

Импульсное поле круглой плоской апертуры

Н.А. Лысенко¹, А.М. Бобрешов¹, Г.К. Усков¹,
С.П. Скулжин², Н.И. Кащеев²

¹ Воронежский государственный университет
394018, Российская Федерация, г. Воронеж
Университетская пл., 1

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» – Нижний Новгород
603014, Российская Федерация, г. Нижний Новгород
Сормовское шоссе, 30

В работе проводятся моделирования излучения фронта волны сверхкороткого импульса плоской круглой апертурой и анализ характера распространения импульса. Рассмотрены особенности волнового фронта, в частности, образование тороидального волнового фронта на границе. Показана методика расчета импульсной переходной характеристики по известным входному и выходному сигналам системы. Проведено сравнение численных результатов с аналитическими первообразными ИПХ.

Ключевые слова: антенны СШП, распространение радиоволн, ближняя и дальняя зоны антенны, импульсная характеристика.

Введение

За последнее время все чаще возникает необходимость применения сверхширокополосных (СШП) антенных систем и устройств, поскольку они позволяют не только передавать большие объемы данных, но и обладают рядом физических преимуществ перед узкополосными системами [1]. При разработке таких радиосистем требуются антенны с высоким коэффициентом усиления. Одной из антенн, которая может быть использована для излучения и приема СШП сигналов является параболическая антенна. Ее поле может рассчитываться аналитическим методом во временной области, предложенным в работах [2–5], который позволяет производить расчет импульсного поля или так называемых импульсно-переходных характеристик (ИПХ) на выходе малых и больших зондовых антенн. Метод [2; 3] позволяет получить результаты в аналитическом виде, представленные в обратных тригонометрических функциях для ИПХ во всех точках наблюдения в полупространстве перед апертурой. В физическом смысле ИПХ представляет собой поле антенны, при условии, что каждый элемент апертуры излучает δ -импульс в момент времени $t = 0$. Поле в частотной области определяется в результате преобразования Фурье от ИПХ.

Результатом предложенного метода являются импульсные переходные характеристики излучателей, используя которые, можно рассчитать большинство важнейших характеристик антенны на одной частоте.

Целью данной работы является сравнение первых результатов полученных методом ФИТ (finite integrated technique) во временной области и аналитическим методом, предложенным в [2; 3]. Для этого были проанализированы электромагнитные поля, полученные на основе численного моделирования во временной области для случая антенны с круглой апертурой и равномерным распределением полей.

1. Электродинамическая модель

Для проверки теоретических методов расчета ИПХ была построена электродинамическая численная модель (рис. 1). В качестве антенны использовалась круглая бесконечно тонкая пластина из идеального проводника, на которую падал плоский волновой фронт. По мере того как данный волновой фронт отражался от круглой пластины, можно было детально исследовать процессы вторичного излучения и краевые эффекты. Следует отметить, что такая модель является масштабируемой. Для сравнения была смоделирована плоская круглая излучающая апертура радиусом 10 м (увеличение в 50 раз)

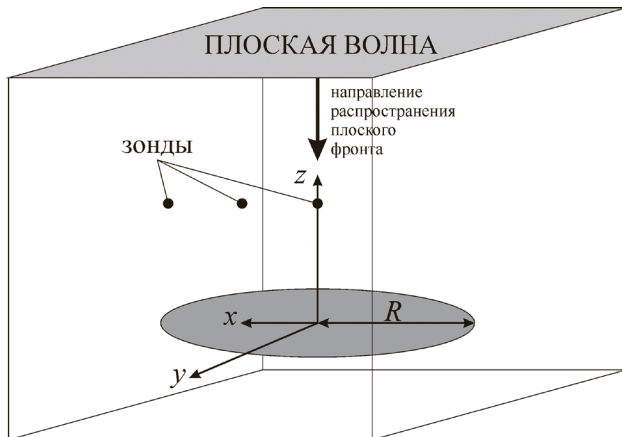


Рис. 1. Геометрия модели для численного моделирования плоской апертуры

с одновременным уменьшением частотной полосы записываемого импульса в 50 раз. При этом все характеристики и зависимости сохранили свой вид.

