

15
M42



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

С.В. Медведь, Е.Б. Озеров

1171

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКЦИИ РАЗЪЕМА НА ПЕРЕДАЧУ ИМПУЛЬСОВ

Дубна 1963 год

С.В. Медведь, Е.Б. Озеров

1171

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКЦИИ РАЗЪЕМА
НА ПЕРЕДАЧУ ИМПУЛЬСОВ

Объединенный институт
военных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963 год

8
1790/4 '8

А н н о т а ц и я

В работе исследуется влияние несоответствия волновых сопротивлений разъема и кабеля и потерь в материале изолятора на форму передаваемых импульсов. Показано, что при определенном соотношении времени нарастания импульса и времени двойного пробега волны через разъем, волновое сопротивление которого не согласовано с кабелем, искажения импульса, а также отражения от разъема могут быть сделаны достаточно малыми. Показано, что применение в качестве изоляторов разъема низкочастотных диэлектриков со значительными потерями не вносит существенных искажений в передаваемый сигнал.

Известно, что даже точно согласованный с волновым сопротивлением кабеля разъем вносит искажения в передаваемый сигнал, так как его затухание, обусловленное сопротивлением проводников, зависит от времени при передаче видеоимпульса /или, соответственно, от частоты при передаче спектра частот/. В том случае, когда потери в диэлектрике также зависят от времени, будут возникать дополнительные искажения сигнала. Несоответствие волнового сопротивления разъема волновому сопротивлению кабеля вызовет отраженные сигналы, что также приведет к искажению формы переданного сигнала. Наконец, если относительная диэлектрическая проницаемость ϵ изолятора разъема меняется во время действия импульса, то будет меняться и волновое сопротивление разъема /если рассматривать разъем как отрезок коаксиальной линии/, а, следовательно, будут существовать отражения, искажающие форму переданного сигнала. Последнее следует из того, что волновое сопротивление Z_0 коаксиальной линии определяется формулой

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{D}{d},$$

где d - внешний диаметр внутреннего проводника, D - внутренний диаметр наружного проводника, ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость изолятора^{х/}. Естественно, что если в качестве материала изолятора применяется неполярный диэлектрик /типа тефлона или полистирола/, потери в котором малы, а диэлектрическая проницаемость не меняется во время действия импульса, и если волновые сопротивления разъема и кабеля равны, то искажения импульса будут минимальными. Они будут обусловлены только резкими переходами между отдельными участками разъема. Однако высокочастотные диэлектрики либо менее теплостойки, либо более дефицитны и, обычно, менее технологичны, чем низкочастотные /например, пресс-порошки/. Что касается согласования разъема с кабелем, то даже элементарный расчет показывает, что для кабелей с большим волновым сопротивлением /например, РК-50 и даже РК-2/ отношение D/d получается слишком большим. Это приводит к тому, что либо разъем имеет большой наружный диаметр и становится громоздким, либо его внутренний контакт имеет малый диаметр и становится непрочным и малонадежным. Отсюда ясно, что с конструктивной точки зрения разъем должен иметь малое волновое сопротивление.

^{х/} Заметим, что в абсолютной практической системе единиц МКСА /в рационализованной форме/, которая узаконена ГОСТ 8033-56 "Электрические и магнитные единицы" и ГОСТ 9867-61 "Международная система единиц", диэлектрическая проницаемость является величиной размерной и записывается в виде $\epsilon_0 \epsilon$, где ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость, безразмерная величина, совпадающая с величиной диэлектрической проницаемости в системе СГС /обычно проводимой в таблицах/; а ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi^2 c^2}$ ф/м, где c - скорость света в м/сек. В данном случае величина $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}}$ входит в числовой коэффициент 60.

В соответствии с вышесказанным данная работа имеет целью:

а/выяснить влияние величины волнового сопротивления разъема на передачу импульса;

б/ выяснить, возможно ли применение такого широко распространенного и технологического материала, как пресс-порошок К-21-22, для изготовления изолятора разъема.

1. Влияние величины волнового сопротивления.

Разъем, волновое сопротивление которого отличается от волнового сопротивления кабеля, можно рассматривать как отрезок линии с волновым сопротивлением Z_{B_2} , включенный в линию с волновым сопротивлением Z_{B_1} . Процесс образования проходящей и отраженной волн удобно рассматривать с помощью так называемой "скрещенной" диаграммы^{/1/}, изображенной на рис.1. Из рисунка видно, что если из участка 1 на участок 2 падает прямоугольная волна с амплитудой, равной единице, то на участке 2 будет двигаться в прямом направлении волна с амплитудой, равной k_{12} , а на участке 1 - отраженная волна с амплитудой k_{121} . Прямая волна на участке 2 частично отразится от границы 2-3, а другая ее часть будет двигаться в прямом направлении на участке 3. Амплитуды прямой и отраженной волн будут равны, соответственно, $k_{12} k_{21}$ и $k_{12} k_{212}$. Аналогично можно определить амплитуды всех остальных волн, учитывая, что волновое сопротивление участка 3 равно волновому сопротивлению участка 1. Выходное напряжение можно представить в виде

$$U_3 = k_{12} k_{21} \sum_{n=0}^{\infty} k_{212}^{2n} [t - (2n+1)t_{np_2}] \quad /1/$$

Здесь $k_{212} [t - (2n+1)t_{np_2}]$ равно нулю при $t < (2n+1)t_{np_2}$ и равно k_{212} при $t > (2n+1)t_{np_2}$, а t_{np_2} - время пробега волны по участку 2. Отраженную волну напряжения на участке 1 можно представить в виде:

$$U_1 = -k_{212} + k_{212} k_{12} k_{21} \sum_{n=0}^{\infty} k_{212}^{2n} [t - 2(n+1)t_{np_2}] \quad /2/$$

учитывая, что

$$k_{121} = \frac{Z_{B_2} - Z_{B_1}}{Z_{B_2} + Z_{B_1}} = - \frac{Z_{B_1} - Z_{B_2}}{Z_{B_1} + Z_{B_2}} = -k_{212} \quad /3/$$

Коэффициенты k_{12} и k_{21} находятся по формулам:

$$k_{12} = \frac{2Z_{B_2}}{Z_{B_1} + Z_{B_2}} \quad k_{21} = \frac{2Z_{B_1}}{Z_{B_1} + Z_{B_2}} \quad /4/$$

Однако удобнее пользоваться безразмерной величиной - отношением волнового сопротивления разъема к волновому сопротивлению кабеля. Обозначим $\frac{Z_{B_2}}{Z_{B_1}} = m$, тогда коэффициенты запишутся в виде

$$k_{12} = \frac{2m}{1+m} \quad ; \quad k_{21} = \frac{2}{1+m} \quad k_{212} = \frac{1-m}{1+m} \quad /5/$$

