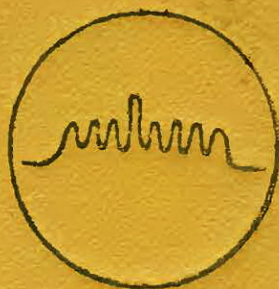


И. ЛЬЮИС И Ф. УЭЛС

---

МИЛЛИМИКРОСЕКУНДНАЯ  
ИМПУЛЬСНАЯ  
ТЕХНИКА



**MILLIMICROSECOND PULSE  
TECHNIQUES**

by  
**I. A. D. LEWIS**  
and  
**F. H. WELLS**

LONDON  
**Pergamon Press Ltd**  
1954

И. ЛЬЮИС и Ф. УЭЛС

# МИЛЛИМИКРОСЕКУНДНАЯ ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНИКА

Перевод с английского  
В. Н. ДУЛИНА  
Под редакцией  
И. С. АБРАМСОна и А. Н. МОГИЛЕВСКОГО

\*

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
*Москва, 1956*

Редакция литературы по физике  
*Заведующий редакцией проф. А. А. СОКОЛОВ*

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРОВ

Непрерывное совершенствование электроники позволило сделать дальнейший шаг в сторону генерирования и регистрации более коротких электрических импульсов. Современные электронные схемы и электровакуумные приборы дают возможность оперировать импульсами, длительность которых имеет порядок  $10^{-9}$  сек.

Импульсная техника, используемая для этой цели, обладает рядом специфических особенностей, практическое овладение которыми необходимо каждому исследователю, стоящему перед задачей изучения весьма кратковременных процессов. Такие задачи возникают в целом ряде областей современной науки. Исследования в области физики ядра, электрического разряда в газах, оптические и многие другие исследования не могут успешно развиваться без применения импульсной техники, и в частности миллимикросекундной импульсной техники, позволяющей изучать предельно быстрые процессы.

К сожалению, практические сведения по этому интереснейшему разделу современной электроники разрознены и их можно почерпнуть только из периодической литературы. Этот пробел в известной мере восполняется книгой Льюиса и Уэлса „Миллимикросекундная импульсная техника“, предлагаемой советскому читателю в русском переводе. Книга посвящена последовательному описанию основных элементов электронных устройств для получения весьма коротких электрических импульсов, принципов работы таких устройств и применения этих устройств главным образом в экспериментальной ядерной физике.

После краткого теоретического введения авторы подробно останавливаются на вопросах передачи импульсов линиями с распределенными и сосредоточенными постоянными

ными, методах согласования импедансов (трансформирования импульсов), схемах генераторов очень коротких импульсов. Описываются импульсные генераторы, основанные на принципе разряда линии, генераторы, использующие лампы со вторичной электронной эмиссией, и другие, а также методы аттенюации и измерения импульсов. Далее рассматриваются импульсные усилители; приводится описание специальных приемов и схем, позволяющих расширить полосу пропускания до нескольких сотен мегагерц. Отдельная глава посвящена методам осциллографирования коротких однократных и повторяющихся импульсов.

Из возможных применений миллимикросекундной импульсной техники в экспериментальной ядерной физике подробно рассматриваются сцинтилляционные счетчики, схемы совпадений, схемы для временных измерений. В конце книги приводятся некоторые примеры применения этих методов в других областях экспериментальной физики.

Несмотря на некоторые недостатки (не все области применения освещены с достаточной полнотой, вводные главы книги в известной мере повторяют соответствующие разделы имеющихся на русском языке книг по электронике), книга в целом позволяет решить главную задачу — ознакомить читателя с методами и схемами генерирования, усиления и регистрации миллимикросекундных импульсов, а также, что на наш взгляд весьма существенно, предупредить ряд ошибок, могущих возникнуть вследствие недооценки специфических особенностей экспериментирования с миллимикросекундными импульсами, которые должны тщательно учитываться для получения правильных результатов исследования.

Книга рассчитана на физиков и инженеров, имеющих дело с применениями электроники в различных экспериментальных исследованиях.

*И. С. Абрамсон, А. Н. Могилевский.*

## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

Все устройства, применяемые в прикладной электронике, по принципу работы вполне определенно распадаются на две группы: либо использующие модулированные незатухающие колебания, либо базирующиеся на импульсной технике. Первая группа включает в себя обычные устройства радиовещания или радиотелефонии, а во вторую группу входят, например, радиолокационные устройства, электронные счетно-решающие механизмы и счетчики, применяемые в ядерной физике. Понятие о полосе пропускания частот, первоначально появившееся в связи с частотным спектром модулированных незатухающих колебаний, полностью приложимо также и к чисто импульсным системам. Скорость и точность передачи информации определяются в устройствах обеих групп полосой пропускания системы. Историческое развитие этой отрасли, начиная от проводной телеграфии и кончая новейшими импульсными сверхвысокочастотными устройствами, указывает на непрерывное стремление расширить полосу пропускания устройств и уменьшить длительность импульсов, улучшив их форму.

Мы можем определить миллимикросекундный диапазон как диапазон, в котором представляют интерес интервалы времени, лежащие между  $10^{-6}$  и  $10^{-10}$  сек. Первая величина выбрана как предел, достигнутый импульсной техникой к концу второй мировой войны, а вторая величина соответствует нижнему пределу, определяемому рядом физических соображений. Соответствующая полоса частот лежит в пределах от 1 мГц или ниже до 10 000 мГц. Однако на существующей ступени развития достижение предела в 1000 мГц является более реальной задачей. Этот диапазон включает в себя всю коротковолновую радиотехнику

вплоть до области сверхвысоких частот. В соответствии с названием книги мы будем рассматривать только устройства, принадлежащие второй из перечисленных выше групп. Техника коротких волн не представляет для нас непосредственного интереса, исключая лишь те случаи, когда ее методы являются основой для изучения и приобретения опыта в работе с более высокими частотами. В будущем могут получить развитие сверхвысококачественные системы, использующие модулированные незатухающие колебания на частоте 10 000 мгц и обладающие полосой пропускания порядка 1000 мгц; видеоцепи таких устройств окажутся в области, рассматриваемой в настоящей книге. В этом направлении происходит развитие, однако здесь мы не будем рассматривать подобные устройства.

В микросекундном диапазоне такие обычные параметры цепей, как сопротивление, емкость и индуктивность, могут считаться дискретными элементами в предположении, что линейные размеры аппаратуры значительно меньше длины волны электромагнитных колебаний, соответствующих наивысшей частотной компоненте, и влияние времени пролета электронов в электровакуумных лампах пренебрежимо мало. В области сверхвысоких частот, на другой границе диапазона, линейные размеры имеют первостепенное значение, как, например, в волноводах и объемных резонаторах, а время пролета электронов лежит в основе принципа действия используемых здесь электровакуумных приборов.

Миллимикросекундный диапазон лежит между указанными двумя областями, и в нем используется техника обеих этих областей. С одной стороны, мы стремимся улучшить обычные импульсные схемы, приблизив их к необходимым пределам, с другой же — пытаемся использовать устройства, параметры которых намеренно рассредоточены в пространстве с целью обеспечить распространение электромагнитных колебаний. Предметом нашего рассмотрения является развитие устройств с широкой полосой пропускания, простирающейся от сравнительно низких частот (1 мгц). Мы, например, будем рассматривать линии передачи при распространении колебаний основного типа и не будем касаться волноводов, обладающих дисперсией. Известно, что обычная теория цепей применима к цепям с распределенными постоянными, однако мы должны быть готовы в сомнительных



случаях обратиться к более общей теории электромагнитных колебаний.

Беглый взгляд на оглавление дает представление о круге вопросов, рассматриваемых в книге. Краткое теоретическое введение дано для облегчения чтения физикам, специализировавшимся не в области электроники, а также для уточнения терминологии. Основная часть книги посвящена рассмотрению главных элементов цепей и описанию отдельных частей аппаратуры широкого применения. Подробности специальных применений, главным образом в области ядерной физики, помещены в двух последних главах. Короткий список литературы по общим вопросам и список цитированной литературы заключают книгу.

Надо надеяться, что настоящая книга может оказаться полезной для физиков, которые, обладая небольшим опытом работы в области электроники, стремятся освоить эту новую технику применительно к своим задачам. Инженеров, работающих в области электроники, данная книга может ознакомить со специальными применениями элементов электронной техники в миллимикросекундном диапазоне.

*И. Льюис, Ф. Уэлс.*



## Глава I

# ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ ЦЕПЕЙ

В рамках этой главы читатель, не имеющий специальных знаний в области электроники, может ознакомиться с общими положениями теории цепей и соответствующей терминологией [1]. Определения, вводимые в этой главе, не являются строгими, но дают возможность упорядочить изложение материала и облегчают читателю пользование книгой.

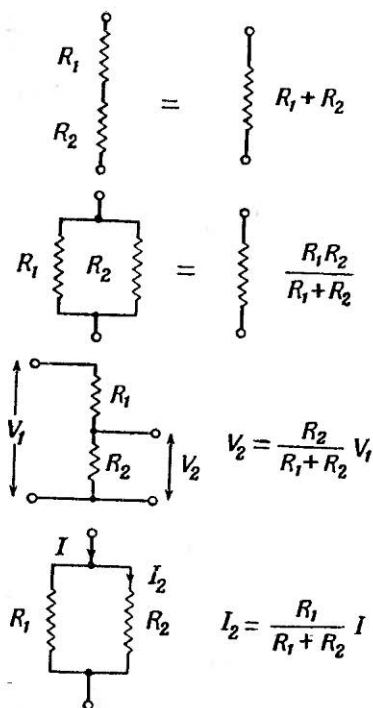
### § 1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ АНАЛИЗА ЦЕПЕЙ

Основными законами, на которых основана теория цепей, являются законы Кирхгофа. В первую очередь мы рассмотрим цепи с сосредоточенными параметрами, т. е. цепи, состоящие из дискретных элементов, например сопротивлений, соединенных проводниками. Линейные элементы цепи подчиняются закону Ома: разность потенциалов на концах элемента прямо пропорциональна протекающему через него току.

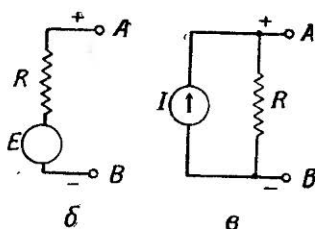
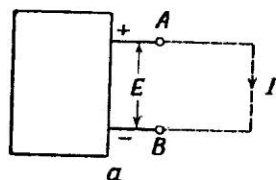
Если в цепи содержится несколько узлов и контуров, то электрические процессы в ней описываются системой уравнений, называемых уравнениями цепи, которые линейны по отношению к изменениям напряжения и тока при условии, что элементы цепи линейны. В теоретическом анализе, изложенном в этой книге, всюду предполагается, если нет специальных оговорок, что все элементы цепи являются линейными. Вследствие этого к цепям применим принцип суперпозиции. Так, например, если в одной точке цепи (на входе) приложена некоторая э. д. с.  $E_1$ , вызывающая в другой точке (на выходе) ток  $I_1$ , а вторая э. д. с.  $E_2$  на входе вызывает протекание на выходе тока  $I_2$ , то э. д. с.  $E_1 + E_2$  будет вызывать на выходе ток  $I_1 + I_2$ .

Решение уравнений цепи часто может быть упрощено при применении элементарных правил, иллюстрируемых

фиг. 1, а также при использовании теоремы Тевенина. Эта теорема устанавливает, что любые нагруженные цепи, составленные из линейных сопротивлений и источников э. д. с., эквивалентны цепи, содержащей один источник э. д. с.  $E$  и одно сопротивление  $R$ . Любые два узла схемы  $A$  и  $B$  могут быть избраны в качестве двух клемм, а в качестве сопротивления  $R$  может служить внутреннее или выходное сопротивление цепи (по отношению к клеммам  $AB$ ). Э. д. с.  $E$  равна разности потенциалов на клеммах  $AB$  при отклю-



Фиг. 1. Элементарные правила цепей.



$$R = \frac{E}{I}$$

Фиг. 2. Эквивалентные схемы источника питания (а); б — генератор напряжения, в — генератор тока.

ченной от этих клемм внешней цепи. Эквивалентное сопротивление равно сопротивлению между этими двумя клеммами при включенных источниках э. д. с. Кроме того,  $R$  равно отношению  $E/I$ , где  $I$  — ток, который протекал бы в цепи при коротком замыкании между клеммами  $AB$ .

Две формы эквивалентной схемы источника показаны на фиг. 2. Источник э. д. с.  $E$ , или генератор напряжения, имеет нулевое внутреннее сопротивление, а внутреннее сопротивление генератора тока  $I$  бесконечно велико.

## § 2. СИНУСОИДАЛЬНЫЕ ТОКИ

Принципы, изложенные выше, приложимы в первую очередь к цепям постоянного тока. Если рассматриваются токи, изменяющиеся во времени, то, в дополнение к закону Ома для чисто активных сопротивлений, используются следующие основные соотношения:

$$V = L \frac{dI}{dt} \quad (1.1)$$

для индуктивности  $L$ <sup>1)</sup> и

$$V = \frac{1}{C} \int I dt \quad (1.2)$$

для емкости  $C$ .

Эти уравнения линейны (если рассматриваются идеальные емкости и индуктивности) при условии, что  $L$  и  $C$  (а также  $R$ ) не изменяются во времени. Мы ограничимся рассмотрением цепей, параметры которых постоянны, за исключением специально оговоренных случаев.

В этом случае уравнения цепи будут представлены семейством обычных линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. Эти уравнения могут быть решены, например, если все переменные изменяются во времени по синусоидальному закону. При этом дифференциальные уравнения могут быть заменены алгебраическими для различных амплитуд и фазовых углов. Применение теории функций комплексного переменного позволяет получать алгебраические уравнения непосредственно на основании анализа цепи без составления дифференциальных уравнений. Например, напряжение  $V$ , которое изменяется синусоидально

<sup>1)</sup> Это соотношение ранее выражалось в виде  $E = -L \frac{dI}{dt}$ , но вышеприведенная форма более предпочтительна, так как позволяет рассматривать катушку самоиндукции как некоторый импеданс, на клеммах которого возникает разность потенциалов благодаря протекающему через нее току, а не как источник э. д. с.

с угловой частотой  $\omega$  и имеет амплитуду  $V_0$  и фазу  $\theta$ , может быть записано в виде действительной части комплексной величины

$$V_0 e^{j(\omega t + \theta)} = \bar{V} e^{j\omega t},$$

где  $\bar{V}$ , тождественно равное  $V_0 e^{j\theta}$ , — комплексная амплитуда, включающая модуль и фазу. При подстановке комплексных величин в соотношения (1.1) и (1.2) временной множитель пропадает и комплексные амплитуды напряжения и тока определяются соотношениями, аналогичными закону Ома. Реактивные сопротивления  $j\omega L$  и  $1/j\omega C$  соответствуют сопротивлению  $R$ . Законы Кирхгофа могут быть распространены на эти комплексные амплитуды, и могут быть использованы правила, аналогичные соотношениям, иллюстрированным фиг. 1, при подстановке в эти соотношения наряду с разностью потенциалов и токами комплексных реактивных сопротивлений  $j\omega L$  и  $1/j\omega C$  (а также  $R$ ) и комплексных амплитуд э.д.с. Справедливой является также теорема Тевенина при условии, что э.д.с. различных частот, оказывающие воздействие на внешнюю цепь (или наоборот), должны быть представлены отдельными эквивалентными схемами для каждой частоты. Результирующий ток или напряжение определяется путем сложения.

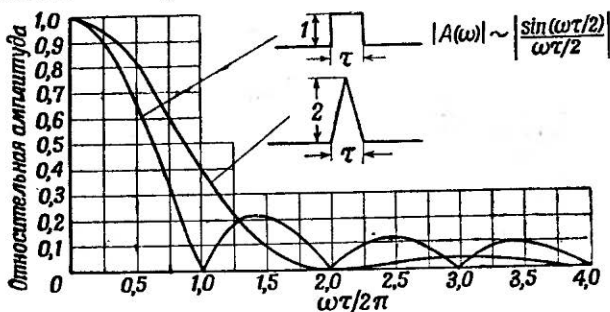
### § 3. АНАЛИЗ ФУРЬЕ В ПРИЛОЖЕНИИ К ИМПУЛЬСНЫМ СИГНАЛАМ

В этом параграфе мы рассмотрим расчет схемы при подаче на ее вход импульса, а не бесконечных синусоидальных колебаний. Теорема Фурье устанавливает, что любая функция времени эквивалентна сумме непрерывных синусоидальных колебаний с частотами от нуля до бесконечности с соответствующими (для каждой частоты) амплитудами и фазами. Если функция периодическая, то частотный спектр состоит из дискретных компонент, частоты которых находятся в гармоническом соотношении, а амплитуды конечны. Для одиночного импульса спектр становится сплошным; амплитуда каждой компоненты стремится к нулю и заменяется плотностью амплитуды на единицу частоты, а сумма заменяется интегралом.

Если  $f(t)$  — действительная функция времени, представляющая собой импульс, то выражение для относительной комплексной амплитуды  $A(\omega) d\omega$  при угловых частотах, лежащих между  $\omega$  и  $\omega + d\omega$ , имеет следующий вид:

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega t} f(t) dt. \quad (1.3)$$

Частотные спектры одиночного прямоугольного импульса и симметричного треугольного импульса одинаковой с ним длительности и удвоенной амплитуды представлены на



Фиг. 3. Спектры прямоугольного и треугольного импульсов.

фиг. 3. Из этой фигуры видно существенное значение высокочастотных компонент в случае прямоугольного импульса, так как последний имеет меньшее время установления амплитуды.

Первым шагом анализа является представление входного импульса спектром Фурье и расчет компонент Фурье выходного импульса. Согласно принципу суперпозиции, результирующее выходное напряжение в этом случае будет равно интегралу (или сумме) отдельных компонент. Так, например, если входная синусоидальная компонента с амплитудой  $A(\omega)$  преобразуется на выходе в  $G(\omega) \cdot A(\omega)$ , где  $G(\omega)$  — характеристика цепи, то выходной импульс  $\varphi(t)$ , соответствующий входному импульсу  $f(t)$ , будет

$$\varphi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) A(\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (1.4)$$

При использовании этого метода необходимо двукратное интегрирование, причем обычно получаются контурные интегралы, в то время как метод преобразования Лапласа, рассматриваемый в § 4 настоящей главы, требует лишь одного интегрирования. Последний метод более удобен при анализе импульсных сигналов. Однако понятие частотных компонент, используемое в преобразовании Фурье, чрезвычайно удобно и позволяет быстро произвести примерную оценку работы схемы.

Для того чтобы входной импульс воспроизводился без искажений, должны быть выполнены следующие условия: 1) схема должна усиливать или ослаблять все частотные компоненты одинаково, 2) фазовый сдвиг каждой компоненты на выходе схемы должен быть равен нулю или прямо пропорционален частоте (при этом происходит простое запаздывание сигнала без искажений его формы). Каждая реальная схема вызывает *амплитудные искажения*<sup>1)</sup>, т. е. не удовлетворяет первому условию, и, кроме того, вызывает *фазовые искажения*, не удовлетворяющие второму условию.

Любая реальная схема имеет определенную полосу пропускаемых частот, в пределах которой усиление мало зависит от частоты, а вне этой полосы спадает до нуля, а также определенный участок фазовой характеристики, в пределах которого изменение фазы прямо пропорционально частоте. Легко видеть, что время нарастания переднего фронта выходного импульса при входном импульсе прямоугольной формы не может быть много меньше одной четверти периода верхней граничной частоты, определяемой *частотной характеристикой* системы, а общая длительность выходного импульса не может быть много больше полупериода нижней граничной частоты. В импульсных схемах особое значение имеет, вероятно, менее привычное понятие *фазовой полосы пропускания*. С точки зрения получения минимальных искажений более предпочтительным является отсутствие на выходе некоторых частотных компонент, чем их воспроизведение с неправильными фазовыми соотношениями. В последнем случае высокочастотные компоненты не обес-

---

1) Под „амплитудными искажениями“ чаще понимают отклонения от линейности на любой заданной частоте. Поэтому вместо этого термина обычно применяют термин „частотные искажения“.



печивают быстрого нарастания импульса, а вызывают нежелательные выбросы, накладывающиеся на передний фронт выходного импульса. Эти выбросы могут возникать непосредственно перед началом нарастания импульса и в конце переднего фронта, а также исказить вершину импульса. Такое явление легко обнаруживается, но весьма трудно устраняется. Поскольку фазовая и частотная характеристики тесно связаны, не всегда просто обеспечить резкий спад амплитудной характеристики для тех частот, при которых фазовая характеристика отклоняется от прямой линии.

Имеется много теоретических исследований, посвященных соотношениям между шириной полосы пропускания и длительностью импульса и включающих рассмотрение наилучшего метода определения времени нарастания. Читатель может почерпнуть дальнейшие сведения по этому вопросу в работах Чжэна [2], Иглсфилда [3], Сэмулсона [4], Ди-Торо [5] и Такера [6]. Простым практическим методом определения времени нарастания является определение интервала времени между точками, соответствующими 10 и 90% конечной амплитуды. При этом время нарастания  $t_r$  приближенно определяется следующим соотношением:

$$t_r = \frac{0,4}{f_c}, \quad (1.5)$$

где  $f_c$  — верхняя граничная частота равномерной частотной характеристики, соответствующая точке, в которой амплитуда падает до значения, равного  $1/\sqrt{2}$  амплитуды на средних частотах (или на 3 дБ).

Если несколько схем соединены последовательно, то их амплитудно-частотные характеристики перемножаются (или складываются в децибелах), а фазово-частотные характеристики складываются. Обычно приходится сталкиваться с увеличением времени нарастания импульса при его прохождении через всю систему. При этом применяется следующее приближенное правило. Если через  $t_r$  обозначить время нарастания в отдельных частях системы для случая, когда на каждую из них поступает прямоугольный импульс, то полное время нарастания  $\tau$  во всей системе будет равно

$$\tau = \sqrt{\sum t_r^2}. \quad (1.6)$$

Нижняя граничная частота системы, которая определяет максимальную длительность пропускаемого импульса, рассматривается весьма редко, за исключением случаев конструирования трансформаторов и определенных типов усилительных ламп с бегущей волной. Эта частота в большинстве случаев соответствует микросекундному диапазону, и обеспечение ее методами обычной импульсной техники не представляет труда. Принимаемые для этого меры, конечно, не должны оказывать косвенного влияния на высокочастотную часть характеристики, которая является наиболее важной для миллимикросекундного диапазона.