Параметры модели были выбраны следующими: радиус круглой пластины $R = 0,2$ м, расстояние до границы расчетной области по осям x и y – $0,4$ м, расстояние до границы расчетной области за пластиной по оси z – $0,2$ м, от пластины до плоского волнового порта $L = 0,42$ м. Таким образом, расчетный объем модели составил $0,8 \times 0,8 \times 0,62$ м. Со стороны положительного направления оси z на границе счетного объема была задана плоская линейно поляризованная вдоль оси y волна, распространяющаяся в сторону круглой пластины. Следует отметить, что расстояние $0,42$ м было подобрано для удобства деления на скорость света и удобства определения времени прихода плоской волны на пластину-отражатель. В качестве сигнала возбуждающего плоскую волну был выбран сверхширокополосный импульс, представленный на рис. 2.

В соответствии с теорией, предложенной в [2; 3], были расставлены зонды электрического поля в плоскости $z = R$ и находящиеся на расстоянии от оси $\rho = 0$.

Таким образом, время, начиная с которого производился анализ полей на всех зондах составило $\tau = L/c = 1,4 \cdot 10^{-9}$ с. Поскольку электромагнитная волна преодолевает расстояние от границы расчетной области до плоской пластины и обратно за время $T = 2L/c = 2,8 \cdot 10^{-9}$ с, общее время моделирования было ограничено 4 нс.

На границах счетного объема были заданы идеально поглощающие слои (Perfect Matched Layers – PML) [6]. Стоит отметить, что коррект-

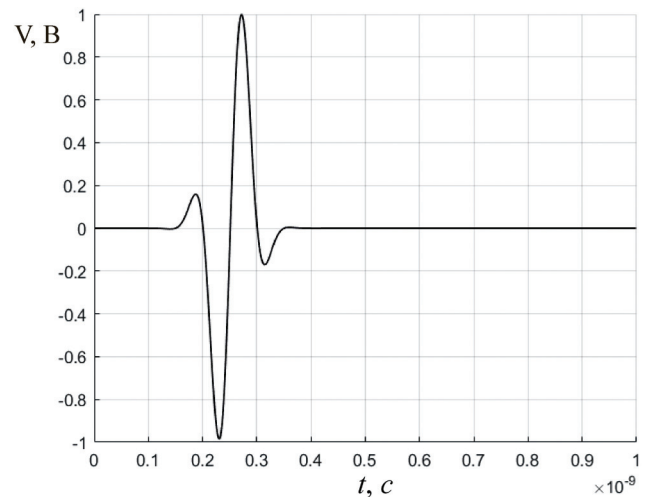


Рис. 2. Сигнал, используемый для возбуждения плоского волнового фронта

ное определение PML крайне важно для решения данной задачи, и определяет пререотражения внутри расчетного объема от границ. При моделировании были применены PML с коэффициентом отражения $0,0001$.

Для моделирования процессов использовался метод FIT (finite integrated technique) во временной области. FIT представляет из себя пространственную дискретную систему численного решения электромагнитных задач во временной и частотной областях. Основная идея этого метода – применение уравнений Максвелла в интегральной форме к сетке из элементарных ячеек. При использовании с прямоугольной сеткой разбиения и с определенным временем моделирования, FIT ведет к эффективным алгоритмам вычисления, которые адаптированы под временной анализ в радиочастотном диапазоне.

При моделировании для выбранной полосы частот ($0,1$ – 20 ГГц), размеров пластины и заданного свободного пространства до границы было использовано порядка 800 миллионов ячеек. Здесь следует обратить внимание на параметры счетной сетки. При уменьшении количества ячеек время дискретизации по времени исследуемого сигнала резко увеличивается и результатом расчета будет являться приблизительная аппроксимация.

Для исследования полей внутри счетного объема проведено два временных анализа. Первый с контролем электрического поля (E-field monitor), второй – временной анализ, который проведен с расставленными точечными зондами поля E для расчета сигналов в заданных точках пространства в виде временных зависимостей.

