

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ОДИНОЧНОГО ИМПУЛЬСА МЕТОДОМ ПАКЕТНОГО СОВПАДЕНИЯ

Для большинства лазерных локационных и дальномерных систем определяющим требованием является высокая точность измерения координат, одна из погрешностей измерения дальности обусловлена ошибками в измерении временных интервалов, соответствующих зонцирующим и отраженным импульсам, а также искажениями этих импульсов. Методы косвенного преобразования, используемые для измерения импульсов малой длительности, основаны на трансформации исходного интервала в другую физическую величину либо в более длительный временной интервал и их измерение. Осуществим масштабное-временное преобразование длительности одиночного импульса при помощи метода пакетного совпадения [1].

Поставленная цель достигается за счет уменьшения шага квантования, являющегося разностно-периодной мерой, создаваемой на двух потоках импульсов стандартной частоты f_0 и потока импульсов частоты f_1 , образованных при помощи задержки исследуемого импульса на линиях задержки.

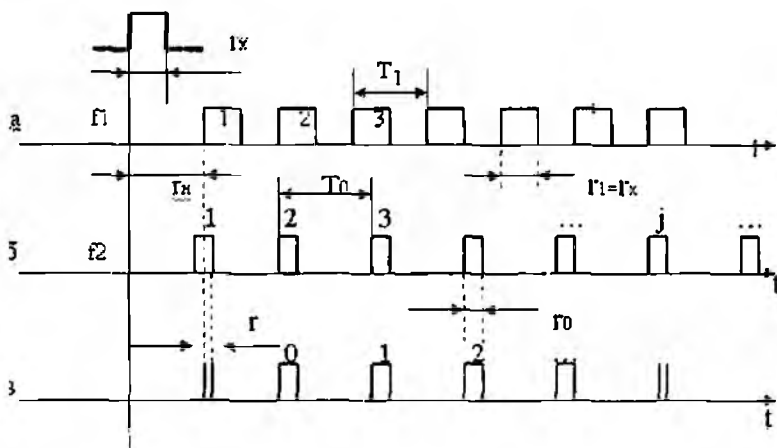


Рис. 1

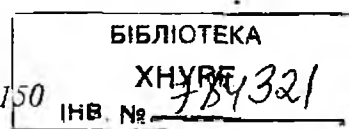
Импульсы стандартной частоты (рис. 1, б) и частоты f_1 поступают на схему совпадения, на выходе которой образуется пакет совпадения (рис. 1, в). При совпадении импульсов длительности τ_0 и τ_1 (рис. 1, а, б), независимо от их соотношения образуется пакет, первый импульс, который имеет длительность $\Delta t = T_1 - T_0$, вторым – импульс длительности $2 \Delta t$ и т.д. до тех пор, пока длительность импульса пакета станет равной τ_0 , (τ_1). Такая же картина наблюдается и в конце пакета, в начале и в конце которого количество таких импульсов равно n для симметричных импульсов. Очевидно, что амплитуды n первых и n последних импульсов пакета являются меньшими по сравнению с n_1 (рис. 1, в) центральными импульсами пакета.

Начальная фаза импульсов, следующих с частотой f_1 , равна t_n , величина которой может быть установлена путем изменения, например, длины первой секции кабельной линии задержки. При этом первый импульс последовательности, следующих с частотой f_1 , обязательно совпадает на величину Δt с первым импульсом последовательности, следующей с частотой f_0 .

Эффективность предлагаемого метода заключается в том, что количество импульсов совпадения может быть сделано сколь угодно большим, а Δt сколь угодно малым, что достигается соответствующим подбором частот f_0 и f_1 .

Рассмотрим пример построения преобразователя, реализующего данный метод (рис. 2).

К источнику измеряемого импульса подключена ЛЗ 2, генератор ударного возбуждения (ГУВ) 1, триггером 7, схема ИЛИ 3. В состав устройства входят также усилитель 6, схемы совпадения 4, 5, счетчики 8 и 9, микропроцессор 10.