#### § 4. ЕДИНИЧНАЯ СТУПЕНЧАТАЯ ФУНКЦИЯ

При анализе импульсных сигналов ступенчатая функция Хевисайда является более удобной формой колебаний как для теоретических, так и для экспериментальных исследований, чем синусоидальные колебания. Единичная ступенчатая функция, обозначаемая  $[1]_0$ , равна нулю для всех значений времени вплоть до  $t=0$  и равна единице после этого момента времени. Любое колебание может быть представлено в виде суммы некоторого числа единичных функций, соответствующих амплитуд и знаков, смещенных на необходимые интервалы. Например, прямоугольный импульс высотой  $A$  и длительностью  $\tau$ , начинающийся в момент  $t=0$ , можно записать в виде  $A([1]_0 - [1]_\tau)$ , где индексы обозначают моменты возникновения ступенчатых функций. Согласно принципу суперпозиции, результирующее выходное напряжение будет равно сумме напряжений, обусловленных единичными функциями, из которых состоит входное колебание. Если  $h(t)$  — выходная реакция на единичную входную функцию при  $t=0$ , то сигнал на выходе в момент времени  $t$ , соответствующий входному сигналу, изображенному на фиг. 4, а, можно представить в виде

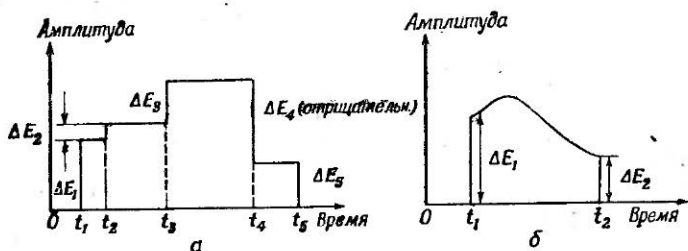
$$\sum_i h(t - t_i) \Delta E_i, \quad (1.7)$$

где суммирование проводится по всем кусочно-гладким участкам. Если часть входного импульса (или весь импульс) описывается гладкой кривой, то амплитуды ступенек и интервалы между ними стремятся к нулю. Сумма преобра-

зуется при этом в интеграл Дюамеля, вычисляемый вдоль гладкой кривой, и выходное напряжение в момент времени  $t$  определяется выражением

$$\int_0^t h(t-t') dE(t') + h(t-t_1) \Delta E_1 - h(t-t_2) \Delta E_2 \quad (1.8)$$

для  $t_1 < t' < t_2$ . Для общности мы сохранили два разрыва кривой, как показано, например, на фиг. 4, б. Кроме того,



Фиг. 4. а — импульс, образованный конечным числом ступенчатых функций; б — импульс с плавно меняющейся высотой.

интеграл может быть выражен через производную кривой, описывающей входной импульс, следующим образом:

$$\int_0^t h(t-t') \frac{dE(t')}{dt'} dt' \quad (1.9)$$

для  $t_1 < t' < t_2$ .

Метод единичной функции имеет то преимущество перед методом синусоидальных колебаний, что выходное напряжение может быть определено независимо от формы входного сигнала, если найдена (теоретически или экспериментально) реакция на единичную ступенчатую функцию. С другой стороны, если применяется теорема Фурье, то частотные и фазовые характеристики должны быть определены для широкого диапазона частот.

## § 5. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАПЛАСА

Теперь мы рассмотрим метод преобразования Лапласа, наиболее пригодный для анализа с использованием ступен-

чатых функций, хотя он может быть применен к любой другой форме колебаний (без введения интеграла Дюамеля).

**1. Основы метода.** Изображение Лапласа  $\bar{f}$  функции времени  $f(t)$  определяется следующим соотношением:

$$\bar{f} = \int_0^{\infty} e^{-pt} f(t) dt, \quad (1.10)$$

где  $p$  — положительная постоянная. Ниже мы будем всюду предполагать, если нет специальных указаний, что  $f(t) = 0$  для всех значений  $t \leq 0$ . Изображения Лапласа простейших функций, полученные при этом условии, представлены в табл. 1. Они вычислены при помощи соотношения (1.10) путем интегрирования по частям.

Если в некотором частном случае мы осуществили преобразование Лапласа обеих частей линейных дифференциальных уравнений цепи (§ 2), то получится семейство алгебраических уравнений, которые затем могут быть решены для изображений Лапласа напряжений и токов через изображение э. д. с. Применим эту операцию к соотношениям (1.1) и (1.2). Из таблицы изображений Лапласа можно видеть, что соотношение (1.1) для индуктивности принимает следующий вид:

$$\bar{V} = pL\bar{I}, \quad (1.11)$$

а соотношение (1.2) для емкости принимает вид

$$\bar{V} = \frac{\bar{I}}{pC} \quad (1.12)$$

при условии, что емкость разряжена при  $t \leq 0$ .

Законы Кирхгофа и Ома для активных сопротивлений выразим через эти новые переменные. При этом мы можем использовать обычные правила, иллюстрируемые фиг. 1, а также теорему Тевенина, если ввести преобразование Лапласа и применить операционные импедансы  $pL$ ,  $1/pC$  и  $R$ . Изображение Лапласа выходного тока  $\bar{I}$  при изображении входного напряжения  $\bar{E}$  находится в следующей форме:

$$\bar{I} = G(p)\bar{E}, \quad (1.13)$$

где  $G(p)$  — некоторая функция  $p$ , характеризующая данную цепь. Входное напряжение  $E$  может быть любой функцией времени, но  $\bar{E}$  является функцией только  $p$ , поэтому  $\bar{I}$  также будет функцией только  $p$ .

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЛАПЛАСА

Функция времени	Изображение Лапласа
$f(t), f(t) = 0$ для $t \leq 0$ ;	$\bar{f}$
$\frac{df}{dt}$	$p\bar{f}$
$\frac{d^n f}{dt^n}$ (все низшие производные равны нулю при $t = 0$ ), $n = 0, 1, 2, \dots$	$p^n \bar{f}$
$\int_0^t f(t_1) dt_1$	$\frac{1}{p} \bar{f}$
$\int_0^t \int_0^{t_1} \dots \int_0^{t_{n-1}} f(t_n) dt_n \dots dt_1, n = 0, 1, 2, \dots$	$\frac{1}{p^n} \bar{f}$
$[1]_0$	$\frac{1}{p}$
$\frac{t^n}{n!}, n = 0, 1, 2, \dots$	$\frac{1}{p^{n+1}}$
$e^{-t/T}$	$\frac{T}{1 + pT}$
$1 - e^{-t/T}$	$\frac{1}{p(1 + pT)}$
$f(t - T)$	$e^{-pT} \bar{f}$
$te^{-at}$	$\frac{1}{(p + a)^2}$
$e^{-at} \text{sh } \beta t$	$\frac{\beta}{p^2 + 2ap + (\alpha^2 - \beta^2)}$

Остается последняя задача — проведение обратного преобразования, т. е. нахождение оригинала, являющегося функцией времени. Обратное преобразование осуществляется

при помощи интеграла Фурье—Меллина в плоскости комплексного переменного  $p$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{pt} \bar{f} dp, \quad (1.14)$$

где  $c$  — положительная постоянная, значение которой выбирается достаточно большим, так чтобы все неоднородности функции  $\bar{f}$  лежали слева от границы интегрирования. Часто решение этого интеграла может быть получено при использовании таблиц, помещенных в книгах Карслоу и Егера, Гарднера и Бернса (см. список литературы), а также в ряде других источников.

**2. Приближенные методы преобразования Лапласа.** Соответствие между разложением Фурье и преобразованием Лапласа можно установить при сравнении комплексных сопротивлений  $j\omega L$  и  $1/j\omega C$  с операторными импедансами  $pL$  и  $1/pC$ . Почти во всех случаях преобразование Фурье для синусоидальных входных сигналов с угловой частотой  $\omega$  может быть получено из уравнения (1.13) простой заменой  $p$  на  $j\omega$  в функции  $G(p)$ ; величины  $\bar{E}$  и  $\bar{I}$  в этом случае преобразуются в комплексные амплитуды.

Получение изображения Лапласа часто весьма затруднительно, и в ряде случаев его можно получить из частотного спектра при допущении некоторых приближений. Сопоставление показывает, что большие значения  $p$  соответствуют высокочастотным компонентам, т. е. а) коротким импульсам, б) фронтам длительных прямоугольных импульсов и в) коротким интервалам времени.

В соответствии с этим, если мы интересуемся характером фронтов импульсов, то при анализе функции  $G(p)$  можно пренебречь всеми членами разложения, кроме членов, содержащих высокие степени  $p$ . В другом случае, если нас интересует общая форма функции, например длительность импульса, характер огибающей его вершины, и существенное значение имеют низкочастотные компоненты, то необходимо учитывать лишь члены с низкими степенями  $p$ .

В качестве примера рассмотрим схему, представленную на фиг. 5, а. Здесь

$$\bar{V}_2 = \frac{1}{1+pT} \bar{V}_1. \quad (1.15)$$

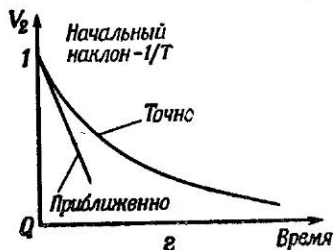
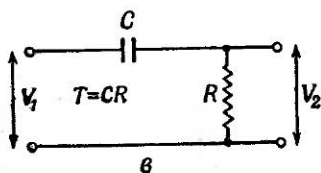
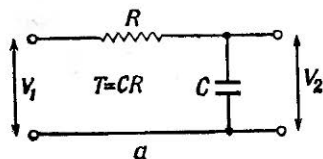
Для высоких частот, когда  $\omega T \gg 1$ , это соотношение принимает вид

$$\bar{V}_2 \approx \frac{1}{pT} \bar{V}_1, \quad (1.16)$$

откуда, используя данные табл. 1, можно получить следующее соотношение:

$$V_2(t) \approx \frac{1}{T} \int_0^t V_1(t') dt'. \quad (1.17)$$

Таким образом, для коротких импульсов длительностью меньше  $T$  эта простая схема является интегрирующей



Фиг. 5. *a* — простая интегрирующая цепь; *в* — простая дифференцирующая цепь; *б* и *г* — точная и аппроксимированная формы выходного напряжения схем *a* и *в* соответственно при единичной ступенчатой функции на входе.

цепью. Форма выходного напряжения при подаче на вход единичного ступенчатого сигнала, вычисленная по формуле (1.17), представлена на фиг. 5, б. Там же нанесена экспоненциальная кривая, полученная на основании точного решения,

На низких частотах уравнение (1.15) может быть представлено в виде

$$\bar{V}_2 \approx (1 - pT) \bar{V}_1 \approx e^{-pT} \bar{V}_1, \quad (1.18)$$

т. е.

$$V_2(t) \approx V_1(t - T). \quad (1.19)$$

Таким образом, в схеме осуществляется задержка импульсов, огибающая которых за интервалы времени, соизмеримые с  $T$ , изменяется мало (при этом ступенчатая функция должна быть исключена из рассмотрения).

Обращаясь теперь к схеме на фиг. 5, в, находим

$$\bar{V}_2 = \frac{pT}{1 + pT} \bar{V}_1. \quad (1.20)$$

Если длительность импульсов мала по сравнению с  $T$ , т. е.  $\omega T \gg 1$ , то  $\bar{V}_2 \approx \bar{V}_1$  и, следовательно,  $V_2(t) \approx V_1(t)$ ; в первом приближении эта схема не будет изменять форму импульсов. Для высоких частот уравнение (1.20) может быть переписано в виде

$$\bar{V}_2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{pT}} \bar{V}_1 \approx \left(1 - \frac{1}{pT}\right) \bar{V}_1. \quad (1.21)$$

Проводя обратное преобразование, получаем

$$V_2(t) \approx V_1(t) - \frac{1}{T} \int_0^t V_1(t') dt'. \quad (1.22)$$

Таким образом, выходной импульс равен разности между входным импульсом и величиной, пропорциональной интегралу от функции входного напряжения. Кривая изменения выходного напряжения при единичной ступенчатой входной функции, вычисленная по уравнению (1.22), представлена на фиг. 5, г, где нанесена также экспонента, полученная в результате точного решения.

Для импульсов, длительность которых велика по сравнению с  $T$ , т. е. для импульсов, форма которых мало меняется за интервал времени, соизмеримый с  $T$  (таким образом, ступенчатая функция исключается), и, следовательно,  $\omega T \ll 1$ ,

$$\bar{V}_2 \approx pT(1 - pT) \bar{V}_1 \approx pTe^{-pT} \bar{V}_1, \quad (1.23)$$



откуда

$$V_2(t) \approx T \frac{dV_1(t-T)}{dt}. \quad (1.24)$$

В этом случае схема вызывает дифференцирование импульсов и создает небольшую задержку.

## § 6. ПРОСТЫЕ СХЕМЫ С ПЕРЕМЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Проведенный выше теоретический анализ относился к линейным цепям с постоянными параметрами, например к линиям передачи и формирования сигналов, трансформаторам, аттенуаторам, усилителям и ряду специальных схем, используемых в технике осциллографирования. На практике, кроме указанных систем, приходится иметь дело с триггерными (спусковыми) схемами различных типов, а также с разрядными цепями, включающими реле и тиратроны. Такие схемы являются нелинейными и могут иметь переменные параметры, но обычно они имеют два устойчивых состояния, т. е. принцип их действия сводится к простому переключению.

В этом случае применение линейной теории не вызывает трудностей при использовании метода, изложенного ниже, если только не интересоваться процессами, происходящими в момент переключения.

Предположим, что требуется определить влияние некоторой нелинейной ветви  $PQ$  линейной цепи с постоянными параметрами после замыкания ключа в момент времени  $t_1$  между любыми двумя точками  $A$  и  $B$  цепи. Эта схема может быть преобразована в цепь с постоянными параметрами, если предположить, что между точками  $A$  и  $B$  постоянно включен генератор напряжения  $E(t)$  с нулевым внутренним сопротивлением. Функция  $E(t)$  выбирается таким образом, что короткое замыкание не влияет на работу схемы при  $t < t_1$ , а при  $t > t_1$   $E(t)$  равно нулю и в ветви  $AB$  осуществляется короткое замыкание. Методика проведения анализа заключается в следующем:

а) при разомкнутой цепи определяется напряжение  $V(t)$  на клеммах  $AB$  для моментов времени  $t < t_1$ , возникающее благодаря внутренним э. д. с. схемы;

б) определяется влияние короткозамкнутой ветви  $PQ$  при действии только внутренних э. д. с. схемы;

в) определяется влияние ветви  $PQ$  при включении между точками  $A$  и  $B$  э. д. с.  $E(t) = V(t)$  для  $t < t_1$  и  $E(t) = 0$  для  $t > t_1$  (при этом можно предположить, что внутренние источники э. д. с. выключены).

Искомое влияние ветви  $PQ$  определяется как сумма влияний, найденных на этапах „б“ и „в“. На последнем этапе используется отрицательная ступенчатая функция напряжения  $-[V(t_1)]_{t_1}$ , которая должна быть получена от генератора в момент времени  $t_1$ .

## § 7. ЦЕПИ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПОСТОЯННЫМИ

Законы Ома и Кирхгофа применимы в первую очередь к цепям, составленным из сосредоточенных элементов. В таких цепях соединительные провода не играют никакой другой роли, кроме подведения тока от одного элемента к другому. Однако на практике в любой системе эти элементы обладают геометрическими размерами и параметры распределены в пространстве. Соединительные провода играют также и другую роль, заключающуюся в особенности в образовании распределенной емкости относительно земли, а также в наличии собственной индуктивности. Между разными частями схемы могут возникать нежелательные взаимные емкости и индуктивности. Элементы схемы могут иметь двойственный характер: катушки могут обладать, например, определенной междувитковой емкостью, а проволочные сопротивления и определенные типы конденсаторов — собственной индуктивностью. Эти эффекты проявляются в устройствах и схемах микросекундного диапазона, а в миллимикросекундном диапазоне паразитные реактивности еще более вредны<sup>1)</sup>.

Имея второстепенное значение по сравнению с основными элементами схемы (но ограничивая параметры на высоких частотах), паразитные реактивности могут быть учтены при

<sup>1)</sup> На практике следует обращать особое внимание на исключение из схем элементов, обладающих подобными дефектами. На высоких частотах важную роль играет также явление поверхностного эффекта в сопротивлениях и диэлектрические потери в конденсаторах.

анализе схемы путем введения небольших сосредоточенных последовательных индуктивностей и шунтирующих емкостей, включенных в соответствующие точки цепей.

При наличии сверхвысокочастотных компонент сигнала распределенные реактивности начинают играть первостепенную роль. Очевидно, теория цепей с сосредоточенными постоянными может быть распространена на цепи с распределенными постоянными в том случае, если допустить, что число элементов в цепи увеличивается, а влияние каждого из них соответственно уменьшается, так что система остается неизменной. Уравнения цепей заменяются дифференциальными уравнениями в частных производных, содержащими пространственные координаты и время в качестве независимых переменных. В большинстве случаев, встречающихся при исследовании широкополосных устройств миллимикросекундного диапазона, в противоположность волноводным системам такое рассмотрение остается допустимым. Однако для доказательства справедливости такого рассмотрения следует обратиться к более общей теории электромагнитных колебаний. В приложении I показано, что теория цепей с распределенными постоянными с достаточной строгостью может быть применена для случая гладкой однородной линии передачи при основном виде колебаний.

Каждой частотной компоненте сигнала соответствует определенная длина волны электромагнитного излучения, и можно сказать, что представление системы в виде цепи с сосредоточенными постоянными остается справедливым лишь тогда, когда длина волны, соответствующая высшей частотной компоненте, много больше геометрических размеров системы. Длина волны для данной частоты колебаний зависит от скорости их распространения; обычно подразумевается скорость плоской волны в данной диэлектрической среде, если только не делается специальной оговорки. Однако скорость может быть много меньше указанной величины, как это имеет место в весьма важном случае распространения волны в длинной спирали. Если какой-либо из размеров системы лишь немного меньше длины наиболее короткой волны, теория цепей с распределенными постоянными также может быть применена, однако во всех сомнительных случаях следует обращаться к общей теории электромагнитных колебаний.

Здесь следует подчеркнуть интересную особенность, свойственную миллимикросекундному диапазону. С одной стороны, применяя метод замены распределенных постоянных сосредоточенными элементами, мы пытаемся использовать приемы микросекундной техники, с другой стороны, — сталкиваемся с устройствами, служащими для канализации электромагнитных колебаний и обладающими свойствами, определяемыми распределенным характером их элементов.

## Глава II

### ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

#### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Задача передачи сигналов по проводам без искажений является одной из важнейших в области связи. В диапазоне миллимикросекундных импульсов эта задача усложняется, так как используются широкие полосы пропускания. Она возникает даже тогда, когда расстояние, на которое должен быть передан сигнал, составляет всего лишь несколько сантиметров.

Трудности, возникающие при расчете и конструировании электронных цепей, обуславливаются наличием последовательных индуктивностей и параллельно включенных емкостей между землей и каждым отрезком используемых соединительных проводников.

Теория линий передач, которая получила широкое развитие в радиотехнике, позволяет решать подобные проблемы. Ниже будет показано, что импульсный сигнал может распространяться вдоль линии без искажений и что входной импеданс некоторого отрезка линии, соответственно нагруженного, представляет собой чисто активное сопротивление. Эти два положения лежат в основе большинства применений линий. Все соединения либо должны быть как можно более короткими, либо представлять собой соответствующим образом сконструированные линии передачи, которые могут быть любой длины при условии, что они включены между устройствами, обладающими соответствующими импедансами.

Поскольку линии передачи лежат в основе ряда специальных устройств, используемых в миллимикросекундном диапазоне, а также применяются во многих вспомогательных устройствах, в этой главе будет рассмотрена теория линий передач, основанная на методе преобразования Лапласа.

## § 2. ОДНОРОДНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

**1. Общие свойства.** Методы, основанные на уравнениях Максвелла, освещены в литературе; некоторые основные сведения об электрическом и магнитном полях приведены в приложении I. Ниже приводятся основные результаты, применимые (исключая пункт 5) к линиям, состоящим из чистых проводников.

1. Линия передачи должна быть образована по крайней мере двумя<sup>1)</sup> отдельными проводниками. Если эти проводники параллельны и их сечение, пусть даже произвольное, остается неизменным вдоль линии, то такая линия называется однородной.

2. Решение уравнений Максвелла при соответствующих граничных условиях для простейших полей показывает существование движущейся (в том или ином направлении) электромагнитной волны. Свойства этой электромагнитной волны следующие:

3. Электрическое и магнитное поля всегда взаимно перпендикулярны и расположены под прямым углом к направлению распространения волны.

4. Характеристический импеданс (см. ниже) имеет чисто активный характер, и его величина не зависит от частоты.

5. Если линия обладает потерями (см. § 2, п. 6 настоящей главы), то затухание всегда увеличивается с возрастанием частоты.

6. Распределение электрического и магнитного полей в некотором поперечном сечении линии такое же, как если бы оно было вызвано электростатическим зарядом, сообщенным проводникам, и текущим по ним постоянным током<sup>2)</sup> соответственно. На фиг. 6 показаны соответствующие картины полей для линии, состоящей из двух параллельных пластин, и для коаксиальной линии.

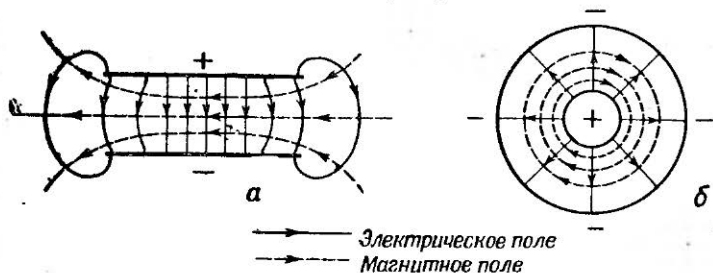
7. Это распределение полей можно представить, если допустить, что между проводниками существует некоторая

---

<sup>1)</sup> Сведения о многопроводных линиях см. в статьях Боста [7], Бразма [8, 9], Брюдерлинка [10], Франкеля [11] и Клусса [12].

