

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

Явление нестационарного отражения импульсных сигналов от слоистых структур с потерямиА. В. Козарь^a, А. В. Трофимов^b*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: ^a avk@phys.msu.ru, ^b av.trofimov@physics.msu.ru*

Статья поступила 27.03.2013, подписана в печать 03.06.2013.

Проведено экспериментальное, аналитическое и численное исследование явления нестационарного отражения электромагнитного импульса от просветляющей структуры с потерями. Аналитические исследования показали, что огибающая отраженного амплитудно-модулированного сигнала существенно изменяется в присутствии даже небольших потерь. Проведены анализ и сравнение полученных экспериментальных, аналитических и численных результатов.

Ключевые слова: интерференция, многослойные структуры, нестационарное отражение.

УДК: 621.372. PACS: 42.65.re, 42.25.Hz, 42.70.Nq.

Введение

Исследования явления нестационарного отражения электромагнитных импульсных сигналов от многослойных структур [1, 5] показали, что изучение этого явления представляет не только фундаментальный интерес. Данное явление может быть эффективно использовано для решения целого ряда прикладных задач — диагностики и управления импульсными процессами как в оптике, так и в радиофизике (получение сверхкоротких импульсов; спектральное сжатие импульсов, падающих на многослойную структуру; восстановление амплитудно-частотных и временных характеристик импульсных сигналов). Все это обуславливает интерес и необходимость дальнейшего изучения этого явления, а также возможности и условий его практической реализации.

Поскольку явление нестационарного отражения электромагнитных импульсов от многослойных структур обусловлено нарушением стационарного амплитудно-фазового баланса интерферирующих в структуре волн [1, 2], то оно имеет место для любых интерференционных структур при распространении в них волн с изменяющейся амплитудой. Наиболее контрастно это явление наблюдается в структурах неотражающего типа (фильтры, просветляющие интерференционные покрытия, интерференционные поглотители и т.д.), поскольку в этом случае наблюдаемый отраженный сигнал обусловлен только этим явлением.

Анализ публикаций по данной тематике показывает, что проведенные до настоящего времени исследования этого явления носили аналитический или численный характер и, кроме того, в них не учитывалось наличие возможных при практической реализации потерь в слоях структуры.

В настоящей работе впервые проведено экспериментальное, аналитическое и численное исследование явления нестационарного отражения электромагнитного импульса от реальной неотражающей структуры с потерями.

В качестве объекта исследования был выбран простейший и относительно легко реализуемый на практике, не отражающей в стационарном режиме при отсутствии потерь, слой диэлектрика полуволновой оптической толщины, помещенный между двумя идентичными по волновым характеристикам средами.

Работа состоит из двух частей. В первой части проводится аналитический и численный анализ процесса нестационарного отражения амплитудно-модулированного сигнала от полуволновой пластинки с малыми потерями. Во второй части представлены результаты экспериментального исследования и сравнение их с теорией.

1. Теоретический анализ

В настоящей работе для анализа распространения электромагнитной волны через слоистую структуру с потерями был выбран метод импедансных характеристик. При расчете этим методом используется понятие импеданса, который вводится как отношение тангенциальных составляющих напряженности электрического и магнитного полей в данном сечении слоистой структуры. Характеристики многослойной структуры при этом описываются с помощью рекуррентного соотношения для входного импеданса [6, 7].

Пусть среда характеризуется комплексной относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, где ε' и ε'' — действительная и мнимая части комплексной относительной диэлектрической проницаемости среды, i — мнимая единица. Рассмотрим уединенный слой диэлектрика, помещенный между двумя средами с одинаковыми волновыми характеристиками. Для дальнейшего рассмотрения введем индекс j , обозначающий номер слоя. При этом индексацию будем производить таким образом, что ближайший слой к источнику излучения будет иметь максимальный индекс. На рис. 1 представлено направление распространения электромагнитной волны от источника, и обозначены

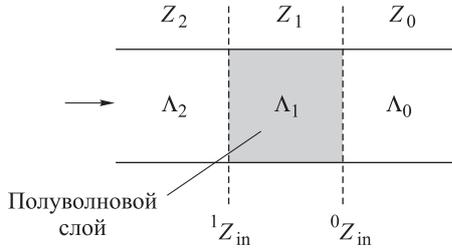


Рис. 1. Уединенный полуволновой слой

импедансы слоев Z_j , входные импедансы на границе слоев ${}^jZ_{in}$.

