

## Моделирование двухпозиционной диаграммы рассеяния тела на основе данных электромагнитного поля на плоскости в ближней зоне

Балабуха Н.П.<sup>1</sup>, Коняев Д.А. \*<sup>1,2</sup>, Шапкина Н.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 01.09.2022

Одобрена после рецензирования 19.10.2022

Принята к публикации 31.10.2022

### Аннотация

Исследуется способ нахождения поля в дальней зоне путем пересчёта из ближней зоны в дальнюю при измерениях на плоской поверхности сканирования. При этом строго учитывается тот факт, что поверхность сканирования является усечённой. В работе предложено развитие метода, представленного в [1] – [4], для сканирования поля в ближней зоне на плоскости в векторном случае. Было проведено численное моделирование с использованием предложенного метода, а так же произведено сравнение результатов расчётов с результатами, полученными традиционным методом, где поле вне области сканирования предполагается равным нулю. Тесты проводились с использованием в качестве рассеивателя идеально проводящего цилиндра, размеры которого близки к длине волны падающего излучения.

Расчёты показали, что, несмотря на более строгий учёт, метод даёт результаты, очень близкие к результатам традиционного метода. Последнее обстоятельство, дополненное необходимостью правильного подбора параметров и повышенными требованиями к вычислительным ресурсам, делает традиционный метод предпочтительным.

**Ключевые слова:** двухпозиционные ЭПР, пересчёт поля из ближней зоны в дальнюю, сканирование в ближней зоне, плоский сканер, рассеяние электромагнитных волн

### Введение

Нахождение радиолокационных характеристик объектов актуально как в связи с задачами радиолокации, так и в связи с задачами маскировки объектов [5] – [7]. Одной из основных характеристик рассматриваемых объектов является диаграмма ЭПР [5] – [7]. На сегодняшний день наиболее распространёнными являются измерительные комплексы, позволяющие получать однопозиционные ЭПР [5]. Однако в последнее время на практике часто требуется получать двухпозиционные диаграммы рассеяния объектов (двухпозиционные ЭПР), когда приёмная и передающая антенны разнесены в пространстве, [1] – [4], [8] – [10]. В связи с этим стоит вопрос о модернизации существующих компактных полигонов для реализации возможности измерения двухпозиционных ЭПР. Для этого можно использовать сканер, предназначенный для измерения поля в ближней зоне с последующим расчётом поля в дальней зоне [1] – [4], [6] – [14]. В данной работе поставлена задача исследования более строгой постановки задачи пересчёта поля из ближней зоны в дальнюю при сканировании на плоской поверхности.

При сканировании на плоскости область сканирования всегда является усечённой. В связи с этим необходимо изучить возможности пересчёта поля из ближней зоны в дальнюю для максимально большого диапазона бистатических углов при фиксированном размере поверхности сканирования.

В работе рассматривается задача восстановления поля в дальней зоне, рассеянного идеально проводящим круговым цилиндром, при помощи значений поля, заданных в ближней зоне на прямоугольном участке плоскости.

\* Автор, ответственный за переписку: Денис Алексеевич Коняев, konyaev@physics.msu.ru

## Постановка задачи

Рассмотрим задачу получения электромагнитного поля в дальней зоне, рассеянного идеально проводящим цилиндром кругового сечения, при помощи значений электромагнитного поля, заданных в ближней зоне.

