

Формирование приповерхностных максимумов излучения собственными волнами тонких металлических стержней

А.М. Лебедев * ¹, Т.А. Фурманова¹, В.Н. Семенов¹, А.Д. Семизбаев¹

¹ *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 12.12.2025

Одобрена после рецензирования 24.12.2025

Принята к публикации 25.12.2025

Аннотация

Приповерхностные максимумы интенсивности излучения тонкими цилиндрическими проводниками в виде круглых металлических стержней с радиусом много меньше длины волны формируются собственными волнами, бегущими вдоль стержней. Максимумы интенсивности достигаются на дифракционных конусах вокруг направлений ориентации стержней. Угловые зависимости интенсивности излучения в основном приповерхностном лепестке и его первых боковых лепестках имеют один и тот же вид и для двухпозиционной диаграммы рассеяния металлическим стержнем, и для диаграммы направленности вибраторной антенны, при условии равенства длины плеча вибратора и длины стержня. Очень близкая угловая зависимость в интервале существования приповерхностных максимумов получается и у диаграммы направленности тока, бегущего с фазовой скоростью, равной скорости света, по тонкому цилиндрическому проводнику такой же длины. Формирование приповерхностных максимумов вокруг тонких цилиндрических элементов металлических конструкций ухудшает направленность и помехозащищённость антенн, даёт дополнительные направления повышенного рассеяния объектами при их облучении. Собственная волна металлического стержня существует в ограниченной по радиальной координате области, и амплитуда волны уменьшается до нуля с расширением до бесконечности границ области, в которой волна формируется. Наилучшие результаты по подавлению приповерхностного максимума излучения даёт поглощение собственной волны металлического стержня сразу у места её возникновения.

Ключевые слова: диаграмма направленности вибраторной антенны, двухпозиционная диаграмма рассеяния металлического стержня, приповерхностный максимум, собственная волна металлического стержня

EDN: [GILCQS](https://gilkqs.com)

doi:[10.24412/2949-0553-2025-620-11-18](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2025-620-11-18)

Formation of near-surface radiation maxima by eigenwaves of thin metal rods

A.M. Lebedev*¹, T.A. Furmanova¹, V.N. Semenenko¹, A.D. Semizbaev¹

¹ *Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia*

* itae@itae.ru

* Автор, ответственный за переписку: Андрей Михайлович Лебедев, itae@itae.ru

Abstract

Near-surface intensity maxima of radiation from thin cylindrical conductors, which represent round metal rods with radius much smaller than the wavelength, are formed by eigenwaves running along the rods. Intensity maxima are achieved on diffraction cones around the rods' orientation directions. The near-surface mainlobe and its closest sidelobes have the same shape both in directional diagram of the dipole antenna and in two-position scattering diagram of the metal rod provided the lengths of the dipole arm and the rod are equal. Directional diagram of the current, which runs along the same length thin rod with phase velocity equal to the speed of light, also has very similar dependence of radiation intensity in the angular interval where the near-surface maxima exist. Formation of the near-surface maxima around thin cylindrical elements of metal structures worsens directivity and jam resistance of antennas, results in additional directions of increased scattering from illuminated objects. Eigenwave of the metal rod exists in the region bounded by radial coordinate, and the wave's amplitude decreases to zero with expansion of the boundaries of the region, where it is formed, to infinity. Best results in the near-surface radiation maxima suppression can be obtained by absorbing eigenwave of the cylindrical conductor immediately near the location of the eigenwave's generation.

Key words: near-surface maximum, two-position scattering diagram of metal rod, directional diagram of dipole antenna, eigenwave of the metal rod

Введение: цели работы и актуальность решаемых задач

В [1, 2] указывалось на существование характерных приповерхностных максимумов излучения вследствие протекания токов по поверхности, либо вдоль рёбер металлических объектов. Здесь имеется в виду излучение токов, которые возникли на объекте в результате первичной дифракции падающей волны на элементах конструкции либо вследствие излучения активного элемента (антенны) в составе этого объекта. Такие поверхностные токи и связанные с ними волны в [1] названы *traveling* (что можно перевести как «самостоятельно распространяющиеся»). После возникновения величина и направление токов указанных типов определяются геометрией объекта и не связаны напрямую с локальным значением падающего поля либо с мгновенным значением поля в источнике.