Подставляя значения коэффициентов k_{12} , k_{21} и k_{212} , вычисленные по формулам /5/, в выражения /1/ и /2/, найдем амплитуды прошедшей и отраженной волн для различных m и разных моментов времени. Зависимость амплитуды прошедшей волны от m и t показана на рисунке 2, а отраженной - на рисунке 3. На рисунке 4 показаны, соответственно, форма прошедшей и отраженной волн для $m = 0,2$ и прямоугольной входной волны. Очевидно, что таким же образом, суммируя отдельные прошедшие и отраженные волны, можно рассчитать форму прошедшей и отраженной волн для входной волны любого другого вида. Была определена форма прошедшей и отраженной волн для случая подачи на вход волны постоянной амплитуды с линейным фронтом нарастания. Форма прошедшей и отраженной волн показана на рис. 5 для случая, когда $t_{\varphi} = 2 t_{np_2}$ /сплошная кривая 1/, и для случая $t_{\varphi} = 4 t_{np_2}$ /пунктирная кривая 2/. Из этого рисунка видно, что амплитуда отраженной волны уменьшается с увеличением длительности фронта. Однако судить об искажении фронта прошедшей волны по этому рисунку трудно. Влияние величины $s = \frac{t_{\varphi}}{2 t_{np_2}}$ на фронт прошедшей волны более наглядно показано на рис. 6. На этом рисунке показаны волны, прошедшие через три разных разъема с разным временем прохождения волны через разъем /входное напряжение одно и то же во всех трех случаях/. Для кривой 1 время прохождения $t_{np_2} \ll t_{\varphi}$, т.е. $s = \infty$, для кривой 2 $s = 2$, а для кривой 3 $s = 1$. Из рисунка видно, что чем меньше отношение $s = \frac{t_{\varphi}}{2 t_{np_2}}$, тем сильнее искажается фронт прошедшей волны. Представляет интерес зависимость амплитуды отраженной волны от m и отношения $s = \frac{t_{\varphi}}{2 t_{np_2}}$. Для определения амплитуды воспользуемся тем свойством, что волну с линейно нарастающим фронтом можно представить в виде суммы двух напряжений

$$U(t) = U'(t) + U''(t),$$

где $U'(t) = at$, $U''(t) = 0$

при $t < t_{\varphi}$, и $U''(t) = a(t - t_{\varphi})$

при $t > t_{\varphi}$

Очевидно, что такое положение справедливо и для отраженных волн. Учитывая это, запишем выражение /2/ в виде:

$$U_1 = k_{212} \left\{ -\frac{t}{t_{\varphi}} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12} \cdot k_{21} \cdot k_{212}^{2n}}{t_{\varphi}} [t - 2(n+1)t_{np_2}] + \frac{t - t_{\varphi}}{t_{\varphi}} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12} \cdot k_{21} \cdot k_{212}^{2n}}{t_{\varphi}} [t - 2(n+1)t_{np_2} - t_{\varphi}] \right\}. \quad /6/$$

Здесь в отличие от случая прямоугольной волны

$$k_{12} k_{21} k_{212}^{2n} [t - 2(n+1)t_{np_2}] = 0 \quad \text{при} \quad t < 2(n+1)t_{np_2}$$

$$k_{12} k_{21} k_{212}^{2n} [t - 2(n+1)t_{np_2} - t_{\varphi}] \quad \text{при} \quad t < 2(n+1)t_{np_2} + t_{\varphi}$$

и равны $k_{12} k_{21} k_{212}^{2n} \frac{t - 2(n+1)t_{np_2}}{t_{\varphi}} \quad \text{при} \quad t > 2(n+1)t_{np_2}$

$$\text{и } k_{12} k_{21} k_{212}^{2n} \cdot \frac{t - 2(n+1)t_{np_2} - t_{\varphi}}{t_{\varphi}} \quad \text{при } t > 2(n+1)t_{np_2} + t_{\varphi}.$$

То же самое для выражения $\frac{t - t_{\varphi}}{t_{\varphi}}$.

Величины $1/t_{\varphi}$ и $k_{12} k_{21} k_{212}^{2n} / t_{\varphi}$ можно рассматривать как угловые коэффициенты соответствующих прямых. Можно показать, что напряжение отраженной волны достигает максимума в момент времени $t = t_{\varphi}$, чем и можно воспользоваться для определения амплитуды отраженной волны. Положим для простоты, что t_{φ} кратно $2t_{np_2}$ и, следовательно, $t_{\varphi} = s \cdot 2t_{np_2}$. Максимальное напряжение отраженной волны в момент времени $t = t_{\varphi}$ легко найти по формуле /6/. Оно будет, очевидно, равно:

$$U_{1 \text{ макс.}} = -k_{212} \left\{ 1 - \frac{k_{21} \cdot k_{12}}{s} \sum_{n=0}^{s-1} k_{212}^{2n} [(s-1)-n] \right\}.$$

Но выражение $\sum_{n=0}^{s-1} k_{212}^{2n} [(s-1)-n]$

есть не что иное, как арифметико-геометрическая прогрессия с

$$q = k_{212}^2, \quad a = (s-1) \quad r = -1.$$

Используя формулу для ее суммы, получим

$$U_{1 \text{ макс.}} = -k_{212} \left\{ 1 - \frac{k_{12} k_{21}}{s} \left[\frac{s-1}{1 - k_{212}^2} - \frac{k_{212}^2 [1 - k_{212}^{2(s-1)}]}{(1 - k_{212}^2)^2} \right] \right\}.$$

Преобразуем полученное выражение /учитывая, в частности, что $k_{12} k_{21} = 1 - k_{212}^2$ /.

В итоге получим:

$$U_{1 \text{ макс.}} = -\frac{k_{212}}{s} \cdot \frac{1 - k_{212}^{2s}}{1 - k_{212}^2}.$$

По данной формуле были рассчитаны кривые, показывающие зависимость максимальной амплитуды отраженной волны от m и s . Эти кривые показаны на рис. 7.

2. Влияние свойств диэлектрика на передачу импульса.

Основными характеристиками диэлектрика являются частотные зависимости относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ и тангенса угла потерь $\text{tg } \delta(\omega)$. Воспользовавшись этими зависимостями, можно с помощью интеграла Фурье найти переходную характеристику элемента, зависящего от свойств диэлектрика. Однако более логичен прямой путь — выяснение параметров, характеризующих диэлектрик в импульсном режиме, и определение численных величин этих параметров /или хотя бы порядка этих величин/. Этот путь оправдан еще и тем обстоятельством, что для низкочастотных диэлектриков не приводятся частотные зависимости, о которых шла речь выше, а даются значения ϵ и $\text{tg } \delta$ для одной, максимум, для двух частот. Так, для пресс-порошка К-21-22 имеются в литературе следующие данные: состав пресс-порошка, приведенный в /2/:

| | | |
|----------------------------|---|-------|
| фенолформальдегидной смолы | - | 49,2% |
| древесной муки | - | 43,4% |
| прочих примесей | - | 7,4% |

значения ϵ и $\text{tg } \delta$ для частот 50 гц и 1 Мгц /3/:

$$\text{при } 50 \text{ гц} \quad \epsilon = 7,5 - 9,6 \quad \text{tg } \delta = 0,09$$

$$\text{при } 1 \text{ Мгц} \quad \epsilon = 5,4 \quad \text{tg } \delta = 0,042 .$$

Исходя из этих данных, можно определить порядок тех величин, которые характеризуют диэлектрик в импульсном режиме, но для этого необходимо обратиться к физике диэлектриков, в частности, рассмотреть явление диэлектрической поляризации. Явление диэлектрической поляризации состоит в том, что на гранях диэлектрика, перпендикулярных направлению электрического поля, появляется поверхностный заряд. Вследствие этого на обкладках конденсатора, пространство между которыми заполнено диэлектриком, появляется дополнительный заряд, компенсирующий поверхностный заряд диэлектрика. Такое увеличение заряда рассматривается как увеличение емкости конденсатора по сравнению с вакуумным конденсатором той же формы и размеров, обусловленное увеличением диэлектрической проницаемости материала по сравнению с диэлектрической проницаемостью вакуума.