Выражения для постоянной распространения волны γ_j и импеданса Z_j имеют вид [7]

$$\gamma_j = \alpha_j + i\beta_j,$$

$$\alpha_j = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_j''^2 + \Lambda_j^2} - \Lambda_j}{2}}, \quad \beta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_j''^2 + \Lambda_j'^2} + \Lambda_j}{2}},$$

$$Z_j = C_j + iD_j,$$

$$C_j = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_j''^2 + \Lambda_j^2} + \Lambda_j}{2(\varepsilon_j''^2 + \Lambda_j^2)}}, \quad D_j = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_j''^2 + \Lambda_j^2} - \Lambda_j}{2(\varepsilon_j''^2 + \Lambda_j^2)}},$$

$$\Lambda_j = \varepsilon_j' - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2,$$

где λ_c — критическая длина волны в волноводе для моды H_{10} , $\lambda_c = 2a$, a — размер широкой стенки волновода, λ — длина волны в свободном пространстве.

Выражения для коэффициента отражения на границе между пустым волноводом и волноводом со вставкой запишется как

$$r = \frac{{}^1Z_{in} - Z_0}{{}^1Z_{in} + Z_0}.$$

Здесь $Z_0 = 1/\sqrt{\Lambda_0}$, $\Lambda_0 = 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2$, а величина ${}^1Z_{in}$, входящая в выражение для коэффициента отражения, может быть рассчитана с помощью следующего рекуррентного соотношения:

$${}^1Z_{in} = \frac{{}^0Z_{in} + Z_1 \operatorname{th}(\gamma_1 d)}{Z_1 + {}^0Z_{in} \operatorname{th}(\gamma_1 d)} Z_1.$$

В нашем случае ${}^0Z_{in} = Z_0$, d — толщина слоя. Считая потери малыми, введем малую величину $\xi_1 = \frac{\varepsilon_1''}{\Lambda_1} \ll 1$, тогда после несложных преобразований для входного импеданса и постоянной распространения, с точностью до величин первого порядка малости, получим следующие выражения:

$$Z_1 \approx \frac{1}{\sqrt{\Lambda_1}} + i \frac{\xi_1}{2\sqrt{\Lambda_1}}, \quad \gamma_1 \approx \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\Lambda_1} \left(\frac{\xi_1}{2} + i \right).$$

Для коэффициента отражения от пластинки имеем

$$r \approx \xi_1 \frac{\pi}{\sqrt{\Lambda_1}} \frac{(1 - Z_0^2 \Lambda_1)}{4Z_0}. \quad (1)$$

Из соотношения (1) видно, что в случае малых потерь коэффициент отражения по амплитуде линейно зависит от величины потерь в слое. Кроме того, коэф-

фициент отражения является чисто действительной величиной и, следовательно, малые потери в слое не будут влиять на фазовые соотношения между переотраженными волнами, т. е. фазовая картина отраженного сигнала будет формироваться, как и в случае отсутствия потерь. Отметим также, что, поскольку коэффициент отражения r в выражении (1) является отрицательной величиной, фаза коэффициента отражения $\varphi_r = \pi$. Отрицательный коэффициент отражения показывает, что отражение от слоя происходит в противофазе по отношению к падающей волне.

Метод импедансных характеристик позволяет получить зависимость коэффициента отражения от частоты $r(\omega)$, а для получения огибающей отраженного сигнала, зависящей от времени, использовалось обратное преобразование Фурье. Результаты численного расчета представлены на рис. 2. На данном рисунке показаны зависимости огибающих падающего и отраженного сигналов от времени. Непрерывной линией изображена огибающая падающего сигнала, пунктирной линией изображена огибающая отраженного сигнала (для наглядности увеличенная по амплитуде в 20 раз). Результаты, представленные на рис. 2, нормированы на максимальную амплитуду падающего сигнала, равную E_0 , и получены для полуволнового слоя из тефлона с мнимой и действительной частями относительной диэлектрической проницаемости, равными $\varepsilon' \approx 2$, $\varepsilon'' \approx 0.003$ (тефлон [8]) соответственно, толщиной 18.90 мм, для несущей частоты сигнала, равной 12.0961 ГГц.