Введём декартову систему координат таким образом, чтобы область сканирования располагалась в плоскости  $OXY$ , а ось  $OZ$  была направлена от рассеивателя (рисунок 1). Обозначим вектор напряжённости электрического поля рассеянной телом волны на плоскости сканирования как  $\mathbf{E}_0(x, y)$ . Будем считать, что значения тангенциальной составляющей вектора  $\mathbf{E}_0(x, y)$  ( $E_x$  и  $E_y$ ) известны в некоторой прямоугольной области  $\{(x, y, z) : x \in [-H_x; H_x], y \in [-H_y; H_y], z = 0\}$ . Тогда задачу можно сформулировать следующим образом: по известным значениям компонент электромагнитного  $\mathbf{E}_0(x, y)$ , заданным в области сканирования, найти двухпозиционную диаграмму ЭПР рассеивателя в диапазоне бистатических углов, соответствующих  $\{(\theta, \varphi) : -\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_1, -\frac{\pi}{2} < -\theta_0 \leq \theta \leq \theta_1 < \frac{\pi}{2}\}$ . Здесь  $(\theta, \varphi)$  – угловые координаты стандартной сферической системы координат. Далее, для простоты, ограничимся рассмотрением сечения двухпозиционной ЭПР плоскостью  $OXZ$ , то есть зафиксируем  $\varphi = 0$ .

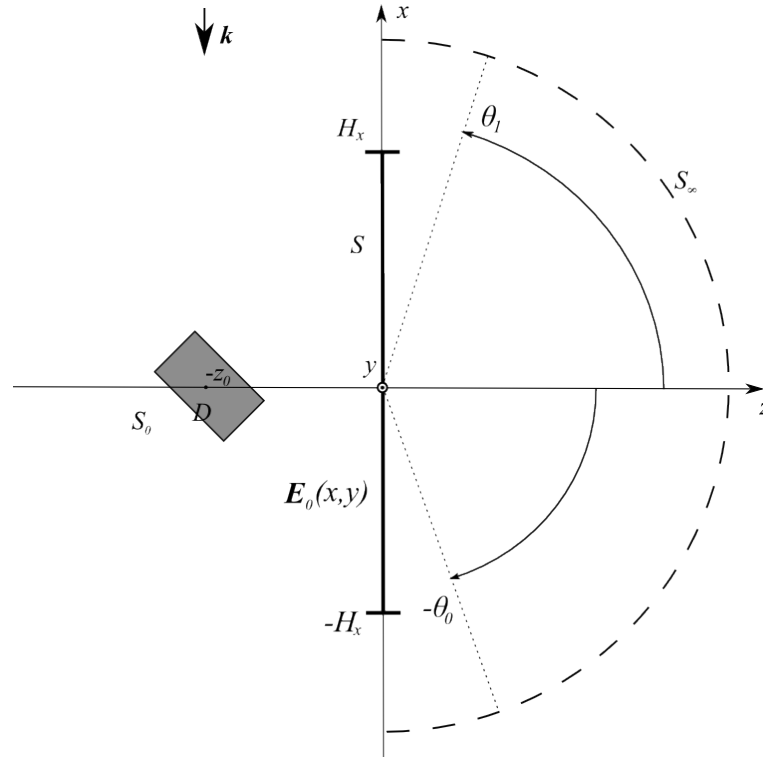


Рисунок 1 – Конфигурация рассматриваемой задачи

## Рассматриваемые методы

Решение задачи дифракции вне области рассеивателя можно представить в виде интеграла по плоским волнам [15, 16]:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) e^{-i(\mu_x x + \mu_y y + \sqrt{k^2 - \mu_x^2 - \mu_y^2} z)} d\mu_x d\mu_y, \quad (1)$$

где  $\mathbf{F}(\mu_x, \mu_y)$  – амплитуды плоских волн. Известно [17], что поле в дальней зоне можно выразить через тангенциальные по отношению к плоскости сканирования составляющие вектора  $\mathbf{F}(\mu_x, \mu_y)$ :

$$\begin{aligned} E_\theta(\theta, \varphi) &= 2\pi i k \cos \theta \frac{e^{ikr}}{r} [\sin \varphi F_x(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta) - \\ &\quad \cos \varphi F_y(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta)], \quad r \rightarrow +\infty, \\ E_\varphi(\theta, \varphi) &= 2\pi i k \cos \theta \frac{e^{ikr}}{r} [\cos \varphi F_x(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta) + \\ &\quad \sin \varphi F_y(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta)], \quad r \rightarrow +\infty \end{aligned} \quad (2)$$

