



Научная статья

УДК 621.396.67

URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=187459>

EDN: <https://www.elibrary.ru/KTRCNL>

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗОВОГО ЦЕНТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПОЛЯ

Н.В. Анютин✉

Публичное акционерное общество «Научно-производственное объединение «Алмаз»,
имени академика А. А. Расплетина,

г. Москва, Россия

✉ anyutinNV@mail.ru

Цитирование: Анютин Н.В. Определение фазового центра излучения по распределению поля // Труды МАИ. 2026. № 146. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=187459>

Аннотация. В статье обсуждается противоречивое с точки зрения электродинамики определение фазового центра излучения как центра сферической волны с однородным распределением фазы в дальней зоне. Это противоречие проявляется в существенном значении дефинициальной неопределенности измерений, для оценки которой был предложен способ, естественно следующий из определения. Способ оценки дефинициальной неопределенности измерений фазового центра излучения был успешно апробирован на модели электромагнитного поля двух элементов Гюйгенса.

На основе классического определения фазового центра излучения и разложения волнового поля во всем пространстве в спектр скалярных плоских волн было сформулировано эквивалентное определение. Фазовый центр совпадает с точкой в объеме с источниками волнового поля, в которой модуль интеграла Кирхгофа достигает своего максимума. Из этого эквивалентного определения следует новый метод измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля, который был успешно апробирован на серии экспериментов по измерению напряженности электрического поля спиральной

антенны с правой круговой поляризацией на сферической поверхности в ближней зоне.

Оценки неопределенности измерений фазового центра излучения по типу А с помощью взвешенного метода наименьших квадратов оказались сопоставимы с предложенными оценками дефинициальной неопределенности, что указывает на преобладание последней в бюджете неопределенности. Апробация метода измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля и взвешенного метода наименьших квадратов на одних и тех же экспериментальных данных показала, что относительная неопределенность первого метода меньше не менее чем в 2 раза. С учетом всего бюджета неопределенности это означает, что методическая неопределенность измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля уменьшилась более чем в 2 раза.

Ключевые слова: фазовый центр, дефинициальная неопределенность, плоские волны, интеграл Кирхгофа, ближняя зона, дальняя зона, диаграмма направленности

DEFINITION OF THE RADIATION PHASE CENTER BY THE FIELD DISTRIBUTION

N.V. Anyutin ✉

Public Joint-Stock Company “Research and Production Corporation “Almaz”,
Named by Academician A.A. Raspletin
Moscow, Russia

✉ anyutinnv@mail.ru

Citation: Anyutin N.V. Definition of the radiation phase center by the field distribution // Trudy MAI. 2026. No. 146. (In Russ.). URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=187459>

Abstract. In the article the definition of the radiation phase center as the center of a spherical wave with a uniform phase distribution in the far field, which is contradictory from the point of view of electrodynamics, is discussed. This contradiction manifests itself in the essential value of the definitional measurement uncertainty, for the evaluation of which a method was proposed that naturally follows from the definition phase center. The method for evaluation the definitional measurement uncertainty of the

radiation phase center was successfully validated on the model of the electromagnetic field of two Huygens' sources.

Based on the classical definition of the radiation phase center and the scalar plane wave expansion of wave field in the entire space, an equivalent definition of the radiation phase center was given. The phase center coincides with the point in the volume with the wave field sources, at which the modulus of the Kirchhoff's integral reaches its maximum. From this equivalent definition follows a new measurement method for the radiation phase center by the maximum of the field distribution, which was successfully validated on a series of experiments on measuring the electric field strength of a spiral antenna with right hand circular polarization on a spherical surface in the near field.

The type A evaluation of measurement uncertainty of radiation phase center using the weighted least squares method turned out to be comparable with the proposed evaluations of the definitional uncertainty, which indicates the prevalence of the latter in the uncertainty budget. Validating the measurement method for the radiation phase center by the maximum of the field distribution and the weighted least squares method on the same experimental data showed that the relative uncertainty of the first method is less by at least 2 times. Taking into account the entire uncertainty budget, this means that the methodical measurement uncertainty of the radiation phase center by the maximum of the field distribution has decreased by more than 2 times.

Keywords: phase center, definitional uncertainty, plane waves, Kirchhoff's integral, near field, far field, radiation pattern

Введение

Принцип работы ряда СВЧ устройств основывается на предположении, что электромагнитное поле является сферической волной с однородным распределением фазы. Радиус-вектор центра такой волны называется фазовым центром [1]. Модель однородной по фазе сферической волны и фазового центра используется, например, в навигационных [2] и зеркальных антеннах [3], радиоколлиматорах [4], фазированных антенных решетках [5] с пространственной диаграммообразующей схемой, а также методах измерений энергетических характеристик антенн в полубезэховых экранированных камерах.

В указанных случаях требуются измерения фазового центра излучения антенн. И, если в случае зеркальных антенн, радиоколлиматоров и фазированных антенных решеток низкая точность измерений может компенсироваться более продолжительной настройкой, то в случае измерений координат навигационной аппаратуры потребителя и энергетических характеристик антенн в полубезэховых экранированных камерах, фазовый центр является входной величиной в модели измерений и обуславливает соответствующую составляющую неопределенности измерений.

Поскольку расстояния, на которых работают антенны, на порядки превышают их размеры, фазовый центр их излучения измеряется для условий дальней зоны (ДЗ). Из теоремы о перемножении следует, что фаза любой из компонент напряженности электрического поля в ДЗ зависит линейно от координат фазового центра. Таким образом, составляется переопределенная система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которая решается методом наименьших квадратов (МНК) [6], взвешенным МНК [7] или итерационно [8].

Высокая стоимость безэховых экранированных камер, которые используются для обеспечения условий ДЗ электромагнитного излучения антенн с большими электрическими размерами, обуславливает широкое применение методов измерений в ближней зоне (БЗ). По измерениям компонент напряженности электрического поля в БЗ фазовый центр можно измерять, с одной стороны, разработанными для ДЗ методами после предварительного преобразования электромагнитного поля [9-11]. С другой стороны, специально для БЗ были разработаны методы измерений фазового центра с приведением фазы к сферической волне [12], по вектору Пойнтинга [13], по волновому вектору [14], и экстраполяции амплитуды [15].

Методы измерений фазового центра в БЗ характеризуются большей методической неопределенностью в сравнении с методами измерений в ДЗ, поскольку фазовый фронт электромагнитной волны в БЗ может значительно отличаться от сферического. Строго говоря, в ДЗ также может не существовать сферической волны с однородным распределением фазы, а, значит, и фазового центра. В этом случае под фазовым центром понимается точка, при трансляции

начала системы координат в которую распределение фазы становится наиболее однородным [1]. Таким образом, из свойств электромагнитного излучения в ДЗ и определения фазового центра следует существенная дефинициальная неопределенность его измерений [17] и способ ее оценивания.

Существенным ограничением известных методов измерений фазового центра является необходимость получения из векторов электромагнитного поля промежуточных величин: фазы [6-12], вектора Пойнтинга [13] или волнового вектора [14], – что неизбежно увеличивает методическую неопределенность. Для измерений напряженности электрического поля на сфере в БЗ был разработан лишенный этого недостатка метод минимизации числа сферических мод [17-18]. Дабы не ограничиваться измерениями на части сферы или поиском коэффициентов разложения электромагнитного поля по сферическим модам, обратимся к разложению волнового поля во всем пространстве в спектр скалярных плоских волн [19]. Поскольку это разложение получается путем тождественных преобразований интеграла Кирхгофа на сфере бесконечного радиуса, то поверхность интегрирования можно заменить на любую удобную, которая охватывает источники электромагнитного поля. Такой подход позволяет разработать метод измерений фазового центра излучения, который обладает наиболее широкими условиями применимости и наименьшей методической неопределенностью.

Цель работы – уменьшение методической неопределенности измерений фазового центра излучения. Для ее достижения решается задача разработки метода измерений фазового центра излучения на основе разложения поля во всем пространстве в спектр скалярных плоских волн. Сначала, на примере электромагнитного излучения элементов Гюйгенса будет показан механизм исчезновения единого фазового центра излучения и предложен способ для оценки дефинициальной неопределенности его измерений. Далее из известного определения фазового центра будет дано его эквивалентное определение через максимум суммы скалярных плоских волн. В конце предложен новый метод измерений фазового центра по распределению поля, который апробируется в

эксперименте по измерению напряженности электрического поля спиральной антенны L диапазона на сферической поверхности в ближней зоне.