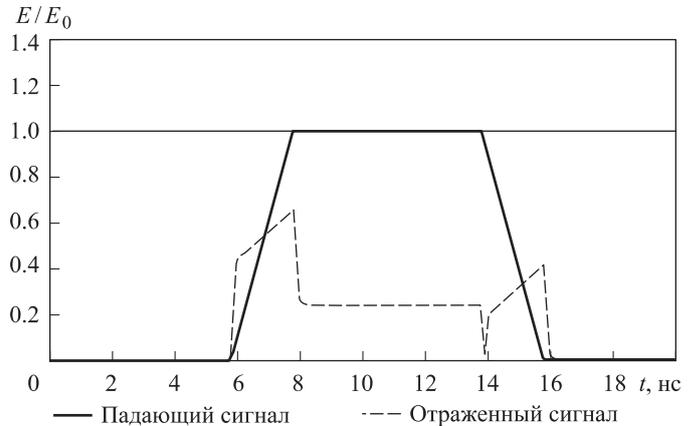


Рис. 2. Падающий и отраженный от слоя импульсы

Проанализируем процесс формирования отраженного сигнала при падении трапецеидального импульса на полуволновой слой. При отсутствии потерь в слое данная задача хорошо изучена [3–5].

Например, в работе [2] был исследован процесс отражения амплитудно-модулированных волн от слоистых структур. В качестве примера такой структуры была рассмотрена просветляющая структура, состоящая из одной четвертьволновой пленки с показателем преломления n , нанесенная на подложку с показателем преломления n_s . При условии $n = \sqrt{n_0 n_s}$ структура будет прозрачной для падающего излучения, n_0 — показатель преломления среды, с которой происходит согласование. Рассматривался процесс прохождения через структуру сигнала, огибающая которого имеет

симметричную трапецеидальную форму с линейными фронтами.

Длительность трапецевидного импульса τ определялась как длительность верхнего основания трапеции, т.е. в области ее плоской вершины. Время по оси t выражено в единицах τ . В расчетах полагались $n_0 = 1$, $n_s = 3.41$. На рис. 3 представлен результат численного расчета, полученный в работе [2] (амплитуда отраженного сигнала увеличена на рисунке в 7 раз).

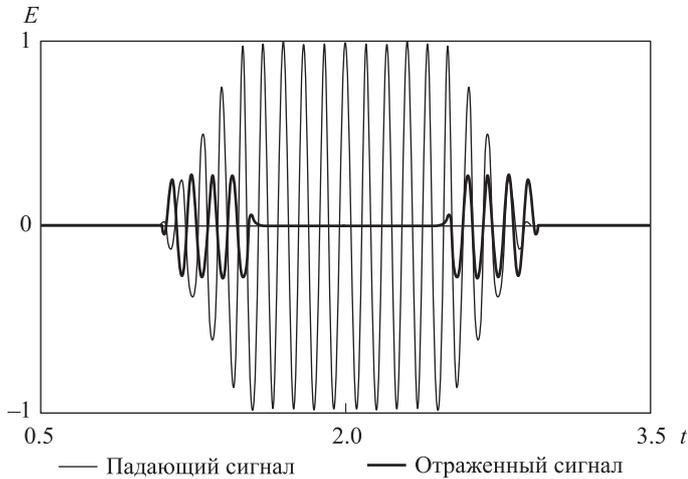


Рис. 3. Отражение трапецеидального импульса от пластинки

Из рис. 3 и 2 видно: при отражении появляется пара коротких импульсов в области обоих фронтов падающего сигнала (в областях изменяющейся амплитуды). В случае отсутствия потерь в слое отраженные импульсы, как видно на рис. 3, имеют прямоугольную огибающую. В случае наличия потерь в слое отраженные импульсы в области фронтов изменяют свою форму по сравнению с импульсами в случае отсутствия потерь в слое (рис. 2). Также видно, что при наличии потерь в слое отраженный импульс в области переднего фронта отличен от импульса в области заднего фронта.