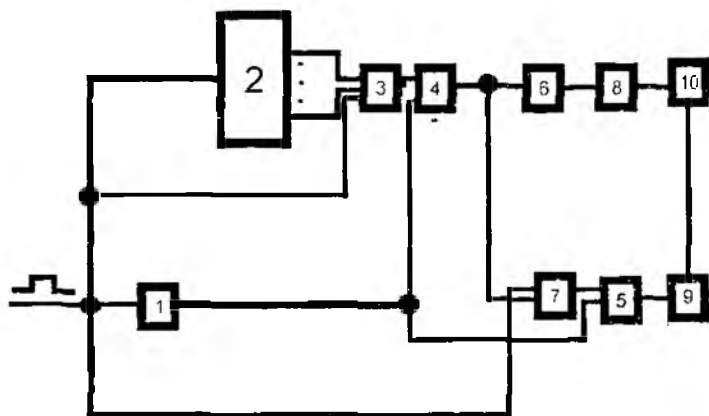


Рис. 2

Измеряемый импульс запускает ГУВ, который представляет собой, например, LC – генератор с контуром ударного возбуждения. Этот же импульс поступает на ЛЗ с отводами промежутков длины, таким образом, чтобы на выходах отводов кабельной линии появилась серия импульсов, временные расстояния между которыми, соответствуют длинам линии между отводами. И оно представляет собой регулярную последовательность периода T_1 .

Начальная фаза этой последовательности импульсов, т.е. положение первого импульса, путем варьирования длины первой секции линии задержки делается такой, чтобы этот импульс обязательно совпадал с первым импульсом ГУВ на величину Δt (рис. 1, в). Для того чтобы осуществлялось это условие, необходимо задаться величиной погрешности измерения, т.е. шагом квантования Δt ; частотой f_0 ГУВ. Тогда начальная фаза серии импульсов на выходе линии задержки будет равна $\tau_H = T_0 + \Delta t$, а период следования импульсов с ЛЗ должен быть $T_1 = T_0 - \Delta t$.

Для обеспечения этого условия необходимо построить линию задержки с длиной первой секции, равной $l_1 = V \cdot \tau_H$ и длинами остальных секций $l = V \cdot T_1$, где V – скорость распространения электромагнитной энергии по кабелю. Число отводов кабеля $M = \tau_{\text{хmax}} / \Delta t$, где $\tau_{\text{хmax}}$ – максимально возможная длительность измеряемого импульса. Общая длина кабеля

$$l_{\text{общ}} = (l-1)M + l_1.$$

Серия импульсов, образовавшаяся на выходе ЛЗ 2, поступает на схему ИЛИ 3 либо на несколько схем ИЛИ таким образом, чтобы коэффициент объединения схемы ИЛИ 3 был большим или равным числу отводов ЛЗ 2.

На выходе схемы 4 образуются импульсы совпадения, которые после усиления усилителем 6 (эмиттерный повторитель) поступают в счетчик 8. В идеальном случае количество этих импульсов представляет собой количество квантов Δt , укладывающихся в длину измеряемого импульса. Однако, вследствие того, что шаг квантования Δt (перекрывание первых пар импульсов) является очень малой величиной, также импульсы не в состоянии превзойти уровень сигнала, необходимый для срабатывания счетчика 8, и потому в нем сосчитают только некоторое количество импульсов n_1 (рис. 1, в), а количества импульсов n в начале и в конце пакета совпадений счетчиком 8 сосчитаны не будут. Тем не менее, очевидно, что при выбранных фазовых соотношениях импульсных потоков (рис. 1, а, б), перекрывание на величину Δt имеет место уже на первой паре импульсов. Этот факт можно зафиксировать не по первому импульсу совпадения (рис. 1, в), а путем организации дополнительной схемы измерения в виде триггера 7, схем 5 и 9, причем триггер 7 S-входом соединен со входом измеряемого импульса τ_x , входом R-с выходом схемы совпадения 4. Благодаря этому счетчик 9 с момента прихода измеряемого импульса считает импульсы ГУВ до тех пор, пока на выходе схемы 4 не образуется достаточно мощный импульс, способный переключить триггер 7. Таким образом, счетчик 9 прекращает счет импульсов ГУВ и в нем фиксируется код n , соответствующий количеству маломощных импульсов в начале пакета совпадений. Очевидно, что для симметричных измеряемых импульсов аналогично счетчик 8 не зафиксирует n маломощных импульсов и в конце пакета совпадений. Показания счетчиков 8 и 9 равны N_1 и N соответственно, они поступают в микропроцессор 10, в котором определяется цифровой эквивалент измеряемого импульса, равный $2N + N_1$ и значение длительности импульса $\tau_x = (2N + N_1) \cdot \Delta t$.