<sup>2)</sup> Вследствие поверхностного эффекта токи высокой частоты текут лишь по поверхности проводников; поэтому эквивалентные постоянные токи должны рассматриваться в слоях, более тонких, чем проводники, используемые в линии.

разность потенциалов и по ним текут токи, равные по величине, но обратные по знаку. Могут быть введены понятия параллельной емкости  $C$  на единицу длины линии и последовательной индуктивности  $L$  на единицу длины линии, значения которых можно определить при рассмотрении в статическом режиме или при помощи квазистационарной теории (см. примечание 2 на стр. 3).



Фиг. 6. Распределение поля в поперечном сечении линии.

$a$  — для линии, состоящей из параллельных пластин;  $b$  — для коаксиальной линии. Волна распространяется в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, от наблюдателя.

8. Скорость распространения колебаний вдоль линии не зависит от частоты; в линиях также отсутствует граничное значение низкой частоты, свойственное волноводам. Скорость распространения равна скорости плоской волны, которая существовала бы в бесконечно большом объеме диэлектрика, заполняющего пространство между проводниками.

Время задержки на единицу длины

$$T = \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{10}{3} \sqrt{\kappa_e \kappa_m} \text{ мксек/м}, \quad (2.1)$$

где  $\kappa_e = \epsilon/\epsilon_0$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды, а  $\kappa_m = \mu/\mu_0$  — относительная магнитная проницаемость (величины  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  соответствуют воздушному заполнению).

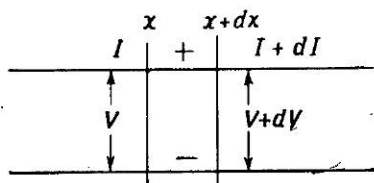
9. Ниже будет показано, что характеристический импеданс  $Z_0$ <sup>1)</sup> определяется как  $\sqrt{L/C}$ ; поскольку  $T = \sqrt{LC}$ , то, согласно формуле (2.1) и при условии, что известна вели-

1) Величину  $Z_0$  часто называют также волновым сопротивлением. — *Прим. ред.*

чина  $L$  или  $C$ , может быть определено значение  $Z_0$ . Таким образом, расчет характеристического импеданса сводится к определению величины  $L$  или  $C$  в статическом режиме.

Применение теории линий с распределенными постоянными справедливо лишь для однородных линий или же в том случае, когда поперечное сечение медленно и непрерывно изменяется вдоль линии. Однако влияние неоднородностей может быть исследовано при помощи теории электромагнитного поля. Перейдем теперь к более подробному рассмотрению некоторых из высказанных положений:

**2. Анализ.** Переходя к анализу линии передачи (фиг. 7) при помощи теории цепей с распределенными постоянными, предположим, что  $V_x(t)$  и  $I_x(t)$  — соответственно напряжение и ток в момент времени  $t$  в точке  $x$  линии. Определяя падение напряжения на небольшом участке  $dx$  благодаря току, текущему в последовательной индуктивности  $L dx$ , получаем



где использованы изображения Лапласа<sup>1)</sup> напряжения и тока для выбранного момента времени. Изменение тока в элементе  $dx$ , вызванное напряжением, действующим на параллельной емкости  $C dx$ , определяется уравнением

$$\frac{d\bar{V}_x}{dx} = -pL\bar{I}_x, \quad (2.2)$$

где использованы изображения Лапласа<sup>1)</sup> напряжения и тока для выбранного момента времени. Изменение тока в элементе  $dx$ , вызванное напряжением, действующим на параллельной емкости  $C dx$ , определяется уравнением

$$\frac{d\bar{I}_x}{dx} = -pC\bar{V}_x. \quad (2.3)$$

После дифференцирования по  $x$  обеих частей уравнения (2.2) при условии, что  $L$  не зависит от  $x$ , и подстановки  $d\bar{I}_x/dx$  из уравнения (2.3) получим

$$\frac{d^2\bar{V}_x}{dx^2} = p^2LC\bar{V}_x. \quad (2.4)$$

1) Применение преобразования Лапласа к теории линий передачи дано Вайделихом [13].



Аналогично, в предположении, что  $C$  не зависит от  $x$ , получаем

$$\frac{d^2 \bar{I}_x}{dx^2} = p^2 LC \bar{I}_x. \quad (2.5)$$

Легко показать, что если  $L$  и  $C$  не зависят от  $x$ , то

$$\bar{V}_x = \overset{\rightarrow}{V}_0 e^{-pTx} = \overset{\rightarrow}{V}_x \quad (2.6)$$

и

$$\bar{V}_x = \overset{\leftarrow}{V}_0 e^{pTx} = \overset{\leftarrow}{V}_x \quad (2.7)$$

есть решения уравнения (2.4), где  $\overset{\rightarrow}{V}_0$  и  $\overset{\leftarrow}{V}_0$  — постоянные (о значении стрелок будет сказано ниже). Здесь

$$T = \sqrt{LC}. \quad (2.8)$$

Общее решение уравнения (2.4) представляет собой сумму решений (2.6) и (2.7):

$$\bar{V}_x = \overset{\rightarrow}{V}_x + \overset{\leftarrow}{V}_x = \overset{\rightarrow}{V}_0 e^{-pTx} + \overset{\leftarrow}{V}_0 e^{pTx}. \quad (2.9)$$

Проводя обратное преобразование Лапласа (см. табл. 1), получаем

$$V_x(t) = \overset{\rightarrow}{V}_x(t) + \overset{\leftarrow}{V}_x(t) = \overset{\rightarrow}{V}_0(t - Tx) + \overset{\leftarrow}{V}_0(t + Tx) \quad (2.10)$$

при условии, что  $t - Tx > 0$ .

Первый член правой части выражения (2.10) показывает, что напряжение в точке  $x$  в момент времени  $t + Tx$  такое же, как и в точке  $x = 0$  в момент времени  $t$ , т. е. имеет место распространение волны без искажений со временем задержки  $T$  на единицу длины. Условие  $t - Tx > 0$  показывает, что мы не должны учитывать этот член для точки  $x$  до тех пор, пока не истечет время, необходимое для распространения волны от точки  $x = 0$  до точки  $x$ .

Аналогично, второй член относится к волне, распространяющейся с той же скоростью, но в обратном направлении.

Точно такие же соображения лежат в основе решения уравнения (2.5) для токов. Вводятся только две новые

постоянные, и вместо выражений (2.6), (2.7) и (2.9) получаем

$$\bar{I}_x = \overset{\rightarrow}{I}_x + \overset{\leftarrow}{I}_x, \quad (2.11)$$

где

$$\overset{\rightarrow}{I}_x = \overset{\rightarrow}{I}_0 e^{-pTx} \quad (2.12)$$

и

$$\overset{\leftarrow}{I}_x = \overset{\leftarrow}{I}_0 e^{pTx}. \quad (2.13)$$

Полные решения (2.9) и (2.11) должны удовлетворять уравнению (2.2) или (2.3) для всех значений  $x$ .

Если величина  $Z_0$  определяется выражением

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (2.14)$$

то нетрудно показать, что

$$\frac{\overset{\rightarrow}{V}_0}{\overset{\rightarrow}{I}_0} = \frac{\overset{\rightarrow}{V}_x}{\overset{\rightarrow}{I}_x} = -\frac{\overset{\leftarrow}{V}_0}{\overset{\leftarrow}{I}_0} = -\frac{\overset{\leftarrow}{V}_x}{\overset{\leftarrow}{I}_x} = Z_0. \quad (2.15)$$

Ввиду того что выражение для  $Z_0$  не содержит  $p$ , обратное преобразование Лапласа для выражения (2.15) заключается лишь в исключении черточек, стоящих над значениями  $V$  и  $I$ .

Таким образом, мы видим, что характеристический импеданс (который является чисто активным и не зависит от частоты) определяется отношением напряжения к току в бегущей волне; для отраженной волны может быть взято отношение этих же величин, но с другим знаком.

**3. Выводы.** На фиг. 6 показаны только два из множества возможных типов линий передач. Линиям передач различных сечений, включая криволинейные линии, посвящены следующие статьи: Андерсона [14], Берклея и Спангенберга [15], Брауна [16], Буххольца [17], Краггса и Трантера [18], Франкеля [19, 20], Ганса [21], Ландсберга [22], Мейнке [23], Парцена [24], Ре-Ка [25], Роте [26], Шебса [27], Цейтлина [28—30], Уилера [31], Уайза [32].

Значения характеристических импедансов для линий различных типов даны в приложении II.

В большинстве применений мы сталкивались с несимметричными системами, т. е. с такими, в которых напряжение сле-

дует рассматривать относительно земли. В этих случаях может использоваться один проводник, окруженный металлическим экраном. Последний одновременно является вторым проводником. Вследствие поверхностного эффекта ток протекает только по внутренней поверхности экрана и его внешняя сторона обесточена и может быть заземлена в любой точке (гл. III, § 5). Расчет и конструкции, а также параметры коаксиальных кабелей читатель может найти в работах Кенни [33], Смита [34], Станфорда и Кормбли [35] Циммермана [36] и в докладах [37].

В симметричных системах могут быть использованы два изолированных проводника в общем экране. Полностью экранированные линии предпочтительнее линий открытого типа, так как в последних существуют зависящие от частоты потери энергии на излучение и в близлежащих цепях могут быть наведены нежелательные сигналы (или наоборот).

**4. Оконечные нагрузки и неоднородности линий.** Выше мы познакомились с основными параметрами собственно линий, а сейчас рассмотрим влияние неоднородностей, которые могут иметь место в линиях.

*а) Произвольная оконечная нагрузка.* Наиболее важные и наиболее очевидные неоднородности имеют место на концах линии передачи конечной длины. Предположим, что на дальнем от питающего генератора конце линии включена произвольная нагрузка  $Z$ , являющаяся функцией  $p$ . Если амплитуды колебаний вблизи нагрузки таковы, как это показано на фиг. 8, *а*, то, согласно закону Ома,

$$Z = \frac{\vec{V} + \overleftarrow{V}}{\vec{I} + \overleftarrow{I}}. \quad (2.16)$$

Подставляя значения токов, выраженные через напряжения согласно соотношению (2.15), определяем коэффициент отражения для напряжений

$$\rho \equiv \frac{\overleftarrow{V}}{\vec{V}} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}. \quad (2.17)$$

Три частных случая представляют особый интерес.

а. Если  $Z = Z_0$ , то  $\rho = 0$ . Отраженная волна отсутствует, и вся мощность поглощается чисто активным сопротивлением  $Z$ . Линия при этом нагружена на согласованную нагрузку.

б. Если  $Z = 0$ , что соответствует короткому замыканию, то  $\rho = -1$  и амплитуда отраженной волны равна амплитуде падающей волны, но знаки их различны.

в. Если  $Z \rightarrow \infty$  (случай разомкнутой линии), то  $\rho = 1$  и происходит отражение без изменения фазы.

Мы можем использовать выражение (2.17) для случая соединения двух линий с различными характеристическими импедансами (фиг. 8, б). Общность задачи не ограничится, если предположить, что существует только падающая волна, т. е. движущаяся вправо в линии 1. Согласно выражению (2.15), входной импеданс

$\frac{\vec{V}_2}{\vec{I}_2}$  линии 2 равен  $Z_{02}$ ; подстановка этого значения в предыдущее выражение дает

$$\rho = \frac{Z_{02} - Z_{01}}{Z_{02} + Z_{01}}. \quad (2.18)$$

Фиг. 8. Основные типы неоднородностей в линии передачи.

а — произвольная нагрузка; б — соединение двух линий с различными характеристическими импедансами; в — шунтирующий импеданс, включенный в однородную линию.

Если в месте соединения не включен какой-либо последовательный сосредоточенный импеданс, то мы имеем

$$\vec{V}_1 + \vec{V}_1 = \vec{V}_2, \quad (2.19)$$

и соответственно коэффициент отражения для напряжений определяется как

$$\frac{\vec{V}_2}{\vec{V}_1} = 1 + \frac{\vec{V}_1}{\vec{V}_1} = 1 + \rho. \quad (2.20)$$

Если  $Z_{01} = Z_{02}$ , то  $\rho = 0$ , и коэффициент передачи равен единице. В месте соединения линий с равными импедансами не возникает никаких отражений и происходит полная передача мощности.

Рассмотрим теперь случай включения произвольного импеданса  $Z$  в некоторой промежуточной точке однородной линии (фиг. 8, в). Эффективное значение импеданса нагрузки для левой части линии равно  $ZZ_0/(Z + Z_0)$ , и выражение (2.17) принимает вид

$$\rho = \frac{-Z_0}{2Z + Z_0}. \quad (2.21)$$

В этом случае напряжение в месте неоднородности изменяется непрерывно и выражения (2.19) и (2.20) удовлетворяются.

Аналогичные соображения могут быть применены при определении коэффициентов отражения и передачи для тока в случаях, показанных на фиг. 8. В случае „в“ ток не является непрерывной величиной в месте существования неоднородности, и выражение для токов, аналогичное (2.19), несправедливо [выражение (2.19) для напряжений также несправедливо, если в линию включен сосредоточенный последовательный импеданс]. Во всех случаях коэффициенты могут быть найдены при помощи соотношения (2.15) для каждой части линии по обе стороны от неоднородности при использовании закона Ома и соответствующих выражений.

Наличие неоднородности в линии и связанных с ней отражений вызывает затухание основной волны. Если неоднородность обусловлена включением чисто активного импеданса, как это показано на фиг. 8, а и в, где  $Z$  является активным сопротивлением, то коэффициент отражения не зависит от  $\rho$  и от частоты; при этом не возникает никаких искажений. Если неоднородность содержит некоторую реактивность, то  $\rho$  является функцией  $\rho$  и затухание сопровождается искажениями.

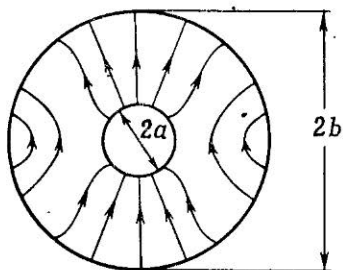
При синусоидальных колебаниях коэффициенты отражения могут быть легко выражены через коэффициент стоячей волны  $S$  в соответствии со следующим соотношением:

$$S = \frac{|\overset{>}{V}| + |\overset{<}{V}|}{|\overset{>}{V}| - |\overset{<}{V}|} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|}, \quad (2.22)$$

где  $|\vec{V}|$  и  $|\vec{V}'|$  — амплитуды волн, распространяющихся в двух направлениях. Если  $|\rho|$  мало, то на основании этого соотношения  $|\rho| \approx (S-1)/2$ .

Проведенное выше рассмотрение неоднородностей в линиях, основанное на теории цепей, является упрощенным. Перейдем к дальнейшим вопросам, которые имеют важное значение для высокочастотной части миллимикросекундного диапазона.

б) *Колебания высших порядков.* Кроме основного типа колебаний; соответствующего простейшей картине поля, может быть найдено бесчисленное множество различных кон-



Фиг. 9. Картина поля в коаксиальной линии для колебаний второго порядка.

фигураций поля, удовлетворяющих уравнениям Максвелла и граничным условиям (см. Бонди и Кун [38]). Картина поля для некоторого типа колебаний, отличного от основного типа волны в коаксиальной линии, изображена на фиг. 9. Основные свойства колебаний высших порядков следующие:

1) Силовые линии электрического и магнитного полей не перпендикулярны к направлению распространения.

2) Фазовая скорость распространения волны зависит от частоты.

3) Для каждого типа колебаний существует определенная критическая частота. Передача энергии колебаний с частотой ниже этой критической частоты практически отсутствует; поля быстро затухают, и на расстоянии, равном диаметру линии, их величины пренебрежимо малы.

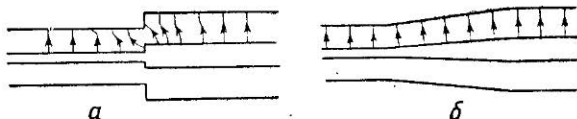
Колебаниям типа  $H_{11}$  или  $TE_{11}$  соответствует критическая частота  $f_c$ ; соответствующее значение длины волны  $\lambda_c$  приблизительно равно

$$\lambda_c = \frac{c}{f_c \sqrt{\epsilon_e \mu_m}} \approx \pi(a+b),$$

где  $c$  — скорость света.

Рассмотрим неоднородность, изображенную на фиг. 10, а. Согласование полей по обе стороны от неоднородности путем

комбинирования колебаний основного типа невозможно. Учет колебаний высших порядков приводит к тому, что граничные условия и условия непрерывности поля удовлетворяются везде. На частотах ниже критической энергия не может быть передана за счет колебаний высших типов и часть энергии падающей волны отражается. Этот эффект наиболее заметно проявляется на высоких частотах, поэтому



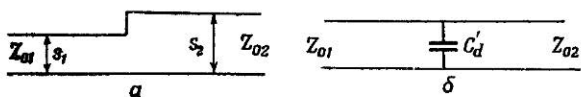
Фиг. 10. *а* — картина поля в коаксиальной линии при учете в месте неоднородности колебаний высших порядков; *б* — плавный переход между линиями различных размеров без изменения характеристического импеданса.

высокочастотные компоненты падающей волны частично отражаются, заметно искажая основную волну.

Отражение возникает даже в том случае, когда характеристический импеданс линии по обе стороны от неоднородности имеет одну и ту же величину. Если желательно изменить размеры линии с сохранением характеристического импеданса, то это изменение должно быть сделано плавно. Если длина переходной секции (фиг. 10, *б*) в несколько раз больше диаметра наружного проводника и отношение диаметров внешнего и внутреннего проводников остается неизменным, то конфигурация полей не будет значительно отличаться от картины, соответствующей основному типу колебаний (линия, образованная парой коаксиальных конусов с постоянным импедансом, может обеспечить сохранение колебаний основного типа). При этом соответственно отражение ничтожно мало.

Виннери и др. [39, 40] и Майлс [41] показали с помощью теории цепей, что воздействие различных неоднородностей на колебания основного типа может быть представлено в виде шунтирующей емкости, включенной в том месте, где находится неоднородность. Так, например, линия, образованная параллельными пластинами (фиг. 11, *а*), может быть заменена эквивалентной схемой (фиг. 11, *б*), где емкость  $C'_d$  имеет значение, приведенное в табл. 2.

Если линия содержит однородный диэлектрик, то эти значения емкости должны быть умножены на  $\epsilon_0$ . Если линия заполнена диэлектриком только с одной стороны от неоднородности, то его влияние следует принимать во внимание



Фиг. 11. *a* — неоднородность в линии, образованной параллельными пластинами; *б* — эквивалентная схема.

в том случае, когда он находится с той стороны, где искажение полей наибольшее. Так, например, в случае, изображенном на фиг. 12, *a*, значение емкости  $C'_d$  должно быть



Фиг. 12. Влияние диэлектрического заполнения по одну сторону от неоднородности.

В случае *a*  $C'_d$  умножается на  $\epsilon_0$ ; в случае *б* это не имеет места.

умножено на  $\epsilon_0$ , в то время как для случая фиг. 12, *б* это значение остается неизменным.

Таблица 2

$s_1/s_2$	$C'_d$ , пф на 1 см ширины
0,0	$\infty$
0,2	0,070
0,4	0,033
0,6	0,015
0,8	0,004
1,0	0,000

Для коаксиальных линий величина эквивалентной шунтирующей емкости определяется выражением

$$C_d = 2\pi r C'_d,$$



где  $C'_a$  — емкость, указанная в табл. 2. Значения радиуса  $r$  для некоторых случаев показаны на фиг. 13.

Разомкнутая линия (фиг. 14) соответствует идеальной линии, нагруженной на емкость, значения которой приведены в табл. 3.

Таблица 3

$a/b$	$C'_a/2\pi b$ , пф/см
0,0	0,000
0,2	0,016
0,4	0,034
0,6	0,056
0,8	0,095
1,0	$\infty$

Метод эквивалентных емкостей может быть использован со следующими оговорками:

1) Применение ограничено частотами, при которых длина волны несколько больше наибольшего поперечного размера линии. Если частота колебаний приближается к критическому значению для одного из высших типов колебаний, то величина емкости  $C_a$  перестает быть независимой от частоты.

2) Если имеется несколько неоднородностей, расположенных близко одна от другой, то вследствие их взаимного влияния значение эквивалентной емкости меняется (см. [42]).

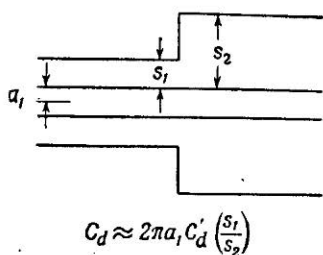
3) В полученные результаты должна быть внесена поправка, если линия нагружена на согласованное сопротивление вблизи неоднородности (на расстоянии порядка наибольшего поперечного размера).

Методы, изложенные в п. 4 „а“ настоящего параграфа, применимы только в тех случаях, когда поля в месте неоднородности могут быть согласованы для колебаний основного типа. Таких случаев может быть только два:

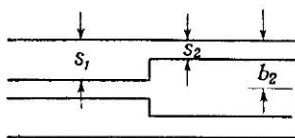
1) Изменение диэлектрического материала, без которого линия была бы однородной, причем граница изменения лежит в поперечной плоскости.

2) Короткозамкнутая линия, если короткое замыкание осуществляется при помощи плоского диска, расположенного перпендикулярно к оси линии на ее конце.

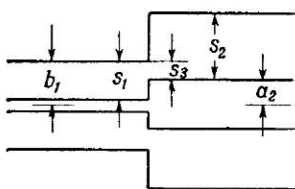
в) *Опорные элементы.* Иногда коаксиальные кабели содержат опорные элементы из диэлектрика. Если эти опорные элементы расположены на одинаковых расстояниях один



$$C_d \approx 2\pi a_1 C'_d \left( \frac{s_1}{s_2} \right)$$



$$C_d \approx 2\pi b_2 C'_d \left( \frac{s_2}{s_1} \right)$$



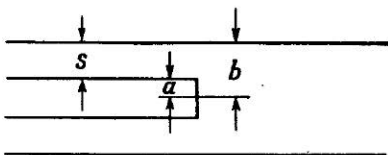
$$C_d \approx 2\pi b_1 C'_d \left( \frac{s_3}{s_1} \right) + 2\pi a_2 C'_d \left( \frac{s_2}{s_2} \right)$$

Фиг. 13. Емкости, эквивалентные неоднородности в коаксиальной линии.