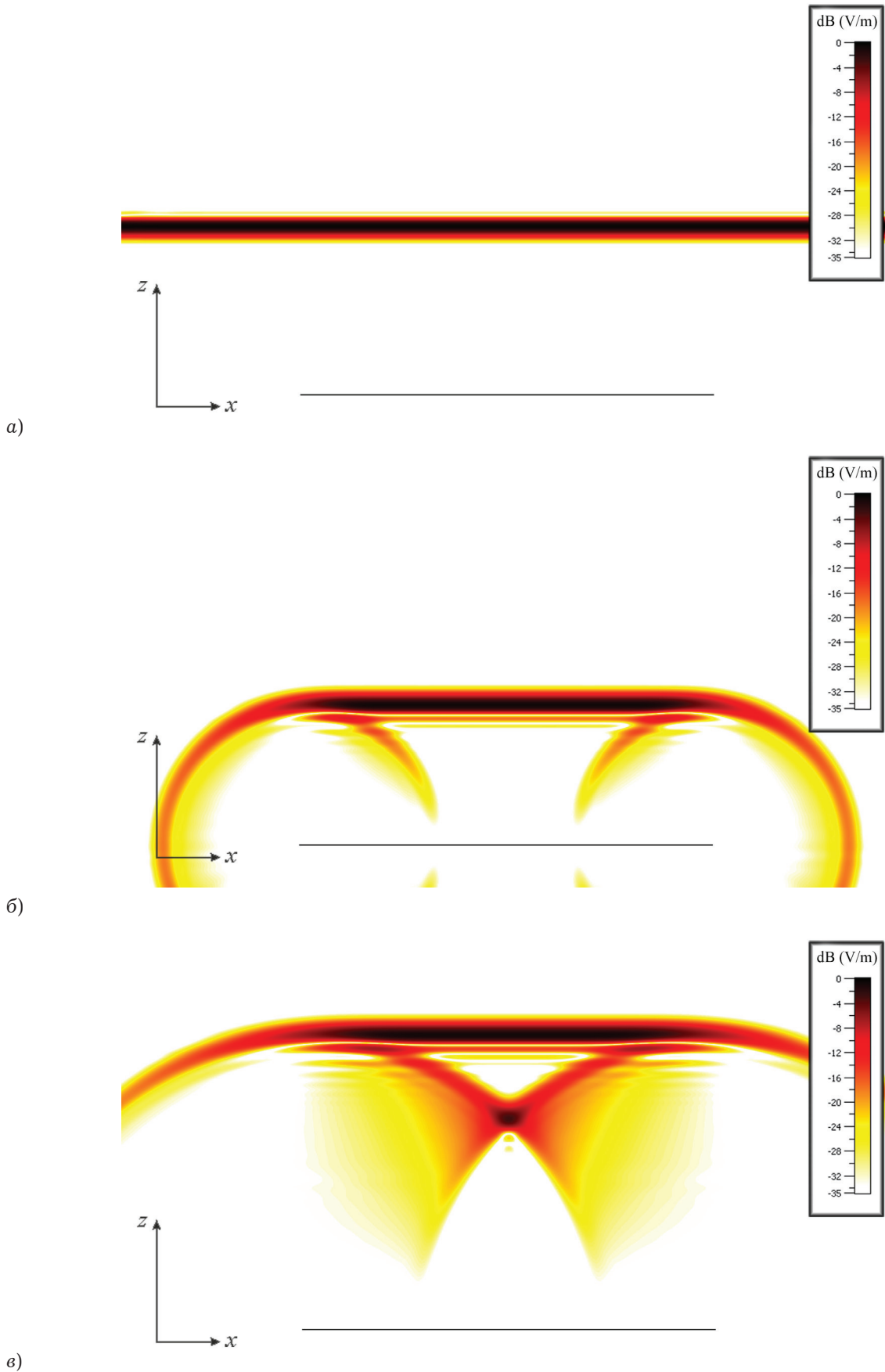


Рис. 3. Пространственное распределение напряженности электрической составляющей поля: а) плоский фронт, распространяющийся в направлении к отражателю (1 нс); б) отражение плоского фронта волны от круглой апертуры (2 нс); в) распространение отраженного излучения в обратном направлении (2,5 нс)