Дефинициальная неопределенность

В уравнениях Максвелла в дифференциальной форме источниками электромагнитного поля являются объемные плотности электрических \mathbf{j}_e и магнитных \mathbf{j}_m токов. Напряженность электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} поля вычисляется через объемный интеграл от \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_m , который можно заменить суммой по электрическим \mathbf{d}_e и магнитным \mathbf{d}_m дипольным моментам в гауссовой симметричной системе единиц [1]:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}^\alpha \\ \mathbf{H}^\alpha \end{pmatrix} = -\frac{\omega^2}{c} \sum_P \begin{pmatrix} n_p^\alpha n_{p\beta} - \delta_\beta^\alpha & \varepsilon_{\alpha\gamma\beta} n_p^\gamma \\ -\varepsilon_{\alpha\gamma\beta} n_p^\gamma & n_p^\alpha n_{p\beta} - \delta_\beta^\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{d}_e^{p\beta} \\ \mathbf{d}_m^{p\beta} \end{pmatrix} \frac{e^{-ikR_p}}{R_p}, \quad (1)$$

где α, β и γ – индексы координат x, y и z ;

ω – циклическая частота;

c – скорость света в вакууме;

$\delta_{\alpha\beta}$ и $\varepsilon_{\alpha\gamma\beta}$ – символы Кронекера и Леви-Чивиты;

k – волновое число;

$\mathbf{R}_p = \mathbf{r} - \mathbf{r}_p$ – радиус-вектор от точки \mathbf{r}_p с электрическим \mathbf{d}_e^p и магнитным \mathbf{d}_m^p дипольным моментом до точки \mathbf{r} расчета электромагнитного поля;

$\mathbf{n}_p = \mathbf{R}_p / R_p$ – единичный вектор в направлении от точки \mathbf{r}_p с источником электромагнитного поля до точки \mathbf{r} его расчета.

Формула (1) записана для гармонических полей, которые зависят от времени t как $e^{i\omega t}$, и справедлива только в ДЗ для каждого из P точечных источников, которая на практике начинается с расстояния в пару длин волн λ .

Структура электромагнитного поля (1) вокруг P его источников изменяется с расстоянием r . Когда расстояние r становится много больше протяженности источников, отличия в расстоянии R_p до каждого из P источников становятся несущественными. Модуль каждой из компонент E^α напряженности электрического поля определяется исключительно направлением электрического \mathbf{d}_e и магнитного \mathbf{d}_m дипольного момента и набегом фазы волны Φ , которую они

излучают. Фаза Φ волн в ДЗ зависит только от направления \mathbf{n} и постоянного для всех волн значения $-kr$. Таким образом, в ДЗ интерференция волн (1) от всех P источников не зависит от расстояния r в выбранном направлении \mathbf{n} . Это позволяет разделить вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} в ДЗ на произведение радиальной части и сферической части \mathbf{T} , которая называется диаграммой направленности (ДН) излучения [1]:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{n}, r) \\ \mathbf{H}(\mathbf{n}, r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \mathbf{n} \times \end{pmatrix} \mathbf{T}(\mathbf{n}) \frac{e^{-ikr}}{r},$$

$$\mathbf{T}(\mathbf{n})^\alpha = -\frac{\omega^2}{c} \sum_p \begin{pmatrix} n^\alpha n_\beta - \delta_\beta^\alpha & \varepsilon_{\alpha\gamma\beta} n^\gamma \\ -\varepsilon_{\alpha\gamma\beta} n^\gamma & n^\alpha n_\beta - \delta_\beta^\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{d}_e^{p\beta} \\ \mathbf{d}_m^{p\beta} \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}_p}. \quad (2)$$

Если источники \mathbf{d}_e^1 и \mathbf{d}_m^1 электромагнитного поля располагаются в единственной точке \mathbf{r}_1 , то из формулы (2) следует, что фаза Φ^α компоненты ДН T^α не зависит от направления \mathbf{n} . Таким образом, фазовый центр существует и совпадает с единственной точкой \mathbf{r}_1 расположения источников. Если точек с источниками больше одной $P > 1$, то фазы Φ^α компонент ДН T^α могут меняться по-разному в зависимости от направления \mathbf{n} , а на роль фазового центра будет подходить точка \mathbf{r}_p размещения тех источников, что дают максимальный вклад в сумму (2). Уже в этом случае фазового центра в его строгом определении не существует.

Проиллюстрируем сказанное на примере электромагнитного излучения двух элементов Гюйгенса. Первый элемент Гюйгенса представляет собой ортогональные электрический $\mathbf{d}_e^1 = \{0 \ -d_0 \ 0\}$ и магнитный $\mathbf{d}_m^1 = \{d_0 \ 0 \ 0\}$ дипольные моменты в точке $\mathbf{r}_1 = \{0 \ 0 \ 5\lambda\}$. Второй элемент Гюйгенса находится на расстоянии 10λ от первого и повернут на 180° относительно оси Oz : $\mathbf{d}_e^2 = \{0 \ -d_0 \ 0\}$, $\mathbf{d}_m^2 = \{-d_0 \ 0 \ 0\}$ и $\mathbf{r}_2 = \{0 \ 0 \ -5\lambda\}$. На рис. 1 приведена зависимость компоненты E_y напряженности электрического поля излучения двух элементов Гюйгенса вдоль оси Oz , которая была рассчитана по строгой формуле, аналогичной формуле (1) с учетом всех возможных членов в БЗ.

Из рисунка 1 видно, что метод экстраполяции [15] в области $z < -5\lambda$ даст значение фазового центра \mathbf{r}_2 , а в области $z > 5\lambda$ – \mathbf{r}_1 . Между элементами Гюйгенса

$|z| < 5\lambda$ метод экстраполяции неприменим, поскольку поле зависит от расстояния R_p как сумма членов, которые обратно пропорциональны первой, второй и третьей степени расстояний: R_p , R_p^2 и R_p^3 .

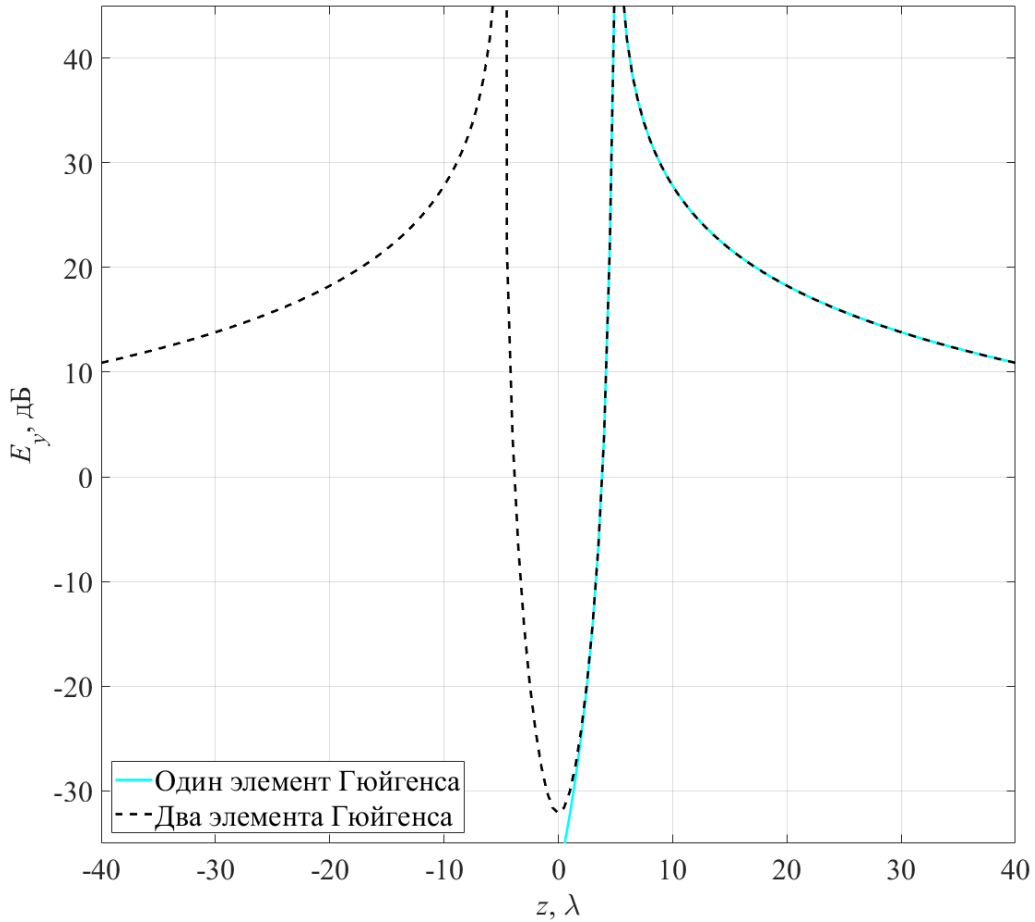


Рисунок 1 – Расчет поля элементов Гюйгенса вдоль оси Oz

Для получения наиболее оптимальной оценки фазового центра \mathbf{r}_0 обратимся к теореме о перемножении. Если фазовый центр \mathbf{r}_0 существует, то фаза Φ^α любой из компонент ДН T^α в системе координат с началом в \mathbf{r}_0 будет равна некоторому постоянному значению Φ_0 . В другой системе координат после трансляции ДН \mathbf{T} на вектор \mathbf{r}_0 фаза Φ^α примет следующее значение [1]:

$$\Phi^\alpha(\mathbf{n}) = \arg T^\alpha(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0) = \Phi_0 + k\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_0. \quad (3)$$