На поверхности сканирования ( $z = 0$ ) справедливо равенство:

$$\mathbf{E}_0(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) e^{-i(\mu_x x + \mu_y y)} d\mu_x d\mu_y. \quad (3)$$

Если  $H_x \rightarrow +\infty$ ,  $H_y \rightarrow +\infty$  то функцию  $\mathbf{F}(\mu_x, \mu_y)$  можно найти, используя обратное преобразование Фурье:

$$\mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_0(x, y) e^{i(\mu_x x + \mu_y y)} dx dy. \quad (4)$$

Если  $H_x$  и  $H_y$  достаточно велики (полем вне прямоугольника  $\{(x, y, z) : x \in [-H_x; H_x], y \in [-H_y; H_y], z = 0\}$  можно пренебречь), то

$$\mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) \approx \frac{1}{4\pi^2} \int_{-H_x}^{H_x} \int_{-H_y}^{H_y} \mathbf{E}_0(x, y) e^{i(\mu_x x + \mu_y y)} dx dy. \quad (5)$$

Это соотношение соответствует предположению, что поле вне зоны сканирования равно тождественно нулю. Такой подход давно успешно применяется при определении диаграмм направленности антенн [17], поэтому назовём его традиционным.

Здесь и далее под векторами на поверхности сканирования будем понимать их тангенциальные по отношению к плоскости сканирования составляющие.

Перейдём к рассмотрению метода, основанного на идеях, представленных в работах [1] – [4]. Умножим (3) на  $\frac{1}{2\pi} e^{ih_y y}$  и проинтегрируем по отрезку  $[-H_y; H_y]$ :

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-H_y}^{H_y} \mathbf{E}_0(x, y) e^{ih_y y} dy = \frac{1}{2\pi} \int_{-H_y}^{H_y} e^{ih_y y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) e^{-i(\mu_x x + \mu_y y)} d\mu_x d\mu_y dy. \quad (6)$$

Введём обозначения:

$$K^{(y)}(h_y, \mu_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-H_y}^{H_y} e^{-i(\mu_y - h_y)y} dx, \quad (7)$$

$$\mathbf{g}^{(y)}(x, h_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-H_y}^{H_y} \mathbf{E}_0(x, y) e^{ih_y y} dy \quad (8)$$

$$\mathcal{F}(x, \mu_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) e^{-i\mu_x x} d\mu_x \quad (9)$$

Тогда  $\mathcal{F}(x, \mu_y)$  является решением уравнения:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} K^{(y)}(h_y, \mu_y) \mathcal{F}(x, \mu_y) d\mu_y = \mathbf{g}^{(y)}(x, h_y) \quad (10)$$

Заметим, что для любых  $h_y, \mu_y$  верно  $K^{(y)}(h_y, \mu_y) = (K^{(y)}(\mu_y, h_y))^*$ , то есть (10) – интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода с симметричным ядром. Умножим (9) на  $\frac{1}{2\pi} e^{ih_x x}$  и проинтегрируем по отрезку  $[-H_x; H_x]$ :

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-H_x}^{H_x} \mathcal{F}(x, \mu_y) e^{ih_x x} dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-H_x}^{H_x} e^{ih_x x} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) e^{-i\mu_x x} d\mu_x dx. \quad (11)$$

Аналогично (7) и (8) введём обозначения:

$$K^{(x)}(h_x, \mu_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-H_x}^{H_x} e^{-i(\mu_x - h_x)x} dx, \quad (12)$$

$$\mathbf{g}^{(x)}(h_x, \mu_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-H_x}^{H_x} \mathcal{F}(x, \mu_y) e^{ih_x x} dx. \quad (13)$$

Тогда  $\mathbf{F}(x, \mu_y)$  является решением уравнения:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} K^{(x)}(h_x, \mu_x) \mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) d\mu_x = \mathbf{g}^{(x)}(h_x, \mu_y). \quad (14)$$

Заметим также, что, как и (10), (14) является интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода с симметричным ядром. Итак, задача свелась к последовательному решению интегральных уравнений (10) и (14). Отметим сразу, что в этой более строгой постановке задача оказалась некорректно поставленной. Последнее обстоятельство требует применения специальных методов для построения её численных решений.