Поскольку ток вообще не излучает в направлении своей ориентации (действительно, малые элементы тока излучают как электрические диполи), то и максимум излучения самостоятельно распространяющегося тока приходится на приповерхностное направление, отстоящее от направления ориентации тока на относительно небольшой угол. В этом направлении формируется основной лепесток излучения самостоятельно распространяющегося тока, а под несколько большими углами - и его боковые лепестки.

Цель работы заключалась в определении механизма формирования приповерхностных максимумов излучения токами, самостоятельно распространяющимися вдоль цилиндрических проводников в виде круглых металлических стержней, являющихся тонкими по сравнению с длиной волны, и в выработке предложений по эффективному подавлению приповерхностных максимумов излучения. Явление формирования приповерхностных максимумов изучено применительно к двухпозиционному рассеянию на металлическом стержне с радиусом много меньше длины волны, а также применительно к излучению вибраторной антенны с плечами в виде таких же стержней.

Обосновывая актуальность работы, отметим, что формирование приповерхностных максимумов вокруг тонких цилиндрических элементов металлических конструкций – практически всегда нежелательное явление. В связи с наличием дополнительных направлений повышенного излучения увеличивается дифракционный «шум», создаваемый объектом, возрастает его радиозаметность. При наличии антенны на объекте увеличивается число боковых максимумов диаграмм излучения / приёма в направлениях, зачастую значительно отклоняющихся от направления, являющегося основным при работе антенны, в результате ухудшается направленность антенны в режиме передачи и её помехоустойчивость в режиме приёма.

Принятые условия

Круг явлений, анализируемых в работе, проиллюстрируем результатами расчётов диаграмм двухпозиционного рассеяния (ДПР) волн с Е и Н поляризацией на металлическом стержне. Здесь и далее будем полагать, что в сферической системе координат, связанной со стержнем или с вибраторной антенной, ось z идёт вдоль оси стержня, а угол θ , используемый далее как аргумент угловых зависимостей, отсчитывается от оси z в полуплоскости постоянного азимута φ . У падающей на стержень волны с поляризацией Е либо Н вектор напряжённости электрического поля имеет ненулевую составляющую,

соответственно, E_θ либо E_φ . Все расчёты, результаты которых приведены в этой работе, выполнены на частоте 3 ГГц (длина волны $\lambda = 100$ мм), длина стержня 1 м, радиус стержня 9 мм. В расчётах диаграмм направленности (ДН) вибраторной антенны такие же металлические стержни брались в качестве плеч вибратора.

Расчёты ДДПР стержня и ДН вибраторной антенны выполнялись с помощью пакета электродинамического моделирования FEKO [3], соответствующие модели представлены на рисунке 1. В случае вибраторной антенны дополнительно более детально показана область питания антенны с источником переменного высокочастотного напряжения в зазоре между плечами вибратора.

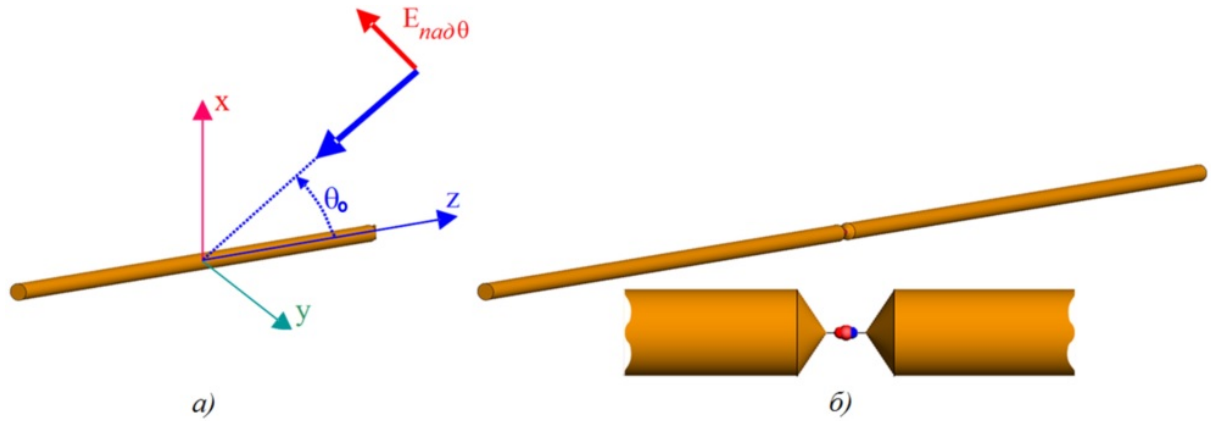


Рисунок 1 – Модели для расчёта диаграммы двухпозиционного рассеяния стержня и диаграммы направленности вибраторной антенны