Если имеется $Q > 3$ измерений фазы Φ^α компоненты ДН T^α , то из уравнения (3) можно составить следующую СЛАУ [6]:

$$\begin{pmatrix} n_2^x - n_1^x & n_2^y - n_1^y & n_2^z - n_1^z \\ \dots & \dots & \dots \\ n_Q^x - n_1^x & n_Q^y - n_1^y & n_Q^z - n_1^z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0^x \\ r_0^y \\ r_0^z \end{pmatrix} = \frac{1}{k} \begin{pmatrix} \Phi_2^\alpha - \Phi_1^\alpha \\ \dots \\ \Phi_Q^\alpha - \Phi_1^\alpha \end{pmatrix}. \quad (4)$$

На практике СЛАУ (4) всегда является переопределенной, что позволяет решать ее с помощью МНК. Подстановка решения \mathbf{r}_0 обратно в каждое из $Q - 1$ уравнений (4) позволяет оценить положение видимого фазового центра \mathbf{r}_q в направлении \mathbf{n}_q :

$$\mathbf{r}_q = \mathbf{r}_0 + \left(\left(\Phi_q^\alpha - \Phi_1^\alpha \right) / k - (\mathbf{n}_q - \mathbf{n}_1) \cdot \mathbf{r}_0 \right) (\mathbf{n}_q - \mathbf{n}_1) / |\mathbf{n}_q - \mathbf{n}_1|. \quad (5)$$

С точки зрения наиболее оптимальной оценки фазового центра \mathbf{r}_0 , уравнения в системе (4) не равноценны. Чем меньше модуль компоненты ДН T^α , тем меньший интерес она представляет и вносит больший вклад в методическую неопределенность измерений. По этой причине каждое уравнение в СЛАУ (4) умножается на следующий весовой коэффициент [7]:

$$w_q = |T_q^\alpha| / \max_q |T_q^\alpha|.$$

Каждое значение видимого фазового центра \mathbf{r}_q является наилучшей оценкой в направлении \mathbf{n}_q , что можно интерпретировать как радиус-вектор источника электромагнитного поля, например, элемента Гюйгенса на рис. 1. Разброс значений видимых фазовых центров \mathbf{r}_q связан с невыполнением для Q измерений условия (3) существования одного фазового центра \mathbf{r}_0 , т.е. неопределенностью самого определения фазового центра. Приняв \mathbf{r}_0 за математическое ожидание случайной величины \mathbf{r}_q , можно оценить дефинициальную неопределенность σ_0 с учетом веса w_q каждого измерения по следующей формуле:

$$\sigma_0 = \sqrt{\sum_q w_q^2 |\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_0|^2} / (Q - 2). \quad (6)$$

Проведем апробацию формулы (6) для компоненты ДН T_y излучения двух элементов Гюйгенса на рис. 1. Для этого в $Q = 2 + 89 \times 180$ точках на прямоугольной по полярным θ и азимутальным φ углам сетке с шагом $\Delta\theta = 1^\circ$ и $\Delta\varphi = 2^\circ$ были рассчитаны значения фазы Φ_y . После, с помощью взвешенного МНК была решена СЛАУ (4) и получено значение фазового центра $\mathbf{r}_0 = \{0,00\lambda \quad 0,00\lambda \quad 0,94\lambda\}$. Далее, по формуле (5) были рассчитаны видимые фазовые центры \mathbf{r}_q , которые приведены на рис. 2. Оценка по формуле (6) дефинициальной неопределенности составила $\sigma_0 = 1,47\lambda$.

На рисунке 2 не наблюдается зеркальной симметрии относительно плоскости Oxy , которая присуща расположению источников электромагнитного поля и их излучению на рисунке 1. Связано это с выбором опорной точки \mathbf{n}_1 в СЛАУ (4) в направлении $\theta_1 = 0^\circ$ и $\varphi_1 = 0^\circ$. Видимые фазовые центры \mathbf{r}_q смещаются в направлении опорной точки \mathbf{n}_1 , поэтому большая их часть лежит в области $z > 0$, и оценка фазового центра \mathbf{r}_0 смещена почти на длину волны λ .

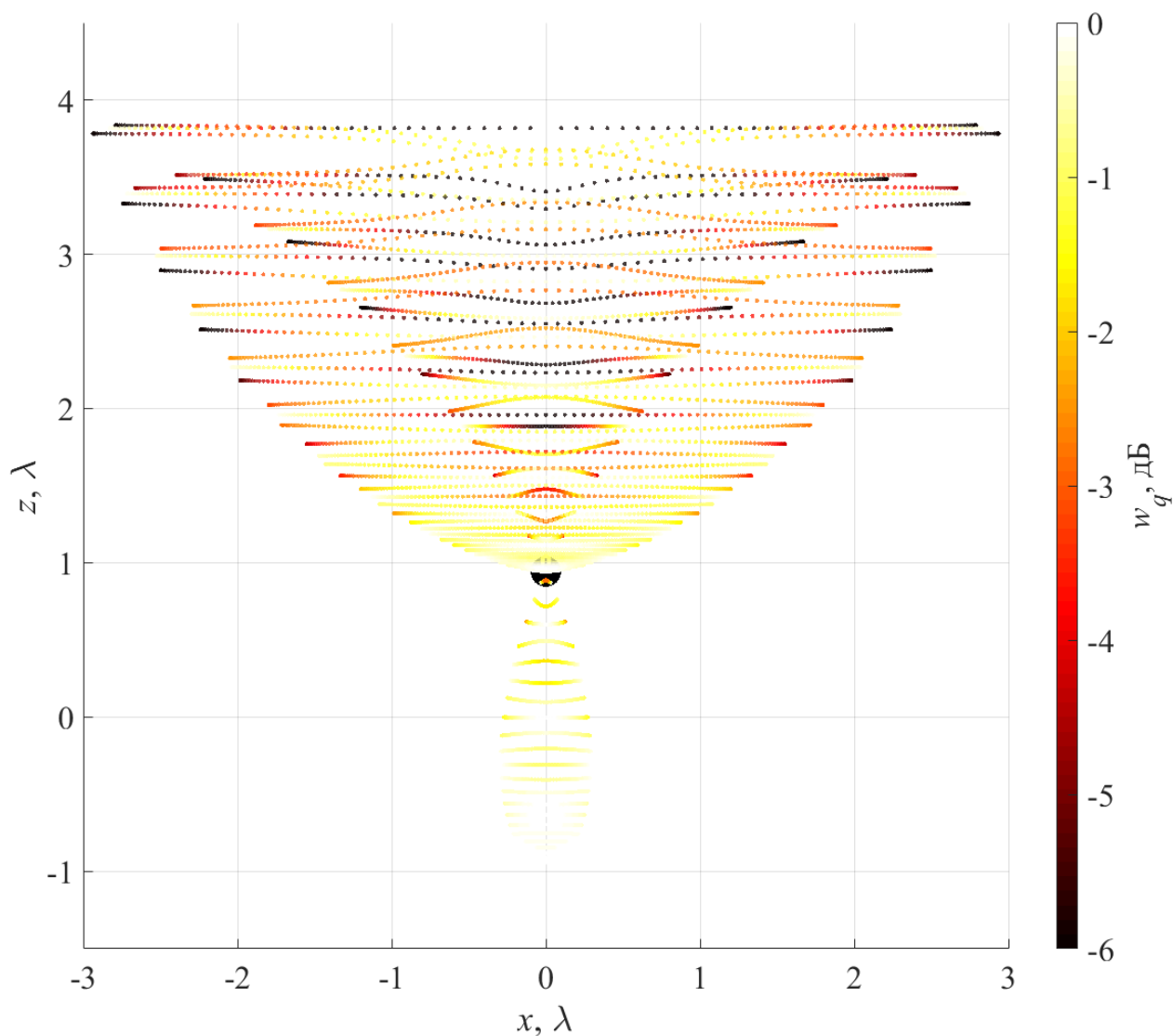


Рисунок 2 – Видимые фазовые центры двух элементов Гюйгенса

Если принять за опорное значение фазового центра начало системы координат, то погрешность его измерения не превышает оценку дефинициальной неопределенности, которая, в свою очередь, ограничивает снизу значение методической неопределенности. Таким образом, об изменении методической неопределенности можно судить по дефинициальной неопределенности.