Как было отмечено ранее, ограничимся рассмотрением горизонтального сечения двухпозиционной ЭПР. Это ограничение позволяет несколько упростить построение численного решения задачи. Будем рассматривать сферические координаты на следующем множестве значений:  $\{(\theta, \varphi) : \varphi = 0, -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}\}$ , которое соответствует выбранному сечению диаграммы ЭПР со стороны положительных  $z$ .

Из формулы (2) видно, что в таком случае необходимо отыскать  $\mathbf{F}(\mu_x, 0)$ , так как  $\sin(\varphi) = 0$ .

Таким образом, решение уравнения (10) нужно отыскать для всех значений параметра  $x$  только в одной точке  $\mu_y = 0$ . Отметим, что так как предполагается, что значения  $\mathbf{E}_0(x, y)$  – результаты измерений, то по  $x$  и по  $y$  задана прямоугольная сетка, а сама функция  $\mathbf{E}_0(x, y)$  известна лишь в узлах этой сетки.

Заменим интеграл в уравнении (10) его разностной аппроксимацией на равномерной сетке по  $\mu_y$  и  $h_y$  с шагом  $\Delta h : \{-L + 0, 5\Delta h = h_y^0, h_y^1, \dots, h_y^{(S-1)} = L - 0, 5\Delta h\}$ . При этом несобственный интеграл приближённо заменяется определённым. Пределы интегрирования задаются параметром  $L$ , который необходимо подобрать. В итоге получаем систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$\sum_{s=0}^{S-1} K^{(y)}(h_y^j, h_y^s) \mathcal{F}(x, h_y^s) \Delta h = \mathbf{g}^{(y)}(x, h_y^j). \quad (15)$$

Перепишем эту СЛАУ в матричной записи, упростив обозначения:

$$K\alpha = \beta, \quad (16)$$

где  $K$  – матрица с элементами  $K^{(y)}(h_y^j, h_y^s)$ ,  $\beta$  – столбец с элементами  $\mathbf{g}^{(y)}(x, h_y^j)$ , а  $\alpha$  – столбец с элементами  $\mathcal{F}(x, h_y^s)$ . Такая система записывается для каждого  $x$  из сетки, на которой известны значения напряжённости электрического поля.

Следуя [11], решим задачу поиска собственных векторов и собственных значений:

$$Kv = \lambda v. \quad (17)$$

Матрица  $K$  является эрмитовой, поэтому найдётся  $2M+1$  собственных значений (считая  $s$ -кратные значения  $s$  раз)  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{2M+1}$  и соответственно собственные вектора  $v_1, v_2, \dots, v_{2M+1}$ , которые образуют базис в рассматриваемом  $(2M+1)$ -мерном пространстве столбцов, которому принадлежит столбец  $\alpha$ . В этом случае [18] искомые коэффициенты можно находить, переходя в ортонормированный базис из собственных векторов матрицы  $K$ . Тогда решение можно записать в следующем виде:

$$\alpha = V\Lambda^{-1}V^T\beta, \quad (18)$$

где  $V = (v_1, v_2, \dots, v_{2M+1})$  – матрица перехода к указанному выше базису,  $\Lambda = \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{2M+1})$  – диагональная матрица с собственными значениями матрицы  $K$  на главной диагонали.