Рассмотрим процесс формирования отраженного сигнала в случае наличия потерь в слое. Пусть трапецеидальный сигнал имеет длительность τ , а тангенс угла наклона его фронтов равен по модулю числу $k = 1/s$, s — длительность фронтов (рис. 4). Пусть длительность сигнала τ и длительность фронтов s много больше периода несущей частоты. Обозначим амплитуду огибающей как

$$A(t) = \begin{cases} kt, & t_1 \leq t < t_3, \\ 1, & t_3 \leq t < t_5, \\ \frac{\tau - t}{s}, & t_5 \leq t < t_8. \end{cases} \quad (2)$$

В дальнейшем изложении амплитуду огибающей будем называть просто амплитудой, для краткости опуская слово «огибающая».

Пусть для волны, идущей из незаполненной части волновода в пластинку, r_0 — френелевский коэффициент отражения (отношение амплитуд отраженной и падающей волн). Обозначим время прохождения волны через образец как $\frac{\Delta t}{2}$.

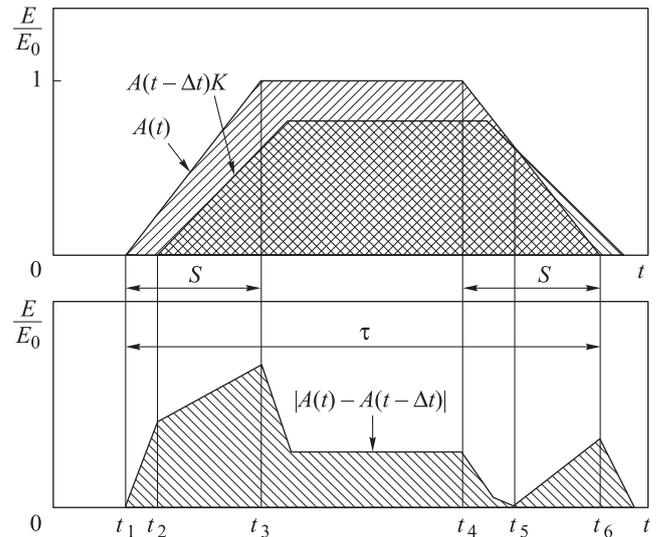


Рис. 4. Расчет отраженного сигнала в приближении медленно меняющейся амплитуды

Оптическая толщина слоя равна $L = \frac{\lambda_\epsilon}{2}$, $\lambda_\epsilon = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}}$, где λ_ϵ — длина волны в материале из которого изготовлена пластинка. Как было показано в работе [2], в приближении медленно меняющейся амплитуды выражение для отраженного сигнала в случае отсутствия потерь имеет вид

$$U(t) = \frac{r_0}{1 - r_0^2} [A(t) - A(t - \Delta t)] e^{i\omega t}.$$

Здесь ω — частота несущей. При учете малых потерь, как было показано выше, изменяются только амплитудные характеристики волн, переотраженных в слое. Тогда для амплитуды отраженного сигнала получим

$$U(t) = \frac{r_0}{1 - r_0^2} [A(t) - A(t - \Delta t)K] e^{i\omega t}, \quad K = e^{-2\alpha L}.$$

Учитывая, что время Δt мало относительно s и τ , разложим $A(t - \Delta t)$ в ряд:

$$A(t - \Delta t) = A(t) - \frac{dA}{dt} \Delta t.$$

Для огибающей отраженного сигнала имеем следующие выражение:

$$U(t) = \frac{r_0}{1 - r_0^2} \left[A(t) - A(t)K + \frac{dA}{dt} K \Delta t \right]. \quad (3)$$

На рис. 4 представлены $A(t)$ и $A(t - \Delta t)$ и их разность для наглядности.