Существуют различные виды диэлектрической поляризации^{/4/}, которые можно разделить на две группы. К первой группе относятся, в частности, электронная и ионная поляризации, которые наблюдаются во всех диэлектриках и устанавливаются за время меньшее, чем 10^{-13} сек. Ввиду такого малого времени установления можно считать /независимо от закона, по которому изменяется во времени поляризация/, что составляющая диэлектрической проницаемости, обусловленная указанными видами поляризации, достигает конечного значения мгновенно и не меняется, в дальнейшем, со временем. Ясно также, что величина этой составляющей не будет зависеть от частоты приложенного переменного напряжения вплоть до частот порядка 10^{11} гц /область миллиметровых волн/, поэтому соответствующую составляющую относительной проницаемости часто обозначают ϵ_{∞} .

Изменение диэлектрической проницаемости во времени /и, соответственно, с частотой/ обусловлено относящимися ко второй группе различными видами релаксационной поляризации. Их общим свойством является то, что поверхностный заряд изменяется во времени по закону

$$Q(t) = Q_n \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right),$$

где τ_p - время релаксации, Q_n - полный заряд.

В твердых полярных полимерах /ниже точки размягчения/ и в диэлектриках на основе целлюлозы существует, кроме электронной и ионной, еще дипольно-радикальная поляризация, т.е. релаксационная поляризация, обусловленная поворотом полярных радикалов по отношению ко всей молекуле, которая остается неподвижной. Время релаксации $10^{-12} - 10^{-8}$ сек.

В диэлектриках, неоднородных по своему составу /например, представляющих смесь двух диэлектриков/, существует, кроме вышеуказанных, еще структурная поляризация. Она вызывается тем, что движущиеся под действием поля носители тока накапливаются у границы раздела двух сред, обладающих разной электропроводностью, образуя объемный заряд. Диполи, образованные такими зарядами, имеют большие размеры и, вследствие этого, время релаксации может достигать значений около 10^{-3} сек. Известно, что ток в электрической цепи для любого вида приложенного напряжения можно опреде-

лить с помощью интеграла Дюамеля, если известен ток, возникающий в этой цепи от единичного перепада напряжения /будем называть его единичным током/. Поэтому важно определить единичный ток конденсатора, диэлектрик которого обладает релаксационной поляризацией. Для упрощения будем рассматривать идеализированный диэлектрик, т.е. диэлектрик, в котором существует релаксационная поляризация с одним значением времени релаксации, а остальными видами /в том числе и быстрой поляризацией/ можно пренебречь. В этом случае ток конденсатора, к которому в момент времени $t = 0$ приложено постоянное напряжение, равное U /при условии, что сопротивление подводящих проводов равно нулю/, можно определить по формуле

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_n}{\tau_p} e^{-\frac{t}{\tau_p}} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}}.$$

Учитывая, что $I = Ug$, где g - проводимость, можно написать

$$g(t) = g e^{-\frac{t}{\tau_p}}.$$

Очевидно, что подобную же формулу можно написать и для удельной проводимости диэлектрика

$$\gamma(t) = \gamma e^{-\frac{t}{\tau_p}}.$$

С другой стороны, изменение заряда во времени при постоянном напряжении и отсутствии сопротивления подводящих проводов означает изменение $\epsilon_0 \epsilon$ во времени, т.е.

$$\epsilon_0 \epsilon(t) = \epsilon_0 \epsilon_n (1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}}).$$

Очевидно, что поведение диэлектрика, при действии на него единичного перепада напряжения, полностью определяется величинами $\epsilon_0 \epsilon_n$, γ и τ_p . Зная эти величины, можно определить все электрические параметры диэлектрика при помощи интеграла Дюамеля, при любой форме напряжения. Однако поскольку в литературе приводятся параметры ϵ и $\text{tg } \delta$ для случая, когда к диэлектрику приложено синусоидальное напряжение, то следует, в первую очередь, рассмотреть этот случай. Зависимость плотности тока через идеализированный диэлектрик от частоты для синусоидального приложенного напряжения была рассчитана в ^{15/}. Расчет, проведенный с помощью интеграла Дюамеля, дает следующий конечный результат:

$$\begin{aligned} I(t) &= j\omega \gamma E_m \int_{-\infty}^t e^{j\omega r - \frac{t-r}{\tau_p}} dr = E_m e^{j\omega t} \left(\frac{\omega^2 \tau_p^2 \gamma}{1 + \omega^2 \tau_p^2} + j \frac{\omega \tau_p \gamma}{1 + \omega^2 \tau_p^2} \right) = \\ &= E_m \frac{\omega^2 \tau_p^2 \gamma}{1 + \omega^2 \tau_p^2} e^{j\omega t} + j E_m \frac{\omega \tau_p \gamma}{1 + \omega^2 \tau_p^2} e^{j\omega t}. \end{aligned}$$

Здесь ω - круговая частота приложенного напряжения, E_m - амплитуда напряженности электрического поля. Из этого выражения сразу видно, что ток имеет активную и реактивную составляющие, т.е. в диэлектрике, обладающем релаксационной поляризацией, возникают, даже в случае отсутствия сквозной проводимости, потери мощности. Отношение I_a / I_p активной составляющей тока к реактивной называется тангенсом угла потерь, $\text{tg } \delta$, который является, таким образом, производным параметром по отношению к γ .

Сравним амплитуду плотности реактивной составляющей тока

$$I_{pm} = \omega E_m \frac{\tau_p \gamma}{1 + \omega^2 \tau_p^2}$$

с амплитудой плотности реактивного тока, протекающего через конденсатор /в простейшем случае - плоский/. Последняя определяется следующим выражением

$$I_{pm} = \frac{U_m \omega C}{S} = \omega \cdot \frac{U_m}{d} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{S}$$

Или, учитывая, что $U_m / d = E_m$

$$I_{pm} = \omega E_m \epsilon_0 \epsilon$$

Здесь C -емкость конденсатора, U_m -амплитуда приложенного напряжения, d -расстояние между пластинами, S -площадь пластин. Сопоставляя два выражения для

I_{pm} , получаем:

$$\epsilon_0 \epsilon = \frac{r_p \gamma}{1 + \omega^2 r_p^2}$$

В данном случае, поскольку рассматривается идеализированный диэлектрик, под $\epsilon_0 \epsilon$ понимается не полная диэлектрическая проницаемость, а лишь проницаемость, обусловленная релаксационной поляризацией. Полученная формула определяет частотную зависимость релаксационной составляющей диэлектрической проницаемости, и, наоборот, зная частотную зависимость релаксационной составляющей, можно найти величины r_p и γ . В реальном диэлектрике полная диэлектрическая проницаемость определяется всеми существующими видами поляризации. Строго говоря, нельзя считать, что полная диэлектрическая проницаемость равна арифметической сумме составляющих, обусловленных разными видами поляризации, но приближенно, особенно в том случае, когда времена релаксации сильно различаются, можно полагать, что при данной частоте

$$\epsilon_0 \epsilon = \epsilon_0 \epsilon_\infty + \frac{r_A \gamma_A}{1 + \omega^2 r_A^2} + \frac{r_c \gamma_c}{1 + \omega^2 r_c^2} = \epsilon_0 (\epsilon_\infty + \epsilon_A + \epsilon_c),$$

что ясно из рисунка 8. В этой формуле ϵ_A , r_A , γ_A и ϵ_c , r_c , γ_c составляющая диэлектрической проницаемости, время релаксации и проводимость, соответственно, для дипольно-радикальной и структурной поляризации. Так как имеются два значения ϵ для двух разных частот, то подставляя эти значения ϵ и ω в выражение

$$\frac{r_c \gamma_c}{1 + \omega^2 r_c^2} = \epsilon_0 [\epsilon - (\epsilon_\infty + \epsilon_A)],$$

получим систему двух уравнений с двумя неизвестными r_c и γ_c . Решая ее, найдем их значения. Однако для решения уравнений необходимо знать величину $(\epsilon_\infty + \epsilon_A)$, т.е. величину диэлектрической проницаемости, обусловленной электронной, ионной и дипольно-радикальной поляризацией. Эту величину можно вычислить, воспользовавшись тем обстоятельством, что пресс-порошок представляет собой двухфазную статическую смесь.