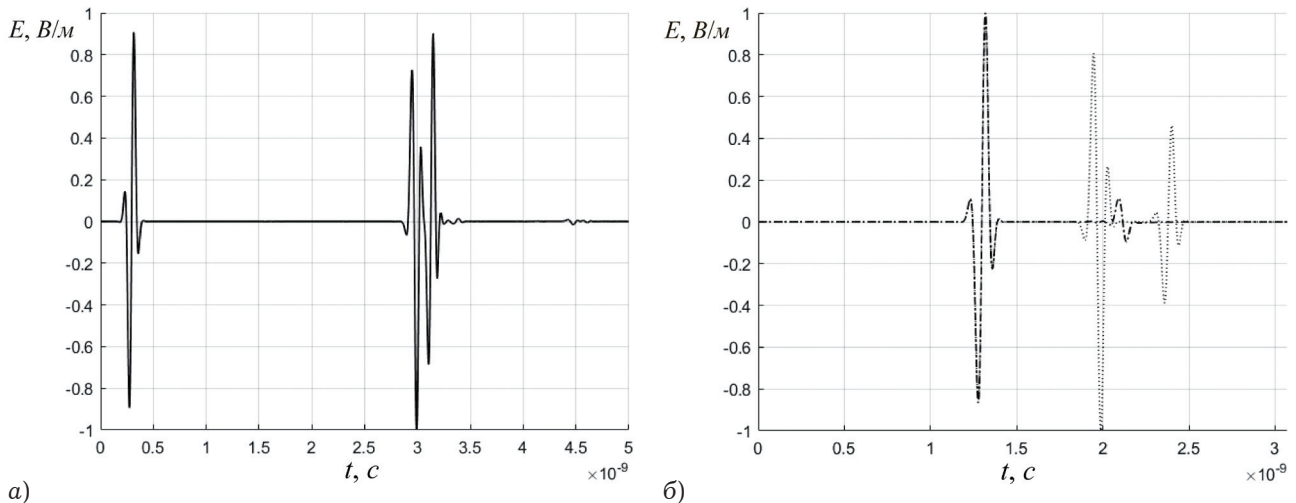


Рис. 4. Сигналы, рассчитанные на зондах: а) с координатами 0, 0, 400; б) с координатами 0, 0, 100 мм (отмечено точками) и 300, 0, 100 мм (отмечено точка-пунктиром)

2. Результаты моделирования

На рис. 3, а показан распространяющийся плоский фронт волны внутри счетного объема на момент времени 1 нс. То есть от начала моделирование было пройдено 300 мм от левой границы, а передняя граница волнового фронта находится в координате $z = 120$ мм. Внизу рисунка видно черную тонкую полосу, которая является сечением круглой металлической пластины. Этому рисунку соответствует часть сигнала, полученного на зонде с координатами 0, 0, 400 мм (рис. 4, а) до времени 1 нс. Видно, что волна прошла этот зонд в прямом направлении (в сторону отражателя).

Рис. 3, б демонстрирует момент прихода плоской волны на плоскую круглую апертуру. Хорошо видно, что падающая волна отражается в противоположном направлении. Та часть мощности, которая не попала в область пластины, не меняя направления распространения, проходит к противоположной границе счетной области и поглощается РМЛ.

При дальнейшем распространении фронт плоской волны, ограниченный пределами цилиндра с радиусом, равным радиусу плоской пластины, практически не искажается (рис. 3, в). Однако, за пределами прожекторного луча и сзади основного фронта распространяются волны, появление которых связано с неоднородностью на границе круглой апертуры. Волновой фронт такой волны в трехмерном пространстве имеет тороидальную форму.

По мере распространения отраженной волны ее плоская часть внутри цилиндрической зоны

удаляется от пластины равномерно со скоростью света в вакууме. Тороидальная волна ведет себя иначе: ее основной радиус не изменяется, а радиус сечения увеличивается. Через время $\tau = R/c$ радиус сечения становится равным радиусу пластины, и тор с этого момента начинает вырождаться. После превышения радиусом сечения значения $2R$, эту стереометрическую фигуру уже сложно рассматривать как тор, а при превышении им значения $10R$ уже справедливо анализировать и рассматривать некий неточечный источник, а сама волна будет представлять собой квазисферическую. Из рис. 3, в видно, как проекции тороидальной волны, распространяющейся от границы круглой апертуры, пересекаются и взаимодействуют. Как легко видеть из рис. 3, в, между плоской частью волны и частью тора направленной от круглой пластины отсутствуют какие-либо точки или области резкого перехода.

На рис. 4, б представлены сигналы, полученные на зондах с координатами 0, 0, 100 мм (отмечено точками) и 300, 0, 100 мм (отмечено точка-пунктиром), где первый всплеск – падающий сигнал, одинаковый на обоих графиках, второй всплеск – отраженный сигнал, третий всплеск – внутренняя часть тороидальной волны. Из графиков понятно, что отраженная плоская волна (второй импульс точка-пунктир) и внешняя часть тороидальной волны (второй импульс, точка-пунктир) имеют противоположную фазу с падающим импульсом. Однако, краевой эффект внутри цилиндрической зоны (третий импульс, точка) имеет ту же фазу, что и падающий импульс.