Условно разделим длительность падающего сигнала на несколько интервалов (рис. 4). На интервал времени от t_1 до t_2 происходит френелевское отражение сигнала. Интервал времени от t_1 до t_2 равен удвоенному времени прохода сигнала в пластике $|t_1 - t_2| = \frac{2d\sqrt{\epsilon}}{c}$.

На интервале времени от t_2 до t_3 для огибающей отраженного сигнала получаем

$$U(t) = \frac{r_0}{1 - r_0^2} [kt(1 - K) + kK\Delta t].$$

Отсюда для тангенса угла наклона огибающей отраженного сигнала k' на рассматриваемом интервале получаем, что $k' = \frac{r_0}{1 - r_0^2} (1 - K)k$. Видно, что тангенс

угла наклона фронтов отраженного сигнала не зависит от длительности фронта падающего сигнала.

На интервале времени от t_3 до t_4 имеем $\frac{dA}{dt} = 0$ и, следовательно,

$$U(t) = \frac{r_0}{1 - r_0^2} [A(t)(1 - K)],$$

учитывая, что $A(t) = E_0$, тогда $U(t) = \frac{r_0}{1 - r_0^2} [1 - K]E_0$.

В частном случае отсутствия потерь в слое получим известный результат $U(t) = 0$.

На интервале времени от t_4 до t_6 выполняется условие $\frac{dA}{dt} < 0$. На рис. 4 видно, что всегда существует момент времени t_{\min} когда $A(t_{\min}) = A(t_{\min} - \Delta t)$, а амплитуда отраженного сигнала (3) имеет локальный минимум.

Важно отметить, что функция $A(t)$ не является непрерывной, зависимости от времени $A(t)$ и $A(t - \Delta t)$ могут не совпадать. Например, на рассматриваемом интервале времени от t_4 до t_6 возможны два варианта: $A(t) = \frac{\tau - t}{s}$, $A(t - \Delta t) = 1$ и $A(t) = \frac{\tau - t}{s}$, $A(t - \Delta t) = \frac{\tau - t + \Delta t}{s}$. Второй вариант изображен на рис. 4. Выясним, при каком значении времени t_{\min} достигается минимум отражения для этих двух случаев. В первом случае имеем $\frac{\tau - t_{\min}}{s} - K = 0$ и соответственно $t_{\min} = \tau - Ks$. Полученное соотношение верно только для времени $\tau - s < t_5 < \tau - Ks$.

Для второго случая, подставляя в явном виде выражения для амплитуды заднего фронта падающего сигнала $A(t) = \frac{\tau - t}{s}$, $\frac{dA}{dt} = -k$, получаем $t_{\min} = \tau - \frac{sKk\Delta t}{1 - K}$.

2. Экспериментальное исследование

Для проверки полученных теоретических результатов было проведено экспериментальное исследование явления нестационарного отражения трапецидально-го импульса от полуволновой пластинки с малыми потерями. Предметом экспериментального исследования являлся анализ огибающей отраженного сигнала. В качестве материала для изготовления пластинки был выбран тефлон. Данный выбор был связан с наличием у тефлона малых потерь в СВЧ диапазоне частот. Тангенс угла потерь для тефлона в данном диапазоне частот меньше 10^{-3} [8].

Измерительный стенд (рис. 5) состоял из векторного анализатора цепей ZVB-50, к которому подключался прямоугольный волновод сечением 23×10 мм². Измеряемый образец помещался в волновод, полностью заполняя его поперечное сечение. С одной стороны, волновод возбуждался штыревой антенной, с другой — подключалась согласованная нагрузка. Измерительный стенд позволял получать зависимость комплексного коэффициента отражения от частоты. Измерения проводились в диапазоне частот от 7 до 14 ГГц. Данный частотный диапазон соответствует возбуждению волновода на основной моде H_{10} .