Общую диэлектрическую проницаемость такой смеси можно определить по формуле

В.И. Оделевского:

$$\epsilon = A + \sqrt{A^2 + \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{2}},$$

где

$$A = \frac{(3\theta_1 - 1)\epsilon_1 + (3\theta_2 - 1)\epsilon_2}{4},$$

θ_1 и θ_2 - объемные концентрации фаз в долях единицы. Зависимость ϵ от частоты

для дерева приведена в ^{16/}, а для фенолформальдегидной смолы - в ^{17/}. Так как $(\epsilon_{\infty} + \epsilon_{\Delta})$ не меняется по величине до частот порядка 10^7 гц вследствие малой величины τ_{Δ} , достаточно найти лишь одно значение $(\epsilon'_{\infty} + \epsilon_{\Delta})$. Подставляя значения ϵ компонент при 1 Мгц в формулу Оделевского, получим значение $(\epsilon_{\infty} + \epsilon_{\Delta})$ для частоты 1 Мгц, равное 3. Решая систему уравнений, найдем значение $\tau_{\epsilon} = 0,3$ мксек и $\gamma_{\epsilon} = 0,31 \cdot 10^{-5}$ 1/ом.см. К сожалению, нельзя таким путем определить γ_{Δ} , так как нет данных об $\epsilon_0 \epsilon$ обеих компонент, составляющих пресс-порошок, для частот выше 10^9 гц. Следовательно, нельзя определить составляющую $\epsilon_0 \epsilon$, обусловленную электронной и ионной поляризацией, и нельзя выделить составляющую, обусловленную дипольно-радикальной поляризацией. Однако, хотя и с меньшей точностью, последнюю составляющую можно определить, исходя из соображений, приведенных ниже.

Известно, что относительная диэлектрическая проницаемость неполярных диэлектриков /типа полистирола, полиэтилена и т.д./ лежит в пределах 2,3-2,5, причем полагают, что разброс вызван наличием примесей. В частности, для очищенного полиэтилена $\epsilon = 2,3$ и не зависит от частоты ^{17/}. Полагая, что $\epsilon = 2,3$ вызвана электронной и ионной поляризацией и одинакова для всех полимеров, получим, что составляющая $\epsilon_0 \epsilon$, обусловленная дипольно-радикальной поляризацией, равна $0,7 \epsilon_0$. Однако ввиду отсутствия сведений о частотной зависимости ϵ нельзя определить одновременно обе величины τ_{Δ} и γ_{Δ} . Поэтому вычислим γ_{Δ} в предположении, что время релаксации равно определенной величине. Ориентировочные данные о величине времени релаксации можно получить из работы ^{18/}. Для простых органических диэлектриков это время равно $3 \cdot 10^{-11}$ сек, для более сложных - доходит до $0,5 \cdot 10^{-9}$ сек. Считая, что время релаксации равно 10^{-8} сек, получим значение $\gamma_{\Delta} = 0,62 \cdot 10^{-3}$ 1/ом.м = $0,62 \cdot 10^{-5}$ 1/ом.см. Если примем τ_{Δ} равным 10^{-9} сек, то получим, соответственно, $\gamma_{\Delta} = 0,62 \cdot 10^{-4}$ 1/ом.см. Теперь, используя полученные данные, можно оценить, сколь велики будут искажения передаваемого импульса, вызванные применением "плохого" диэлектрика. В первую очередь, рассмотрим, как влияет на форму импульса изменение диэлектрической проницаемости во времени. Ясно, что волновое сопротивление участка с диэлектриком будет уменьшаться с течением времени, что приведет к дополнительным отражениям и к дополнительному искажению формы импульса. Изменение $\epsilon_0 \epsilon$, обусловленное структурной поляризацией, будет значительным лишь при большой длительности фронта. Однако, как уже было показано выше, форма импульсов с большим временем нарастания мало искажается даже при больших отклонениях волнового сопротивления разъема от волнового сопротивления кабеля. Если же время нарастания мало, то и изменение $\epsilon_0 \epsilon$, вызванное структурной поляризацией, будет малым. Так, за время 10^{-8} сек эта составляющая $\epsilon_0 \epsilon$ изменится всего лишь на $0,18 \epsilon_0$. Совсем по-иному обстоит дело для изменения составляющей $\epsilon_0 \epsilon$, вызванной дипольно-радикальной поляризацией. Так как действительное время релаксации неизвестно, то будем рассматривать наихудший случай, полагая, что полное изменение этой составляющей происходит за время, равное времени нарастания импульса. Тогда, в соответствии с вышесказанным, начальное значение относительной диэлектрической проницаемости равно 2,3, а конечное - 3,2. Соответственно, конечное значение волнового сопротивления

для участка с диэлектриком будет равно 0,85 от начального. Как видно из рисунка 2, это вызовет уменьшение амплитуды первой волны на 10%, что во многих случаях допустимо. Однако, если выбрать геометрические размеры участка с диэлектриком так, чтобы его волновое сопротивление было равно волновому сопротивлению всего разъема при некотором среднем значении ϵ /например, при $\epsilon = 2,8$ /, то отклонения Z_B составят всего 6-8%, и, соответственно, увеличится амплитуда первой волны. Строго говоря, участок разъема с диэлектриком нельзя рассматривать как линию /ввиду малого отношения длины к диаметру/ и его следовало бы рассматривать с точки зрения теории электромагнитного поля. Однако вполне естественно считать, что в реальном разъеме не будет столь резкого и глубокого изменения волнового сопротивления на такой малой длине; формальный подход дает в этом случае заниженный результат, что и оправдывает его применение.