При анализе инструментальных погрешностей основными дестабилизирующими факторами, влияющими на точность преобразования, являются термодинамические шумы и пульсации напряжения питания, накладывающиеся на пороговый уровень на выходных схем совпадений, искажений импульсов в линиях задержки.

Влияние теплового шума при образовании пакетов совпадения проявляется в изменении числа импульсов пакета. Ширина полосы временной неопределенности Δt_m при преобразовании интервала, равного длительности импульса, зависит от крутизны огибающей пакета совпадения и действующего значения термодинамического шума, величина которого определяется следующим образом:

$$U_m = \sqrt{4k\theta_{\Delta f} \cdot R} \quad (1)$$

Полоса частот Δf входящая в выражение (1), определяется шириной спектра импульсов пакета совпадения и зависит от их формы и длительности t_u . При этом произведение $\Delta f \cdot t_u$ для импульсов прямоугольной формы равно единице, а для импульсов треугольной формы $\Delta f t_u = 2$. Треугольная форма импульсов наиболее характерна для устройств наносекундной техники, поэтому примем $\Delta f = 2 / t_u$. Для симметричных треугольных импульсов крутизна фронта нарастания и среза определяется следующим образом:

$$K_u = U_0 / t_{\phi} \quad (2)$$

где U_0 – максимальное значение амплитуды импульсов; t_{ϕ} – длительность фронта импульса.

Тогда временная неопределенность при пересечении импульсов совпадений с пороговым уровнем U_m , образуемая тепловым шумом, составит

$$\Delta t_m = \frac{\sqrt{4k\theta \cdot \Delta f R}}{k_u} \quad (3)$$

При построении калиброванных линий задержки на коаксиальном кабеле калибровка может быть выполнена с точностью 10^{-14} с [77] для временных задержек наносекундного диапазона, что соответствует точности изготовления $0,3 \cdot 10^{-2}$ мм.

Для задержки импульса без искажения его формы используются линейные цепи с распределенными или рассредоточенными параметрами, акустические, оптические линии задержки и т. д. Линии задержки характеризуются временем задержки – время между одинаковыми по уровню значениями входного и выходного импульсов. В большинстве случаев линии задержки обратимы, т.к. их свойства не изменяются при переключении входа и выхода. Поэтому их достаточно характеризовать одним входным сопротивлением. В линиях с распределенными параметрами зависимостью этого сопротивления от частоты обычно можно не считаться.

В наносекундном диапазоне времени задержки в ЛЗ определим скорость распространения электромагнитного поля. Импульсы длительности единицы и доли наносекунд имеют активную ширину спектра до 1 ГГц и выше. В этой области частот значительно возрастает влияние потерь в диэлектрике, а также влияние неоднородностей линии и взаимных помех между коаксиальными цепями. Например, потери в диэлектрике по отношению к потерям в проводниках за счет поверхностного эффекта в обычных коаксиальных линиях на частоте $0,1$ ГГц составляет 20 %, а на частоте 1 ГГц более чем 50 %. Для сверхпроводящих КК потери в диэлектрике в диапазоне частот до 1 ГГц приобретают решающее значение. Например, потери в диэлектрике сверхпроводящей линии на частоте $0,1$ ГГц превышают потери в проводниках на порядок, а на частоте 1 ГГц примерно равны потерям в проводниках. Таким образом, для высокоскоростных КК при расчете искажений импульсов необходимо учитывать наряду с потерями в проводниках на поверхностный эффект, потери на поляризацию в диэлектрике. Расчеты показали, что для КК сечением $5/21$ мм и менее при использовании импульсов прямоугольной формы длительностью $0,1$ нс и более высшие типы волн не возникает, следовательно, ВХЛ таких линий являются монотонными функциями.

Поскольку затухание в линиях с распределенными параметрами невелико, при анализе и расчете линий потерями часто пренебрегают. В качестве линий задержки наибольшее распространение получили коаксиальные, полосковые и спиральные линии.

Потери в проводниках линии и диэлектрике, как показывают экспериментальные исследования и расчеты, влияют, в основном, на затухание α , ограничивая полосу пропускания линии. При задержке импульсных сигналов изменение их формы почти целиком будет определяться амплитудно-частотными искажениями. Поэтому переходная характеристика коаксиального кабеля зависит от его длины.