от другого, то на частотах, для которых расстояние между ними равно целому числу половин длины волны, могут возникнуть сильные отражения. Коаксиальными кабелями такого типа не следует пользоваться, за исключением тех, в которых расстояние между опорами очень мало.

Однако часто нельзя избежать применения опор; Корнс [43] разработал методы, которые позволяют свести коэффициент отражения до пренебрежимо малой величины.

Как показано на фиг. 15, *a*, диаметр внутреннего проводника может быть уменьшен до величины, необходимой



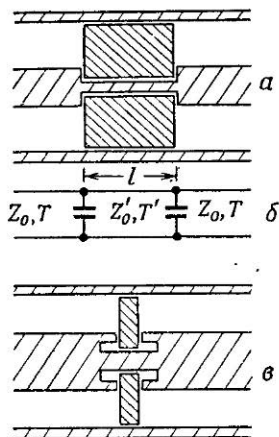
Фиг. 14. Линия передачи с разрывом внутреннего проводника.

для компенсации влияния диэлектрика на характеристический импеданс. Этот метод дает удовлетворительные результаты на средних частотах; на высоких частотах существенную роль играет влияние изменения радиуса, в особенности если много опорных элементов. На фиг. 15, *б* показана эквивалентная схема для отрезка линии, содержащего опорную шайбу, причем  $l$  — толщина шайбы, а  $Z'_0$  — характеристиче-

ский импеданс отрезка линии, заполненного опорной шайбой. Очевидно, что  $l$  должно быть как можно меньше, а диэлектрическая проницаемость диэлектрика должна быть близкой к единице. Анализ схемы показывает, что для снижения влияния емкости, величина  $Z'_0$  должна превышать  $Z_0$  примерно на 8%. При этом коэффициент отражения по напряжению не превышает 1% на всех частотах вплоть до 4000 мГц.

Каден и Элленбергер [44] и Петерсон [45] рекомендуют применять опорные шайбы с вогнутой поверхностью и описывают метод компенсации шунтирующей емкости с помощью последовательной индуктивности. Получение этих индуктивностей достигается при помощи специальных выточек во внутреннем проводнике<sup>1)</sup>, как это показано на фиг. 15, в. Размер выточек определяется экспериментально; полученное значение коэффициента отражения не превышает 0,4% вплоть до частоты 1200 мГц. В линии, содержащей 20 опорных шайб, расположенных друг от друга на расстоянии, равном половине длины волны, применение компенсации снижает величину коэффициента стоячей волны с 2,1 до 1,05.

На основании изложенного выше очевидно, что число штепсельных разъемов и соединительных фишек в кабеле должно быть сведено к минимуму, а те разъемы, которые не могут быть исключены, должны быть хорошо согласованы в широком диапазоне частот. Соединительные фишки,



Фиг. 15. а — диэлектрическая шайба; б — ее эквивалентная схема; в — дисковая шайба с компенсацией.

<sup>1)</sup> Такие выточки на поверхности внутреннего проводника могут быть использованы для других целей согласования, что рассматривается в работе Роуланда [46]. (Несколько более высокое значение импеданса  $Z'_0$ , примененное Корнсом, обеспечивает введение компенсирующей последовательной индуктивности, см. п. 5 „в“ настоящего параграфа.)

совместно с шунтирующими емкостями  $C_d$ , возникающими в результате резкого изменения размеров, представляют собой короткие отрезки линий с различными импедансами. Если длина волны много больше линейных размеров соединителя (как это имеет место в миллимикросекундном диапазоне), то каждый отрезок длиной  $l_n$  с индуктивностью  $L_n$  на единицу длины и емкостью  $C_n$  на единицу длины может быть представлен в виде схемы с сосредоточенными элементами, содержащей последовательную индуктивность  $l_n L_n$  и шунтирующую емкость  $l_n C_n + C_{dn}$ .

Если короткий отрезок линии с характеристическим импедансом  $Z'_0$  и общим временем задержки  $T$  включен в линию с импедансом  $Z_0$ , то можно показать, что при единичной амплитуде входного импульса амплитуда отраженного импульса равна

$$\frac{2T(Z'_0 - Z_0)}{t_r(Z'_0 + Z_0)},$$

где  $t_r$  — время его нарастания.

Эта формула, которая получена для случая  $2T < t_r$  и  $Z'_0 \approx Z_0$ , может быть использована и при рассмотрении влияния соединителей. Аналогичный результат получен Гаруином [47].

2) *Согласованные нагрузки.* Выше было показано, что в идеальном случае, когда линия нагружена на сопротивление, равное характеристическому импедансу, отражения не возникают. Присоединение к линии обычного сосредоточенного сопротивления сопровождается паразитной реактивностью, которая нарушает согласование на высоких частотах. Лучшие результаты получаются в случае использования сопротивления дискового типа.

Кросби и Пеннипэкер [48] изучали поведение сопротивлений в виде тонкой пленки, нанесенной на диэлектрический стержень<sup>1)</sup>. Сопротивление помещалось в закороченный с одного конца цилиндрический корпус, длина которого значительно больше его диаметра. Образованный таким образом (см. п. 6 настоящего параграфа) отрезок линии с потерями исследовался, и определялся его входной импеданс.

<sup>1)</sup> Более подробно о сопротивлениях см. в гл. IV, § 5.

Общее сопротивление  $R$  должно быть равно характеристическому импедансу согласуемой линии. Было найдено, что наилучшие результаты можно получить, когда  $R/Z'_0 = \sqrt{3}$ , где  $Z'_0$  — номинальное значение характеристического импеданса отрезка линии с потерями. При отношении длины отрезка линии к длине волны, равном 0,05, коэффициент отражения по напряжению равен 1%; при уменьшении этого отношения отражение уменьшается. Однако длина отрезка линии должна быть все же значительно больше его диаметра, так как в противном случае применение использованной теории, учитывающей только основной тип колебаний, окажется невозможным.

Клеменс [49] рассматривает подобный случай и дает теорию экспоненциальной линии с потерями; однако его метод предназначен в основном для использования в микроволновом диапазоне.

д) *Другие виды неоднородностей.* Различные сведения о влиянии неоднородностей содержатся в статьях Куно и Херренга [50], Кокса [51], Фукса [52], Херренга и Вилле [53], Реймонда [54] и Сапира [55].

Кинг и Томиясу [56] дали расчет влияния геометрии соединителей линии с нагрузкой. Практически эти неоднородности могут быть представлены в виде шунтирующей линии емкости и индуктивности, включенной последовательно с идеальной нагрузкой.

Томиясу [57] показал, что влияние формы сгиба линии эквивалентно включению двух шунтирующих емкостей и последовательной индуктивности между ними.

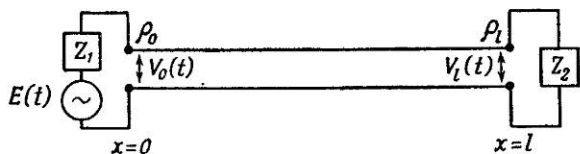
Оливер [58] разработал расчет влияния неоднородностей в коаксиальных линиях со щелью, употребляемых в приборах для измерения импедансов на частотах от 100 до 3000 мГц.

Марчанд [59, 60] перечисляет несколько теорем о влиянии отверстий во внешнем экране экранированных линий. На частотах выше 50 мГц экран можно считать совершенным, так как токи, текущие по внутренней и внешней поверхностям, не зависят друг от друга. В этом случае для определения соотношения токов у отверстия могут быть применены законы Кирхгофа.

**5. Линии передачи как элементы схем.** Соотношения (2.1), (2.6), (2.15) и (2.17), а также эквивалентные схемы

различных неоднородностей, описанные выше, содержат все, что нужно знать о свойствах линий передач как элементов схем. В приложениях, которые будут описаны ниже, мы увидим, как могут быть использованы основные свойства линий: 1) временная задержка, 2) чисто активный характеристический импеданс и 3) явления отражения.

Широкое применение линий в миллимикросекундном диапазоне объясняется тем обстоятельством, что используемые



Фиг. 16. Схема линии передачи в общем случае.

здесь линии не обладают такими неудобными размерами как в микросекундном диапазоне.

а) *Выражение для напряжения на входе.* На фиг. 16 изображен источник э. д. с.  $\bar{E}$  с внутренним импедансом  $Z_1$ , расположенный в точке  $x=0$  и питающий линию длиной  $l$  с характеристическим импедансом  $Z_0$ , нагруженную произвольным импедансом  $Z_2$ . Требуется найти напряжение на входе линии.

На основании выражения (2.9) полное напряжение  $\bar{V}_0$  в точке  $x=0$  является суммой двух компонент  $\bar{V}_0^{\rightarrow} + \bar{V}_0^{\leftarrow}$ . Первая компонента складывается из 1) напряжения, возникшего от приложения э. д. с., величина которого определяется на основании формулы для простейшего делителя напряжений  $\bar{E}Z_0/(Z_1 + Z_0)$ , и 2) части  $\rho_0 \bar{V}_0^{\leftarrow}$ , полученной в результате отражения в точке  $x=0$  падающей справа волны. Здесь  $\rho_0$  — коэффициент отражения по напряжению волны, падающей справа, от переднего конца линии.

Таким образом,

$$\bar{V}_0^{\rightarrow} = a\bar{E} + \rho_0 \bar{V}_0^{\leftarrow}, \quad (2.23)$$

где

$$a \equiv \frac{Z_0}{Z_1 + Z_0}. \quad (2.24)$$

Из соотношений (2.6), (2.7) и (2.17) имеем

$$\frac{\overleftarrow{V}_0}{\overrightarrow{V}_0} = \rho_l e^{-2pTl}. \quad (2.25)$$

Решая уравнения (2.23) и (2.25) относительно  $\overrightarrow{V}_0$  и  $\overleftarrow{V}_0$ , получаем

$$\overrightarrow{V}_0 = a \frac{1}{1 - \rho_0 \rho_l e^{-2pTl}} \overline{E} \quad (2.26)$$

и

$$\overleftarrow{V}_0 = a \frac{\rho_l e^{-2pTl}}{1 - \rho_0 \rho_l e^{-2pTl}} \overline{E}. \quad (2.27)$$

Следовательно,

$$\overline{V}_0 = \overrightarrow{V}_0 + \overleftarrow{V}_0 = a \frac{1 + \rho_l e^{-2pTl}}{1 - \rho_0 \rho_l e^{-2pTl}} \overline{E}. \quad (2.28)$$

Этот результат может быть представлен в хорошо известной форме, если знаменатель выражения разложить в ряд<sup>1)</sup>. Таким образом,

$$\overline{V}_0 = a (1 + \rho_l e^{-2pTl}) [1 + \rho_0 \rho_l e^{-2pTl} + (\rho_0 \rho_l)^2 e^{-4pTl} + \dots] \overline{E}. \quad (2.29)$$

Проведя обратное преобразование, можно показать, что напряжение  $V_0(t)$  равно  $aE(t)$  до момента времени  $T = 2Tl$ ; в интервале  $2Tl \leq t < 4Tl$  к этому значению прибавляется  $a\rho_l(1 + \rho_0)E(t - 2Tl)$ . В момент времени  $t = 4Tl$  добавляется член  $a\rho_0\rho_l^2(1 + \rho_0)E(t - 4Tl)$  и т. д. Каждый следующий член, соответствующий времени  $2nTl \leq t \leq 2(n+1)Tl$ , равен  $a(\rho_0\rho_l)^{n-1}\rho_l(1 + \rho_0)E(t - 2nTl)$ , где  $n$  — некоторое целое число.

Соотношения (2.28) и (2.29) являются общими, однако при проведении обратного преобразования мы предполагали, что  $\rho_0$  и  $\rho_l$  не зависят от  $p$  (т. е.  $Z_1$  и  $Z_2$  — чисто активные сопротивления).

<sup>1)</sup> Это разложение достаточно корректно, так как  $p$  является положительной величиной и коэффициенты отражения меньше или равны единице.

б) *Формирование импульсов.* Ограничим наше рассмотрение случаем, когда линия согласована с источником. В этом случае  $Z_1 = Z_0$ ,  $\rho_0 = 0$  и  $a = 1/2$ . Выражение (2.28) принимает вид

$$\bar{V}_0 = \frac{1}{2}(1 + \rho_l e^{-2pTl}) \bar{E}. \quad (2.30)$$

При этом в линии не возникает многократных отражений и  $V_0(t)$  содержит только один дополнительный член, появляющийся в момент времени  $t = 2Tl$ .

Представляют интерес следующие три специальных случая, упомянутые в п. 4,а настоящего параграфа:

а)  $Z_2 = Z_0$ . Здесь  $\rho_l = 0$  и  $V_0(t) = \frac{E(t)}{2}$ .

б)  $Z_2 = 0$ . В этом случае  $\rho_l = -1$  и

$$V_0(t) = \frac{1}{2}[E(t) - E(t - 2Tl)].$$

Такое устройство представляет собой очень распространенную схему формирования, имеющую преимущество перед дифференцирующей схемой (фиг. 5, б), так как часть импульса в течение времени от  $t = 0$  до  $t = 2Tl$  воспроизводится без искажения формы.

в)  $Z_2 \rightarrow \infty$ . Здесь  $\rho_l = 1$  и соответственно выражение (2.30) принимает вид

$$V_0(t) = \frac{1}{2}[E(t) + E(t - 2Tl)].$$

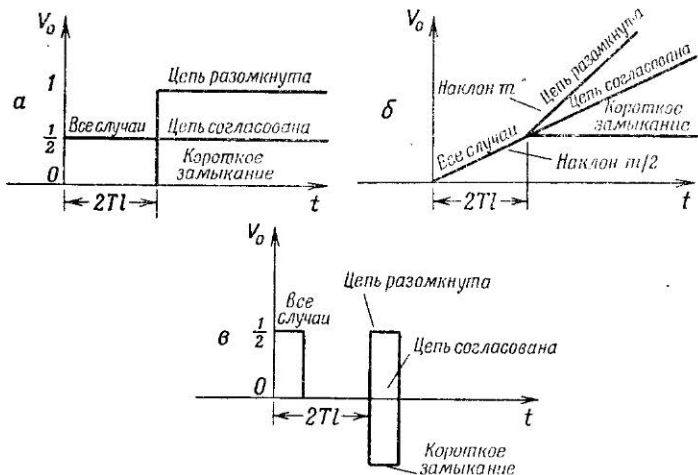
Результаты воздействия единичной ступенчатой функции и линейно возрастающего со скоростью  $m$  напряжения изображены на фиг. 17, а и б. Форма напряжения, полученного в результате воздействия короткого прямоугольного импульса длительностью меньше  $2Tl$  (вычисленная при помощи ступенчатой функции), показана на фиг. 17, в. Видно, что из одного импульса получаются два с относительной задержкой, равной удвоенному времени прохождения импульса вдоль линии. Этот метод может быть использован, например, в одноканальном генераторе двояных импульсов.

Если импеданс источника или нагрузки содержит реактивную составляющую или же является чисто реактивным, то выражение для коэффициента отражения содержит вели-



чину  $p$ ; это обстоятельство следует принимать во внимание при проведении обратного преобразования выражения (2.28).

На фиг. 18 представлены формы напряжений на входе и выходе линии для различных нагрузочных импедансов.



Фиг. 17. Входное напряжение линии в случае различных нагрузок.

$a$  — единичная ступенчатая функция;  $б$  — линейно нарастающее напряжение с наклоном  $m$ ;  $в$  — короткий прямоугольный импульс. Во всех случаях источник напряжения согласован с линией.

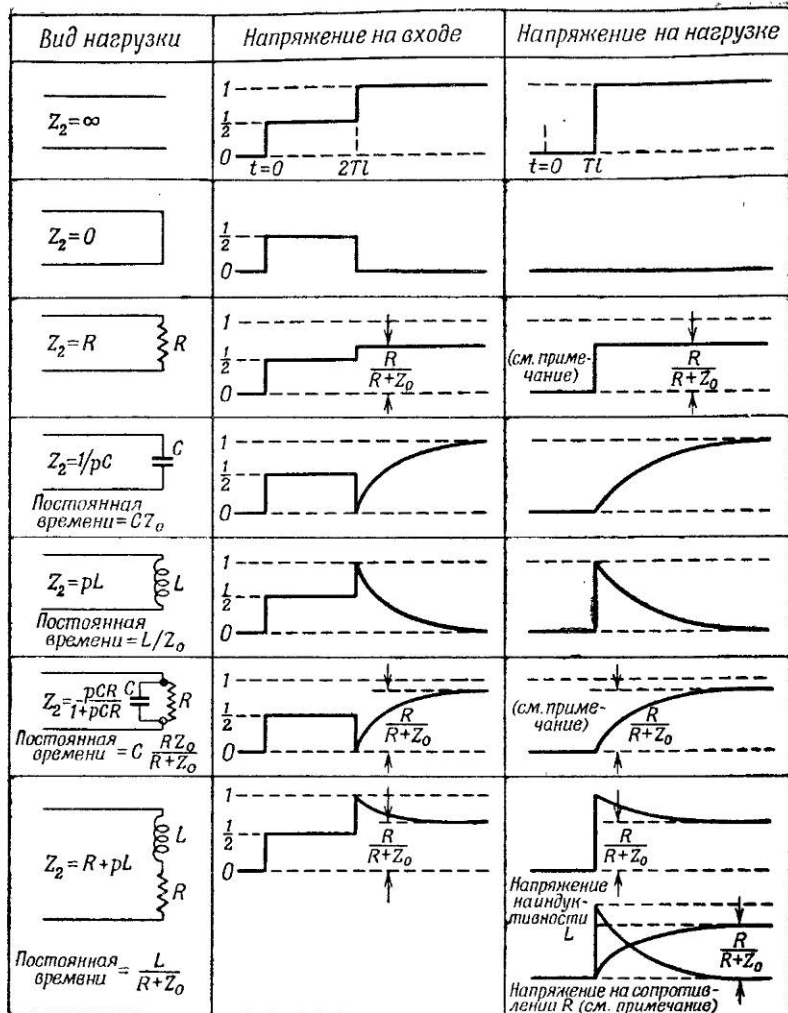
3) *Входной импеданс*. Выражение для входного импеданса  $Z_{вх.}$  отрезка линии конечной длины может быть написано на основании результатов, полученных в предыдущем пункте. Формула для элементарного делителя напряжений

$$\bar{V}_0 = \frac{Z_{вх.}}{Z_{вх.} + Z_1} \bar{E} \quad (2.31)$$

при использовании соотношений (2.28), (2.24) и (2.17) принимает вид

$$Z_{вх.} = Z_0 \frac{1 + \rho_I e^{-2pTl}}{1 - \rho_I e^{-2pTl}} \quad (2.32)$$

Полученный результат не зависит от  $Z_1$ , что соответствует случаю, когда входной импеданс имеет вполне



Фиг. 18. Влияние нагрузки на работу отрезка однородной линии передачи без потерь длиной  $l$  с характеристическим импедансом  $Z_0$  при подаче на ее вход в момент времени  $t = 0$  ступенчатого напряжения от согласованного источника э. д. с.

Примечание. В тех случаях, когда  $R$  представляет собой входной импеданс второго отрезка линии передачи, форма сигнала в этой линии будет идентичной.

определенное значение. Из этого выражения непосредственно следует, что в случае согласованной нагрузки на конце линии ( $\rho_l = 0$ )  $Z_{\text{вх.}} = Z_0$ .

Мы ограничимся рассмотрением одного специального случая из многих, представляющих интерес, и найдем эквивалентную схему короткого отрезка линии, нагруженного произвольным импедансом.

Если  $\omega Tl \ll 1$ , то можно написать  $e^{-2pTl} \approx (1 - 2pTl)$ , и равенство (2.32) преобразуется к виду

$$Z_{\text{вх.}} \approx Z_2 \frac{1 - pTl(Z_2 - Z_0)/Z_2}{1 + pTl(Z_2 - Z_0)/Z_2}, \quad (2.33)$$

где вместо  $\rho_l$  подставлено его значение, выраженное через  $Z_2$  и  $Z_0$ .

а) Если  $Z_0 = Z_2$ , то  $Z_{\text{вх.}} = Z_2$ .

б) При  $Z_0 \gg Z_2$  из (2.33) с использованием выражений (2.8) и (2.14) получим

$$Z_{\text{вх.}} \approx Z_2 \left( 1 + \frac{pTlZ_0}{Z_2} \right) = Z_2 + pLl.$$

При этом добавляется некоторая последовательная индуктивность, равная по величине собственной полной индуктивности отрезка линии.

в) Для случая  $Z_0 \ll Z_2$  находим

$$Z_{\text{вх.}} \approx \frac{Z_2}{1 + pTl/Z_0},$$

что является выражением для параллельного включения импеданса  $Z_2$  и полной емкости  $Cl$  линии.

Нас также интересует общее выражение для напряжения  $\bar{V}_l$  на нагрузке. Имеем

$$\bar{V}_l = \bar{V}_l^{\rightarrow} + \bar{V}_l^{\leftarrow} = (1 + \rho_l) e^{-pTl} \cdot \bar{V}_0. \quad (2.34)$$

Подстановка выражения (2.26) дает

$$\bar{V}_l = a \frac{(1 + \rho_l) e^{-pTl}}{1 - \rho_0 \rho_l e^{-2pTl}} \bar{E}. \quad (2.35)$$

Используя соотношение (2.28), напряжение на нагрузке можно выразить через результирующее напряжение на входе:

$$\bar{V}_l = \frac{(1 + \rho_l) e^{-pTl}}{1 + \rho_l e^{-2pTl}} \bar{V}_0. \quad (2.36)$$

**6. Потери.** Выше мы считали, что линия передачи не имеет потерь. Практически потери в линии могут возникнуть вследствие следующих причин:

- а) конечного сопротивления проводников;
- б) проводимости диэлектриков (обычно пренебрежимо малая величина) и потерь в них на радиочастотах;
- в) излучения в случае открытых неэкранированных линий.