Определение по распределению поля

Точность измерений фазового центра излучения путем решения СЛАУ (4) существенно зависит от устранения в распределении фазы разрывов на целое число периодов. Приведенное на рис. 2 решение получено путем моделирования без случайных отклонений входных величин по какому-либо закону распределения. В ДН излучения сложных систем источников электромагнитного поля имеются лепестки. Переход от одного лепестка к другому сопровождается разворотом на 180° вектора поляризации, что проявляется на распределении фазы в виде скачка на 180° . Без априорной информации об источниках электромагнитного поля чрезвычайно сложно разработать алгоритм, который будет отличать разворот вектора поляризации от изменения задержки прихода волны, которая эквивалентна изменению фазы на 180° . По этой причине на практике имеют смысл измерения фазового центра лепестков ДН только по отдельности [1].

В работе [17] описан метод измерений фазового центра излучения путем сосредоточения энергии в минимальном числе сферических мод. Данный метод не требует устранения в распределении фазы разрывов на целое число периодов, однако его применение в случае измерений напряженности электрического поля не на сферической поверхности затруднительно. В работе [19] показано, что волновое поле $E^\alpha(\mathbf{r})$ во всем пространстве можно представить в виде разложения в один спектр скалярных плоских волн T_q^α :

$$E^\alpha(\mathbf{r}) = \frac{i}{\lambda} \sum_q T_q^\alpha e^{-ik\mathbf{n}_q \cdot \mathbf{r}} \Omega_q, \quad (7)$$

где Ω_q – телесный угол, который приписывается измерению T_q^α .

Предположим, что фазовый центр \mathbf{r}_0 существует, тогда фаза Φ^α компоненты ДН T^α описывается уравнением (3). Его подстановка в формулу (7) приводит к следующему результату:

$$E^\alpha(\mathbf{r}) = e^{i(\Phi_0 + \pi/2)} / \lambda \sum_q |T_q^\alpha| e^{ik\mathbf{n}_q \cdot (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})} \Omega_q. \quad (8)$$

Формула (8) позволяет сформулировать новое определение фазового центра. Фазовый центр – это точка в объеме с источниками волнового поля, в

которой модуль интеграла Кирхгофа достигает своего максимума. В самом деле, при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ в формуле (8) суммируются только действительные числа. Формула (7) получена из интеграла Кирхгофа путем тождественных преобразований. Выбор другой поверхности для интегрирования или другой формы интеграла Кирхгофа не изменяет его значения $E^\alpha(\mathbf{r})$.

На рисунке 3 приведено распределение компоненты E_y напряженности электрического поля излучения двух элементов Гюйгенса в плоскости Oyz , которое было рассчитано по тем же значениям компоненты ДН T_y , что использовались для построения рис. 2. Видно, что максимального уровня 54,22 дБ интеграл Кирхгофа достигает в точках размещения элементов Гюйгенса. Если же в формулу (7) подставить только модули компоненты ДН T_y

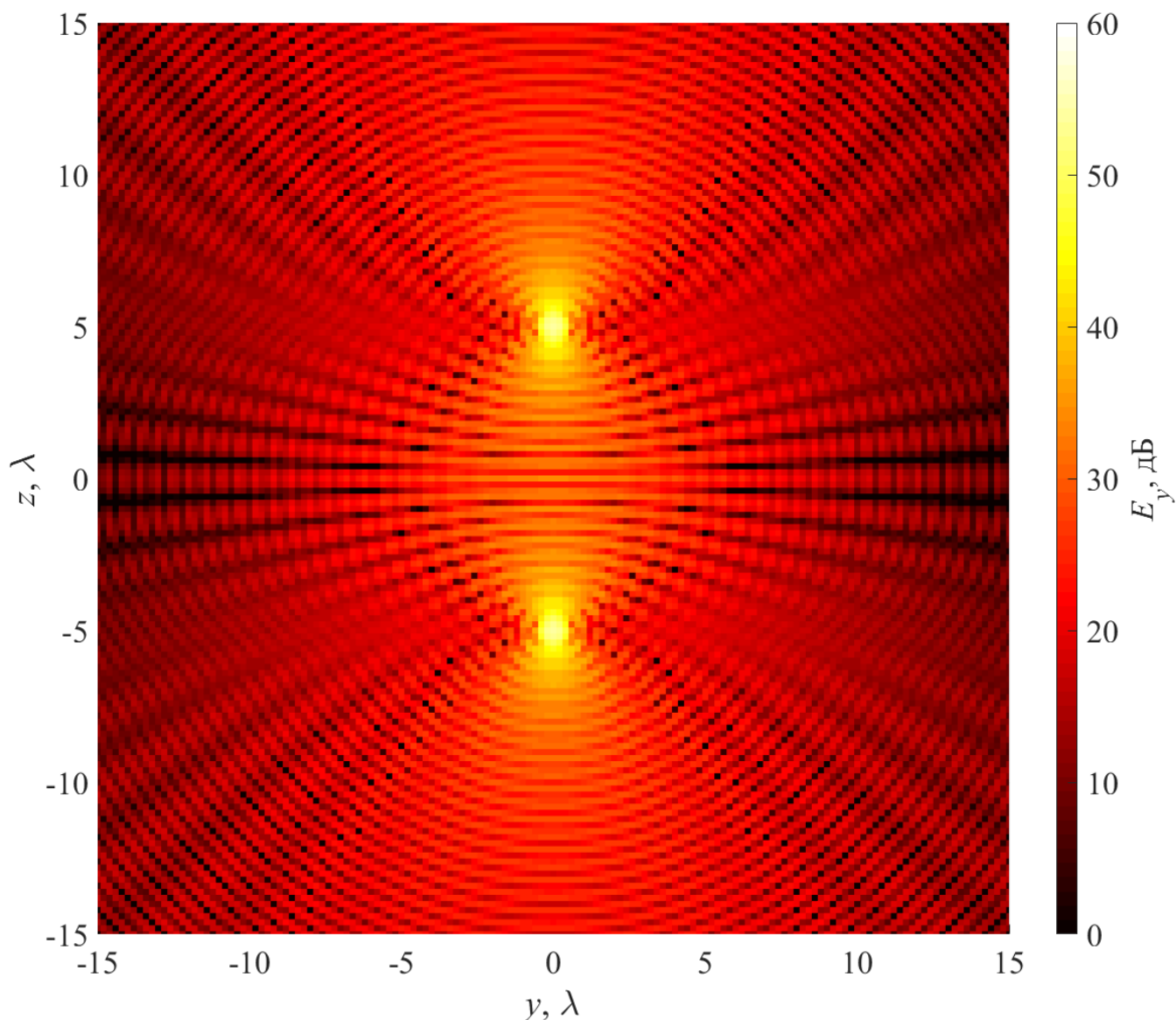


Рисунок 3 – Расчет интеграла Кирхгофа для поля двух элементов Гюйгенса

$$E_{\max}^{\alpha} = \frac{1}{\lambda} \sum_q |T_q^{\alpha}| \Omega_q, \quad (9)$$

то получится уровень 59,31 дБ. Отношение между E_y^{\max} и $E_y(\mathbf{r}_1)$ меньше 6,02 дБ потому, что в значение интеграла Кирхгофа в точке одного элемента Гюйгенса также дает вклад другой элемент Гюйгенса. Это хорошо видно по изрезанности поля на рис. 3, которая отсутствует на рис. 1. Более точное вычисление поля в области источников возможно с помощью весовых коэффициентов из работы [19], которые рассчитываются по фазовому центру излучения. Таким образом, предлагаемый метод измерений фазового центра, основываясь на интеграле Кирхгофа, позволяет точнее вычислять с его помощью поле в объеме с его источниками.

Сравнение максимума значения интеграла Кирхгофа (7) с его значением (9), если бы фазовый центр существовал, позволяет лишь оценить для какой доли излучения найденная точка является фазовым центром. Если источники поля на рисунок 3 удалять друг от друга, то дефинициальная неопределенность измерений фазового центра будет расти, а отношение значений формул (9) и (7) изменится несущественно и будет стремиться к 6,02 дБ.

Алгоритм поиска фазового центра излучения в соответствии с формулой (8) был реализован следующим образом. Поле вычисляется по формуле (7) в узлах равномерной кубической сетки с некоторым числом точек и начальным шагом между ними. Ищется точка с максимальным модулем поля. Затем строится новая равномерная кубическая сетка с центром в найденной точке, тем же числом точек и уменьшенным шагом между ними. Процедура повторяется до тех пор, пока шаг между точками не будет меньше целевой неопределенности измерений. Описанный алгоритм является несовершенным и может приводить к нахождению локальных экстремумов интеграла Кирхгофа, однако, в случае известных источников излучения, позволяет провести экспериментальную апробацию предложенного метода измерений их фазового центра.