При анализе и расчете коаксиальных линий задержки точные формулы для расчета затухания получить не удастся, так как потери в линиях сложным образом, трудно поддающимся количественной оценке, зависят от ее конструкции и частоты. Наиболее полное описание искажений наносекундных импульсов при прохождении их по коаксиальному кабелю получены в работе [2].

Показано, что при прохождении наносекундных импульсов через отрезки коаксиального кабеля наблюдаются искажения их формы, если длительность импульса порядка наносекунды и менее. При этом необходима оценка искажений импульсов в кабеле при учете потерь, как в проводниках, так и в диэлектрике до частоты порядка 10^{10} Гц.

Волоконно-оптические ЛС обладают рядом преимуществ по сравнению с обычными кабельными ЛС: большей шириной полосы частот, световоды свободны от индуктивных помех и перекрестных искажений.

Временные свойства цепи связи определяются ее переходной функцией $h(t)$ или импульсной переходной функцией $g(t) = dh(t)/dt$. Для нахождения сигнала на выходе линии связи применяется обычно операторный или спектральный метод, основанный на преобразованиях Лапласа или Фурье, или временной метод, основанный на использовании интеграла Дюамеля. Конечный результат в обоих случаях эквивалентен, выбор одного из методов зависит обычно от удобства вычислений.

При нахождении искажений импульсов в линиях связи воспользуемся методикой, изложенной в [2].

Входные импульсы, имеющие простую форму (близкую к прямоугольной или трапециевидальной), можно описать аналитически:

$$U_{bx}(t) = U_{kbx} \left[\operatorname{erfc} \frac{\delta}{2\sqrt{t}} - \operatorname{erfc} \frac{\delta}{2\sqrt{t-t_u}} \right], \quad (4)$$

где $U_{kbx} = K_v U_{bx}$; U_{bx} – максимальное значение входного импульса; K_v – поправочный коэффициент аппроксимации; t_u – длительность импульса.

Для удобства использования выражения (4) перейдем к нормированному времени $q = t/\delta\sqrt{x}$, где $\tau/\delta\sqrt{x} = \delta^2/4$. Тогда

$$U_{bx}(q) = U_{kbx} \left[\operatorname{erfc} \frac{\delta}{\sqrt{q}} - \operatorname{erfc} \frac{\delta}{\sqrt{q - q_{ubx}}} \right], \quad (5)$$

где $q_{ubx} = t_u/\tau\delta\sqrt{x}$.

Функция $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$, $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-y^2} dy$ – интеграл вероятности или функции Лапласа.

Параметр δ характеризует длительность фронта входного импульса. В случае нарастания фронта от 0 до 0,7 своего максимального значения $\delta = 0,53\sqrt{t_{0,7}}$; $\tau/\delta\sqrt{x} = 0,0717 t_{0,7}$.

Коэффициент $K_v = 1/\operatorname{erfc}(1/0,7q_{ubx})$. Выражение для расчета искажений импульсов в линии определяется следующим образом:

$$U_{hbx}(q_{1\delta}) = U_{kbx} [h(q_{1\delta}) - h(q_{1\delta}) - h(q_{1\delta} - q_{ub\delta})], \quad (6)$$

где $q_{ub\delta} = t_u/\tau\delta$.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что за время от $1,2 \cdot 10^{-11}$ с до $2,4 \cdot 10^{-10}$ с на выходе кабеля крутизна фронта нарастания выходного сигнала достаточно для срабатывания схем совпадения при образовании временных интервалов.

Временная неопределенность за счет искажения импульсов в ЛЗ составила величину $\Delta T_{\text{лз}} = 1,2 \cdot 10^{-13}$ с.

Список литературы: 1. Пат. №2012025РФ, МКИ G 04 F 10/04 / О.И. Кадацкая, А.И. Каменюка, Е.А. Канарейкина. Способ измерения длительности одиночного импульса и устройство для его осуществления // (Украина): №4912393; Заявл. 20.01.91; Оpubл. 30.04.94, Бюл. №8. 18с. 2. Андреев В. А. Временные характеристики коаксиальных линий связи. М.: Радио и связь, 1986. 104с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 05.06.2007