ДДПР металлического стержня при падении плоских волн с E и H поляризацией на стержень под углом $\theta_0 = 60^\circ$, рассчитанные в полуплоскости $\varphi = 0^\circ$, которой принадлежит и направление облучения, представлены на рисунке 2 красной и синей сплошными линиями соответственно.

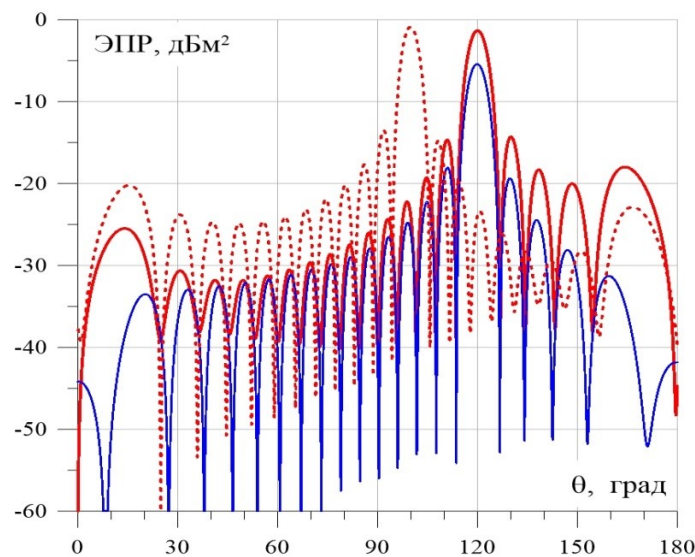


Рисунок 2 – Двухпозиционные диаграммы рассеяния металлического стержня

Обе диаграммы имеют главные лепестки с максимумами эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) в направлении отражения луча $\theta = 120^\circ$ и боковые лепестки с обеих сторон главных максимумов. В случае H-волны продольные токи вдоль стержня отсутствуют, амплитуды боковых лепестков убывают при удалении от направления отражения луча $\theta = 120^\circ$ к направлениям $\theta = 0^\circ$ и 180° вдоль оси стержня. Для E-волны помимо главного лепестка в направлении отражения луча видны и приповерхностные максимумы – зеркально похожие по форме, хотя и отличающиеся по амплитуде главные лепестки диаграмм излучения поверхностных токов вдоль стержня, имеющие свои боковые лепестки в сторону удаления от направления ориентации стержня. Далее в работе рассматривается рассеяние именно E-волны на стержне – в этом случае, как и при излучении вибраторной антенны, наличие у напряженности электрического поля источника составляющей вдоль оси стержня приводит к возбуждению продольных самостоятельно распространяющихся токов вдоль стержня и, соответственно,

к формированию приповерхностных максимумов около направлений ориентации стержня.

Отметим, что в при падении плоской волны максимумы интенсивности рассеяния токами, наведёнными на тонком стержне, в пространстве достигаются на дифракционных конусах вокруг оси стержня [4]. Интенсивность рассеяния тем более однородна по φ на дифракционном конусе, чем тоньше стержень. Выделяются, во-первых, конус дифракционных лучей с углом полуоткрытия, равным углу между направлением падения и стержнем, во-вторых, семейство дифракционных конусов – сателлитов по отношению к конусу дифракционных лучей, и, в-третьих, для волны выбранной поляризации – дифракционные конусы с главными приповерхностными максимумами интенсивности рассеяния, а также семейства их сателлитных конусов. Здесь при количественных сопоставлениях ДДПР ограничимся результатами расчётов в единственной полуплоскости $\varphi = 0^\circ$. Для ещё одной анализируемой ситуации излучения вибраторной антенной ДН имеет один и тот же вид во всех полуплоскостях постоянного φ .