Посмотрим далее, как зависит амплитуда и форма импульса от проводимости диэлектрика. Известно, что преобразованное напряжение \bar{u}_x падающей волны в точке x длиной линии определяется выражением /9/

$$\bar{u}_x = B e^{-\nu x},$$

где B - коэффициент, зависящий от граничных условий, а ν - коэффициент распространения, определяемый формулой:

$$\nu = \sqrt{(pL + r)(pC + g)}.$$

В последней формуле p - комплексная переменная, L , C , g , r - погонные параметры линии. Волновое сопротивление линии определяется выражением

$$Z_B = \sqrt{\frac{pL + r}{pC + g}}.$$

Рассмотрим величину

$$\nu = \sqrt{p^2 LC + pLg + prC + rg} = p\sqrt{LC} \cdot \sqrt{1 + \frac{g}{pC} + \frac{r}{pL} + \frac{rg}{p^2 LC}}.$$

Учитывая, что действительная часть p может быть сделана достаточно большой и поэтому $\frac{g}{pC} \ll 1$ и $\frac{r}{pL} \ll 1$ и пренебрегая $\frac{rg}{p^2 LC}$ - величиной второго порядка малости по сравнению с единицей, можно написать:

$$\nu = p\sqrt{LC} \left[1 + \frac{g}{2pC} + \frac{r}{2pL} \right] = p\sqrt{LC} + \left[\frac{g}{2} \cdot \frac{\sqrt{LC}}{C} + \frac{r}{2} \frac{\sqrt{LC}}{L} \right]$$

или

$$\nu = p\sqrt{LC} + \left\{ \frac{r}{2\sqrt{L}} + \frac{g}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \right\}.$$

Полагая, что

$$Z_B = \sqrt{\frac{pL+r}{pC+g}} = \sqrt{\frac{L}{C}},$$

получим

$$\nu = p \sqrt{LC} + \left[\frac{r}{2Z_g} + \frac{gZ_g}{2} \right].$$

Тогда

$$\beta = \frac{r}{2Z_g} + \frac{gZ_g}{2},$$

где β - коэффициент затухания. В том случае, когда β не зависит от времени, выходное напряжение не будет искажено и будет определяться формулой

$$U_{\text{вых.}} = U_{\text{вх}} e^{-\beta l}.$$

Можно показать, что приближенное равенство

$$\sqrt{\frac{pL+r}{pC+g}} \approx \sqrt{\frac{L}{C}}$$

равносильно отбрасыванию в выражении для β двух членов,

$\Delta\beta_1$ и $\Delta\beta_2$, причем $\Delta\beta_1 \ll \frac{r}{2Z_g}$ и $\Delta\beta_2 \ll \frac{gZ_g}{2}$. Так как электрические свойства диэлектрика невысоки, то можно считать, что $\frac{r}{2Z_g} \ll \frac{gZ_g}{2}$ и $\beta = \frac{gZ_g}{2}$. Определим величину β для макета разъема, размеры которого приведены на рис. 9.

Геометрические размеры участка с диэлектриком выбраны так, что волновое сопротивление его для среднего $\epsilon = 2,8$ равно волновому сопротивлению остальной части разъема /около 55 ом/. Из размеров видно, что это "плохой" разъем, с общепринятой точки зрения /для кабелей с высоким волновым сопротивлением/. Очевидно, что проводимость участка с диэлектриком будет равна сумме всех проводимостей - поверхностной, сквозной, проводимости, вызванной структурной поляризацией, и проводимости, вызванной дипольно-радикальной поляризацией /последние, в дальнейшем, будем называть просто структурной и радикальной проводимостями/. Однако сразу видно, что можно пренебречь сквозной и поверхностной составляющими, удельная проводимость которых на несколько порядков меньше /около 10^{-13} 1/ом.см/, чем у двух последних. Структурную проводимость будем считать постоянной во времени и равной начальной, т.е. $\gamma_s = 0,3 \cdot 10^{-5}$ 1/ом.см. Удельную радикальную проводимость будем тоже считать постоянной и равной начальной. Величина начальной удельной проводимости, вызванной радикальной поляризацией /в предположении, что время релаксации равно 10^{-9} сек/, равна $0,62 \cdot 10^{-4}$ 1/ом.см. Отсюда ясно, что и структурной проводимостью можно пренебречь. Погонную проводимость можно рассчитать по формуле

$$g = \gamma \cdot 2\pi / \ln \frac{D}{d}.$$

Она равна $2,8 \cdot 10^{-4}$ ом $^{-1}$ см $^{-1}$. Коэффициент затухания на единицу длины β будет равен примерно $70 \cdot 10^{-4}$ см $^{-1}$, а полное затухание /учитывая, что оно будет практически равно затуханию двух участков разъема с диэлектриком общей длиной 0,8 см/ будет равным $\beta l = 60 \cdot 10^{-4} = 0,006$. Учитывая, что $e^{-\beta l} = 0,994$, видим, что уменьшение амплитуды импульса незначительно. Ясно, что изменение амплитуды импульса на 0,5% в любом месте импульса /т.е. в любой момент времени/ не может вызвать заметного увеличения длительности фронта импульса. При расчете не учитывалась составляющая затухания, вызванная омическим сопротивлением разъема, однако, как показали расчеты по формулам, приведенным в /10/, ее относительная величина составляет примерно 7-5% для частот 200-500 Мгц, т.е. частот, соответствующих фронту импульса.

Для определения формы импульса необходимо знать время пробега волны через разъем. Для данного макета двойное время пробега составляет, примерно, 0,25 нсек. Была определена форма импульса, прошедшего через макет. Форма входного импульса определялась выражением

$$U_{вх} = U_0 \left(1 - \frac{r_1}{r_1 - r_2} e^{-\frac{t}{r_1}} + \frac{r_2}{r_1 - r_2} e^{-\frac{t}{r_2}} \right),$$

где r_1 было взято равным 0,5 нсек, а r_2 - 0,25 нсек. Примерно такие значения постоянных времени имеют фронт импульса ФЭУ и интегрирующая цепь, образованная выходной емкостью ФЭУ и волновым сопротивлением кабеля. На рис.10 показан входной импульс и импульс, прошедший через разъем, составленный из трех волн с учетом их затухания и импульс, отраженный от разъема. Видно, что искажения импульса невелики. Если используется источник импульсов с меньшим временем нарастания, то приходится брать кабель с меньшим волновым сопротивлением /иначе импульс будет искажен паразитной интегрирующей цепью, постоянная которой определяется паразитной емкостью и волновым сопротивлением кабеля/. Но как уже показано, разъем с малым волновым сопротивлением гораздо проще изготовить. Экспериментально сравнивалось несколько разъемов, совершенно различных по конструкции и размерам. Импульс с генератора на ртутном реле подавался через кабель и разъем на пластины трубки 13ЛОЗИ и затем фотографировался с экрана. С этих фотографий при достаточном увеличении срисовывались осциллограммы, причем кривая, соответствующая середине луча, проводилась на глаз. Эти осциллограммы приведены на рис. 11. Из рисунка видно, что импульсы, прошедшие через разные разъемы, практически одинаковы. На рис. 12 показаны полученные таким же образом осциллограммы отраженных импульсов. Видно, что они мало отличаются друг от друга. Отражения были гораздо больше по величине, когда вместо разъема была подключена емкость порядка 6пф /пунктирная линия/. Это указывает на то, что бессмысленно говорить о согласовании волновых сопротивлений разъема и кабеля, если непосредственно за разъемом имеется входная емкость схемы, создающая значительно большие отражения. С другой стороны известно, что в местах резкого изменения размеров коаксиальной линии /даже при сохранении величины волнового сопротивления/ существуют искажения электромагнитного поля и появляются отраженные электромагнитные волны. Такие резкие изменения размеров эквивалентны сосредоточенным емкостям. Отсюда следует, что даже в случае, когда волновое сопротивление разъема будет равно волновому сопротивлению кабеля, будут существовать отражения, вызванные этой причиной. Разъем же, в котором изменение волнового сопротивления происходит плавно, будет слишком громоздким.

В ы в о д ы

1. Волновое сопротивление разъема может быть значительно меньше, чем волновое сопротивление кабеля. Это обстоятельство позволяет обратить большое внимание на надежность и технологичность разъемов. Конкретно, волновое сопротивление разъема определяется допустимой величиной отраженного сигнала и допустимыми искажениями фронта пе-

реданного импульса. Для фронтов длительностью до 10^{-9} сек допустимо уменьшение волнового сопротивления разъема до 0,3-0,4 от волнового сопротивления кабеля.