Экспериментальная апробация

С целью апробации предложенного метода измерений фазового центра излучения был проведен следующий эксперимент. Источником излучения служила спиральная антенна L диапазона с правой круговой поляризацией, которая используется для измерений характеристик антенн навигационной аппаратуры потребителя [20]. Спиральная антенна была установлена на поворотном столе антенного измерительного комплекса БЗ со сферическим типом сканирования. Над поворотным столом располагалась зондовая антенна – открытый конец прямоугольного волновода. Поворот стола обеспечивал изменение азимутального угла φ , а перемещение зондовой антенны по дуге окружности радиусом $7,103\lambda$ – полярного угла θ . Поворот зондовой антенны вокруг своей оси обеспечивал проведение измерений коэффициента передачи со спиральной антенной на двух ортогональных линейных поляризациях.

Измерения коэффициента передачи между спиральной и зондовой антенной проводились в $Q = 1+19 \times 72$ узлах эквидистантной по полярным θ и азимутальным φ углам сетки с шагом $\Delta\theta = \Delta\varphi = 5^\circ$. Поворотный стол имел возможность изменения высоты Δz_0 в диапазоне от $0,000\lambda$ до $2,500\lambda$. Среднее квадратическое отклонение установки высоты Δz_0 поворотного стола не превышает $0,002\lambda$. Для исследования устойчивости алгоритмов поиска фазового центра излучения, было проведено 13 измерений с разной высотой Δz_0 поворотного стола с шагом $0,208\lambda$.

Поскольку радиус сферы в несколько раз больше размеров спиральной антенны, влияние ДН зондовой антенны на измерения коэффициента передачи считалось одним и тем же. В таком случае измеренные коэффициенты передачи с точностью до константы совпадают с компонентами E_θ и E_φ напряженности электрического поля в полярной сферической системе координат [21]. Полученное в этом приближении распределение компоненты E_y напряженности электрического поля на высоте $\Delta z_0 = 0\lambda$ поворотного стола приведено на рисунке 4.

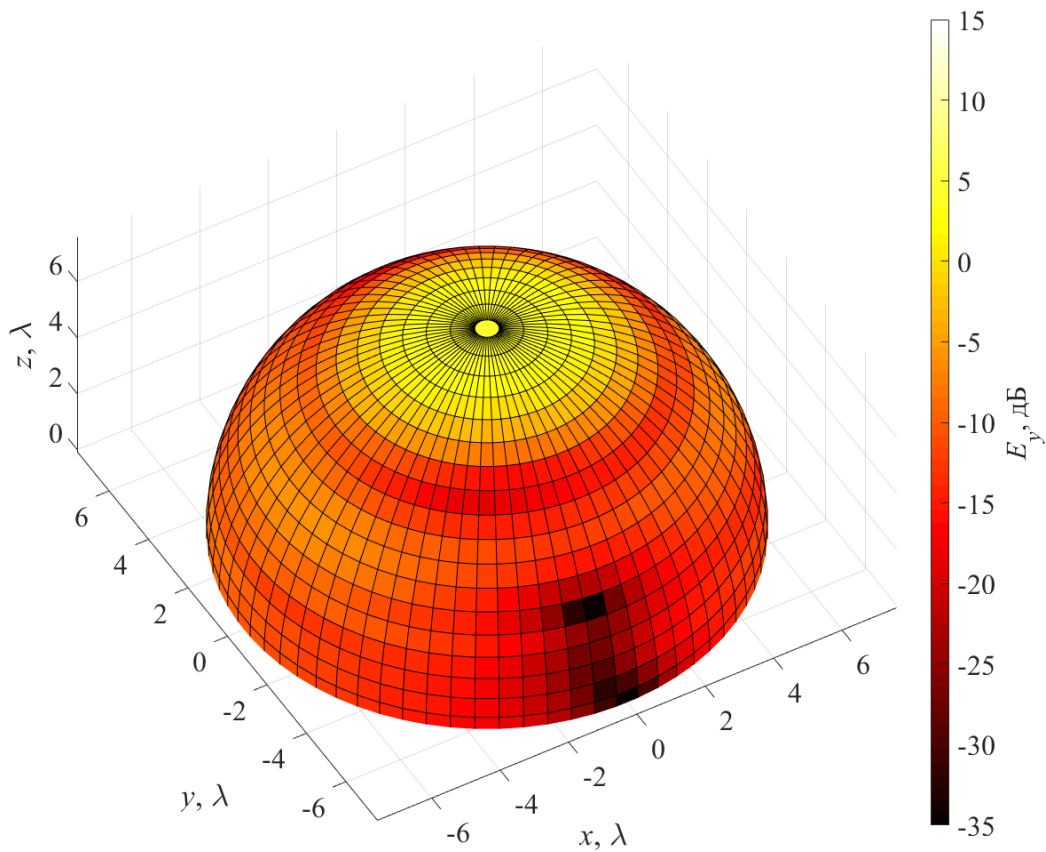


Рисунок 4 – Измеренное поле при $\Delta z_0 = 0\lambda$

Входной величиной в модели измерений фазового центра с помощью взвешенного МНК является фаза компоненты ДН. Расчет ДН по распределению поля на поверхности в БЗ проводился с помощью метода приближенного вычисления интеграла Кирхгофа [22] на той же сетке углов, что приведена на рисунке 4. Для модели измерений фазового центра по максимуму распределения поля входной величиной может служить его распределение на поверхности в БЗ, которое приведено на рисунке 4. Однако, с целью сравнения двух методов на одних и тех же данных, поле в объеме спиральной антенны рассчитывалось также по ДН с помощью формулы (7).

Полученное таким образом распределение компоненты E_y напряженности электрического поля излучения спиральной антенны в плоскости Ouz на высоте $\Delta z_0 = 0\lambda$ поворотного стола приведено на рисунке 5. Его максимум не имеет ярко выраженного пика и размазан внутри обозначенного эллипса с примерными размерами полуосей $0,5\lambda$ и $1,0\lambda$. Измеренный по максимуму распределения поля фазовый центр на высоте $\Delta z_0 = 0\lambda$ поворотного стола, а также рассчитанные по формуле (5) видимые фазовые центры приведены на рисунке 6. При этом, в

формулу (5) подставлялись те же значения фазы, что использовались для измерений фазового центра с помощью взвешенного МНК. Наибольшее отклонение видимых фазовых центров от наилучшей оценки порядка длины волны λ наблюдается вдоль диагоналей на рисунке 6, что совпадает с боковыми лепестками на рисунке 5. При этом оценка дефинициальной неопределенности измерений фазового центра по формуле (6) для рисунке 5 составляет всего $\sigma_0 = 0,047\lambda$.