3. Вычисление ИПХ

Для вычисления ИПХ были использованы численные реализации полей во временной области. Временной отклик от плоской круглой апертуры (далее – выходной сигнал) по определению является сверткой входного сигнала с импульсной характеристикой системы. В свою очередь, импульсная характеристика – временной отклик системы на входной сигнал в виде дельта-функции Дирака. Чтобы получить ИПХ, зная входную и выходную временные зависимости, необходимо предпринять следующие шаги:

1. Выполнить преобразование Фурье равенства для импульсной характеристики:

$$S_{out}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{in}(\tau)h(t - \tau)d\tau,$$

$$S_{out}(t) = S_{in}(t) * h(t), \quad (1)$$

$$\dot{S}_{out}(f) = \dot{S}_{in}(f) * \dot{h}(f).$$

2. Выделить комплексную частотную характеристику:

$$\dot{H}(f) = \frac{\dot{S}_{out}(f)}{\dot{S}_{in}(f)}. \quad (2)$$

3. Провести обратное преобразование Фурье:

$$h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{H}(f)e^{j(2\pi)t}df,$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\dot{S}_{out}(f)}{\dot{S}_{in}(f)} e^{j(2\pi)t}df. \quad (3)$$

В подынтегральном выражении преобразования Фурье находится частное отношения спектров выходного и входного сигналов. Эта операция деления является нетривиальной в присутствии погрешностей численного расчета. Входной сигнал, а, соответственно, и его спектр, содержит большое количество отсчетов на частотах, больших верхней частоты импульса, с нулевым значением или близким к нулевому. Ввиду этого, численная операция поиска частного от деления спектров может привести к бесконечным или неопределенным значениям. Для решения этой проблемы удобно воспользоваться методом регуляризации по Тихонову [7].

В данном случае использование метода сводится к добавлению в знаменатель дроби функционального коэффициента, зависящего от величины отсчета в спектре. Зависимость коэффициента подбирается в соответствии с решаемой задачей, то есть с самими сигналами. Характер этой зависимости таков, что при больших значениях отсчетов спектра входного сигнала этот

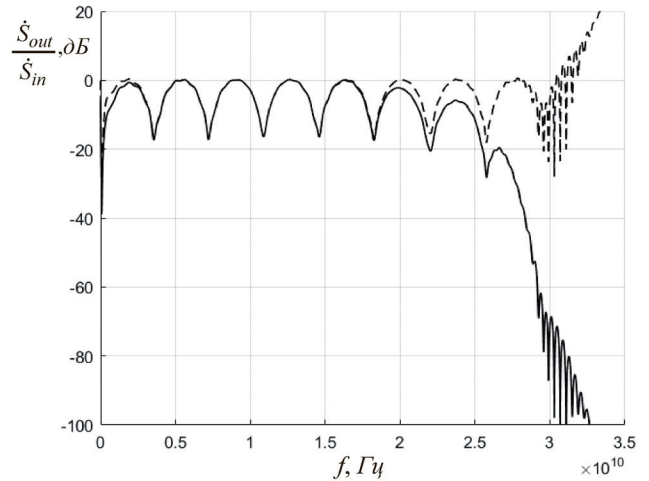


Рис. 5. Отношение спектра выходного сигнала к спектру входному без с применением метода регуляризации по Тихонову (сплошная) и без (пунктирная)

коэффициент близок к нулю и не вносит существенных изменений в результат деления. При относительно малых значениях отсчетов спектра входного сигнала коэффициент растет, тем самым нивелируется неопределенность при делении нуля на нуль и пропадают бесконечные и неопределенные значения при делении числа на нуль:

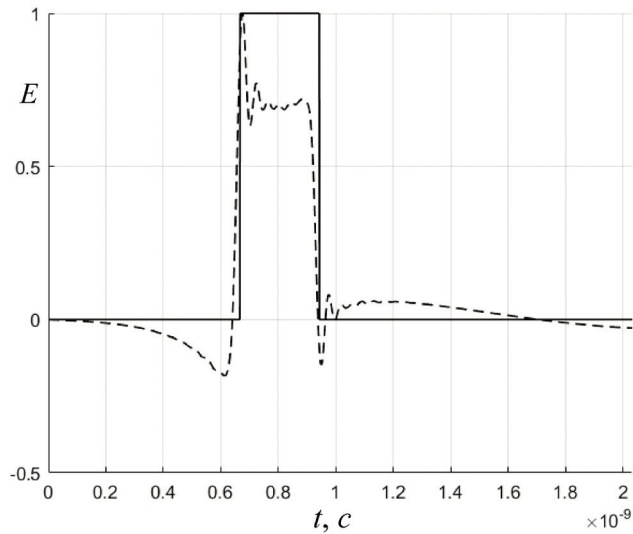
$$h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\dot{S}_{out}(f)}{\dot{S}_{in}(f) + \alpha_{reg}(f)} e^{j(2\pi)t}df. \quad (4)$$

Этот метод был использован для поиска ИПХ круглого плоского отражателя. На рис. 5 показано отношение спектра выходного сигнала, полученного на зонде 0, 0, 200 мм к входному спектру на том же зонде без применения метода регуляризации по Тихонову – пунктирная зависимость, на котором заметно резкое возрастание в области малых значений спектров – на частотах выше 25 ГГц. Сплошная зависимость демонстрирует подынтегральное выражение с применением регуляризации по Тихонову, которое становится близким к нулевому при приближении к области нулевых значений отсчетов самих спектров.

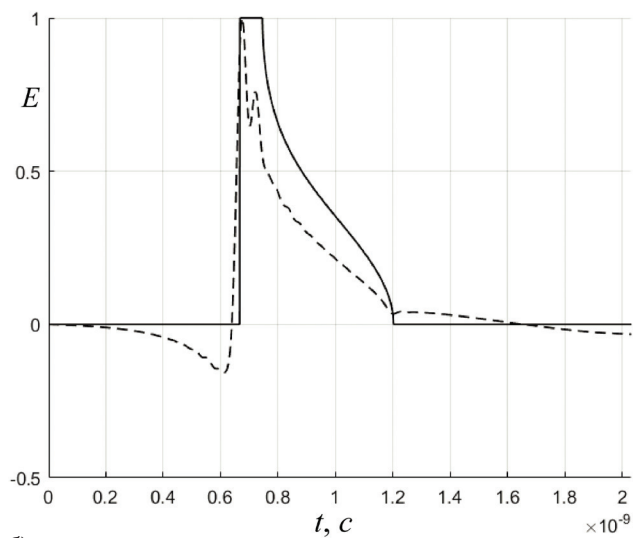
Также в работе были построены импульсные характеристики с использованием метода, предложенного в [2; 3], проведен их анализ и сравнение с полученными ИПХ по результатам моделирования.

Как известно из теории, импульсная переходная характеристика является производной от первообразной функции отклика системы:

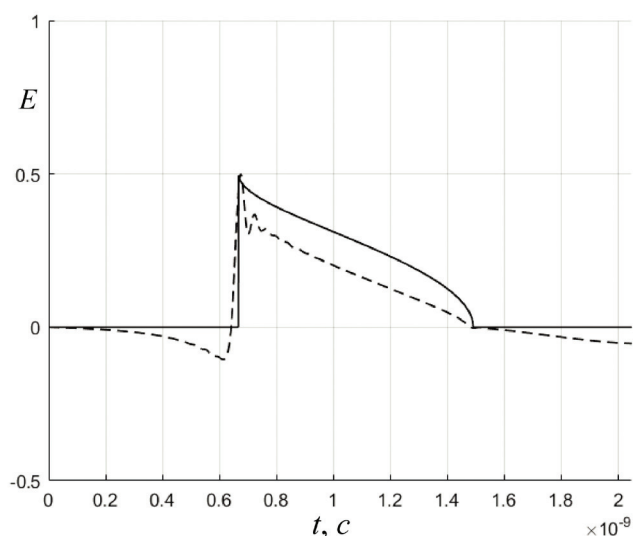
$$h(t, \rho, z) = \frac{d}{dt} E(t, \rho, z). \quad (5)$$



а)



б)



в)

Рис. 6. Первообразные ИПХ, рассчитанные аналитическим (непрерывные линии) и численным (пунктирные линии) методами для точек $z = R$: а) $\rho = 0$; б) $\rho = 0,5R$; в) $\rho = 1R$

Используя математическое описание, предложенное в работе [3], были построены теоретические первообразные временных переходных характеристик и сами импульсные функции круглой апертуры при наблюдении на различных расстояниях от оси на фиксированном удалении от плоскости круглой пластины, равному радиусу этой пластины.