Распространение собственной волны вдоль металлического стержня как причина формирования приповерхностных максимумов одинакового вида у диаграммы направленности вибраторной антенны и у диаграммы рассеяния стержня

Вид приповерхностных максимумов интенсивности излучения в значительной мере не зависит от конкретного способа возбуждения объекта. Уже отмечено, что при облучении стержня его ДДПР, представленная сплошной красной кривой на рисунке 2, имеет приповерхностные максимумы приблизительно одинаковой формы и в направлении движения падающей волны вдоль стержня, и против. Сейчас отметим, что главные приповерхностные максимумы и ближайшие к ним боковые лепестки сохраняют угловое положение и форму и при изменении направления облучения стержня. Это показывает сравнение представленных на рисунке 2 ДДПР при углах облучения $\theta_0 = 60^\circ$ и $\theta_0 = 80^\circ$, во втором случае ДДПР показана красной пунктирной кривой. Обобщая, можно утверждать, во-первых, что угол полуоткрытия дифракционных конусов с приповерхностными максимумами двухпозиционной ЭПР тонкого стержня не зависит от направления облучения. Во-вторых, угол полуоткрытия дифракционных конусов определяет и положение приповерхностного максимума диаграммы обратного рассеяния тонкого стержня, поскольку этот максимум достигается при попадании направления наблюдения обратного рассеяния на дифракционный конус, соответствующий приповерхностному максимуму двухпозиционного рассеяния. На эти особенности рассеяния тонким стержнем было впервые указано ещё в [4].

Расчёты показали, что приповерхностные максимумы имеют один и тот же вид и для ДН вибраторной антенны, и для ДДПР стержня при совпадении длин плеча вибратора и стержня. На графике, приведённом на рисунке 3, представлены ДН вибраторной антенны в виде зависимостей модуля амплитуды поля в дальней зоне $\widehat{E}(\theta)$, при том что полное поле в дальней зоне имеет вид $E(R, \theta) = \widehat{E}(\theta) \cdot \exp(-ik_o R)/R$, где k_o – волновое число свободного пространства. Фиолетовой сплошной линией показана ДН вибраторной антенны, а фиолетовым пунктиром – ДН вибраторной антенны с радиопоглощающим покрытием (РПП) по всей поверхности плечей вибратора; в последнем случае приповерхностные максимумы подавлены. На том же графике в виде красной кривой приведена зависимость модуля амплитуды рассеянного стержнем поля в дальней зоне $\widehat{E}(\theta)$ при облучении стержня под углом $\theta_0 = 60^\circ$. Здесь амплитуда поля падающей на стержень волны была подобрана таким образом, чтобы у диаграммы направленности вибраторной антенны и у диаграммы рассеяния стержня практически совместились главные приповерхностные максимумы диаграмм.

Также на рисунке 3 чёрной кривой показана рассчитанная аналитически ДН линейного тока, бегущего вдоль оси z с фазовой скоростью, равной скорости света, на участке длиной L , равной длине стержня. Это угловая зависимость поля излучения в дальней зоне вида

$$\widehat{E}_{\text{изл}}(\theta) \sim L/2 \cdot \sin \theta \cdot \frac{\sin(k_o \cdot (1 - \cos \theta) \cdot L/2)}{k_o \cdot (1 - \cos \theta) \cdot L/2} \quad (1)$$

для нити тока с плотностью $j(x, y) = I_0 \cdot \exp(-ik_o z) \cdot d(x) \cdot d(y)$. При построении чёрной кривой конкретной амплитуды тока не задавалось, но кривая была смещена по оси ординат до совмещения главных приповерхностных максимумов.

Видно совпадение хода угловых зависимостей не только для основного приповерхностного максимума, но и его первых боковых лепестков для фиолетовой, красной и чёрной кривых, при том, что далее ход кривых совершенно различен. Совпадение участков диаграмм говорит о единой причине формирования приповерхностного максимума: это не дифракция самостоятельно распространяющейся