Для увеличения точности получаемых данных измерения проводились в два этапа. На первом этапе измерялся коэффициент отражения от пустого волновода, а на втором, от волновода с установленным образцом. Данные, полученные на первом этапе, использовались для нормировки. Процесс нормировки эксперименталь-

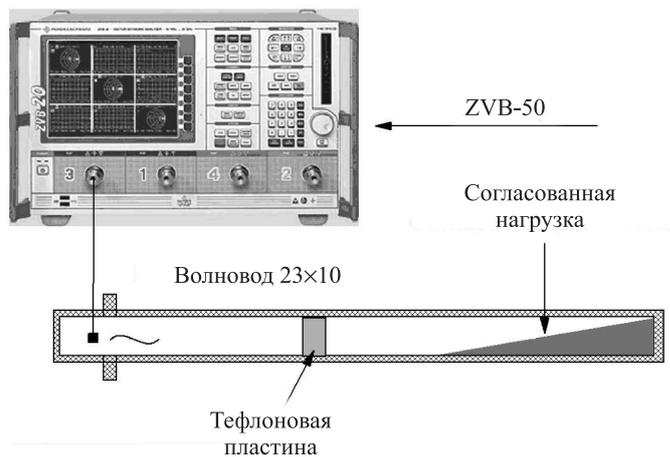


Рис. 5. Экспериментальная установка

ных данных описан ниже. Для получения огибающей отраженного сигнала использовалось обратное преобразование Фурье. Рассмотрим подробнее процесс расчета огибающей на примере отражения СВЧ-импульса с трапецидальной огибающей.

Пусть на полуволновый слой падает сигнал с трапецидальной огибающей. Данный сигнал можно записать в виде

$$S(t) = A(t) \cos(\omega t),$$

где ω — несущая частота, а $A(t)$ задается соотношением (2).

Спектр данного сигнала запишется как

$$S(\omega) = iA_0 \cdot \left(\text{sinc} \left(\frac{\omega s}{2} \right) \text{sinc} \left(\frac{\omega(\tau - s)}{2} \right) \right) \times \\ \times (\tau - s) \cdot e^{-i\omega s/2} e^{-i\omega(\tau - s)/2}.$$

Если известен коэффициент отражения $r(\omega)$, то функция $H_g = r(\omega)S(\omega)$ будет спектром отраженного сигнала. Возьмем обратное преобразование Фурье от $r(\omega)$ по области положительных частот, получим аналитический сигнал

$$Z(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} H_g(\omega) e^{i\omega t} d\omega.$$

Модуль $|Z(t)|$ аналитического сигнала является искомым огибающей отраженного сигнала. Таким образом, измеряя коэффициент отражения $r(\omega)$ в области положительных частот, можно получить огибающую отраженного импульса, а варьируя параметры ω , Δt , — изменять центральную частоту и длительность падающего сигнала.

В реальных условиях на получаемые экспериментальные результаты оказывают влияния паразитные переотражения в волноведущей системе: отражения от фланцев волноводов, от возбуждающего штыря и т. д. Для того чтобы «очистить» получаемые результаты от паразитных искажений, был применен метод фильтрации во временной области. Рассмотрим подробнее этот метод.

На первом этапе получаем огибающую отраженного широкополосного сигнала. В качестве широкополосного сигнала использовался сигнал с супергауссовым спектром, который имел длительность

$\Delta t \approx \frac{1}{\omega_{\max}} \approx 0.7 \cdot 10^{-10}$ с, ω_{\max} — максимальная частота из диапазона частот проводимых измерений. Пространственное разрешение такого сигнала $\Delta x \approx 25$ мм. Под пространственным разрешением мы понимаем минимальное расстояние между отражающими объектами, при котором времена прихода максимумов отраженных от них импульсов больше Δt . Используя сигнал с супергауссовым спектром, можно различать компоненты сигнала отраженные от разных элементов волноведущей системы. То есть при размерах образца больше Δx и протяженности волноведущей системы много больше Δx можно отделить сигнал, отраженный от исследуемого образца, от сигнала, отраженного от фланцев волноводов и других неоднородностей. Зная коэффициент отражения от пустого волновода и коэффициент отражения при наличии образца и применяя оконные функции, можно подавить практически все паразитные сигналы. Применяя к полученному сигналу прямое преобразование Фурье, получаем коэффициент

отражения $r'(\omega)$ без учета паразитных переотражений.