Если потери невелики, то можно считать, что поле не отличается заметно от поля, соответствующего колебаниям только основного типа. Все потери могут быть представлены в виде эквивалентного распределенного последовательного сопротивления  $R$  и шунтирующей проводимости  $G$  на единицу длины линии (см., например, [17]).

а) *Изменение выражений для импеданса и условий распространения.* Основные уравнения (2.2) и (2.3) принимают вид

$$\frac{d\bar{V}_x}{dx} = -(R + pL)\bar{I}_x, \quad (2.37)$$

$$\frac{d\bar{I}_x}{dx} = -(G + pC)\bar{V}_x. \quad (2.38)$$

Все приведенные выше соотношения с применением преобразований Лапласа остаются в силе при условии замены  $L$  и  $C$  величинами  $L(1 + R/pL)$  и  $C(1 + G/pC)$  соответственно. Если частота достаточно высока, как это обычно имеет место в миллимикросекундном диапазоне, то  $R \ll \omega L$  и  $G \ll \omega C$ . При этом соотношения (2.8) и (2.14) принимают вид

$$T \approx \sqrt{LC} \left( 1 + \frac{R/L + G/C}{2p} \right), \quad (2.39)$$

$$Z_0 \approx \sqrt{\frac{L}{C}} \left( 1 + \frac{R/L - G/C}{2p} \right). \quad (2.40)$$

Решение (2.6) для волны, распространяющейся вправо, теперь может быть записано в виде

$$\bar{V}_x = \bar{V}_0 e^{-pTx} = \bar{V}_0 e^{-\alpha x} e^{-p\sqrt{LC}x}, \quad (2.41)$$

где

$$\alpha \equiv \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (2.42)$$

Мы видим, что время задержки осталось без изменений с точностью до членов порядка  $1/\rho$  и появился новый член, характеризующий затухание  $e^{-\alpha z}$ . Характеристический импеданс имеет значение, отличающееся от приведенного выше на величину порядка  $1/\rho$ .

б) *Источники потерь*. Решение уравнений Максвелла для волн, распространяющихся по поверхности и в толще металла, обладающего конечным значением проводимости, показывает, что интенсивность поля уменьшается согласно экспоненциальному закону с увеличением расстояния от поверхности. На глубине проникновения электромагнитного поля  $d$  плотность тока уменьшается в  $e$  раз по сравнению с плотностью тока на поверхности. Величина  $d$  (в метрах) определяется выражением<sup>1)</sup>

$$d = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}, \quad (2.43)$$

где  $f$  — частота (в герцах),  $\sigma$  — проводимость (в  $1/\text{ом} \cdot \text{м}$ ) и  $\mu = \gamma_m \mu_0$  — магнитная проницаемость проводника. Например, на частоте 1 мГц в случае медных проводников глубина проникновения  $d \approx 6 \cdot 10^{-3}$  см и, таким образом, для миллимикросекундного диапазона можно считать, что токи текут только по поверхности проводников. Для коаксиальной линии из медных проводников радиусами  $a$  и  $b$  имеем

$$R = 4,2 \cdot 10^{-8} \sqrt{f} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \text{ом/м}. \quad (2.44)$$

С увеличением частоты эффективное сопротивление возрастает, однако величина отношения  $R/\omega L$  при этом продолжает уменьшаться, так что приближенные выражения (2.39) и (2.40) остаются справедливыми<sup>2)</sup>. Затухание увеличивается с повышением частоты, что приводит к потере высокочастотных компонент сигнала. Однако искажения проявляются лишь в виде уменьшения крутизны фронтов импульсов, так как при этом фазовых искажений в первом приближении нет.

<sup>1)</sup> Рассмотрение поверхностного эффекта для импульсных сигналов проведено в работах Миллера [61], Симма [62, 63] и Валлесе [64].

<sup>2)</sup> Зависимость  $R$  и  $G$  от частоты приводит к невозможности получения строгого решения при помощи метода преобразования Лапласа.

Формулы и графики для поверхностного эффекта в проводниках различной формы и из разных материалов содержатся в работе Уиннери [65].

Следует отметить, что сопротивление поверхностного слоя проводников можно уменьшить за счет покрытия проводников пленкой серебра, толщина которой в несколько раз превышает глубину проникновения. Укажем также, что сопротивление внешнего проводника (экрана), выполненного в виде сплетенного из тонких проволочек чулка, может быть в несколько раз больше сопротивления аналогичного проводника в виде металлической трубки, и на высоких частотах зависимость сопротивления от частоты может оказаться большей, чем это следует из простой теории поверхностного эффекта.

Размеры линии можно выбрать такими, чтобы затухание было минимальным. Для коаксиальных линий кривая постоянной затухания имеет нерезкий минимум при  $b/a = 3,6$ , т. е. при  $Z_0 = 77$  ом. Это и другие оптимальные условия рассматриваются в работе Смита [66].

Шунтирующая проводимость  $G$  определяется в основном потерями в диэлектрике, согласно выражению

$$G = \omega C \operatorname{tg} \delta, \quad (2.45)$$

где  $\operatorname{tg} \delta$  при малых потерях приблизительно равен коэффициенту мощности. Таблицы значений диэлектрической проницаемости и коэффициента потерь приведены, например, Морено [67], а сравнительная оценка свойств различных материалов рассматривается в работе Вильямса и Шатца [68]. Обзор литературы, посвященной диэлектрикам, содержится в работе Брекинриджа и Турнауера [69].

Практические значения затуханий для различных типов коаксиальных кабелей с учетом всех источников потерь даны в табл. 4.

Кабели типа Унирадио 39 и 60 имеют твердую политеновую изоляцию; кабели типа Г. С. М. AS50 и Трансрадио СЗ-Т имеют частично воздушное заполнение. Эти кабели обладают механической гибкостью и могут иметь большую длину. С другой стороны, в кабеле типа Унирадио 132 применены сплошной медный внешний проводник и заполнение минеральным диэлектриком, что позволяет получить низкое значение потерь.

ПАРАМЕТРЫ ТИПОВЫХ КОАКСИАЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ  
 Длина кабеля для задержки в 100 мксек. примерно 25 м

Тип		Характеристический импеданс $Z_0$ , ом	Внешний диаметр, мм	Затухание для задержки в 100 мксек., дБ				
английский	американский, приблизительно эквивалентный английскому			10 мгц	30 мгц	100 мгц	300 мгц	1000 мгц
Унирадио 39	RG/39U	69	7,95	0,51	0,85	1,65	3,3	7,8
Унирадио 60	RG/13U	75	10,4	0,41	0,65	1,2	2,3	5,0
Т. С. М. AS50	RG/62U	100	7,1	0,58	1,0	1,9	3,3	7,0
Трансрадио СЗ-Т	—	197	16,3	0,43	0,85	1,6	3,6	10,2
Унирадио 132	—	42	16,3	0,06	0,14	0,19	0,36	0,78

Покрытие проводников предохраняющей пленкой, например лаком, вносит дополнительные диэлектрические потери, однако предохранение поверхности металла от окисления и коррозии более чем компенсирует этот недостаток.

в) *Многослойная конструкция.* Новая конструкция линии передачи, рассчитанной на получение малого затухания, предложена Клогстоном [70]. Внутренний проводник коаксиальной линии состоит из центрального изолирующего стержня, окруженного системой тонких цилиндрических слоев металла и диэлектрика, расположенных поочередно. Все это заключено в обычный цилиндрический внешний экран с использованием обычного изолирующего материала для отделения внутренней системы от экрана. Внутренний проводник обладает определенной средней диэлектрической проницаемостью для поперечных электрических полей, и можно показать, что глубина проникновения тока в толщу проводника значительно больше (что соответствует уменьшению эффективного сопротивления), чем в обычной линии, при условии, что скорость распространения волны в линии равна скорости в материале с такой же средней проницаемостью. Это может быть достигнуто соответствующим выбором изолирующего материала.

Рассматривалась также линия передачи, полностью состоящая из пластин, и приводился анализ распространения волн в подобных системах и вопросов нагрузки таких линий. Развита теория как для случая бесконечно тонких пластин, так и для случая пластин конечной толщины. Экспериментальные данные о работе линии, имеющей частично многослойную конструкцию, приведены в работе Блэка и др. [71].

### § 3. СПИРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ

Обычные линии передачи, работающие на основном виде колебаний, обладают по сравнению с другими типами линий серьезным преимуществом, заключающимся в совершенстве их частотной характеристики. Основным недостатком этих линий является ограниченный диапазон значений характеристического импеданса, который может быть получен при условии, что поперечные размеры линии не будут чрезмерно велики (см. график в приложении II). Кроме того, требова-



ния большой временной задержки приводят к чрезмерно большой длине кабеля, что в ряде применений чрезвычайно неудобно. Вследствие этого линии передачи иногда делаются с внутренним проводником, выполненным в виде плотно намотанной однослойной спирали. Эта спираль помещается внутри обычного цилиндрического экрана.

В таких устройствах существенно возрастает последовательная индуктивность  $L$  и соответственно увеличивается  $Z_0$  и  $T$ , как это следует из выражений (2.14) и (2.8).

Распространение колебаний типа ТЕМ более не происходит, однако если частота не очень высока, то, используя квазистационарную теорию, мы можем определить значение индуктивности на единицу длины, независимое от частоты и соответствующее распространению колебаний псевдоосновного типа. При этом могут быть применены все результаты, полученные в § 2, п. 5 настоящей главы.

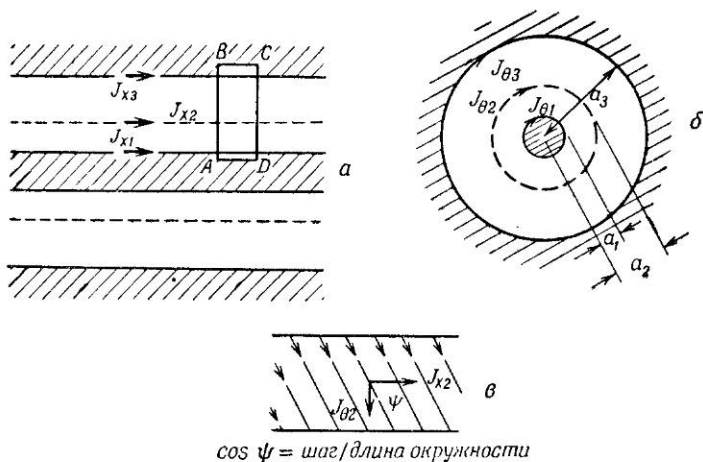
### 1. Формула для индуктивности на единицу длины

Нашей первой задачей является вывод формулы для индуктивности на единицу длины бесконечно длинной однородной спирали, помещенной внутри цилиндрического экрана. Для общности предположим, что внутри спирали вдоль ее оси расположен цилиндрический проводник или трубка (фиг. 19). Чтобы уяснить пределы применимости полученных результатов, следует предварительно рассмотреть основные положения [72, 73].

Предположим, что спираль эквивалентна тонкой токопроводящей поверхности, которая проводит только в направлении, расположенном под углом  $\psi$  к оси. В этом случае плотность поверхностного тока имеет аксиальную  $J_{x2}$  и азимутальную  $J_{\psi 2}$  составляющие, где индекс 2 соответствует спирали.

В миллимикросекундном диапазоне токи в цилиндрическом проводнике могут быть представлены в виде поверхностных токов [выражение (2.43)]; аналогично, токи, текущие в экране, могут быть отнесены к его внутренней поверхности. Таким образом, аксиальные составляющие поверхностных токов  $J_{x1}$  и  $J_{x2}$ , а также азимутальные составляющие  $J_{\psi 1}$  и  $J_{\psi 2}$  мы можем отнести к двум проводникам соответственно. Вследствие осевой симметрии все токи не зависят от азимутального угла; можно также предположить, что токи не зависят от расстояния вдоль оси.

Аксиальные поля, соответствующие азимутальным токам. В квазистационарном случае аксиальное магнитное поле  $H_x$  внутри бесконечно длинного токопроводящего цилиндра при условии, что ток течет в азимутальном



Фиг. 19. Спираль с внешним экраном и внутренним проводником.

*a* — продольный разрез; *б* — поперечный разрез; *а* — составляющие плотности тока в эквивалентном проводнике, проводящем только в направлении под углом  $\psi$  к оси.

направлении, является однородным и равным плотности поверхностного тока (в системе единиц MKS); поле снаружи цилиндра равно нулю.

Если предположим, что внутри спирали помещен проводник, обладающий абсолютной проводимостью, то электрическое поле в любой точке этого проводника равно нулю

$$0 = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \mu \int \int \frac{\partial H_x}{\partial t} dS, \quad (2.46)$$

где интегрирование по поверхности проводится по плоскости поперечного сечения проводника, а линейное интегрирование — по окружности этого сечения. Вследствие того, что  $H_x$  однородно и не постоянно во времени, его величина должна быть равна нулю. Таким образом, если  $r$  — расстояние вдоль радиуса, мы имеем

$$H_x = J_{\theta 1} + J_{\theta 2} + J_{\theta 3} = 0, \quad 0 < r < a_1. \quad (2.47)$$

В остальных областях получаются следующие выражения для величины  $H_x$ :

$$H_x = J_{12} + J_{13}, \quad a_1 < r < a_2,$$

$$H_x = J_{13}, \quad a_2 < r < a_3,$$

$$H_x = 0, \quad a_3 < r,$$

(так как это соответствует пространству вне всех экранов).

Если предположить, что экран также является абсолютно проводящим, то интеграл от электрического поля, взятый по окружности, будет равен нулю. Соответственно для интеграла по поверхности [аналогично выражению (2.46)] имеем

$$\mu \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{a_3} 2\pi r H_x dr = 0. \quad (2.48)$$

Подставляя вместо  $H_x$  его соответствующие значения, приведенные выше для различных значений  $r$ , получаем

$$J_{12}(a_2^2 - a_1^2) + J_{13}(a_3^2 - a_1^2) = 0. \quad (2.49)$$

Интересующий нас ток  $I$  является полным аксиальным током вдоль спирали. С учетом фиг. 19, в можно получить следующие соотношения:

$$I = 2\pi a_2 J_{x2}, \quad (2.50)$$

$$\frac{J_{12}}{J_{x2}} = \operatorname{tg} \psi = 2\pi a_2 n, \quad (2.51)$$

где  $n$  — число витков на единицу длины для однослойной катушки. Из двух последних выражений мы можем найти составляющую  $J_{12}$ , выраженную через  $I$ . Составляющая  $J_{13}$  находится из выражения (2.49), а  $J_{11}$  — из выражения (2.47). Таким образом, значения  $H_x$  для всех значений  $r$  выражаются через  $I$ .

Азимутальные поля, соответствующие аксиальным токам. В квазистационарном случае азимутальное поле  $H_\theta$  в радиусе  $r$  определяется как  $I'/2\pi r$ , где  $I'$  — полный аксиальный ток через окружность радиусом  $r$ . Таким образом, поскольку внутри проводника ток отсутствует,

$$H_\theta = 0, \quad 0 < r < a_1,$$

$$H_\theta = \frac{a_1 J_{x1}}{r}, \quad a_1 < r < a_2,$$

$$H_\theta = \frac{a_1 J_{x1} + a_2 J_{x2}}{r}, \quad a_2 < r < a_3.$$

Вследствие того что внутри системы не происходит накопления заряда, для некоторого поперечного сечения имеем

$$2\pi (a_1 J_{x1} + a_2 J_{x2} + a_3 J_{x3}) = 0,$$

т. е.

$$H_3 = 0, \quad a_3 < r.$$

Рассмотрим прямоугольный контур, лежащий в плоскости, содержащей ось (см. фиг. 19, а). Как и прежде, получим

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \mu \int \int \frac{\partial H_1}{\partial t} dS. \quad (2.52)$$

В проводнике  $\mathbf{E} = 0$  и, следовательно, отрезки контура  $BC$  и  $DA$  ничего не дают для линейного интеграла. Для токов, содержащих аксиальную и азимутальную составляющие, вектор-потенциал не имеет радиальной составляющей и соответственно разность потенциалов на отрезках  $AB$  и  $CD$  определяется однозначно. Мы можем предположить, что внутренний проводник и экран на одном из концов системы подсоединены к земле, так что если длина системы значительно меньше длины волны в свободном пространстве, то можно считать, что внутренний проводник и экран вдоль всей длины обладают одинаковыми потенциалами (мы предполагаем, что скорость распространения в коаксиальной системе, состоящей из внутреннего проводника и экрана, бесконечно велика).

Таким образом, интегралы вдоль отрезков  $AB$  и  $CD$  контура равны нулю, и для единицы длины в аксиальном направлении получим

$$0 = \mu \frac{\partial}{\partial t} \int \int H_0 ds = \mu \frac{\partial}{\partial t} \int_{a_1}^{a_2} H_0 dr. \quad (2.53)$$

При подстановке соответствующих значений  $H_0$  получим следующее выражение:

$$a_1 J_{x1} \ln \frac{a_1}{a_1} + a_2 J_{x2} \ln \frac{a_2}{a_2} = 0. \quad (2.54)$$

Из выражения (2.50) найдем  $J_{x2}$  и на основании (2.54) определим  $J_{x1}$ . Таким образом, значения  $H_0$  для всех значений  $r$  будут определены через величину  $I$ .

Определение индуктивности. Собственная индуктивность связана с полной запасенной энергией магнитного поля следующим соотношением:

$$\frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} \mu \int \int \int H^2 d\tau. \quad (2.55)$$

Для получения индуктивности на единицу длины объемный интеграл берется для единицы длины вдоль оси:

$$\mu \pi \int_0^{\infty} r H^2 dr.$$

Но  $H^2 = H_x^2 + H_y^2$ , и, подставляя найденные выше значения компонент поля, получаем выражение для индуктивности

$$L = 4\gamma_m \pi^2 n^2 \frac{(a_3^2 - a_2^2)(a_2^2 - a_1^2)}{a_3^2 - a_1^2} 10^{-7} + \\ + 2\gamma_m \frac{\ln \frac{a_3}{a_2} \ln \frac{a_2}{a_1}}{\ln \frac{a_3}{a_1}} 10^{-7} \text{ гн/м}. \quad (2.56)$$

Это выражение содержит обычную формулу для длинного соленоида с учетом эффекта короткозамкнутого витка, обусловленного влиянием внутреннего проводника и экрана; в него входят также включенные параллельно индуктивности спирали, рассматриваемой как цилиндр, с учетом влияния экрана и внутреннего проводника.

Если проводник и экран отсутствуют, то в выражении (2.56)  $a_1 = 0$  и  $a_3 \rightarrow \infty$ . При практическом использовании приближенного выражения для поверхностного тока необходимо, чтобы радиус проволоки спирали и расстояние между соседними витками были много меньше расстояния  $a_3 - a_2$  или  $a_2 - a_1$ . Если требуется небольшое значение индуктивности, т. е. если требуемое значение шага спирали оказывается немного меньшим диаметра спирали  $2a_2$ , то следует применить спираль, состоящую из ряда параллельных проводников, шаг которой эквивалентен  $1/n$ .

Винклер подчеркивает следующие положения:

а) из выражения (2.56) следует, что для данного радиуса  $a_3$  экрана индуктивность получается максимальной, если  $a_2 =$

$= 0,707a_3$  (при условии, что внутренний проводник отсутствует и влиянием цилиндрической индуктивности можно пренебречь);

б) если экран выполнен в форме оплетки, то происходит некоторое проникновение поля и эффективный диаметр при этом несколько больше, чем для случая сплошного экрана;

в) ток стремится протекать по внутренней поверхности спирали; вследствие этого при значительном диаметре проволоки в качестве величины  $a_2$  следует брать не средний, а внутренний радиус спирали.

**2. Емкость на единицу длины.** Если радиус проволоки и расстояние между витками много меньше расстояния между спиралью и экраном и между спиралью и внутренним проводником, то величина емкости на единицу длины может быть с хорошей точностью определена обычной формулой для концентрических цилиндров:

$$C = \frac{\epsilon_e}{18 \cdot 10^9} \left\{ \frac{1}{\ln \frac{a_3}{a_2}} + \frac{1}{\ln \frac{a_2}{a_1}} \right\} \text{ ф/м.} \quad (2.57)$$

Если диаметр проволоки представляет собой сравнительно большую величину, то в первый член вместо  $a_2$  следует подставлять внешний, а во второй — внутренний радиусы спирали. Кроме того, приведенная формула справедлива для случая большого шага спирали и тонкой проволоки, если применяется спираль из нескольких параллельных проводников.

Винклер подчеркивает то обстоятельство, что в случае отсутствия внутреннего проводника и пренебрежения влиянием индуктивности спирали как цилиндра максимальное значение характеристического импеданса достигается, когда при заданном значении  $a_3$  величина  $a_2 = 0,486a_3$ .

Отсюда получаем

$$Z_0 = A n a_3 \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\epsilon_e}},$$

где постоянная  $A = 96$ , если пренебречь толщиной проволоки и другими факторами; практически обычно  $A = 90$ .

Если желательно получить низкое значение импеданса, то диаметр спирали не должен быть много меньше диаметра экрана (или же не намного больше диаметра внутреннего

проводника). Франкель сделал попытку провести анализ для случая, когда диаметр проволоки и расстояние между витками сравнимы или несколько больше расстояния между спиралью и экраном. Можно считать, что распространение волны по виткам спирали происходит со скоростью, приблизительно равной скорости распространения в свободном пространстве и, следовательно, результирующая скорость распространения вдоль оси спирали равна

$$3 \cdot 10^8 \cos \psi / \sqrt{\chi_m \chi_e} \text{ м/сек.}$$

Огланд [74] и некоторые другие считают, что выражение, выведенное для прямого проводника, параллельного проводящей плоскости, дает более точное значение импеданса спиральной линии, чем формулы (2.56) и (2.57).

**3. Фазовые искажения.** Спиральные линии вносят фазовые искажения на высоких частотах вследствие изменения индуктивности с частотой и влияния распределенной емкости между соседними витками [75].