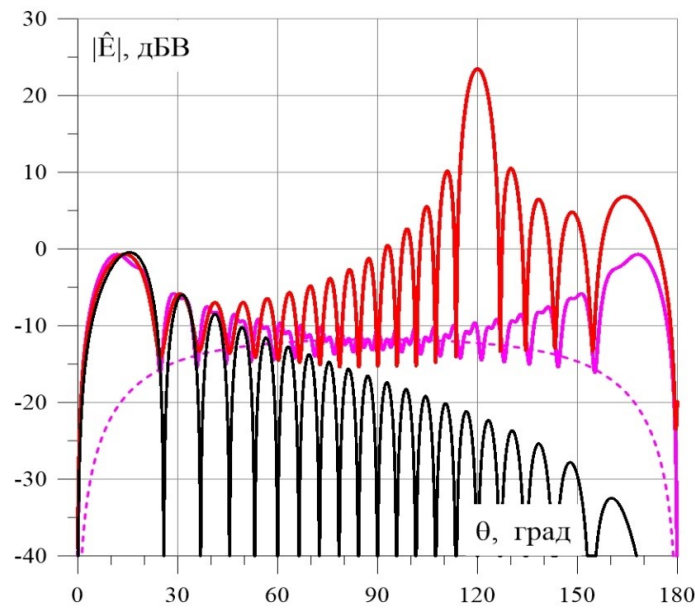


Рисунок 3 – Совпадение хода диаграммы направленности вибраторной антенны и диаграммы двухпозиционного рассеяния металлического стержня в угловом интервале формирования приповерхностных максимумов

волны на конце стержня, а результат излучения связанного с этой волной тока при его движении по стержню, который, согласно принятым условиям, имел одну и ту же длину во всех трёх случаях. Самостоятельно распространяющиеся связанные друг с другом волна и ток возникают на концах стержня при рассеянии на нём падающей волны либо при излучении вибраторной антенны – на выходе из зазора между стержнями, являющимися плечами вибратора.

Далее о волне, формирующей приповерхностные максимумы излучения, будем говорить более точно – не как о самостоятельно распространяющейся (в терминах [1]), а как о собственной волне металлического стержня. Действительно, эта волна возбуждается на неоднородности (на концах) стержня, либо в области действия внешних источников энергии (в зазоре вибратора), но далее структура и движение волны вдоль стержня определяется решением однородного уравнения Гельмгольца.

Характеристики собственной волны металлического стержня

Кривая 1 на рисунке 4 представляет распределение модуля поля H_φ вдоль правого (ориентированного в направлении роста координаты z) плеча вибратора, полученное по результатам численного решения задачи излучения вибраторной антенны. При этом поле H_φ вычислялось на поверхности стержня, являющегося правым плечом вибратора.

Из закона полного тока следует, что модуль продольного тока меняется по стержню пропорционально H_φ . Из рисунка 4 видно, что распределения модулей поля и тока вдоль стержня осциллируют, причём в направлении к дальнему концу стержня средний уровень осцилляций плавно уменьшается, а размах осцилляций, наоборот, постепенно увеличивается. Отсюда следуют два вывода. Во-первых, результирующие распределения поля и тока вдоль стержня складываются как результат интерференции полей и токов двух собственных волн: одной, бегущей от зазора к краю вибратора, и второй, бегущей в противоположном направлении и образующейся в результате отражения первой собственной волны от края вибратора. Во-вторых, модули полей и токов для обеих собственных волн плавно уменьшаются по мере их распространения вдоль стержня.

Отметим, что средняя амплитуда поля уменьшается вдоль плеча вибратора много медленнее, чем если бы она убывала в соответствии с законом сферической расходимости волны вида $H_\varphi \sim 1/R$, как для кривой 2 на рисунке 4, где R – расстояние от центра вибратора до точки наблюдения. Действительно, на участках, где ордината кривой 2 меняется в разы, ордината кривой 1 меняется только на десятки процентов. Отсюда следует вывод о том, что распространение собственной волны по стержню – самостоятельный процесс, сопровождающийся переносом мощности вдоль стержня.

Расстояние между осцилляциями модулей поля и тока вдоль вибратора составляет половину длины волны, как это видно из хода кривой 1 на рисунке 4. Так, например, можно проверить, что на отрезке $z \in [0.1\text{м}, 0.6\text{м}]$ длиной 0.5м, что составляет 5 длин волн, укладывается 10 осцилляций. Это