Используя фильтрацию во временной области, нам удалось исключить из экспериментальных результатов искажения, вызванные неидеальностью волноведущей системы. На рис. 6 приведено сопоставление теоретически рассчитанного коэффициента отражения с экспериментальным коэффициентом отражения до и после фильтрации во временной области.

Используя методику обработки сигнала, описанную выше, в эксперименте была получена огибающая отраженного сигнала от тефлоновой пластинки толщиной 18.9 мм с относительной погрешностью 6%. Пластика была помещена в середину волновода. В качестве падающего сигнала использовался трапецеидальный сигнал длительностью 3 нс, длительность переднего и заднего фронтов сигнала составляла по 1 нс соответственно.

На рис. 7 представлен результат теоретического моделирования и экспериментально измеренный импульс, отраженный от полуволнового слоя. Теоретическая за-

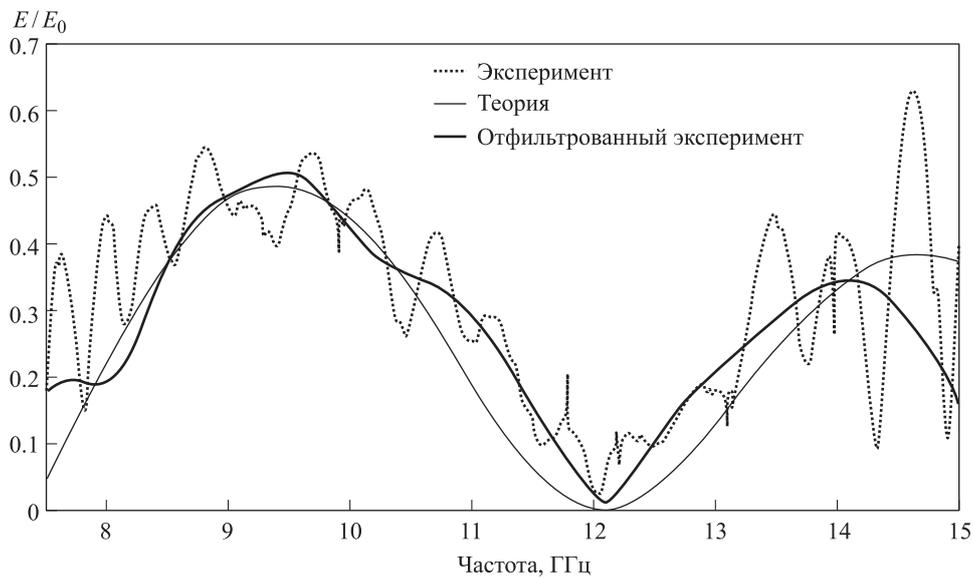


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения от частоты для падающего монохроматического сигнала до фильтрации и после фильтрации