*а) Изменение индуктивности с частотой.* В проведенном выше квазистационарном исследовании для собственной индуктивности предполагалось, что величина тока вдоль оси спирали остается неизменной. Если частота настолько высока, что длина волны в спирали в аксиальном направлении немного больше диаметра спирали, величина индуктивности падает вследствие связи между витками, которые больше не соответствуют синфазным точкам. Поруцкий и Блюэтт [76, 77] рассматривали случай обычного токопроводящего экрана и применяли уравнения Максвелла для внутренней и наружной поверхностей спирали (влияние внутреннего проводника и экрана при этом не принималось во внимание)<sup>1)</sup>. Было найдено, что

$$\frac{L}{L_0} = 2I_1(\alpha) K_1(\alpha), \quad (2.58)$$

где  $L_0$  — величина индуктивности на единицу длины на низкой частоте;  $I_1$  и  $K_1$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода соответственно;  $\alpha \equiv 2\pi a/\lambda$  ( $a$  — радиус катушки,  $\lambda$  — длина волны в спирали, измеренная

<sup>1)</sup> Анализ спиральной линии в металлической трубе дан в работе Лошакова и Олдерогге [78].

в аксиальном направлении). Некоторые числовые значения приведены в табл. 5.

Таблица 5  
ИЗМЕНЕНИЕ СОБСТВЕННОЙ ИНДУКТИВНОСТИ  
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЧАСТОТЫ

$\alpha$	$2I_{(a)} K_1(\alpha)$	$1 - 25 (a/\lambda)^2$
0,00	1,000	1,000
0,05	0,996	0,998
0,10	0,986	0,994
0,25	0,944	0,960
0,50	0,854	0,842
0,75	0,764	0,644
1,00	0,680	
1,50	0,545	
2,00	0,445	

Если  $\alpha$  мало в сравнении с единицей, то выражение (2.58) для практических целей полезно преобразовать в легко запоминающуюся приближенную формулу [79]

$$\frac{L}{L_0} \approx 1 - 25 \left( \frac{a}{\lambda} \right)^2. \quad (2.59)$$

Степень совпадения результатов, получаемых по формулам (2.58) и (2.59), иллюстрируется табл. 5; хорошее совпадение достигается для значений  $\alpha < 0,5$ .

Влияние амплитудных и фазовых искажений на форму импульсов на выходе некоторых устройств рассматривается в работе Кальмана [80]. В случае спиральных линий ограничивающим фактором являются скорее фазовые искажения, чем частотные, возникающие за счет зависимости величины затухания от частоты. Удобным критерием может служить условие: полное изменение фазы для наиболее высокочастотной компоненты, вносимое всей линией, должно отличаться не более чем на 0,5 радиана от изменения фазы, возникающего в случае абсолютно линейной фазовой характеристики. Этот критерий может быть определен более точно на основании следующих рассуждений.

Положим, что  $T$  — временная задержка на единицу длины линии на высокой частоте  $\omega$ , которая отлична от



значения  $T_0$  на средних частотах. Фазовая ошибка на угловой частоте  $\omega$  после прохождения отрезка линии длиной  $l$  не должна превышать 0,5 радиана, и верхний предел, пренебрегая омическими потерями, может быть определен как

$$\omega_{\text{макс.}} l (T - T_0) = \pm 0,5. \quad (2.60)$$

Здесь  $T = \sqrt{LC}$ , и если предположить, что  $C$  не зависит от частоты, в то время как  $L$  изменяется определенным образом с частотой, это соотношение примет вид

$$\omega_{\text{макс.}} l T_0 \left( \sqrt{\frac{L}{L_0}} - 1 \right) = \pm 0,5. \quad (2.61)$$

Если записать  $L = L_0 + \delta L$  в предположении, что изменение индуктивности невелико, то мы получим

$$\omega_{\text{макс.}} l T_0 \frac{\delta L}{L_0} = \pm 1. \quad (2.62)$$

Если изменение индуктивности происходит вследствие причин, рассмотренных выше, то подстановка в соотношение (2.61)  $L/L_0$  из формулы (2.59) приводит его к виду

$$\omega_{\text{макс.}} T_0 (la^2)^{1/3} \approx 3 \quad (2.63)$$

при условии, что  $\omega_{\text{макс.}} T_0 a < 0,5$  (при использовании соотношения  $1/T_0 = \omega/2\pi\lambda$ ). Результат, который может быть записан в форме

$$\omega_{\text{макс.}} \approx \frac{3}{T_0 l} \left( \frac{l}{a} \right)^{2/3}, \quad (2.64)$$

характеризует верхний предел частотного диапазона при полной временной задержке  $T_0 l$  и заданном отношении длины спирали к ее радиусу.

*б) Влияние собственной емкости.* Влияние собственной распределенной емкости между витками было исследовано при помощи схемы, эквивалентной схеме с сосредоточенными параметрами [81]. Последовательный импеданс одного витка можно представить в виде параллельно включенных индуктивности  $L/n$  и сосредоточенной емкости  $C'$ , причем  $L/n$  — индуктивность одного витка катушки, а  $C'$  — распределенная емкость между двумя соседними витками. На частотах ниже собственной резонансной частоты

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{n}{LC'}} \quad (2.65)$$

этот импеданс имеет индуктивный характер и

$$\frac{L}{L_0} = \frac{1}{1 - (\omega/\omega_0)^2}. \quad (2.66)$$

Льюис показал, что при условии  $\omega \ll \omega_0$  это выражение справедливо для распределенной собственной емкости спиральной линии.

Сравнение соотношений (2.59) и (2.66) показывает, что влияние этих двух факторов противоположно. Поэтому может быть получена некоторая взаимная компенсация этих двух влияний, и частотный диапазон, в котором эффективная индуктивность и, следовательно, временная задержка и характеристический импеданс не зависят от частоты, может быть несколько расширен.

Кальман [80] и Эриксон и Зоммер [82] теоретически и экспериментально исследовали влияние изолированных металлических лент, расположенных вблизи катушки для увеличения ее собственной емкости. Уикс [81] для уменьшения фазовых искажений использовал корректирующий четырехполюсник, состоящий из сосредоточенных элементов и подключаемый к зажимам линии. Ди-Торо [84] использовал для этой цели секционированную многослойную катушку.

**4. Выводы.** Эффект короткозамкнутого витка, обусловленный влиянием центрального проводника и экрана на индуктивность, может быть уменьшен, если сделать продольные разрезы по всей длине внутреннего проводника и экрана в нескольких местах по окружности.

Если требуются большие значения импеданса и времени задержки, то можно использовать две спирали с противоположным направлением намотки, расположенные одна в другой. Две катушки образуют цепи прямого и обратного распространения сигнала; если связь между ними велика, то индуктивность на единицу длины в 4 раза больше значения индуктивности для одиночного соленоида; шунтирующая емкость определяется как емкость между двумя слоями намотки. Такая система не является несимметричной, и оба конца

линии не могут иметь общего заземления. Вследствие этого применение такого устройства ограничивается случаями, когда вход и выход системы расположены у одного из концов линии.

Точное согласование спиральной линии с нагрузкой представляет собой сложную задачу. По направлению к концу спирали индуктивность на единицу длины падает до величины, соответствующей половине среднего значения индуктивности для длинного соленоида. Чтобы исключить возможность отражений в линии, значение характеристического импеданса вдоль всей системы должно оставаться неизменным. Значительные результаты в этом направлении могут быть достигнуты, если характер намотки спирали у концов изменить таким образом, чтобы получить увеличение индуктивности до ее нормального значения; другой метод заключается в увеличении расстояния между спиралью и экраном (или внутренним проводником) так, чтобы обеспечить возрастание емкости по соответствующему закону и тем самым сохранить отношение  $L/C$  неизменным. Даже при использовании указанного метода отражение все же будет возникать вследствие плохой согласованности полей. Согласование линии с коаксиальным кабелем должно осуществляться при помощи плавного перехода; переходная секция может быть выполнена в виде отрезка полой цилиндрической трубки, образующей внутренний проводник системы, в стенках которой прорезана спиральная щель с постепенно увеличивающимся шагом.

Такие переходные секции, применяющиеся в диапазоне сверхвысоких частот, но пригодные и для наших целей, описаны Лундом [85]. В таких системах происходит изменение характеристического импеданса и вследствие этого электрическая длина переходной секции должна быть в несколько раз больше длины импульса (см. гл. III).

В табл. 6 приведены некоторые параметры промышленных кабелей. Спиральный проводник помещен в полиуретан, заполняющий внутренний объем плетеного внешнего экрана; такой кабель обладает механической гибкостью, однако резких изгибов все же следует избегать.

Эти кабели не свободны от искажений, и величины затухания приведены лишь для того, чтобы характеризовать верхний частотный предел при получении больших задержек.

Таблица 6

ПАРАМЕТРЫ КАБЕЛЕЙ ДЛЯ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКИ

Тип кабеля Т. С. М.	$Z_2$	$Z_3$	$Z_1$
Характеристический импеданс, ом	130	330	550
Длина кабеля, необходимая для задержки 100 мксек., м . . . . .	4,36	1,77	1,10
Емкость, пф на 1 м . . . . .	180	164	164
Внешний диаметр, см . . . . .	0,89	1,55	2,54
Затухание при задержке 100 мксек., дБ	1 мггц	0,33	0,10
	10 мггц	1,15	0,35
	100 мггц	3,6	1,28
			0,05
			0,18
			0,83

Более подробные сведения о спиральных линиях можно найти в статьях Эссена [86], Ходелина [87], Кальмана [88], Рубеля и др. [89] и Циммермана [90].

#### § 4. ЛИНИЯ ЗАДЕРЖКИ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПОСТОЯННЫМИ

Главу о линиях передачи можно закончить описанием фильтров нижних частот или линий задержки, содержащих сосредоточенные емкости и индуктивности. Параметры этих линий хуже соответствующих параметров спиральных линий, поэтому там, где это возможно, целесообразнее применять линии с распределенными постоянными. Однако при расчете схем мы постоянно сталкиваемся с наличием небольших сосредоточенных паразитных емкостей относительно земли, в особенности сеточной и анодной емкостей ламп. Теория фильтров дает методы компенсации этих емкостей при помощи включаемой последовательно индуктивности. Этот вопрос широко освещен в литературе, например в статьях Хебба и др. [91], Кальмана и др. [92], Томсона [93], Тревова [94] и Уилера и Мурнагана [95].

**1. Фильтры с постоянным  $k$ .** Передача сигнала с частотой  $\omega$ <sup>1)</sup> в любом направлении через четырехполюсник,

<sup>1)</sup> Применение преобразования Лапласа см. в работе [96].

изображенный на фиг. 20, *a*, происходит с изменением фазы в каждой секции, согласно формуле

$$\cos \beta = 1 - 2 \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2. \quad (2.67)$$

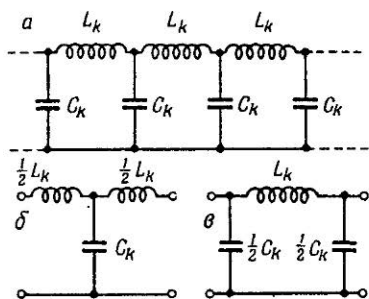
Величина  $\beta$  является действительной, если рабочая частота меньше критической частоты

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{\pi \sqrt{L_k C_k}}.$$

Если  $\omega/\omega_c \ll 1$ , то время задержки в каждой секции определяется выражением<sup>1)</sup>

$$T = \sqrt{L_k C_k} \left[ 1 + \frac{1}{6} \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 - \dots \right]. \quad (2.68)$$

На частотах выше критической частоты распространение в этой цепи отсутствует; сигналы претерпевают значительное отражение на входных клеммах линии и быстро затухают вдоль линии. При использовании небольшого числа секций частотный предел применения определяется значением критической частоты; при большом числе секций ограничивающим фактором являются значительные фазовые искажения. В зависимости от числа используемых секций эти искажения могут превышать допустимые значения (см. п. 3 § 3 настоящей главы) и на частотах значительно более низких, чем критическая частота (см. фиг. 22, *б* для случая  $m=1$ ). Для практических случаев будем считать, что



Фиг. 20. *a* — фильтр нижних частот с постоянным  $k$ ; *б* — секция Т-фильтра; *в* — секция П-фильтра.

1) При этом мы считаем, что время задержки  $T$  равно  $\beta/\omega$ . Это справедливо в случае синусоидального сигнала одной частоты. Однако в случае спектра частот целесообразнее определять время задержки как  $d\beta/d\omega$ . В последнем случае в выражении (2.68) число 6 должно быть заменено числом 2. Однако это отличие не имеет практического значения.

ограничивающим фактором является критическая частота, однако оговорки, сделанные выше, всегда следует иметь в виду.

Четырехполюсник, показанный на фиг. 20, а, может быть представлен в виде последовательного соединения нескольких симметричных Т-секций (фиг. 20, б) или же П-секций (фиг. 20, в). Для условий распространения в самой линии эти два метода построения линии равнозначны; отличие их проявляется лишь при определении импеданса нагрузочных цепей, имеющих различное построение. Т-секция оканчивается с каждой стороны последовательной индуктивностью  $L_k/2$ , а П-секция — параллельной емкостью  $C_k/2$ . В большинстве рассматриваемых применений распределенные емкости источника и нагрузки представляют собой параллельные емкости и вследствие этого на практике чаще всего встречаются П-секции.

Фильтр обладает определенным характеристическим импедансом (часто называемым переходным сопротивлением), имеющим в полосе пропускания чисто активный характер, но зависящим от частоты. Для Т-секции фильтра

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_k}{C_k} \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \right]} \approx \sqrt{\frac{L_k}{C_k} \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + \dots \right]} \quad (2.69)$$

при условии, что

$$\frac{\omega}{\omega_c} \ll 1.$$

Для П-секции

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_k}{C_k \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \right]}} \approx \sqrt{\frac{L_k}{C_k} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \dots \right]}. \quad (2.70)$$

если

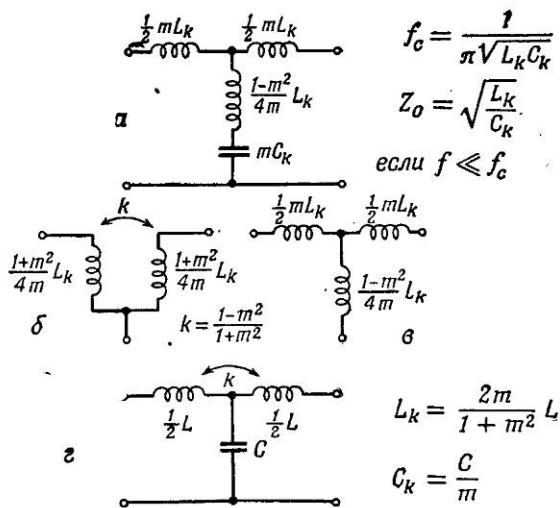
$$\frac{\omega}{\omega_c} \ll 1.$$

Так же как и для линий передач, отражения не возникают при условии, что одна или несколько секций фильтра нагружены на сопротивление, равное характеристическому импедансу. При этом входной импеданс фильтра равен характеристическому. Осуществление сопротивления, значение которого зависело бы от частоты, как это было показано, встречает серьезные затруднения. Вследствие этого только для одной секции Джаколетто [97] нашел оптимальные зна-

чения нагрузки для случая, когда последняя на обоих концах состоит из сопротивлений  $R$ , не зависящих от частоты. Так, например, для Т-секции, если желательно получить активный и по возможности однородный входной импеданс, следует выбрать  $R = 0,75 Z_0$ ; для получения минимума реактивного импеданса необходимо, чтобы  $R = 0,95 Z_0$ ; для случая линейной фазовой характеристики  $R = 0,97 Z_0$ .

Для П-секции значения этих коэффициентов равны 1,5, 2,06, 1,65. Оптимальные величины соответствуют минимальному значению среднеквадратичных отклонений от желаемых величин во всей полосе пропускания.

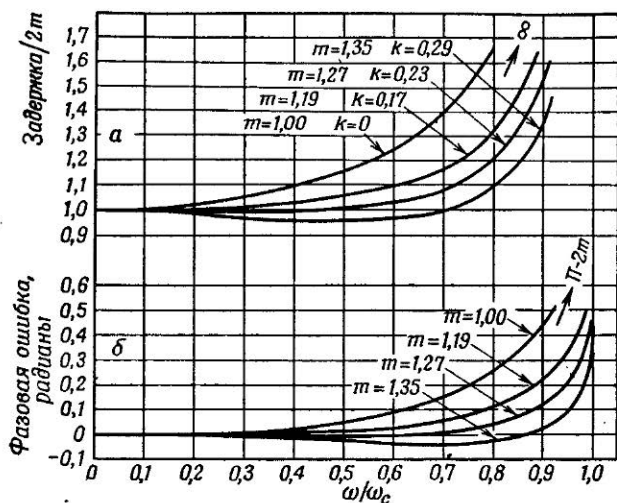
2. Фильтры с использованием индуктивной связи между элементами. Фазовые искажения, свойственные обычным фильтрам с постоянным  $k$ , могут быть уменьшены при



Фиг. 21. Секция  $m$ -фильтра.

использовании так называемых  $m$ -фильтров, схема которых показана на фиг. 21, а. Величина дополнительной индуктивности в параллельном плече секции связана с остальными реактивными элементами параметром  $m$ , как это указано на схеме. Значение критической частоты равно  $(1/\pi) \sqrt{L_k C_k}$ , и

характеристический импеданс также определяется соотношением (2.69) для всех значений  $\omega$  и  $m$ . Выражение для



Ф и г. 22. Характеристики фильтра.

$$\cos \beta = \frac{1 - (1 + m^2) \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2}{1 - (1 - m^2) \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2}$$

$$a - \text{задержка, вносимая одной секцией}$$

$$\frac{d^2}{d^2} = \frac{2m}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2} \left[1 - (1 - m^2) \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2\right]}$$

б — фазовая ошибка, вносимая одной секцией

$$\beta = \frac{d\beta}{d\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)} \bigg|_{\omega=0} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \beta - 2m \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$$

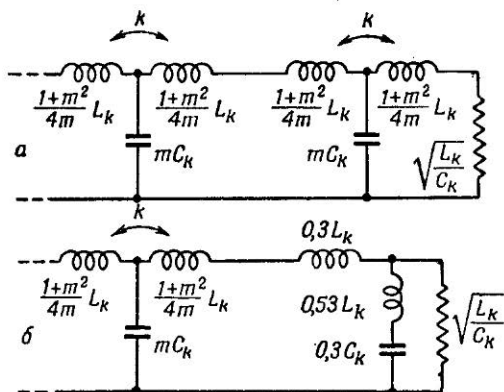
Для фильтра с постоянным  $k$   $m=1$ .

фазового сдвига  $\beta$  для одной секции принимает вид

$$\cos \beta = \frac{1 - (1 + m^2) \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2}{1 - (1 - m^2) \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2} \quad (2.71)$$



При подстановке  $m = 1$  схема, изображенная на фиг. 21, *a* превращается в схему фиг. 20, *б*, а выражение (2.71) принимает вид (2.67). Изменение времени задержки и фазовой ошибки с частотой для различных значений  $m$  изображено на фиг. 22. Значение  $m = 1,27$  является хорошим компромиссом (для обоих семейств кривых).



Фиг. 23. Нагрузочные сопротивления  $m$ -фильтра.

*a* — простая активная нагрузка; *б* — нагрузка в виде половины секции  $m$ -фильтра с  $m=0,6$ .

Величина  $m > 1$  соответствует отрицательной индуктивности, включенной последовательно с емкостью. Физически это можно осуществить, если использовать индуктивную связь между двумя половинами катушек, как это следует из эквивалентной схемы на фиг. 21, *б* и *в*. Для  $m > 1$  коэффициент связи  $k$ <sup>1)</sup> должен быть отрицательным, т. е. катушки, намотанные на одном каркасе, должны иметь одинаковое направление намотки.

В случае  $m = 1,27$ , что соответствует  $k = 0,23$ , основные параметры линии могут быть выражены в значениях дей-

1) Коэффициент связи  $k$  не имеет ничего общего с индексом  $k$ , относящимся к фильтрам с постоянным  $k$ .

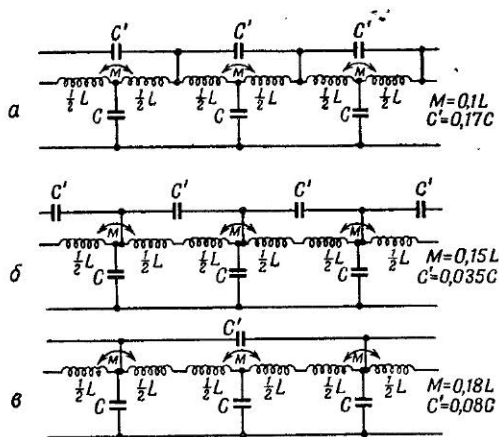
ствительных  $L$  и  $C$  (фиг. 21, г), согласно следующим соотношениям:

$$\text{Характеристический импеданс } Z_0 = 1,11 \sqrt{\frac{L}{C}},$$

$$\text{Время задержки на секцию } T = 1,11 \sqrt{LC}, \quad (2.72)$$

$$\text{Критическая частота } f_c = \frac{0,36}{\sqrt{LC}}.$$

Простейший способ нагрузки этой цепи показан на фиг. 23, а. Наилучшее согласование получается при использовании половины секции  $m$ -фильтра, при  $m = 0,6$ , как это показано на фиг. 23, б (в остальной линии  $m = 1,27$ ). Катушки



Фиг. 24.  $m$ -Фильтры с шунтирующими конденсаторами.

в нагрузочной половине секции не должны быть связаны друг с другом, емкость следует делать переменной с целью достижения оптимальных условий.

Линию, состоящую из мостовых Т-секций (фиг. 24, а), можно использовать для уменьшения фазовых искажений. Фергюсон [98] показал, что в выражении для времени задержки могут быть исключены члены высших порядков, если к схеме подключены емкости, как это показано на фиг. 24, б.

Голей [99] получил хорошие результаты при подключении емкостей согласно фиг. 24, в. Эти емкости оказывают незначительное влияние на основные параметры линий, показанных на фиг. 24. Можно применить следующие приближенные выражения:

Характеристический импеданс  $Z_0 = \sqrt{\frac{L+2M}{C}}$ ,

Время задержки на секцию  $T = \sqrt{(L+2M)C}$ , (2.73)

Критическая частота  $f_c = \frac{1}{\pi \sqrt{(L-2M)C}}$ .