Задача поиска решения интегрального уравнения (10) является некорректно поставленной. Это обстоятельство приводит к тому, что собственные значения матрицы  $K$  могут сильно, на десятки порядков, отличаться по величине. Поэтому наилучшее приближение к искомому решению СЛАУ (16) ищется на подпространстве, представляющем собой линейную оболочку  $L(v_1, v_2, \dots, v_P)$  из собственных векторов  $v_n$ , соответствующих упорядоченным по величине собственным значениям, которые удовлетворяют условию  $\lambda_P > \delta > 0$ , где  $\delta$  – наперед заданное число. Пусть  $\lambda_P > \delta$ , а следующее значение  $\lambda_{P+1} \leq \delta$ .

Тогда  $\{v_1, v_2, \dots, v_P\}$  – ортонормированный базис в инвариантном подпространстве  $L(v_1, v_2, \dots, v_P)$ . Применим метод наименьших квадратов и запишем решение СЛАУ в следующем виде [11]:

$$\alpha = V_P \Lambda_P^{-1} V_P^T \beta, \quad (19)$$

где  $V_P = (v_1, v_2, \dots, v_P)$  – матрица оператора проектирования на подпространство  $L(v_1, v_2, \dots, v_P)$ ,  $\Lambda_P = \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_P)$  – диагональная матрица с выбранными собственными значениями матрицы  $K$  на главной диагонали.

Формулу (19) можно рассматривать как специальный метод приближённого решения СЛАУ, при этом необходимо отметить, что матрица системы обладает собственными значениями, отличающимися друг от друга на несколько порядков, то есть она является плохо обусловленной, или даже вырожденной.

Перейдём к рассмотрению построения численного решения уравнения (14). Так как значения  $F(\mu_x, \mu_y)$  необходимо вычислять в точках  $(k \sin \theta, 0)$  (так как рассматривается  $\varphi = 0$ ), сделаем в интеграле в (14) замену переменных  $h_x = k \sin \psi$ ,  $\mu_x = k \sin \theta$ , умножив уравнение на  $k(\cos \psi)^*$ , чтобы сохранить симметричность ядра:

$$k^2 \int_C K^{(x)}(k \sin \psi, k \sin \theta) \cos \theta (\cos \psi)^* F(k \sin \theta, 0) d\theta = k(\cos \psi)^* g^{(x)}(k \sin \psi, 0). \quad (20)$$

Здесь  $C$  – контур, представленный на рисунке 2.

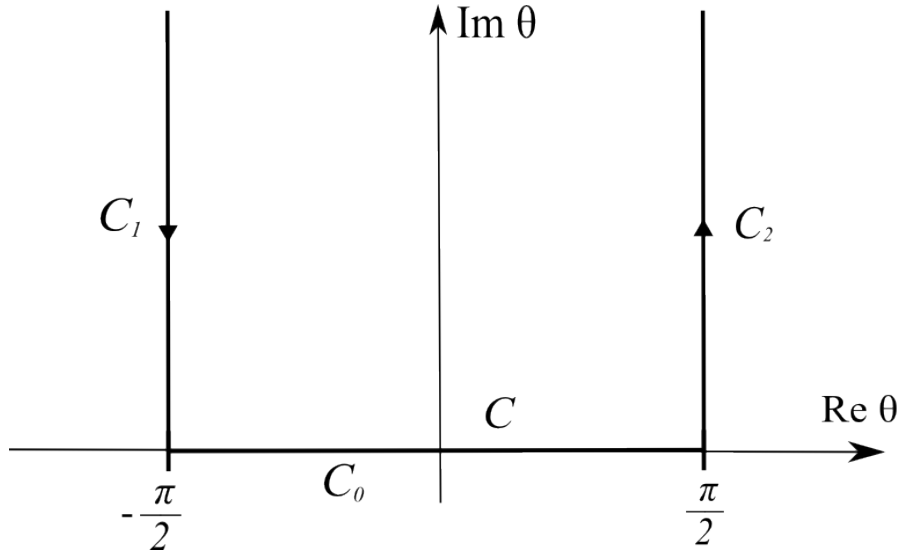


Рисунок 2 – Контур интегрирования

Введём равномерную сетку по  $\theta$  и  $\psi$  с шагом  $\Delta\theta$ :  $\{\theta_0, \theta_1, \dots, \theta_{N_d-1}, \theta_{N_d}, \dots, \theta_{N_d+N-1}, \dots, \theta_{2N_d+N-1}\}$ . Здесь:

$$\theta_j = \begin{cases} -\frac{\pi}{2} + i((N_d - j - 0, 5) \Delta\theta), & \text{при } 0 \leq j < N_d, \\ -\frac{\pi}{2} + (j - N_d + 0, 5) \Delta\theta, & \text{при } N_d \leq j < N_d + N, \\ \frac{\pi}{2} + i((N_d - j - 0, 5) \Delta\theta), & \text{при } N_d + N \leq j < 2N_d + N, \end{cases} \quad (21)$$

$N_d$  – число узлов на лучах  $C_1$  и  $C_2$ ,  $N$  – на отрезке  $C_0$ ,  $i$  – мнимая единица.

Заменяем интеграл его разностной аппроксимацией по формуле средних, а также умножим на  $-i$  и  $i$  первые и последние  $N_d$  уравнений соответственно для сохранения эрмитовости матрицы получающейся СЛАУ:

$$\begin{aligned} & \left( \sum_{j=0}^{N_d-1} (\cos \theta_q)^* K^{(x)}(k \sin \theta_q, k \sin \theta_j) \cos \theta_j \cdot F(k \sin \theta_j, 0) i \Delta\theta + \right. \\ & + \sum_{j=N_d}^{N_d+N-1} (\cos \theta_q)^* K^{(x)}(k \sin \theta_q, k \sin \theta_j) \cos \theta_j \cdot F(k \sin \theta_j, 0) \Delta\theta + \\ & + \left. \sum_{j=0}^{N_d-1} (\cos \theta_q)^* K^{(x)}(k \sin \theta_q, k \sin \theta_j) \cos \theta_j \cdot F(k \sin \theta_j, 0) i \Delta\theta \right) k^2 I_q = \\ & = I_q k (\cos \theta_q)^* g^{(x)}(k \sin \theta_q, 0) \end{aligned} \quad (22)$$

где для краткости записи введено обозначение:

$$I_q = \begin{cases} -i, & \text{при } 0 \leq q < N_d, \\ 1, & \text{при } N_d \leq q < N_d + N, \\ i, & \text{при } N_d + N \leq q < 2N_d + N, \end{cases} \quad (23)$$

Таким образом, интеграл сведён к СЛАУ с эрмитовой матрицей. Эту СЛАУ можно приближённо решить представленным выше способом, воспользовавшись формулой, аналогичной формуле (19).

### Численные результаты

Рассмотрим дифракцию плоской волны с частотой 1 ГГц на цилиндре радиуса  $R_{cyl} \approx 30$  см и высоты  $H_{cyl} \approx 90$  см. Координата  $z$  геометрического центра цилиндра  $z_0 = -2$  м. Наклон оси цилиндра составляет  $45^\circ$  по отношению к направлению распространения плоской волны (см. рисунок 1). Выберем  $H_x = H_y = 5$  м. Шаг сканирования выберем равным четверти длины волны падающего излучения.

Численно решать задачу дифракции, а также находить значения полей в ближней зоне и опорные значения двухпозиционной диаграммы ЭПР, будем при помощи программного комплекса ФЕКО [18].

Для применения предложенного метода выберем  $\Delta\theta = \pi/4kH_y$ , тогда  $N = [\frac{\pi}{\Delta\theta} + 0,5] + 1$ , где  $[\cdot]$  – операция взятия целой части числа. Выберем  $N_d = [\frac{N}{1,75}]$ ,  $S = 2N_d + N$ ,  $\Delta h = \frac{2\pi}{(S+1)H_y}$ . Собственные значения матриц систем (15) и (22) будем выбирать большими, чем  $\delta = 10^{-11}$ . Важно отметить, что матрицы СЛАУ следует считать численно. Такой подход является своего рода дополнительной регуляризацией. Сравнение численных результатов, полученных традиционным и предложенным методами, с опорными значениями диаграммы ЭПР представлены на рисунке 3.