2. Разъем должен быть сконструирован так, чтобы время прохождения волны через разъем было по возможности меньше.

3. Применение пресс-порошка К-21-22 вполне допустимо, несмотря на его затухание и ϵ , значительно большие, чем у высокочастотных диэлектриков. Ввиду малой протяженности участков разъема с диэлектриком, полное затухание будет пренебрежимо малым.

Л и т е р а т у р а

1. Техника сверхвысоких частот / под редакцией Я.Н. Фельда/. Советское радио, 1952 г.
2. С.А. Яманов и С.А. Смирнов. Справочник по изоляционным материалам для радиопромышленности, ГЭИ, М-Л, 1947 г.
3. А.К. Варденбург. Пластические массы в электротехнической промышленности, ГЭИ, М-Л, 1957 г.
4. Н.П. Богородицкий, В.В. Пасынков. Материалы в радиоэлектронике, ГЭИ, М-Л, 1961.
5. Г.И. Сканави. Физика диэлектриков /область слабых полей/, ГИТТЛ, М-Л, 1949.
6. Б.М. Тареев. Основы физики диэлектриков. Вып. 3, ВЗЭИ, Москва, 1960.
7. К.А. Андрианов и С.А. Яманов. Органические диэлектрики и их применение в промышленности средств связи, ГЭИ, М-Л, 1949.
8. Ч.Ф. Смайс. Диэлектрическая поляризация, размеры и форма молекул. Изв. АН СССР, сер. физ., 24, 25 /1960/.
9. М.И. Конторович. Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях. Гостехиздат, 1955.
10. Н.И. Белоруссов и И.И. Гроднев. Радиочастотные кабели, ГЭИ, М-Л, 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 января 1963 года.

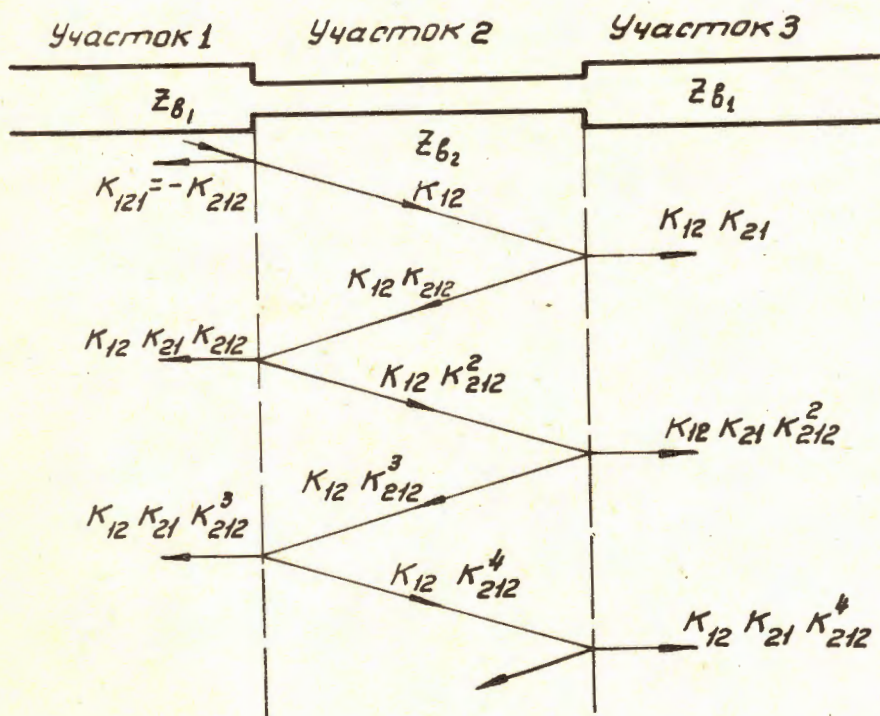


Рис. 1. "Скрещенная" диаграмма.

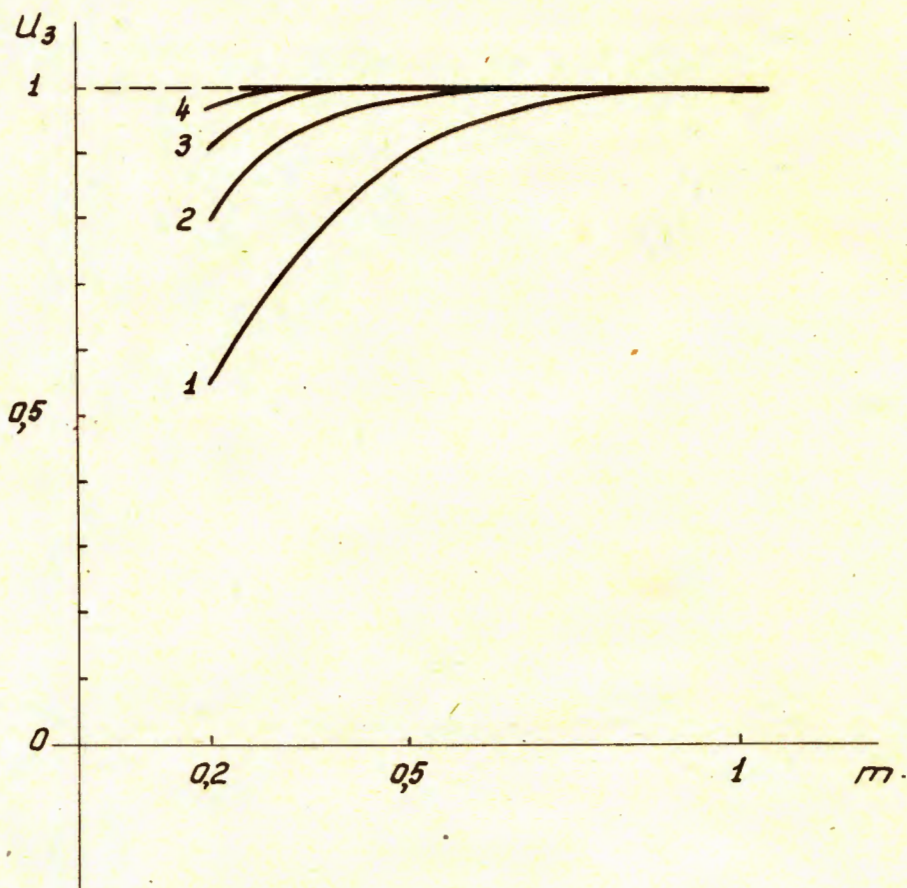


Рис. 2. Зависимость амплитуды прошедшей волны от m для разных моментов времени для случая прямоугольного фронта падающей волны:

- 1 : $t_{np} < t < 3t_{np}$
- 2 : $3t_{np} < t < 5t_{np}$
- 3 : $5t_{np} < t < 7t_{np}$
- 4 : $7t_{np} < t < 9t_{np}$