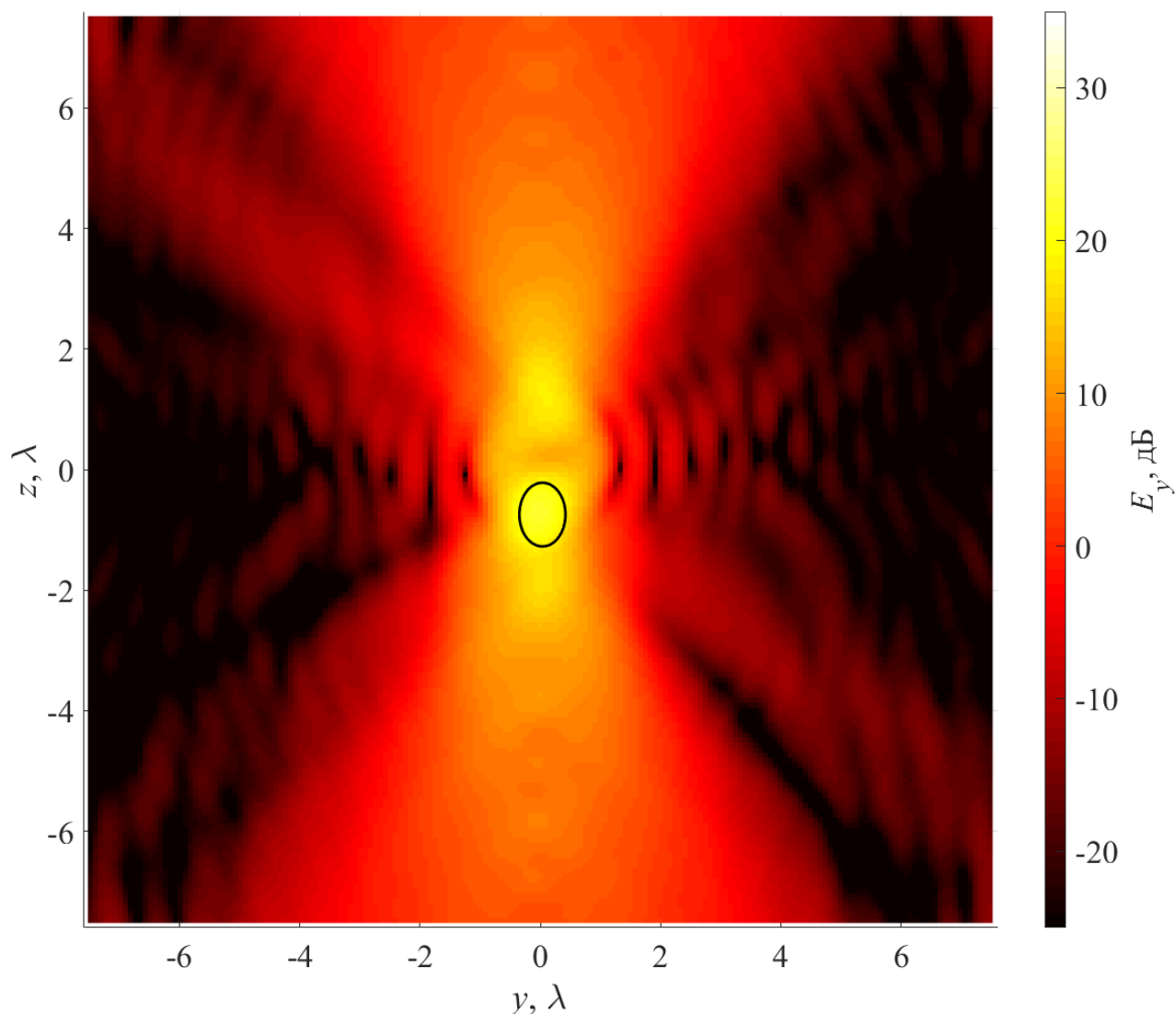


Рисунок 5 – Расчет интеграла Кирхгофа для поля спиральной антенны при $\Delta z_0 = 0\lambda$

Измерения фазового центра $\mathbf{r}_0 = \{x_0 \ y_0 \ z_0\}$ и оценки дефинициальной неопределенности σ_0 с помощью взвешенного МНК и по максимуму распределения поля повторялись для 13 значений высоты Δz_0 поворотного стола и приведены в таблице 1. Для взвешенного МНК координата x_0 принимает

значения от $0,004\lambda$ до $0,043\lambda$, координата y_0 – от $-0,091\lambda$ до $0,011\lambda$. Дефинициальная неопределенность σ_0 изменяется от $0,027\lambda$ до $0,049\lambda$.

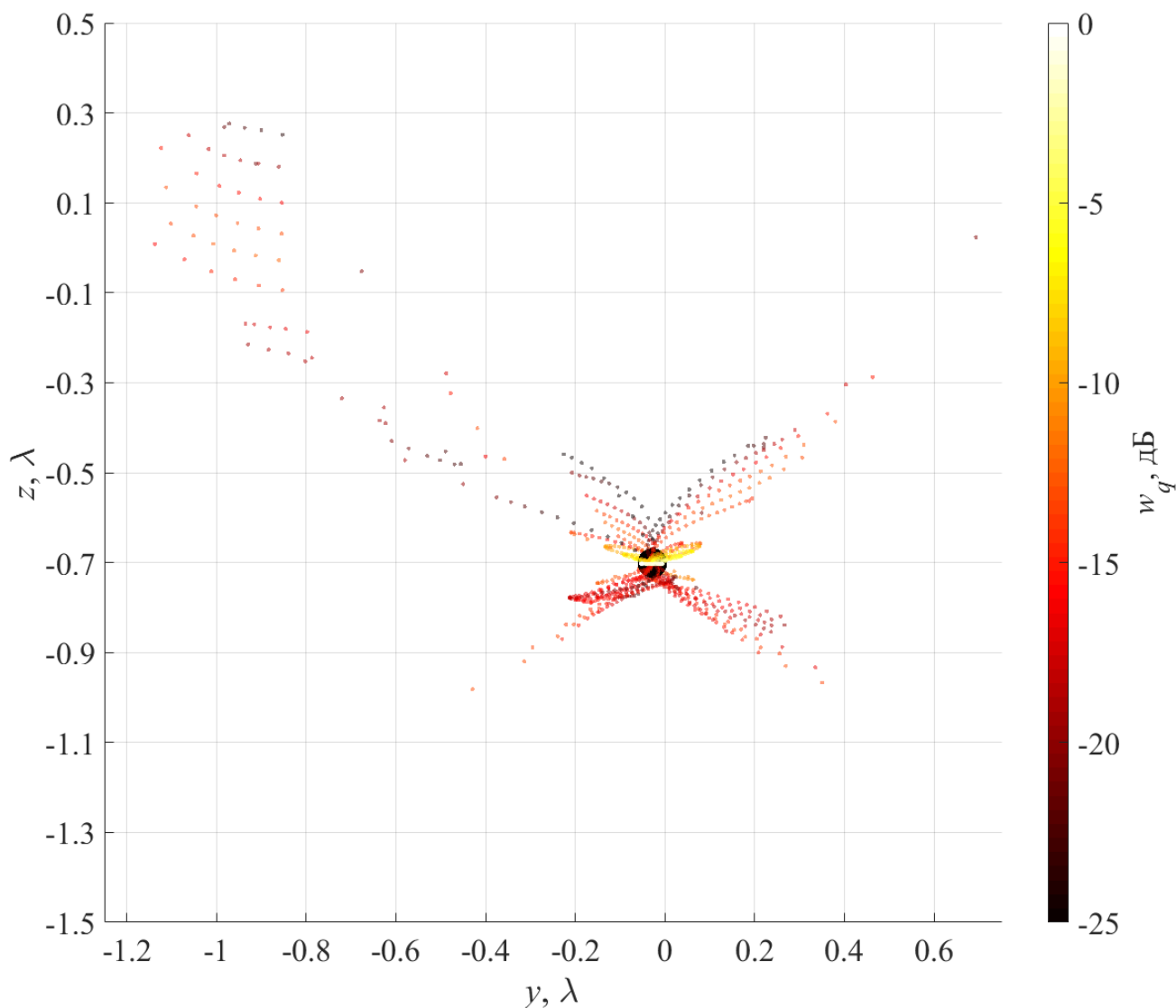


Рисунок 6 – Видимые фазовые центры спиральной антенны при $\Delta z_0 = 0\lambda$

Для максимума распределения поля координата x_0 принимает значения от $0,027\lambda$ до $0,043\lambda$, координата y_0 – от $-0,047\lambda$ до $-0,017\lambda$. Дефинициальная неопределенность σ_0 изменяется от $0,031\lambda$ до $0,054\lambda$. Считая точность выставления координат в эксперименте выше точности измерений фазового центра \mathbf{r}_0 , разброс значений координат x_0 и y_0 можно интерпретировать как неопределенность измерений.

Результаты измерений фазового центра спиральной антенны

$\Delta z_0, \lambda$	Взвешенный МНК по фазе				Поиск максимума поля			
	x_0, λ	y_0, λ	z_0, λ	σ_0, λ	x_0, λ	y_0, λ	z_0, λ	σ_0, λ
0,000	0,020	-0,075	-0,481	0,044	0,043	-0,028	-0,701	0,047
0,208	0,020	-0,078	-0,264	0,044	0,043	-0,031	-0,487	0,048
0,416	0,011	-0,091	-0,028	0,049	0,040	-0,037	-0,277	0,054
0,623	0,018	-0,083	0,132	0,048	0,041	-0,039	-0,057	0,051
0,831	0,004	-0,046	0,399	0,043	0,040	-0,040	0,166	0,044
1,039	0,028	-0,032	0,503	0,032	0,037	-0,047	0,383	0,035
1,247	0,033	-0,022	0,789	0,041	0,037	-0,017	0,589	0,045
1,455	0,013	-0,042	0,975	0,043	0,036	-0,020	0,793	0,046
1,663	0,013	-0,031	1,194	0,045	0,032	-0,027	1,006	0,048
1,870	0,039	0,006	1,311	0,033	0,029	-0,033	1,214	0,040
2,078	0,043	0,011	1,574	0,027	0,028	-0,037	1,411	0,031
2,286	0,029	-0,017	1,760	0,036	0,029	-0,037	1,608	0,038
2,494	0,035	0,003	1,922	0,033	0,027	-0,039	1,810	0,038

При этом, для взвешенного МНК разброс значений координат x_0 и y_0 укладывается в расширенную дефинициальную неопределенность с коэффициентом охвата 2 (вероятность 0,95). Для максимума распределения поля разброс значений координат x_0 и y_0 существенно меньше и укладывается в значение стандартной дефинициальной неопределенности, которая, в свою очередь, несущественно больше в сравнении со взвешенным МНК.