## Глава III

### ТРАНСФОРМАТОРЫ

#### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Принцип согласования импедансов [100] широко используется в тех случаях, когда желательно передать максимум мощности из генератора в нагрузку. В простейшем случае внутренний импеданс генератора  $Z_1$  и импеданс нагрузки  $Z_2$  являются чисто активными. Легко показать, что для данной э. д. с. генератора максимум мощности, рассеиваемой в нагрузке, соответствует условию  $Z_1 = Z_2$ . В общем случае эти два импеданса различны, поэтому требуется включение соответствующего трансформатора. Отношение числа витков вторичной и первичной обмоток  $r$  выбирается таким, чтобы при подключении к вторичной обмотке нагрузки входной импеданс со стороны первичной обмотки был равен  $Z_1$ . Для идеального трансформатора  $r = \sqrt{Z_2/Z_1}$ .

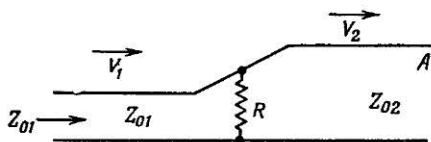
Если система включает отрезок линии передачи с характеристическим импедансом  $Z_0$ , то от ее приемного конца всегда возникают отражения, если линия не нагружена на сопротивление  $Z_0$ . Таким образом, условия отсутствия отражений идентичны условиям полной передачи мощности. В общем случае оказывается необходимым применять два трансформатора: один на передающем конце линии для согласования внутреннего импеданса генератора с характеристическим импедансом линии и другой на приемном конце линии для согласования линии с нагрузкой.

В некоторых устройствах задача оптимальной передачи мощности является второстепенной. Значительно более важно избежать возникновения дополнительных импульсов за счет многократного отражения основного импульса от нагрузки. В идеальном случае для уменьшения многократных отражений необходимо согласование линии с нагрузкой только на одном конце, однако вследствие того, что на практике согласование получается недостаточным, вообще говоря, следует осуше-

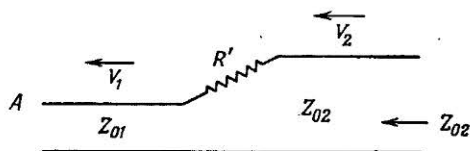
ствлять достаточно точное согласование на обоих концах линии. С другой стороны, мы обычно стараемся получить максимальную амплитуду напряжения на нагрузке, и в случае высокого импеданса нагрузки (например, участок сетка — катод лампы) является чрезвычайно заманчивым полностью исключить согласующее сопротивление [101] и увеличить амплитуду сигнала вдвое по сравнению со случаем согласования (см. гл. II, § 2, п. 5). Однако это мероприятие встречает следующие возражения: 1) при этом возникают многократные отражения, если линия не согласована тщательно на генераторном конце, 2) значительно сильнее, чем в случае точного согласования, сказывается влияние емкости нагрузки (см. формы колебаний на фиг. 18).

### § 2. ПРОСТЕЙШИЕ СОГЛАСУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

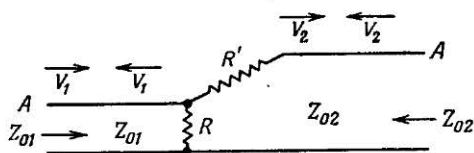
Прежде чем приступить к рассмотрению импульсных трансформаторов, необходимо подчеркнуть, что задачу согласования могут выполнять простейшие цепи на сопротивлениях



$$R = \frac{Z_{01}Z_{02}}{Z_{02} - Z_{01}}, \quad \frac{\vec{V}_2}{\vec{V}_1} = 1.$$



$$R' = Z_{02} - Z_{01}, \quad \frac{\overleftarrow{V}_1}{\overleftarrow{V}_2} = \frac{Z_{01}}{Z_{02}}.$$



$$R = Z_{01} \sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{02} - Z_{01}}},$$

$$R' = \sqrt{Z_{02}(Z_{02} - Z_{01})},$$

$$\frac{\vec{V}_2}{\vec{V}_1} = \frac{Z_{02}}{R' + Z_{02}},$$

$$\frac{\overleftarrow{V}_1}{\overleftarrow{V}_2} = \frac{Z_{01}}{R' + Z_{02}}.$$

Фиг. 25. Простое согласование с помощью сопротивлений.

Во всех случаях  $Z_{01} < Z_{02}$ .

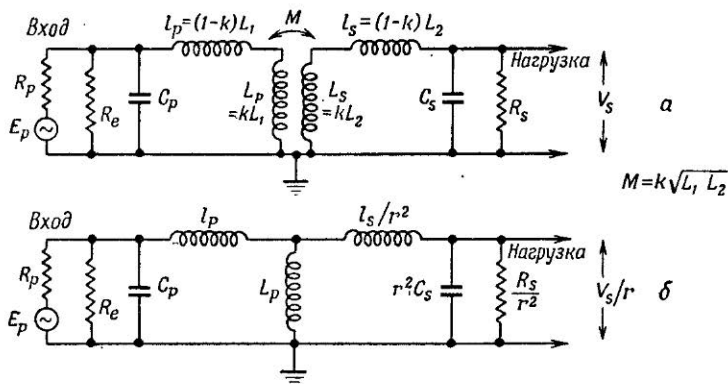
в том случае, когда требуется подавление отражений за счет уменьшения амплитуды сигнала. Предполож

нужно согласовать две линии передачи с характеристическими импедансами  $Z_{01}$  и  $Z_{02}$ , причем  $Z_{01} < Z_{02}$ . На фиг. 25 показаны схемы, обеспечивающие согласование в указанном стрелкой направлении. Предполагается, что линии соответствующим образом согласованы на конце А. Во всех случаях применение меньшего числа сопротивлений приводит к меньшей потере напряжения на конце линии.

### § 3. ИМПУЛЬСНЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПОСТОЯННЫМИ

Свойства импульсных трансформаторов с сосредоточенными постоянными в микросекундном диапазоне подробно изучены. Читатель может обратиться к статьям Хадлока [102], Мориса и Миннса [103], Мельвиля [104], Муди [105, 106] и к книге Глазго и Лебак (см. список литературы). Муди и др. [107] нашли, что существующая теория и расчет применимы и для миллимикросекундного диапазона.

**1. Эквивалентная схема.** Типичная приближенная эквивалентная схема показана на фиг. 26, а.



Фиг. 26. а — приближенная эквивалентная схема импульсного трансформатора; б — преобразованная эквивалентная схема.

Предполагается, что наиболее удобным является заземление в точке между входными и выходными клеммами, а также, что емкостью между обмотками можно пренебречь (в случае

применения электростатического экрана между первичной и вторичной обмотками это предположение вполне справедливо). Величина  $L_1$  — суммарная индуктивность первичной обмотки, которая может быть представлена в виде суммы эффективного значения индуктивности первичной обмотки  $L_p = kL_1$  и индуктивности рассеяния  $l_p = (1 - k)L_1$ , где  $k$  — коэффициент связи. Аналогично общая индуктивность  $L_2$  вторичной обмотки состоит из эффективной части  $L_s = kL_2$  и индуктивности рассеяния  $l_s = (1 - k)L_2$ . Величины  $C_p$  и  $C_s$  представляют собой распределенные емкости первичной и вторичной обмоток соответственно относительно земли; сопротивление  $R_e$  характеризует потери в сердечнике (потери в собственных сопротивлениях катушек пренебрегаем). Сопротивления  $R_p$  и  $R_s$  являются сопротивлениями источника и нагрузки. В идеальном трансформаторе с определенным коэффициентом связи и значениями эффективных индуктивностей  $L_p$  и  $L_s$  взаимная индуктивность определяется выражением  $M = \sqrt{L_p L_s} = k \sqrt{L_1 L_2}$ . Если  $r$  — соотношение витков первичной и вторичной обмоток, то весьма удобно все импедансы пересчитывать к первичной обмотке; при этом все параметры могут быть определены при помощи эквивалентной схемы фиг. 2б, б.

**2. Ограничения параметров.** Высокочастотный предел использования схемы определяется индуктивностями рассеяния и шунтирующими емкостями (см. работы [108—110]); вследствие этого геометрические размеры устройства должны быть невелики, а сердечник нужно изготовлять из материала с высокой проницаемостью с тем, чтобы получить значение  $k$ , по возможности близкое к единице. Частотные свойства схемы улучшаются, если ее элементы выбраны так, что индуктивности рассеяния и шунтирующие емкости образуют фильтр нижних частот (см. гл. II, § 4, п. 1). Шунтирующая индуктивность  $L_p$  велика и не играет роли на высоких частотах. Трансформатор должен быть рассчитан таким образом, чтобы сопротивления  $R_p$  и  $R_s/r^2$  были равны характеристическому импедансу фильтра. Для исключения внутренних отражений необходимы сглаживающие индуктивности, а собственная емкость обмоток должна быть по возможности мала. Для сердечника может быть применена специальная магнитная лента толщиной 0,025 мм. Муди и его сотрудники нашли,

что эффективная, или импульсная проницаемость определяется выражением

$$\chi_m(\tau) = 6,2 \frac{\sqrt{\rho \tau \chi_m(\infty)}}{d}, \quad (3.1)$$

если проникновение потока в материал только частичное.

Здесь  $\chi_m(\infty)$  — проницаемость при полном проникновении,  $\rho$  — сопротивление сердечника в  $\text{мком} \cdot \text{см}$ ,  $d$  — толщина пластины в тысячных долях дюйма и  $\tau$  — длительность импульса в мксек. Для типового материала  $\chi_m(\infty) = 800$ ,  $\rho = 50$ ,  $d = 1$  и соответственно  $\chi_m(\tau) = 240$  при  $\tau = 10$  ммксек.

Удовлетворительные результаты дает применение различных ферритов, однако эти результаты хуже тех, которые получаются при использовании тонких колец из муметалла.

Ступенчатое входное напряжение  $E_p$  дифференцируется с постоянной времени, равной в первом приближении

$$\frac{L_p \left( R_p + \frac{R_s}{r^2} \right)}{R_p R_s / r^2} \quad (3.2)$$

(сопротивлением  $R_e$  пренебрегаем).

Таким образом, первичная обмотка трансформатора должна обладать достаточно высокой индуктивностью, соответствующей требованиям передачи импульса определенной длительности. Типичный трансформатор с соотношением сопротивления обмоток 75  $\text{ом}$  к 200  $\text{ом}$  трансформирует прямоугольный импульс длительностью 300 ммксек. со спадом плоской части на 2,5% и длительностью переднего фронта около 1 ммксек.

Следует подчеркнуть, что применение специальных магнитных материалов требует особых предосторожностей. Необходимо избегать механической обработки или нагрева этих материалов, так как при этом могут быть нарушены их магнитные свойства.

Преимущество импульсных трансформаторов с сосредоточенными постоянными перед линиями с переменным сечением, которые будут описаны ниже, заключается в следующем: 1) очень малые габариты, 2) возможность изменения полярности сигнала, 3) изоляция первичной цепи от вторичной.



### § 4. ЛИНИИ С ПЕРЕМЕННЫМ СЕЧЕНИЕМ

В гл. II, § 2, п. 5 были описаны временная задержка и эффект отражения в линиях и их применение. Тот факт, что характеристический импеданс линии, даже если она не обладает потерями (идеальный случай), является чисто активным, позволяет использовать линии в качестве трансформаторов импеданса.

**1. Четвертьволновый трансформатор.** Этот принцип широко применяется в области передачи коротких радиоволн. Для согласования линии с характеристическим импедансом  $Z_{01}$  с активной нагрузкой (или с другим нагруженным на согласованную нагрузку отрезком линии), обладающей импедансом  $Z_{02}$ , может быть использован четвертьволновый отрезок линии с импедансом  $\sqrt{Z_{01}Z_{02}}$ .

Можно показать, что при этом, в результате взаимного уничтожения отражений от двух точек изменения импеданса, суммарных отражений у передающего конца линии существовать не будет<sup>1)</sup>. Таким образом, согласующее устройство будет обеспечивать точное согласование на тех частотах, для которых длина устройства равна нечетному числу четвертей длин волн.

Известно, что полоса частот, в которой результирующий коэффициент отражения близок к нулю, расширяется с увеличением числа четвертьволновых секций при условии, что приращение  $\ln Z_0$  в различных секциях по направлению от входа к выходу выбрано пропорциональным биномиальным коэффициентам

1, 1    1, 2, 1    1, 3, 3, 1    1, 4, 6, 4, 1 и т. д.

В пределе большое число таких коэффициентов приводит к закону распределения Гаусса; вследствие этого следует ожидать хороших результатов в том случае, если изменение величины  $\ln Z_0$  происходит плавно в соответствии с законом Гаусса (см. п. 3 настоящего параграфа).

**2. Анализ линий передачи с плавно изменяющимся сечением.** Внимание многих исследователей было направлено

<sup>1)</sup> В последующих параграфах мы не будем более упоминать о влиянии неоднородностей линий, описанном в гл. II, § 2, п. 4. Однако всегда следует помнить о возможности этого эффекта.

на рассмотрение линий передач, в которых емкость и индуктивность на единицу длины изменяются по длине линии. Эти работы были основаны на использовании теории цепей и предполагали, что электромагнитные поля соответствуют основному виду колебаний, т. е. что относительное изменение поперечных размеров линии на участке линии длиной порядка самих поперечных размеров невелико.

На основании таких же условий проводилось рассмотрение спиральных линий, причем в этом случае накладывалось дополнительное условие: длина волны вдоль спирали должна быть много больше ее диаметра, что, как мы видели, определяет условие независимости индуктивности на единицу длины линии от частоты.

Некоторые линии переменного сечения конечной длины вносят на низких частотах дополнительное отражение. Это происходит вследствие того, что на достаточно низких частотах длина линии оказывается много меньше длины волны, и на концах линии, даже в случае переменного сечения, возникает резкое изменение импеданса.

Мы ограничимся рассмотрением линий без потерь, поскольку, как показано в гл. II, § 2, п. 6 „а“, это не приводит к немедленному уменьшению общности. Обратимся к выражениям (2.2) и (2.3); при этом при исключении  $\bar{I}$  или  $\bar{V}$  следует помнить, что в рассматриваемом случае  $L$  и  $C$  являются функциями  $x$ .

Можно легко показать, что

$$\frac{d^2\bar{V}}{dx^2} - \frac{1}{L} \frac{dL}{dx} \frac{d\bar{V}}{dx} - p^2 LC\bar{V} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{d^2\bar{I}}{dx^2} - \frac{1}{C} \frac{dC}{dx} \frac{d\bar{I}}{dx} - p^2 LC\bar{I} = 0. \quad (3.4)$$

Номинальное значение характеристического импеданса определится выражением

$$Z_{0x} = \sqrt{\frac{L_x}{C_x}}.$$

Это выражение идентично соответствующему выражению для случая однородной линии, однако теперь импеданс является функцией расстояния вдоль линии и в точке  $x = 0$  имеет значение  $Z_{00} = \sqrt{L_0/C_0}$ . Аналогично номинальное значение

времени задержки на единицу длины определяется соотношением <sup>1)</sup>

$$T_x = \sqrt{L_x C_x}.$$

а) *Решение первого приближения.* В первом приближении решение уравнений (3.3) и (3.4) было дано Слейтером [111]. Обращаясь к выражению (2.6) для однородной линии, можно ожидать, что вследствие изменения параметров в зависимости от  $x$  значение  $\overset{\rightharpoonup}{V}_0$  не будет более оставаться постоянным, а явится некоторой функцией от  $x$ . Но ввиду того что время задержки на единицу длины, вообще говоря, является переменной величиной, справедливо вместо  $e^{-pT_x}$  ввести выражение

$$e^{-p \int_0^x T(x') dx'} \quad (3.5)$$

Решение, имеющее вид

$$\overset{\rightharpoonup}{V}_x = \overset{\rightharpoonup}{A}(x) e^{-p \int_0^x T(x') dx'} \quad (3.6)$$

подставим в уравнение (3.3). Если при этом в полученном дифференциальном уравнении пренебречь определенными членами (см. ниже), то легко получить решение для  $\overset{\rightharpoonup}{A}(x)$

$$\overset{\rightharpoonup}{V}_x = \overset{\rightharpoonup}{V}_0 \sqrt{\frac{Z_{0x}}{Z_{00}}} e^{-p \int_0^x T(x') dx'} \quad (3.7)$$

где  $\overset{\rightharpoonup}{V}_0$ , как это следует из гл. II, § 2, п. 2 и других, — изображение Лапласа для напряжения сигнала в точке  $x=0$  для волны, распространяющейся вправо. Существует также другое независимое решение, аналогичное решению (3.7), которое, будучи добавлено к нему, соответствует волне, распространяющейся в обратном направлении, т. е. вдоль оси отрицательных значений  $x$ . Такие же решения для токов

<sup>1)</sup> Время задержки  $T$  — постоянная величина для прямолинейных линий с переменным сечением и обратно пропорциональна скорости электромагнитных волн. В спиральной линии  $L$  и  $C$  могут изменяться произвольным образом.

могут быть получены при перемене местами  $L$  и  $C$  и введении двух новых независимых постоянных  $\overset{\rightarrow}{I}_0$  и  $\overset{\leftarrow}{I}_0$ .

При получении этих решений предполагается, что

$$\left| \frac{1}{pTL} \frac{dL}{dx} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{1}{pTC} \frac{dC}{dx} \right| \ll 1, \quad (3.8)$$

$$\left| \frac{1}{pT} \frac{d^2 \sqrt{Z_0}}{dx^2} \right| \ll \left| \frac{d \sqrt{Z_0}}{dx} \right|, \quad \left| \frac{1}{pT} \frac{d^2 \sqrt{\frac{1}{Z_0}}}{dx^2} \right| \ll \left| \frac{d \sqrt{\frac{1}{Z_0}}}{dx} \right|. \quad (3.9)$$

Для интерпретации этих неравенств необходимо отвлечься от метода преобразований Лапласа и рассмотреть случай синусоидального сигнала. При подстановке  $p = j\omega$  и  $\omega = 2\pi/\lambda T$ , где  $\lambda$  — длина волны вдоль линии, неравенства (3.8) примут вид

$$\left| \frac{\lambda}{L} \frac{dL}{dx} \right| \ll 2\pi, \quad \left| \frac{\lambda}{C} \frac{dC}{dx} \right| \ll 2\pi. \quad (3.10)$$

Решение (3.7) получено при условии отсутствия отражений и в предположении, что форма импульса не претерпевает искажений. Неравенства (3.10) показывают, что для выполнения этих условий изменение  $L$  и  $C$  по длине линии, отнесенное к длине волны, должно быть много меньше шести для самой низкочастотной компоненты импульсного сигнала. Таким образом, если и  $L$  и  $C$  изменяются медленно, то также медленно изменяется величина  $Z_0$  и условие (3.9) автоматически удовлетворяется, исключая точки, соответствующие концам линии, где  $dZ_0/dx$  может иметь разрыв непрерывности. Это нарушение непрерывности следует принимать во внимание при рассмотрении эффекта отражения от нагрузки.

Соотношение между напряжением и током в точке  $x=0$ , принимая во внимание выражение (2.2), может быть получено в виде

$$\frac{\overset{\rightarrow}{V}_0}{\overset{\rightarrow}{I}_0} = - \frac{\overset{\leftarrow}{V}_0}{\overset{\leftarrow}{I}_0} = Z_{00} \quad (3.11)$$

и

$$\frac{\overset{\rightarrow}{V}_x}{\overset{\rightarrow}{I}_x} = - \frac{\overset{\leftarrow}{V}_x}{\overset{\leftarrow}{I}_x} = Z_{0x}. \quad (3.12)$$

Таким образом, соотношение амплитуд напряжения и тока в некоторой точке линии (для любой компоненты волны)

равно номинальному значению характеристического импеданса в этой точке, причем степень точности этого соотношения определяется выполнением условий (3.10).

Выражение (3.7) показывает, что, если исключить наличие задержки, амплитуда напряжения вдоль линии пропорциональна корню квадратному из величины характеристического импеданса. При отсутствии отражений к этому же выводу можно прийти на основании энергетических соображений. Таким образом, линия с переменным сечением создает желаемое напряжение и действует как трансформатор импеданса.

В диапазоне миллимикросекундных импульсов геометрическая длина трансформаторов, в которых использованы линии переменного сечения, не чрезмерно велика, в особенности если применять спиральные линии. Наилучшая крутизна фронта импульса достигается при использовании прямолинейных линий, так как высокочастотные параметры при этом такие же, как и для однородной линии тех же размеров. Такие устройства не требуют применения ферромагнитных материалов и являются строго линейными; возможна передача больших мощностей. Конструкция их проста. Однако указанные устройства лишены преимуществ, свойственных трансформаторам с сосредоточенными постоянными (возможность изменения фазы импульса и разделение входной и выходной цепей). Фазоинверсные импульсные устройства на линиях передачи описаны в § 5 настоящей главы.

б) *Второе приближение.* Рассмотрим более точное решение уравнений (3.3) и (3.4). Полное время задержки линии  $u(x)$  от источника до точки  $x$  определяется выражением

$$u(x) = \int_0^x T(x') dx', \quad (3.13)$$

т. е.

$$du = T(x) dx.$$

Если в качестве независимой переменной взять  $u$ , а не  $x$ , то уравнения (3.3) и (3.4) примут вид

$$\frac{1}{p^2} \frac{d^2 \bar{V}}{du^2} - \frac{1}{p^2} \frac{d \ln Z_0}{du} \frac{d \bar{V}}{du} - \bar{V} = 0, \quad (3.14)$$

$$\frac{1}{p^2} \frac{d^2 \bar{I}}{du^2} + \frac{1}{p^2} \frac{d \ln Z_0}{du} \frac{d \bar{I}}{du} - \bar{I} = 0. \quad (3.15)$$

Эти уравнения являются исходными для некоторых методов анализа. Они не могут быть точно решены в общем виде, за исключением случая экспоненциальной линии, рассматриваемой в п. 4 настоящего параграфа. Однако приближенное решение, более точное, нежели (3.7), может быть получено, если предположить, что параметры линии изменяются медленно.