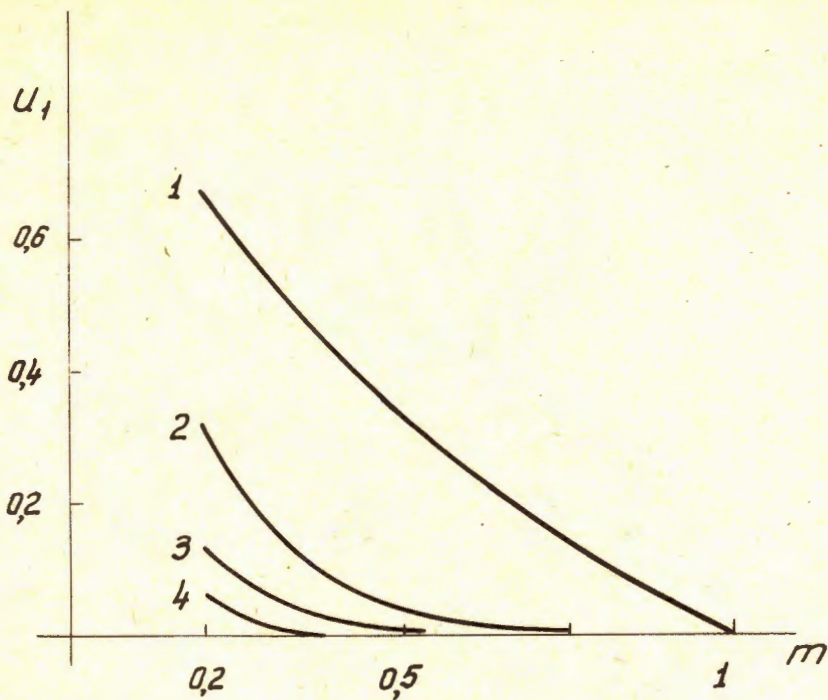


Рис. 3. Зависимость амплитуды отраженной волны от m для разных моментов времени для случая прямоугольного фронта падающей волны:

- 1 : $0 < t < 2t_{np}$
- 2 : $2t_{np} < t < 4t_{np}$
- 3 : $4t_{np} < t < 6t_{np}$
- 4 : $6t_{np} < t < 8t_{np}$

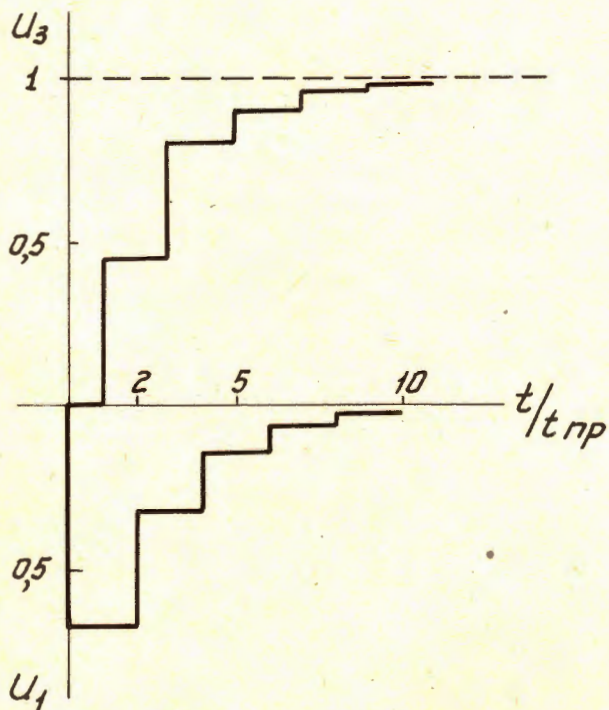


Рис. 4. Форма прошедшей и отраженной волны для случая прямоугольного фронта падающей волны / $m = 0,2$.

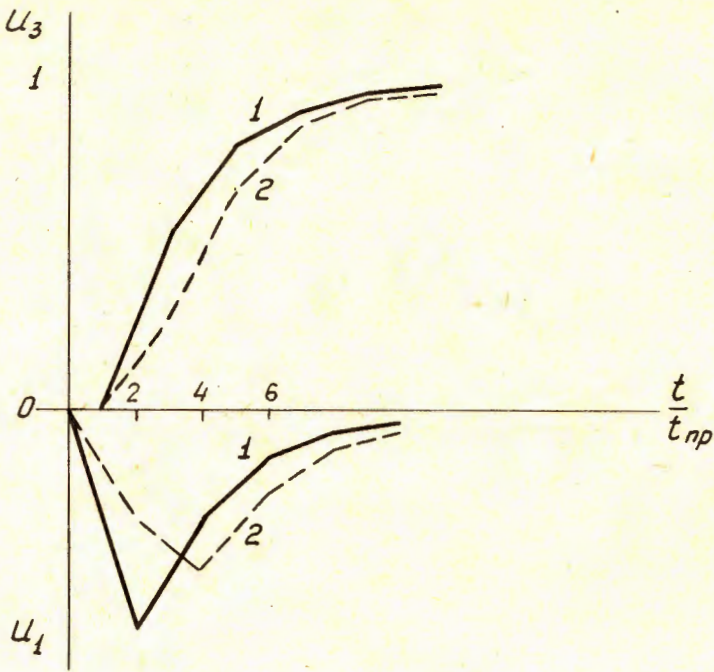


Рис. 5. Форма прошедших и отраженных волн для случая различных линейных фронтов падающих волн / $m = 0,2/$.

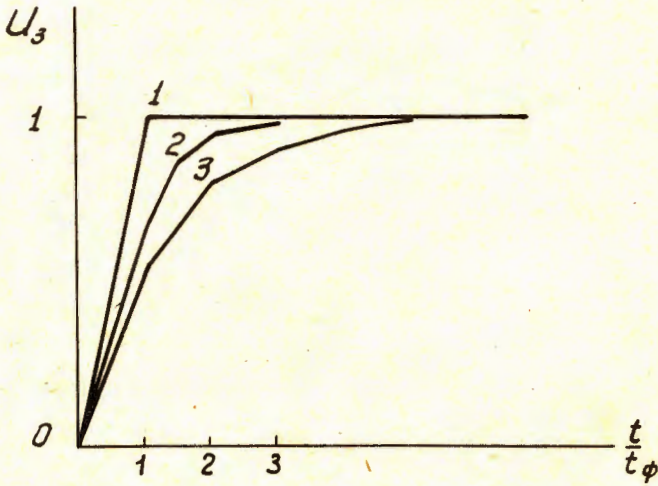


Рис. 6. Зависимость формы прошедшей волны от величины $s = \frac{t_\phi}{2t_{np2}}$ для случая линейного фронта падающей волны.