Из рисунка видно, что строгая постановка задачи не даёт улучшений результатов расчёта ЭПР по сравнению с традиционным методом. Это можно объяснить тем, что сканирование на плоскости соответствует сканированию в секторах, меньших  $180^\circ$ , при использовании цилиндрического сканера. При этом наилучшие результаты метод, основанный на строгой постановке, в случае цилиндрического сканирования показал для секторов сканирования порядка  $260 - 300$  градусов.

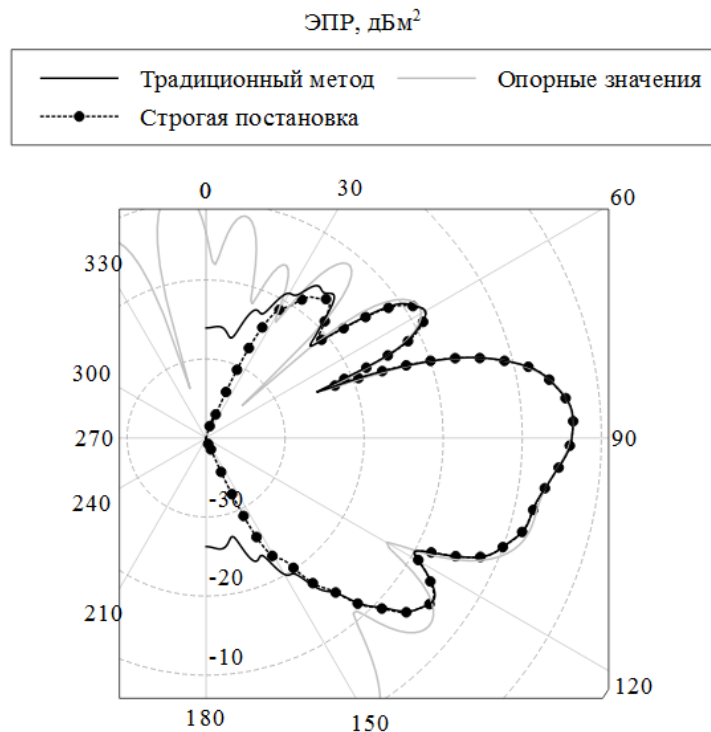


Рисунок 3 – Сравнение диаграмм ЭПР, полученных различными методами

## Заключение

Расчёты показали, что, несмотря на строгий учёт того факта, что поверхность сканирования является усечённой, метод, основанный на идеях, предложенных в [1] – [4], даёт результаты, очень близкие к результатам традиционного метода. Последнее обстоятельство, дополненное необходимостью правильного подбора параметров и повышенными требованиями к вычислительным ресурсам, показывает, что для данной задачи метод не имеет преимуществ перед традиционным.