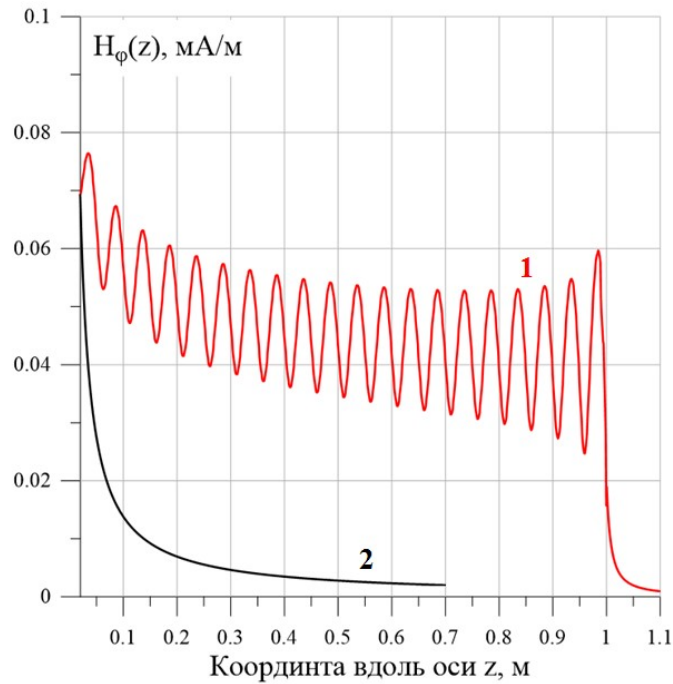


Рисунок 4 – Распределение поля H_φ вдоль правого плеча вибраторной антенны. H_φ вычислялось на поверхности стержня, являвшегося правым плечом антенны

говорит о том, что встречные собственные волны бегут вдоль стержня со скоростью света. Тогда, как следует из анализа подобных случаев в литературе (смотри, например, руководства [5, 6]), собственная волна металлического стержня является ТЕМ-волной. При этом вид зависимости поперечных компонент напряжённостей электрического и магнитного поля E_r, H_φ собственной волны от координаты r (поле однородно по φ) определяется из решения уравнения Лапласа в поперечной плоскости и совпадает с видом зависимости для решений двумерных задач электростатики (поле нити зарядов) и магнитостатики (поле нити тока): $E_r, H_\varphi \sim 1/r$. Поля E_r, H_φ образуют единую собственную волну: положив $E_r = \Psi/r \cdot \exp(-ik_0z)$, из второго уравнения Максвелла $\text{rot } \mathbf{E} = -i\mu\omega_0\mathbf{H}$, приходим к выражению для $H_\varphi = -\Psi/(Z_0 \cdot r) \cdot \exp(-ik_0z)$, где Z_0 – волновое сопротивление свободного пространства. Таким образом, структура полей у собственной волны металлического стержня такая же, как у основной волны коаксиальной линии, но внешний проводник отсутствует.

Отметим, что собственная волна металлического стержня в области, бесконечной по радиальной координате, переносит бесконечную мощность. Действительно, интегрируя модуль вектора Пойнтинга по сечению, перпендикулярному стержню, получим:

$$P = \int_S \Pi dS = \frac{|\Psi|^2}{Z_0} \cdot \int_a^\infty \int_0^{2\pi} \frac{1}{r^2} r dr d\varphi = \frac{2\pi \cdot |\Psi|^2}{Z_0} \cdot \int_a^\infty \frac{1}{r} dr = \frac{2\pi \cdot |\Psi|^2}{Z_0} \cdot (\ln(\infty) - \ln(a)). \quad (2)$$

На этом основании принято считать, что волны такого вида не существует (смотри, например, [5, 6]). Правильнее утверждать, однако, что из непротиворечивости структуры собственной волны металлического стержня следует возможность её существования, однако в бесконечной по радиальной координате области амплитуда волны должна быть равна нулю. Более подробно – с увеличением вплоть до бесконечности радиальных координат границ области, в которой формируется собственная волна металлического стержня после её возникновения, амплитуда собственной волны должна стремиться к нулю. Такой подход позволяет согласовать, с одной стороны, факт формирования приповерхностных максимумов диаграмм около направлений ориентации металлического стержня именно собственными волнами стержня и, с другой стороны, выводы из анализа возможной структуры собственной волны однопроводной линии, здесь интерпретируемой как металлический стержень, в бесконечной по радиальной координате области и в предположении бесконечности стержня.