Результаты измерений координаты z_0 вместе с расширенной дефинициальной неопределенностью $2\sigma_0$ (коэффициент охвата 2, вероятность 0,95) с помощью обоих методов приведены на рисунке 7. Там же приведены прямые, которые аппроксимируют измеренные зависимости координаты z_0 от высоты Δz_0 поворотного стола. Разброс значений координаты z_0 позволяет оценить суммарную неопределенность измерений по типу А.

Можно считать, что действительное значение координаты z_0 перемещалось вдоль аппроксимирующей прямой. Точки аппроксимирующей прямой для обоих методов измерений укладываются в расширенную дефинициальную неопределенность $2\sigma_0$ (коэффициент охвата 2, вероятность 0,95). Из этого следует, что дефинициальная неопределенность измерений σ_0 фазового центра излучения g_0 преобладает в бюджете неопределенности. Похожий результат для других

измерений описан в работе [16]. Весь бюджет неопределенности не приводится, потому что метод его оценки для антенных измерительных комплексов БЗ со сферическим типом сканирования требует проведения множества дополнительных экспериментов [23].

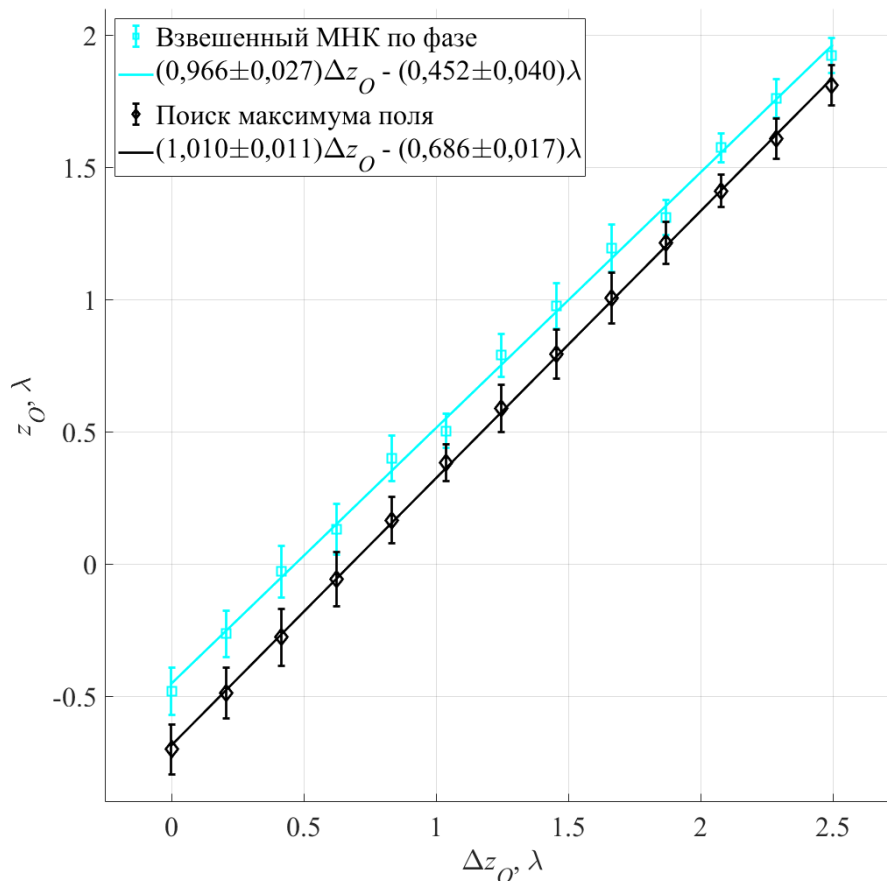


Рисунок 7 – Измерения координаты z_0 фазового центра спиральной антенны

Значения коэффициента пропорциональности аппроксимирующих прямых на рисунке 7 содержат информацию о точности измерений координаты z_0 . Отличие коэффициента пропорциональности от значения 1,000 можно интерпретировать как неисключенную систематическую погрешность. Так для взвешенного МНК относительная неисключенная систематическая погрешность составляет 3,4 %, а для максимума распределения поля – 1,0 %. Интервал охвата на рисунке 7 указан для вероятности 0,95, поэтому относительная расширенная неопределенность измерений координаты z_0 с помощью взвешенного МНК составляет 2,7 %, по максимуму распределения поля – 1,1 %. Таким образом, оценки относительной неопределенности измерений на рисунке 7 для максимума распределения поля более чем в 2 раза меньше в сравнении со взвешенным МНК.

Поскольку результаты были получены для одних и тех же данных, но разными методами, уменьшение неопределенности измерений фазового центра по максимуму распределения поля обусловлена уменьшением только методической неопределенности измерений не менее чем в 2 раза.

Заключение

Распределение фазы одной из компонент напряженности электрического поля является входной величиной для большинства известных моделей измерений фазового центра излучения. Точность измерений с помощью соответствующих методов зависит от алгоритмов устранения скачков фазы на целое число периодов и на 180° на границе лепестков диаграммы направленности. Входной величиной в модели измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля является исходное распределение поля на замкнутой поверхности или ее части. Таким образом, соответствующий метод измерений реализуется с помощью более простых и устойчивых алгоритмов.

Предложенная оценка дефинициальной неопределенности измерений фазового центра излучения хорошо согласуется с оценкой неопределенности измерений по типу А для взвешенного метода наименьших квадратов. Это указывает на преобладание дефинициальной неопределенности в бюджете неопределенности. Аналогичные оценки дефинициальной неопределенности для метода измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля существенно выше оценок неопределенности измерений по типу А. Это связано с тем, что дефинициальная неопределенность оценивалась по распределению фазы, которое отдельно без амплитуды не используется в методе измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля.

Апробация метода измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля и взвешенного метода наименьших квадратов на одних и тех же экспериментальных данных показала, что относительная расширенная неопределенность первого метода меньше не менее чем в 2 раза. С учетом всего бюджета неопределенности это означает, что методическая неопределенность

измерений фазового центра излучения по максимуму распределения поля уменьшилась более чем в 2 раза.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interest

The author declares no conflict of interest.

Список источников

1. Цейтлин Н.М. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. М. : Радио и связь, 1985. 368 с.
2. Бабурин А. А. Методы целочисленной оценки псевдофазовых неоднозначностей ГЛОНАСС // Труды МАИ : электрон. журн. 2023. № 130. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=174615> DOI [10.34759/trd-2023-130-16](https://doi.org/10.34759/trd-2023-130-16)
3. Концепция бортового радиолокатора на основе АФАР с использованием рефлектора с отверждаемым пневмокаркасом / Д.С. Демин, П.И. Кононенко, В.И. Лебеденко и др. // Труды МАИ электрон. журн. 2021. № 119. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=159790> DOI [10.34759/trd-2021-119-12](https://doi.org/10.34759/trd-2021-119-12)
4. Ларин А. А., Бодрышев В. В. Способ организации радиоволнового контроля крупногабаритных радиопрозрачных укрытий в безэховой камере // Труды МАИ электрон. журн. 2025. № 141. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=184503>
5. Орешкин В. И., Мелёшин Ю. М., Цветков В. К. Повышение точности пеленга сигнала в цифровой антенной решётке // Труды МАИ электрон. журн. 2021. №. 120. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=161424> DOI [10.34759/trd-2021-120-10](https://doi.org/10.34759/trd-2021-120-10)
6. Бородулин А. А. Определение фазового центра излучателя по методу наименьших квадратов // Радиотехника. 1958. Т. 13, № 7. С. 67–70.
7. Betjes P.N. An algorithm for automated phase center determination and its implementation // AMTA Proc. 2007. P. 190–195.