- 1 : $s = \infty$
- 2 : $s = 2$
- 3 : $s = 1$

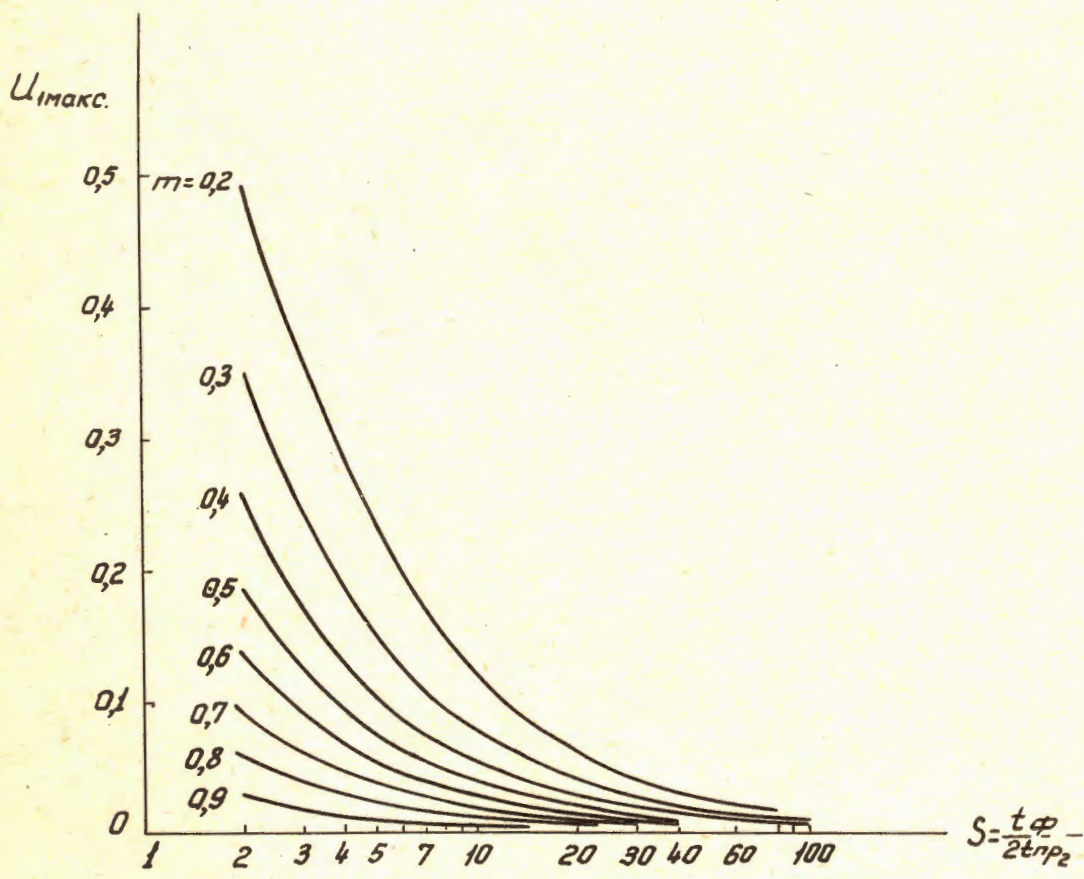


Рис. 7. Зависимость максимальной амплитуды отраженной волны от m и z для случая линейного фронта падающей волны.

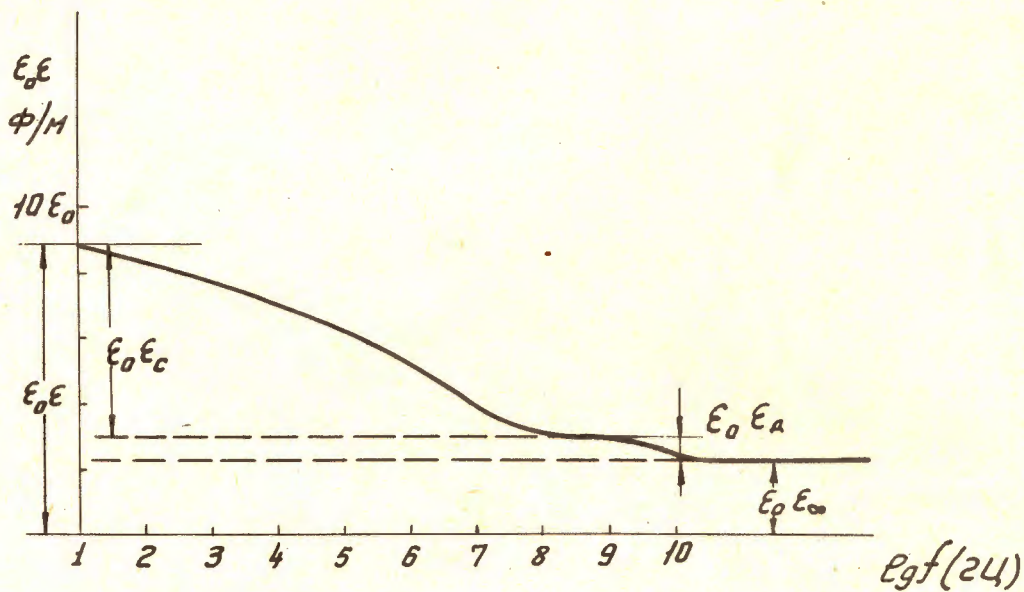


Рис. 8. Зависимость $\epsilon_0 \epsilon$ от частоты.

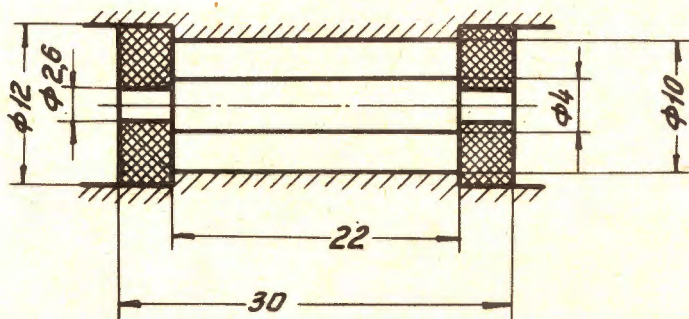


Рис. 9. Размеры макета разъема.

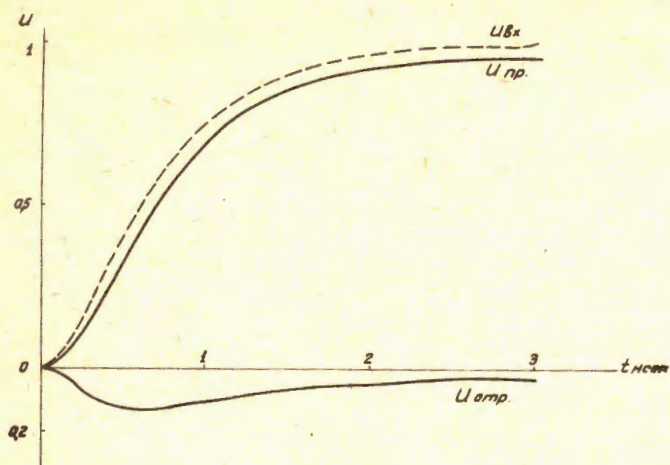


Рис. 10. Форма прошедшей и отраженной волны для случая экспоненциального фронта падающей волны.

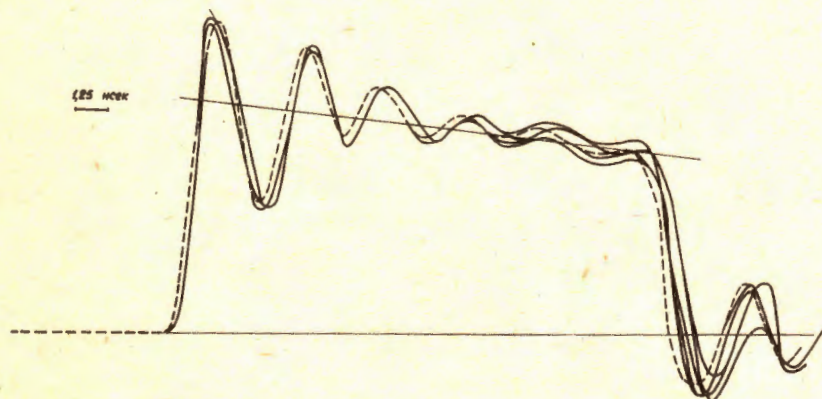


Рис. 11. Осциллограммы импульсов, прошедших через разъем. Пунктиром изображен импульс генератора. Сплошными линиями изображены импульсы, прошедшие через разъемы различных конструкций.

125 мсек



Рис. 12. Осциллограммы отраженных импульсов.