## Список литературы

- [1] Kim K. T. Truncation-error reduction in 2D cylindrical/spherical near-field scanning // IEEE transactions on antennas and propagation. – 2010. – Т. 58. – №. 6. – С. 2153-2158.
- [2] Kim K. T. Truncation-error reduction in spherical near-field scanning using slepian sequences: Formulation for scalar waves // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2011. – Т. 59. – №. 8. – С. 2813-2823.
- [3] Kim K. T. Slepian transverse vector spherical harmonics and their application to near-field scanning // 2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI). – IEEE, 2011. – С. 2138-2141.
- [4] Kim K. T. Validation of the Slepian approach to truncation-error reduction in spherical near-field scanning // Proceedings of the 2012 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation. – IEEE, 2012. – С. 1-2.
- [5] Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов / Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин. – М.: Наука, 2007 – 266 с.
- [6] Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне / Л. Д. Бахрах, Изд-во: “Наука”, Ленинградское отделение – 1985 – 272 с.
- [7] Radar cross section measurements / E. F. Knott – Springer Science and Business Media, 2012.
- [8] Borkar V. G. et al. Radar cross-section measurement techniques // Defence Science Journal. – 2010. – Т. 60. – №. 2. – С. 204.
- [9] T. B. Hansen, R. A. Marr, U. H. W. Lammers, T. J. Tanigawa, R. V. McGahan. Bistatic RCS calculations from cylindrical near-field measurements—Part I: Theory // IEEE transactions on antennas and propagation. – 2006. – Т. 54. – №. 12. – С. 3846-3856.
- [10] R. A. Marr, U. H. W. Lammers, T. B. Hansen, T. J. Tanigawa, R. V. McGahan. Bistatic RCS calculations from cylindrical near-field measurements—Part II: Experiments // IEEE transactions on antennas and propagation. – 2006. – Т. 54. – №. 12. – С. 3857-3864.
- [11] Балабуха, Н. П., Коняев, Д. А., Шапкина, Н. Е. and Шитикова, К. М. Исследование применимости метода измерения ЭПР протяженных тел, основанного на разложении поля в ближней зоне по функциям Слепяна методом математического моделирования // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. – 2021. – №. 1. – С. 3-10.
- [12] Balabukha N. P., Konyaev D. A., Shapkina N. E., Shitikova K. M. Mathematical modeling of bistaticrcs determination by values of the near-field set on a part of the spherical or cylindrical surface // 2019 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW). – IEEE, 2019. – P. 308–311.
- [13] Balabukha N. P., Konyaev D. A., Shapkina N. E., Shitikova K. M. Simulation of the electromagnetic far-field scattered by an object based on measurements of the near-field on a scanning segment in the scalar two-dimensional case // 2021 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW). – IEEE, 2021. – P. 139–142.
- [14] N. P. Balabukha, D. A. Konyaev, N. E. Shapkina, and K. M. Shitikova, “Mathematical modeling of bistaticrcs determination by values of the near-field set on a part of the spherical or cylindrical surface,” in 2019 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), pp. 308–311, IEEE, 2019
- [15] Математические модели электродинамики [Учеб.пособие для вузов] / А. С. Ильинский, В. В. Кравцов, А. Г. Свешников– Высш. шк, 1991.
- [16] Теория электромагнетизма / Дж. Стреттон. М.: Гостехиздат. – 1948. – Т. 1.
- [17] Huddleston G. K. Optimum probes for near-field antenna measurements on a plane :дис. – Georgia Institute of Technology, 1978.
- [18] Расчет излучаемых структур с помощью FEKO / С. Е. Банков, А. А. Курушин М.: ЗАО НПП "Родник". – 2008.

# SIMULATION OF A BISTATIC BODY SCATTERING DIAGRAM BASED ON ELECTROMAGNETIC NEAR-FIELD DATA ON A PLANE

Balabukha N.P.<sup>1</sup>, Konyaev D.A.<sup>1,2,\*</sup> Shapkina N.E.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup> Department of mathematics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, Russia

\* konyaev@physics.msu.ru

## Abstract

Near-field to far-field transformation is analyzed when measuring on a flat scanning surface is realized strictly taking into account that scanning surface is truncated. The paper proposes an adaptation of the method presented in [1] – [4] for the case of near-field scanning on a plane in the vector case. Numerical simulation was carried out using the proposed method, and compared with results obtained by the traditional method, in which the field outside the scan area is assumed to be zero. The tests were carried out using an perfectly conducting cylinder as a scatterer, the cylinder dimensions are close to the wavelength of the incident radiation. Calculations have shown that, despite rigorous accounting of scanning surface truncation, the method gives results very close to those of the traditional method. The latter circumstance, supplemented by the need for the correct selection of parameters and increased requirements for computing resources, makes the traditional method preferable.

**Key words:** bistatic RCS, near-field to far-field transformation, near-field scanning, planar scanner, electromagnetic waves scattering

---