8. A novel method to calculate the phase center of antennas / Y.G. Wang, J. Wang, Z.Q. Zhao, J.Y. Yang // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 2008. Vol. 22, no. 2/3. P. 239–250. DOI [10.1163/156939308784160631](https://doi.org/10.1163/156939308784160631).
9. Yaghjian A. An overview of near-field antenna measurements // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1986. T. 34. №. 1. С. 30–45. DOI [10.1109/TAP.1986.1143727](https://doi.org/10.1109/TAP.1986.1143727).
10. Electromagnetic field transformations for measurements and simulations / T.F. Eibert, E. Kiliç, C. López, R. A.M. Mauermayer // Progress In Electromagnetics Research. 2015. Vol. 151. P. 127–150. DOI [10.2528/PIER14121105](https://doi.org/10.2528/PIER14121105).
11. Испытания антенных решеток бортовых радиолокационных систем в антенном измерительно-вычислительном комплексе / Е.М. Добычина, М.В. Снастин, А.Е. Обухов, С.В. Харалгин // Труды МАИ : электрон. журнал. 2016. №. 91. С. 18. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=75661>.
12. Калинин Ю. Н. Измерение координат фазового центра антенны // Антенны. 2014. №. 4. С. 54–62.
13. Harke D., Garbe H., Chakravarty P. A new method to calculate phase center locations for arbitrary antenna systems and scenarios // 2016 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC). IEEE, 2016. P. 674–678. DOI [10.1109/ISEMC.2016.7571729](https://doi.org/10.1109/ISEMC.2016.7571729).
14. Anyutin N., Malay I., Malyshev A. Calculation of phase center of arbitrary electromagnetic radiation sources in near field zone // 2019 IEEE East-West Design & Test Symposium (EWDTS). 2019. P. 1–4. DOI [10.1109/EWDTS.2019.8884470](https://doi.org/10.1109/EWDTS.2019.8884470).
15. Колотыгин С. А. Калибровка измерительных антенн на близких расстояниях // Альманах современной метрологии. 2018. №. 16. С. 107–119.
16. Левин С. Ф. Дефинициальная неопределённость и погрешность неадекватности // Измерительная техника. 2019. №. 11. С. 7–17. DOI [10.32446/0368-1025it.2019-11-7-17](https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-11-7-17)
17. Culotta-López C., Wu K., Heberling D. Radiation center estimation from near-field data using a direct and an iterative approach // 2017 Antenna Measurement Techniques Association Symposium (AMTA). 2017. 6 p. DOI [10.23919/AMTAP.2017.8123714](https://doi.org/10.23919/AMTAP.2017.8123714)

18. Wu X., Yang F. A Rapid Antenna Phase Center Correction Approach for Spherical Near-Field Measurements // 2025 IEEE International Workshop on Radio Frequency and Antenna Technologies (iWRF&AT). 2025. P. 89–92. DOI [10.1109/iWRFAT65352.2025.11103441](https://doi.org/10.1109/iWRFAT65352.2025.11103441)
19. Анютин Н. В. Разложение волнового поля во всем пространстве в спектр скалярных плоских волн // Журнал радиоэлектроники. 2025. № 9. DOI [10.30898/1684-1719.2025.9.1](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.9.1).
20. ГОСТ Р 8.773–2011. Антенны навигационной аппаратуры потребителей глобальной навигационной спутниковой системы. Нормируемые электрические параметры и методы измерений. М. : Стандартинформ, 2019. 15 с.
21. Бахрах Л. Д., Колосов Ю. А., Курочкин А. П. Определение поля антенны в дальней зоне через значения поля в ближней зоне // Антенны. – 1976. – Т. 24. – С. 3-14.
22. Анютин Н. В. Метод приближенного вычисления интеграла Кирхгофа // Журнал радиоэлектроники. 2024. № 4. DOI [10.30898/1684-1719.2024.4.7](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.4.7)
23. Glisson A. Spherical near-field antenna measurements / ed by Hansen J.E. Iet, 1988. Vol. 26.

References

1. Tseitlin N.M. *Metody izmereniya kharakteristik antenn SVCH* [Methods for measuring microwave antenna characteristics]. Moscow, Radio i svyaz', 1985. 368 p.
2. Baburin A.A. *Trudy MAI: elektron. zhurn*, 2023, no. 130. Avialable at: <https://trudymai.ru/published.php?ID=174615> DOI [10.34759/trd-2023-130-16](https://doi.org/10.34759/trd-2023-130-16).
3. Demin D.S., Kononenko P.I., Lebedenko V.I., Prilutsky A.A., Reznichenko V.I., Sidorchuk E.A., Sysoev V.K., Khmel D.S. *Trudy MAI: elektron. zhurn*, 2021. no. 119. Avialable at: <https://trudymai.ru/published.php?ID=159790> DOI [10.34759/trd-2021-119-12](https://doi.org/10.34759/trd-2021-119-12)
4. Larin A.A., Bodryshev V.V. *Trudy MAI: elektron. zhurn*, 2025. no. 141. Avialable at: <https://trudymai.ru/published.php?ID=184503>.
5. Oreshkin V.I., Meleshin Y.M., *Trudy MAI: elektron. zhurn*, 2021. no. 120. Avialable at: <https://trudymai.ru/published.php?ID=161424> DOI [10.34759/trd-2021-120-10](https://doi.org/10.34759/trd-2021-120-10).

6. Borodulin A. A. *Radiotekhnika*, 1958, vol. 13, no. 7. pp. 67–70.
7. Betjes P.N. An algorithm for automated phase center determination and its implementation. *AMTA Proc.* 2007. pp. 190–195.
8. Wang Y.G., Wang J., Zhao Z.Q., Yang J.Y. A novel method to calculate the phase center of antennas. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2008, vol. 22, no. 2/3, pp. 239–250. DOI [10.1163/156939308784160631](https://doi.org/10.1163/156939308784160631).
9. Yaghjian A. An overview of near-field antenna measurements. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 1986, vol. 34, no. 1. pp. 30-45. DOI [10.1109/TAP.1986.1143727](https://doi.org/10.1109/TAP.1986.1143727)
10. Eibert T.F., Kiliç E., López C., Mauermayer R.A.M. Electromagnetic field transformations for measurements and simulations. *Progress In Electromagnetics Research*, 2015, vol. 151, pp. 127–150. DOI [10.2528/PIER14121105](https://doi.org/10.2528/PIER14121105).
11. Dobychnina E. M., Snastin M.V., Obukhov A.E., Kharalgin S.V. *Trudy MAI: elektron. zhurn*, 2016. no. 91. Available at: <https://trudymai.ru/published.php?ID=75661>.
12. Kalinin Yu.N. *Antennye*. 2014, no. 14, pp. 54–62.
13. Harke D., Garbe H., Chakravarty P. A new method to calculate phase center locations for arbitrary antenna systems and scenarios. *2016 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC)*. 2016, pp. 674–678. DOI: [10.1109/ISEMC.2016.7571729](https://doi.org/10.1109/ISEMC.2016.7571729).
14. Anyutin N., Malay I., Malyshev A. Calculation of phase center of arbitrary electromagnetic radiation sources in near field zone. *2019 IEEE East-West Design & Test Symposium (EWDTS)*, 2019. pp. 1–4. DOI: [10.1109/EWDTS.2019.8884470](https://doi.org/10.1109/EWDTS.2019.8884470).
15. Kolotygin S.A. *Al'manac of Modern Metrology*, 2018, no. 16, pp. 107–119.
16. Levin S. F. Definitional uncertainty and error of inadequacy. *Measurement Techniques*. 2020, vol. 62, no. 11, pp. 933–944. DOI: [10.1007/s11018-020-01716-0](https://doi.org/10.1007/s11018-020-01716-0).
17. Culotta-López C., Wu K., Heberling D. Radiation center estimation from near-field data using a direct and an iterative approach. *2017 Antenna Measurement Techniques Association Symposium (AMTA)*, 2017, pp. 1–6. DOI [10.23919/AMTAP.2017.8123714](https://doi.org/10.23919/AMTAP.2017.8123714).

18. Wu X., Yang F. A rapid antenna phase center correction approach for spherical near-field measurements. *2025 IEEE International Workshop on Radio Frequency and Antenna Technologies (iWRF&AT)*, 2025, pp. 89–92. DOI [10.1109/iWRFAT65352.2025.11103441](https://doi.org/10.1109/iWRFAT65352.2025.11103441).
19. Anyutin N.V. *Zhurnal radioelektroniki*, 2025, vol. 9. DOI: [10.30898/1684-1719.2025.9.1](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.9.1).
20. GOST R 8.773–2011. *Antenny navigatsionnoi apparatury potrebitelei global'noi navigatsionnoi sputnikovoi sistemy. Normiruemye elektricheskie parametry i metody izmerenii*. [Antennas of User Navigation Equipment for Satellite Navigation Systems. Standard Electrical Parameters and Methods of Measurement], Moscow, Standartinform, 2019 15 p.
21. Bakhrakh L. D., Kolosov YU. A., Kurochkin A. P. *Antennye*, 1976, vol. 24, pp. 3–14.
22. Anyutin N.V. *Zhurnal radioelektroniki*, 2024. vol. 4. DOI [10.30898/1684-1719.2024.4.7](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.4.7).
23. Glisson A. *Spherical near-field antenna measurements*, ed by Hansen J.E, Iet, 1988. vol. 26.

Информация об авторах

Николай Викторович Анютин, кандидат технических наук, заместитель начальника отдела, ПАО «НПО «Алмаз», Москва, Россия; e-mail: anyutinNV@mail.ru

Information about the authors

Nikolay V. Anyutin, PhD, deputy head of department, Public joint-stock company “Research and Production Corporation “Almaz”, Moscow, Russia; e-mail: anyutinNV@mail.ru

Получено 9 октября 2025 ● Принято к публикации 10 ноября 2025 ● Опубликовано 27 февраля 2026

Received 9 October 2025 ● Accepted 10 November 2025 ● Published 27 February 2026
