\sigma_1$	$2{,}1303\sigma_1$	$2{,}1174\sigma_1$	$3{,}3843\sigma_1$	$3{,}2038\sigma_1$	$3{,}1984\sigma_1$	$3{,}1927\sigma_1$
20	$2{,}07\sigma_1$	$2{,}0755\sigma_1$	$2{,}0682\sigma_1$	$2{,}0748\sigma_1$	$3{,}1882\sigma_1$	$3{,}0784\sigma_1$	$3{,}0871\sigma_1$	$3{,}0882\sigma_1$
50	$2{,}04\sigma_1$	$2{,}0224\sigma_1$	$2{,}0485\sigma_1$	$2{,}0196\sigma_1$	$3{,}1317\sigma_1$	$2{,}9705\sigma_1$	$2{,}9764\sigma_1$	$2{,}9782\sigma_1$

Средние значения $\overline{\sigma}_0$ «гантели», рассчитанные по интегральным кривым при $\varphi=0$; π и $3/2\pi$. Интервал усреднения $\Theta=0 \div 2\pi$.

Таблица 4

$\frac{r}{\lambda}$	5				20				50			
φ	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$
$\overline{\sigma}_0$	$2{,}070\sigma_1$	$2{,}068\sigma_1$	$2{,}050\sigma_1$	$2{,}040\sigma_1$	$2{,}11\sigma_1$	$2{,}10\sigma_1$	$2{,}08\sigma_1$	$2{,}11\sigma_1$	$2{,}04\sigma_1$	$2{,}06\sigma_1$	$2{,}05\sigma_1$	$2{,}04\sigma_1$

гральным кривым. При этом неизбежны погрешности по ряду причин, которые отсутствуют при определении $\overline{\sigma_0}$ по формуле (8) на ЭВМ. Сравнение значений σ_0, полученных указанными двумя путями, когда аналитическое выражение для σ_0 не вызывает сомнений, позволяет определить величину погрешности графического метода. В нашем случае определение $\overline{\sigma_0}$ по интегральным кривым дает погрешность, не превышающую 10%.

Проведенное рассмотрение позволяет сделать вывод о том, что при измерении ЭПР большеразмерных летательных аппаратов, когда исследователя интересуют в конечном случае устойчивые статистические характеристики рассеяния цели (интегральная функция распределения вероятностей ЭПР, средние значения ЭПР, дисперсия ЭПР и т. п.), можно считать допустимыми вариации фазы поля поперек модели в пределах $\pm\pi$.

В заключение автор благодарит Л. А. Назарову и А. А. Гольдфарба за проведенные расчеты на ЭВМ.

Таблица 5

Средние значения $\overline{\sigma_0}$, рассчитанные по формуле (8) и по интегральным кривым для $\varphi=0$. Интервал усреднения $\Theta=0 \div 2\pi$.

n	Метод определения $\overline{\sigma_0}$	По формуле (8)			По интегральным кривым		
	$\frac{r}{\lambda}$	5	20	50	5	20	50
2	$\overline{\sigma_0}$	$2{,}14\sigma_1$	$2{,}07\sigma_1$	$2{,}04\sigma_1$	$2{,}07\sigma_1$	$2{,}11\sigma_1$	$2{,}04\sigma_1$
3	$\overline{\sigma_0}$	$3{,}3843\sigma_1$	$3{,}1882\sigma_1$	$3{,}1317\sigma_1$	$3{,}34\sigma_1$	$3{,}14\sigma_1$	$3{,}03\sigma_1$
4	$\overline{\sigma_0}$	$4{,}7043\sigma_1$	$4{,}1976\sigma_1$	$4{,}1568\sigma_1$	$4{,}467\sigma_1$	$4{,}123\sigma_1$	$3{,}780\sigma_1$

ЛИТЕРАТУРА

1. Куюмджан Р. Г., Питерс Л. Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике № 8, 1965 (русский перевод). Отражательная способность радиолокационных целей.

2. Дулевич В. Е. и др. Теоретические основы радиолокации. Сов. радио, 1964.

3. Сайбель А. Г. Основы радиолокации. Сов. радио, 1961.

4. Менцер Ж. Р. Дифракция и рассеяние радиоволн. Изд. Сов. радио. М., 1958.

5. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. ГИФМЛ, М., 1958.