Области нанесения поглотителя, наилучшие для подавления приповерхностных максимумов излучения

Из вывода о формировании приповерхностных максимумов излучения вокруг направления ориентации металлического стержня вследствие излучения тока, бегущего из начала в конец стержня синхронно со связанной с ним собственной волной стержня, следует заключение, что наилучшим способом подавить формирование приповерхностных максимумов является подавление собственной волны стержня сразу у места её формирования. Это заключение подтверждают примеры, рассматриваемые далее в этом разделе.

В [4] было изучено влияние на диаграмму обратного рассеяния протяжённого тонкого металлического стержня, оказываемое нанесением РПП только на один из концов стержня при том, что длина области нанесения много меньше длины стержня. По результатам натурных и вычислительных экспериментов было определено, что для понижения приповерхностного максимума моноэлектрической ЭПР в одну сторону от стержня нужно нанести РПП на противоположный конец стержня.

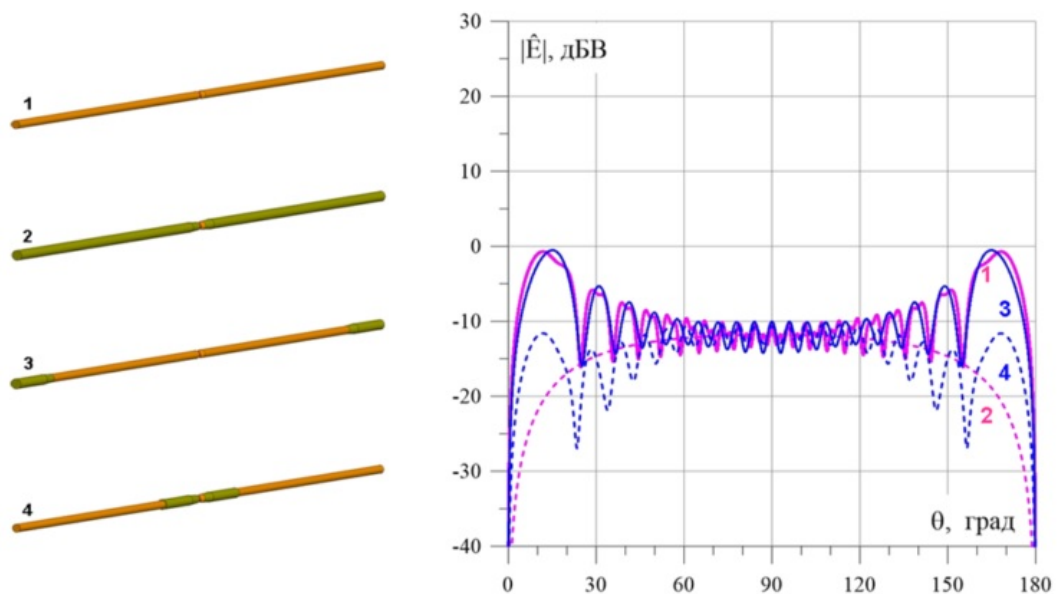


Рисунок 5 – Подавление приповерхностных максимумов диаграммы направленности вибраторной антенны

В [4] не использовалось понятия собственной волны стержня. Однако, основываясь на результатах настоящей работы, изложенный в [4] результат можно объяснить следующим образом. При нанесении РПП на один из концов стержня будет ослаблена генерация собственной волны, уходящей в противоположную сторону от замаскированного конца стержня. Соответственно и приповерхностный максимум обратного рассеяния в направлении, для которого замаскированный конец стержня является дальним, будет подавлен. Вместе с тем собственная волна, возбуждаемая на незамаскированном конце, будет проходить по стержню расстояние, сопоставимое с длиной стержня, без уменьшения амплитуды. Поэтому и приповерхностный максимум обратного рассеяния со стороны, противоположной незамаскированному концу стержня, изменится незначительно.

Тот же представленный в [4] результат свидетельствует ещё раз о том, что именно излучение тока, пробежавшего по стержню определённую дистанцию в связке с соответствующей собственной волной, является причиной формирования приповерхностного максимума, а не дифракция собственной волны на конце стержня. Действительно, при прохождении части стержня, на которую нанесено поглощающее покрытие, собственная волна одинаковым образом ослабляется независимо от того, приходится ли область на начало или конец пути, пробегаемого собственной волной вдоль стержня. Тогда и изменения приповерхностных максимумов обратного рассеяния должны быть сопоставимы в обе стороны от замаскированного конца стержня, чего не наблюдается.