Далее для сопоставления результатов были рассчитаны ИПХ, а затем их первообразные по формулам (3), (4) и (5). В расчетах использовались сигналы с зондов расположенных на фиксированном расстоянии от круглой апертуры $z = R = 200$ мм, но на разном расстоянии $\rho = 0; 0,5R; 1R$ от оси z .

Результаты, полученные в соответствии с теорией, предложенной в [2; 3] и численными методами моделирования электродинамических структур представлены на рис. 6. На рис. 6, а показаны первообразные ИПХ для точки на оси апертуры с координатами $0, 0, 200$ мм. Сплошной линией показана первообразная ИПХ полученная аналитическим путем [2; 3] без учета диаграммы направленности (ДН) элемента апертуры. Пунктирной линией показаны результаты моделирования для импульса, показанного на рис. 2. Как видно из этого рисунка длительности первообразных ИПХ совпадают. Кроме этого по амплитудам сигнала, используемого для возбуждения плоского волнового фронта, появляющегося на переднем и заднем фронте первообразной ИПХ, можно оценить влияние ДН элемента апертуры. Видно, что это отношение равно $\sqrt{2}$, что соответствует ДН типа косинус для линейно поляризованной волны. Отличия амплитуд на двух других рисунках объясняются также отсутствием ДН типа косинус в аналитической формуле. Как видно из трех сравнительных графиков модельные результаты хорошо согласуются с теоретическими. Также небольшое дополнительное несовпадение по амплитуде объясняется использованием метода регуляризации по Тихонову, ограничивающий спектр используемых сигналов. Несовпадение по времени составляет порядка $2 \cdot 10^{-11}$ с, что менее 1 % от общего времени наблюдения и анализа.

Заключение

В работе была предложена модель плоской круглой излучающей апертуры, проанализированная численными методами во временной

области. С использованием зависимостей электрической составляющей поля от времени были рассчитаны импульсные характеристики, связывающие реализацию падающего и переизлученного полей и проведено их сравнение с теоретическими результатами, полученными методом расчета поля во временной области, основанном на методе физической оптики [2; 3]. Анализ результатов показал о хорошем качественном соответствии численных и теоретических при излучении сверхширокополосных импульсных сигналов.

Работа выполнена в рамках гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – докторов наук (проект МД-6872.2018.9).

Список литературы

1. Baum C.E., Farr E.G. Impulse radiating antennas // Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics. Vol. 1 / ed. by H.L. Bertoni, L. Carin, L.B. Felsen. Boston: Springer, 1993. P. 139–147.
2. Вреямпульсный метод измерения характеристик антенн в ближней зоне / С.В. Горюнова [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 1. С. 73–83.
3. Skulkin S.P., Turchin V.I. Transient field calculation of aperture antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. 1999. Vol. AP-47. P. 929–932.
4. Transient field calculation of aperture antennas for various field distributions over the aperture / S.P. Skulkin [et al.] // IEEE Antennas and Propagation Wireless Letters. 2017. Vol. 16. P. 2295–2298.
5. Skulkin S.P. Transient fields of rectangular aperture antennas // Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics. Vol. 3 / ed. by C.E. Baum, L. Carin, A.P. Stone. Boston: Springer, 1997. P. 57–63.
6. Davidson D.B. Computational Electromagnetics for RF and Microwave Engineering. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005.
7. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач; 2-е изд. М.: Наука: Главная редакция физико-математической литературы, 1979. 285 с.

Transient field of circular plane aperture

*N.A. Lysenko, A.M. Bobreshov, G.K. Uskov,
S.P. Skulkin, N.I. Kascheev*

Radiation of the wave front of an ultrashort pulse from a plane circular aperture was calculated. Analyzes of pulse propagation character was provided. The features of the wave front, the formation of a side impulse in particular, are considered. The technique of obtaining the pulse response characteristic from the known input and output signals of the system is shown. Numerical results are compared with the theoretical antiderivatives of the PRC.

Keywords: UWB antennas, propagation of radio waves, near and far zones of the antenna, impulse response.