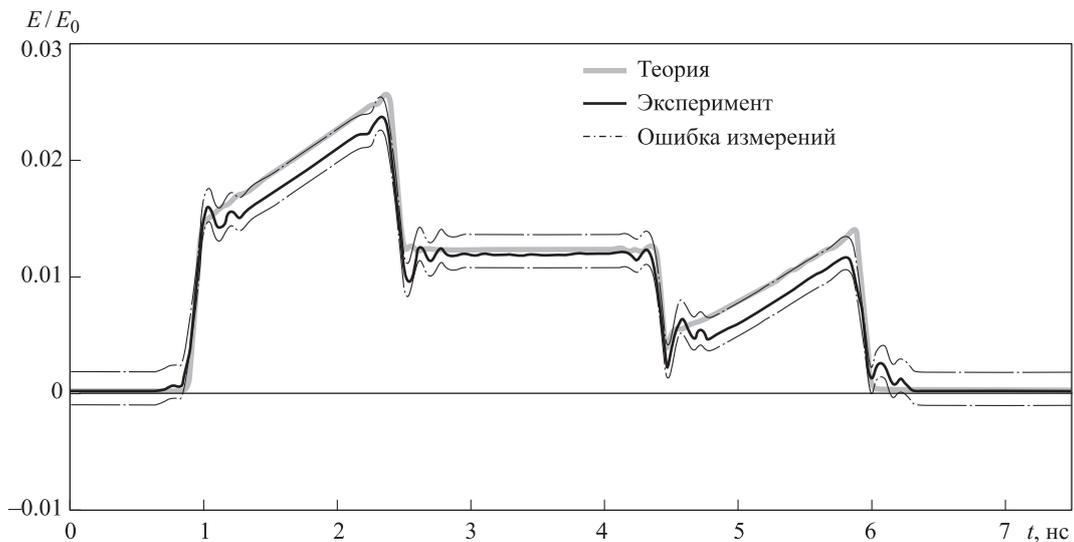


Рис. 7. Огибающая отраженного импульса, теория и эксперимент

висимость была рассчитана для полуволнового слоя со следующими значениями действительной и мнимой относительной диэлектрической проницаемости: $\epsilon' \approx 2$, $\epsilon'' \approx 0.003$.

Как видно на рис. 7, результаты теоретического расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными. Сравнивая результаты расчета с учетом потерь в слое и без учета потерь, видим, что огибающая отраженного сигнала в этих двух случаях существенно отличаются. Данный результат показывает, что даже при наличии малых потерь в слоях структуры необходимо их учитывать.

Заключение

Аналитически было продемонстрировано, что при отражении амплитудно-модулированного сигнала от полуволнового слоя с потерями всегда существует момент времени, когда амплитуда отраженного сигнала стремится к нулю, а его фаза изменяться на π . Получено экспериментальное подтверждение численного и аналитического расчетов. Аналитически, численно и экспериментальные исследования показали, что огибающая отраженного амплитудно-модулированного сигнала существенно изменяет свой вид при наличии даже малых потерь в неотражающей структуре. Причем амплитудный коэффициент отражения линейно зависит

от величины потерь, в то время как формирование фазовой картины интерферирующих волн происходит в этом случае так же, как и при отсутствии потерь.

Следует также отметить эффективность метода временной фильтрации для увеличения точности экспериментальных исследований, применение которого позволяет получить не только качественное, но и хорошее количественное соответствие численных и экспериментальных результатов.

Список литературы

1. Kozar A.V. // Intern. conf. «IQEC/LAT». 2002. **271**. P. 471.
2. Козарь А.В., Горохов П.Н., Бобровников Ю.А. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2002. **66**, № 12. С. 1823.
3. Бобровников Ю.А., Горохов П.Н., Козарь А.В. // Квант. электроника. 2003. **3**, № 11. С. 1019.
4. Козарь А.В., Макаров В.А., Сухоруков А.П. // Науч. конф. «Ломоносовские чтения»: секция физики, подсекция оптики и лазерной физики. Ч. 1. М.: МГУ, 2006.
5. Kozar A.V. // Optical Properties of Spatially-Inhomogeneous Thin Films. German-Russian Lasersymposium 2008 (GRLS-2008). Luebeck; Rostock; Hamburg.
6. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М., 1973.
7. Козарь А.В., Колесников В.С., Пирогов Ю.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1978. № 1. С. 76.
8. Кикоин И.А. Таблица физических величин. М., 1976

Non-stationary reflection of amplitude modulated signal from multilayer structure with loss

A. V. Kozar^a, A. V. Trofimov^b

Department of Photonics and Microwave Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a avk@phys.msu.ru, ^b av.trofimov@physics.msu.ru.

Analytical, numerical and experimental investigation of non-stationary reflection from non-reflecting structure with loss is presented. Trapezoidal electromagnetic pulse with current frequency 12.0961 GHz, fronts duration of 1 ns and whole duration 5 ns was used as test pulse. The analysis and comparison of obtained experimental, analytical and numerical results are performed.

Keywords: interference, non-stationary reflection, multilayer structure.

PACS: 42.65.re, 42.25.Hz, 42.70.Nq.

Received 27 March 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2013).

Сведения об авторах

1. Козарь Анатолий Викторович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зам. декана; тел: (495) 939 55 16, e-mail: avk@phys.msu.ru.
2. Трофимов Алексей Викторович — аспирант; тел: (495) 939 42 09, e-mail: av.trofimov@physics.msu.ru.