Рассмотрим далее результаты расчётов диаграммы направленности вибраторной антенны для четырёх электродинамических моделей, изображения которых представлены на рисунке 5 слева: 1 – вибраторная антенна, 2 – та же вибраторная антенна, на оба плеча которой нанесено РПП, 3 – как 1 и РПП нанесено на концы стержней – плечей вибратора, 4 – как 1 и РПП нанесено вплотную к области питания вибратора. Соответствующие диаграммы направленности, помеченные теми же номерами, представлены на графике на рисунке 5 справа.

Видно, что диаграммы в случаях 1 и 3 мало отличаются друг от друга. В случае 2 все осцилляции диаграммы направленности подавлены, включая приповерхностные максимумы, а при нанесении РПП в окрестности зазора между плечами вибратора (кривая 4) приповерхностные максимумы и другие осцилляции диаграммы подавлены в значительной степени. Очевидно, при этом собственные волны металлических стержней, возникающие на выходе из области питания вибратора, пробегают минимальное расстояние вдоль стержня с непониженной амплитудой волны. Из рисунка 5 очевидна разница между результатами нанесения РПП в конце и в начале стержней: в первом случае диаграмма направленности антенны почти не изменилась, во втором случае приповерхностные максимумы диаграммы направленности (и осцилляции диаграммы направленности в целом) заметно понижены.

Заключение

1. Единой причиной формирования приповерхностных максимумов диаграммы рассеяния металлическим стержнем около направления ориентации стержня и диаграммы направленности вибраторной антенны около направления ориентации плеч вибратора является излучение тока, бегущего по стержню со скоростью света вследствие движения соответствующей собственной волны вдоль стержня.

2. Собственная волна металлического стержня с ТЕМ поперечной структурой поля, как у основной волны коаксиальной линии, имеет ненулевую амплитуду в ограниченной по радиальной координате области. Амплитуда собственной волны плавно уменьшается, стремясь к нулю по мере расширения границ области, в которой она формируется.

3. Для эффективного подавления приповерхностных максимумов собственные волны металлического стержня и связанные с их движением токи необходимо подавить сразу в области их формирования: на концах стержня для подавления приповерхностных максимумов его диаграммы рассеяния и на выходе из зазора между плечами вибраторной антенны для подавления приповерхностных максимумов её диаграммы направленности.

Список литературы

- [1] Radar Cross Section / E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T. Tuley. 2nd ed., SciTech Publishing, Inc., USA. 2004. 637 p.
- [2] Лебедев А.М., Обухов М.Л., Селин И.А., Фурманова Т.А. Закономерности двухпозиционного рассеяния металлическим треугольником. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 12. doi: [10.30898/1684-1719.2019.12.15](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.12.15) EDN: ZZNUHM
- [3] Feko, <https://www.altair.com>.
- [4] Елизаров С.В., Краснолобов И.И., Лебедев А.М., Семененко В.Н., Федоренко А.И., Фурманова Т.А. Минимизация вклада в обратное рассеяние от поверхностных волн на тонком металлическом стержне путём нанесения радиопоглощающего покрытия на один из концов стержня // Труды международной научной конференции "Излучение и рассеяние электромагнитных волн ИРЭМВ-2013". Таганрог: Изд-во ЮФУ, 2013. С.329-333.
- [5] Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Наука, 1989. 543 с.
- [6] Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Высшая школа, 1992. 416 с.

Ссылка для цитирования:

Лебедев А.М., Фурманова Т.А., Семененко В.Н., Семизбаев А.Д. Формирование приповерхностных максимумов излучения собственными волнами тонких металлических стержней // Современная электродинамика. 2025. Т. 4, № 6(20). С. 11-18. EDN [GILCQS](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2025-620-11-18), doi: [10.24412/2949-0553-2025-620-11-18](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2025-620-11-18)

Citation link:

Lebedev A.M., Furmanova T.A., Semenenko V.N., Semizbaev A.D. Formation of near-surface radiation maxima by eigenwaves of thin metal rods // Modern Electrodynamics. 2025. Vol. 4, No. 6(20). P. 11-18. EDN [GILCQS](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2025-620-11-18), doi: [10.24412/2949-0553-2025-620-11-18](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2025-620-11-18)