Франк [112] использовал результаты (3.7), найденные Слейтером, для получения следующего приближения. Решение

$$\bar{V}_u = A \sqrt{\frac{Z_{0u}}{Z_{00}}} e^{\pm pu} [1 + f(u)] \quad (3.16)$$

[где  $f(u)$  — некоторая поправка, определяемая впоследствии, и  $A$  — постоянная, имеющая различные значения для двух направлений распространения] подставляется в уравнение (3.14). При этом получается, что величина  $f$  должна удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 f}{du^2} \pm 2p \frac{df}{du} + \left[ \frac{1}{Z_0} \frac{d^2 Z_0}{du^2} - \frac{3}{2} \left( \frac{1}{Z_0} \frac{dZ_0}{du} \right)^2 \right] \frac{(1+f)}{2} = 0. \quad (3.17)$$

Если предположить, что поправка  $f$  является небольшой медленно изменяющейся величиной, то

$$\pm \frac{df}{du} + \left[ \frac{1}{Z_0} \frac{d^2 Z_0}{du^2} - \frac{3}{2} \left( \frac{1}{Z_0} \frac{dZ_0}{du} \right)^2 \right] \frac{1}{4p} = 0 \quad (3.18)$$

при условии, что

$$|f| \ll 1 \quad \text{и} \quad \left| \frac{d^2 f}{du^2} \right| \ll \left| 2p \frac{df}{du} \right|. \quad (3.19)$$

Интегрируя, находим

$$f = \pm \frac{1}{4p} \left[ -\frac{d \ln Z_0}{du} + \frac{1}{2} \int_0^u \left( \frac{d \ln Z_0}{du'} \right)^2 du' + K \right], \quad (3.20)$$

где  $K$  — постоянная интегрирования.

Вводя первоначальную переменную  $x$  и пренебрегая членами второго порядка малости, получаем новую форму выражения (3.16), соответствующую полному решению

$$\bar{V}_u = \bar{V}_u^{\rightarrow} + \bar{V}_u^{\leftarrow} \quad (3.21)$$

где

$$\begin{aligned} \overset{\geq}{V}_u = \overset{\geq}{V}_0 \sqrt{\frac{Z_{0u}}{Z_{00}}} e^{-pu} \left\{ 1 + \frac{1}{4pT} \frac{d \ln Z_0}{dx} - \frac{1}{4pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \right\}_{x=0} - \\ - \frac{1}{8p} \int_0^x \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx'} \right)^2 dx' \end{aligned} \quad (3.22)$$

и

$$\begin{aligned} \overset{\leq}{V}_u = \overset{\leq}{V}_0 \sqrt{\frac{Z_{0u}}{Z_{00}}} e^{+pu} \left\{ 1 - \frac{1}{4pT} \frac{d \ln Z_0}{dx} + \frac{1}{4pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \right\}_{x=0} + \\ + \frac{1}{8p} \int_0^x \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx'} \right)^2 dx' \end{aligned} \quad (3.23)$$

Здесь постоянные  $A$  выражены через амплитуды напряжений  $\overset{\geq}{V}_0$  и  $\overset{\leq}{V}_0$ , соответствующие двум компонентам волны в точке  $u = x = 0$  (постоянные  $K$  при этом исключаются);  $T_0$  и  $Z_{00}$  — временная задержка на единицу длины и номинальный характеристический импеданс, соответствующие началу линии.

Аналогичные результаты, содержащие постоянные  $\overset{\geq}{I}_0$  и  $\overset{\leq}{I}_0$ , могут быть получены для токов из уравнения (3.15). Эти решения можно написать на основании выражений (3.22) и (3.23) при условии замены  $Z_0$  на  $1/Z_0$  и  $Z_{00}$  на  $1/Z_{00}$ .

Решения правильны, если удовлетворяются оба неравенства (3.19). Первое условие легко может быть проверено на практике, так как предполагает только, что корректирующий член в решениях (3.22) и (3.23) достаточно мал. Выражение второго условия через переменную  $x$  слишком громоздко, чтобы его приводить здесь, однако на практике оно удовлетворяется при условии, что параметры линии изменяются медленно. Вопрос о непрерывности величины  $T$  весьма сложен, но можно считать, что обе величины  $L$  и  $C$  изменяются плавно [как этого требует анализ, проведенный выше в отношении неравенств (3.8)]. Однако, как следует из анализа равенств (3.14) и (3.15), величины  $L$  и  $C$  являются зависимыми переменными только в отношении  $Z_0 = \sqrt{L/C}$ ,

и мы вправе ожидать, что  $L$  и  $C$  при условии плавного изменения импеданса изменяются независимо и произвольным образом. Может быть показано, что величина  $T$  не обязательно должна быть непрерывной функцией от  $x$ .

Изменение амплитуды импульса во времени в точке  $x$ ,  $u$  может быть получено из уравнения (3.21) при проведении обратного преобразования Лапласа.

В дополнение к рассмотрению величин, определяющих трансформирование напряжений (в электрическом, а не в математическом смысле), и экспоненциального члена, выражающего общее время задержки  $u$ , рассмотрим корректирующие члены, содержащие выражение  $1/p$ . Эти члены определяют искажение импульса благодаря уменьшению его амплитуды на величину, пропорциональную интегралу по времени от входного импульса  $V_0(t)$ . Если на вход линии подан одиночный прямоугольный импульс, то при его прохождении по бесконечно длинной (или нагруженной на согласованную нагрузку) линии, высота импульса при наблюдении в некоторой фиксированной точке линии будет изменяться<sup>1)</sup> по линейному закону, как это показано на фиг. 28. Для экспоненциальной линии в данном случае получается очень простое выражение [см. формулу (3.72)].

Справедливость этого результата для ряда специальных случаев легко установить, обратившись к высказанной выше в связи с условиями (3.10) интерпретации, основанной на наличии в импульсе низкочастотных составляющих. Скорость изменения размеров линии и длительность используемых импульсов должны быть таковы, чтобы возникающие искажения были достаточно малы.

в) *Соотношение импедансов.* Возвратимся теперь к вопросам согласования импедансов. Постоянные  $\bar{I}_0^{\geq}$  и  $\bar{I}_0^{\leq}$  связаны с соответствующими постоянными амплитуд напряжения при помощи уравнения (2.2). Это уравнение должно удовлетворяться для всех значений  $x$  (или  $u$ ), если полное решение (3.22) и (3.23) и соответствующие выражения для токов рассматривать совместно.

1) Этот эффект полностью аналогичен явлению дифференцирования в импульсных трансформаторах с сосредоточенными параметрами [см. § 2 п. 2 настоящей главы и уравнение (1.22)].



Если пренебречь членами второго порядка малости, то получим

$$\frac{\overset{\rightarrow}{V}_0}{\overset{\rightarrow}{I}_0} = Z_{00} \left[ 1 + \frac{1}{2pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=0} \right], \quad (3.24)$$

$$\frac{\overset{\leftarrow}{V}_0}{\overset{\leftarrow}{I}_0} = -Z_{00} \left[ 1 - \frac{1}{2pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=0} \right]. \quad (3.25)$$

При использовании решений (3.22) и (3.23) в сочетании с соответствующими выражениями для токов получим

$$\frac{\overset{\rightarrow}{V}_u}{\overset{\rightarrow}{I}_u} = Z_0 \left[ 1 + \frac{1}{2pT} \frac{d \ln Z_0}{dx} \right], \quad (3.26)$$

$$\frac{\overset{\leftarrow}{V}_u}{\overset{\leftarrow}{I}_u} = -Z_0 \left[ 1 - \frac{1}{2pT} \frac{d \ln Z_0}{dx} \right]. \quad (3.27)$$

Следует отметить, что отношение амплитуд напряжения и тока в некоторой точке отличается от номинального значения характеристического импеданса в этой точке вследствие зависимости от  $p$ , а следовательно, и от частоты. Кроме того, это отношение различно для двух разных направлений распространения [ср. с уравнением (2.15)].

Предположим, что линия в точке  $x=l$  нагружена на произвольный импеданс  $Z_2$ . Для нахождения коэффициента отражения напряжения применим для нагрузки закон Ома

$$Z_2 = \frac{\bar{V}_l}{\bar{I}_l} = \frac{\overset{\rightarrow}{V}_l + \overset{\leftarrow}{V}_l}{\overset{\rightarrow}{I}_l + \overset{\leftarrow}{I}_l}.$$

Используя соотношения (3.26) и (3.27), мы можем выразить токи через напряжения и получить следующее выражение для коэффициента отражения:

$$\rho_l \equiv \frac{\overset{\leftarrow}{V}_l}{\overset{\rightarrow}{V}_l} = \frac{\left[ 1 - \frac{1}{2pT_l} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=l} \right] Z_2 - Z_{0l}}{\left[ 1 + \frac{1}{2pT_l} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=l} \right] Z_2 + Z_{0l}}, \quad (3.28)$$

где членами второго порядка малости пренебрегаем.

Отсюда видно, что  $\rho_l = 0$ , т. е. нагрузка является согласованной при условии, что

$$Z_2 = Z_{0l} \left[ 1 + \frac{1}{2pT_l} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=l} \right] \quad (3.29)$$

является величиной, хотя и отличной, но очень мало (на высоких частотах), от номинальной величины характеристического импеданса  $Z_{0l}$  линии в точке  $x=l$ .

Если нагрузка представляет собой чисто активное сопротивление, величина которого равна  $Z_{0l}$ , то говорят, что линия полностью согласована и выражение (3.28) принимает вид

$$\rho_l = - \frac{1}{4pT_l} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=l}, \quad (3.30)$$

содержащий величины первого порядка малости.

Входной импеданс отрезка линии длиной  $l$ , нагруженного на произвольный импеданс  $Z_2$ , может быть выражен теперь следующим соотношением:

$$Z_{\text{вх.}} \equiv \frac{\bar{V}_0}{\bar{I}_0} = \frac{\overset{\rightarrow}{V}_0 + \overset{\leftarrow}{V}_0}{\overset{\rightarrow}{I}_0 + \overset{\leftarrow}{I}_0}. \quad (3.31)$$

При подстановке вместо токов соответствующих величин напряжений при помощи выражений (3.24) и (3.25) импеданс может быть выражен через отношение  $\frac{\overset{\leftarrow}{V}_0}{\overset{\rightarrow}{V}_0}$ . Производя деление соответствующих частей равенств (3.22) и (3.23) и подставляя  $x=l$ , это отношение можно выразить через  $\frac{\overset{\leftarrow}{V}_l}{\overset{\rightarrow}{V}_l}$ . Последнее отношение представляет собой коэффициент отражения, найденный выше, и мы имеем

$$Z_{\text{вх.}} = Z_{00} \frac{1 + \rho_l e^{-2pU} \left\{ 1 + \left[ \frac{1}{2pT} \frac{d \ln Z_0}{dx} \right]_0^l - \frac{1}{4p} \int_0^l \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx} \right)^2 dx \right\}}{1 - \frac{1}{2pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=0} - \rho_l e^{-2pU}} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{1}{2pT_l} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=l} - \frac{1}{4p} \int_0^l \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx} \right)^2 dx \right\}, \quad (3.32)$$

где членами, содержащими  $1/p^2$ , мы пренебрегаем, а величина  $U$  выражает полную временную задержку между точками  $x=0$  и  $x=l$ , т. е.

$$U = \int_0^l T(x) dx. \quad (3.33)$$

Ввиду того что  $|\rho_l| \ll 1$ , мы можем разложить знаменатель в ряд и получить

$$\begin{aligned} Z_{\text{вх.}} = Z_{00} \left\{ 1 + \frac{1}{2pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=0} + 2\rho_l e^{-2pU} \times \right. \\ \times \left[ 1 + \frac{1}{2pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=0} + \frac{1}{2pT_l} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=l} - \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{4p} \int_0^l \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx} \right)^2 dx \right] \right\}, \quad (3.34) \end{aligned}$$

где члены, содержащие  $\rho_l^2 e^{-4pU}$ ,  $\rho_l^3 e^{-6pU}$  и т. д., представляющие многократные отражения в линии в обоих направлениях, исключены для упрощения выражения.

В случае согласованной нагрузки в уравнение (3.34) следует подставить выражение (3.30) для  $\rho_l$ . Тогда члены, определяющие многократные отражения, автоматически выпадут, так как мы пренебрегаем величинами, содержащими  $1/p^2$ ; и мы получим следующее выражение:

$$Z_{\text{вх.}} = Z_{00} \left[ 1 + \frac{1}{2pT_0} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=0} - \frac{1}{2pT_l} \frac{d \ln Z_0}{dx} \Big|_{x=l} e^{-2pU} \right]. \quad (3.35)$$

Франк рассмотрел случай соединения длинной однородной линии с линией переменного сечения, причем характеристический импеданс первой линии равен номинальному значению характеристического импеданса линии с переменным сечением в точке их соединения.

Коэффициент отражения для напряжения  $\rho'$  в однородной линии при этом равен [см. соотношение (2.17)]

$$\rho' = \frac{Z_{\text{вх.}} - Z_{00}}{Z_{\text{вх.}} + Z_{00}}, \quad (3.36)$$

где  $Z_{\text{вх.}}$  — входной импеданс линии с переменным сечением, определенный выше уравнение (3.32)]. Если линия с

переменным сечением нагружена на выходе согласованной нагрузкой, то подстановка величины  $Z_{\text{вх.}}$ , согласно выражению (3.35), приводит это соотношение к виду

$$\rho' = \frac{1}{4pT_0} \left. \frac{d \ln Z_0}{dx} \right|_{x=0} - \frac{1}{4pT_l} \left. \frac{d \ln Z_0}{dx} \right|_{x=l} e^{-2pU}. \quad (3.37)$$

Коэффициент отражения, наблюдаемый в однородной линии, служит хорошим критерием для оценки качества трансформатора.

г) *Искажения импульса.* Определим теперь искажения, претерпеваемые коротким импульсом с амплитудой  $E(t)$ , получаемым от источника э. д. с. с внутренним импедансом  $Z_1$ . Результаты, которые будут получены, применимы также для случая, когда между источником э.д.с. с амплитудой  $2E(t)$  и внутренним импедансом  $Z_1$  и трансформатором включена однородная линия произвольной длины с характеристическим импедансом  $Z_1$ .

Будем считать, что трансформатор нагружен на согласованную нагрузку, а многократными отражениями пренебрежем.

На входе трансформатора имеем

$$\overset{\approx}{V}_0 = \frac{Z_{\text{вх.}}}{Z_{\text{вх.}} + Z_1} \bar{E}, \quad (3.38)$$

где

$$Z_{\text{вх.}} = Z_{00} \left[ 1 + \frac{1}{2pT_0} \left. \frac{d \ln Z_0}{dx} \right|_{x=0} \right] \quad (3.39)$$

для всех моментов времени от начала отсчета до того момента, когда волна, отраженная от конца, достигнет входа; выражения (3.24), (3.32) и (3.35) содержат тот же результат.

Используя решение (3.22), найдем амплитуду напряжения падающей волны на выходе

$$\begin{aligned} \overset{\approx}{V}_l \sim a \left\{ 1 + \frac{1}{4pT_0} \left. \frac{d \ln Z_0}{dx} \right|_{x=0} \frac{Z_1 - Z_{00}}{Z_1 + Z_{00}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4pT_l} \left. \frac{d \ln Z_0}{dx} \right|_{x=l} - \frac{1}{8p} \int_0^l \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx} \right)^2 dx \right\} \bar{E}. \quad (3.40) \end{aligned}$$

Здесь члены, определяющие временную задержку и трансформирование напряжения, опущены.

Коэффициент затухания  $a$  определяется выражением

$$a \equiv \frac{Z_{00}}{Z_1 + Z_{00}}. \quad (3.41)$$

При определении полного напряжения на выходе мы должны принимать во внимание отражение от нагрузки

$$\bar{V}_l = \bar{V}_l^{\rightarrow} + \bar{V}_l^{\leftarrow} = \bar{V}_l^{\rightarrow} (1 + \rho_l). \quad (3.42)$$

При подстановке значения  $\rho_l$  из выражения (3.30) получаем следующий результат:

$$\bar{V}_l \sim a \left\{ 1 + \frac{1}{4pT_0} \left. \frac{d \ln Z_0}{dx} \right|_{x=0} \frac{Z_1 - Z_{00}}{Z_1 + Z_{00}} - \frac{1}{8p} \int_0^l \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx} \right)^2 dx \right\} \bar{E}. \quad (3.43)$$

В нормальных условиях импеданс источника должен быть равен характеристическому импедансу на входе трансформатора. Необходимость выполнения этого условия в случае использования трансформатора для передачи максимальной мощности от источника в нагрузку не требует пояснений. Те же условия должны быть соблюдены, когда требуется не максимальная мощность, а получение соответствующей амплитуды сигнала, так как при этом для исключения многократных отражений желательно иметь согласование линии со стороны входа<sup>1)</sup>. Однако интересно отметить, что неискаженная форма выходного импульса<sup>2)</sup> может быть получена при условии, что

$$\frac{1}{T_0} \left. \frac{d \ln Z_0}{dx} \right|_{x=0} \frac{Z_1 - Z_{00}}{Z_1 + Z_{00}} - \frac{1}{2} \int_0^l \frac{1}{T} \left( \frac{d \ln Z_0}{dx} \right)^2 dx = 0. \quad (3.44)$$

1) Если питание трансформатора производится через отрезок однородной линии, характеристический импеданс которой равен внутреннему импедансу, то трансформатор необходимо выполнить таким образом, чтобы номинальное значение характеристического импеданса на его входе было равно характеристическому импедансу однородной линии.

2) Со степенью точности, соответствующей проводимому анализу, и для моментов, лежащих в пределах времени, необходимого для того, чтобы отраженная на выходе волна достигла входа и, отразившись здесь, снова достигла выхода.

д) *Другие методы решения.* Мы интересовались больше импедансами и коэффициентами отражения, чем колебаниями напряжения и тока. Пирс [113] показал, что, оперируя дифференциальными уравнениями для токов и напряжений, относящимися к одному и тому же моменту времени, можно получить простое дифференциальное уравнение первого порядка для импедансов. Если  $Z = \bar{V}/\bar{I}$  — импеданс линии в рассматриваемой точке, то получается следующее уравнение Риккати:

$$\frac{Z_0}{\rho} \frac{dZ}{du} + Z_0^2 - Z^2 = 0. \quad (3.45)$$

Если коэффициент отражения  $\rho$  — функция расстояния вдоль линии, то он определяется как

$$\rho \equiv \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (3.46)$$

и уравнение (3.45) принимает вид <sup>1)</sup>

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{du} + \frac{1}{2\rho} \frac{d \ln Z_0}{du} (1 - \rho^2) - 2\rho = 0. \quad (3.47)$$

Это уравнение было рассмотрено Уокером и Ваксом [114] для периодических процессов и применено для расчета резонансной длины волны отрезка линии с переменным сечением. Болиндер [115] предположил, что используются частоты, при которых  $|\rho^2| \ll 1$ , т. е. абсолютная величина коэффициента отражения мала. Отсюда следует, что коэффициент отражения на входе при  $x = 0$  определяется как

$$\frac{1}{2} \int_0^l \frac{d \ln Z_0}{dx} e^{-2 \int_0^x j\omega T dx'} dx.$$

Здесь предполагается, что отрезок линии длиной  $l$  нагружен на сопротивление, равное ее характеристическому импедансу на выходе, в точке  $x = l$ .

<sup>1)</sup> Это уравнение является точным, если  $\rho$  определяется выражением (3.46); однако последнее выражение равно отношению  $\frac{\overleftarrow{V}}{\overrightarrow{V}}$  только в том случае, если размеры линии изменяются плавно.

Проводя интегрирование по частям и пренебрегая членом, содержащим  $d^2 \ln Z_0/dx^2$ , получим решение Франка (3.37).

В статье Болиндера [115] проводится критическое сравнение рассмотренных методов (наряду с некоторыми другими) в приложении к случаю экспоненциальной линии, для которой известно точное решение. Кроме того, приводятся рассмотренные методы преобразования Фурье для различных типов линий и примеры их расчета.

Прежде чем переходить к рассмотрению различных типов линий, размеры которых изменяются по специальному закону, упомянем еще о методе Карсона [116].

Уравнения

$$\begin{aligned}\bar{V} &= \bar{V}_0 - \int_0^x j\omega L \bar{I} dx', \\ \bar{I} &= \bar{I}_0 - \int_0^x j\omega C \bar{V} dx',\end{aligned}\tag{3.48}$$

являющиеся интегральной формой уравнений (2.2) и (2.3), решаются методом последовательных приближений. Этот метод применим для случая, когда имеется разрыв непрерывности, и удобен для целого ряда вычислений.

Дальнейшие сведения о линиях с переменным сечением можно найти в статьях [117—120].

**3. Гауссова линия.** В идеальном случае логарифм характеристического импеданса этой специальной линии изменяется от  $x = -\infty$  до  $x = +\infty$  в соответствии с законом Гаусса в виде

$$\frac{d \ln Z_0(x)}{dx} = K e^{-h^2 x^2},\tag{3.49}$$

где  $K$  и  $h$  — постоянные. В действительности линия имеет конечную длину, например  $2l$ , и только в этом диапазоне распределение соответствует закону Гаусса. Предположим, что  $Z_1$  и  $Z_2$  — импедансы, подлежащие согласованию. Тогда

$$Z_0(x) = Z_1 \quad \text{для } x \leq -l$$

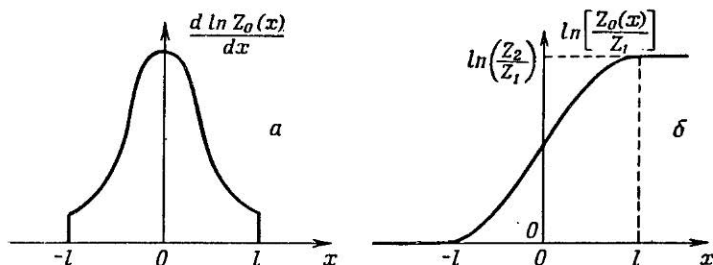
и

$$Z_0(x) = Z_2 \quad \text{для } x \geq +l.$$

Если эти условия использовать при интегрировании выражения (3.49) в пределах  $\pm l$ , то можно определить постоянную интегрирования и величину  $K$ ; тогда получим выражение <sup>1)</sup>

$$\ln \frac{Z_0}{Z_1} = \frac{1}{2} \ln \frac{Z_2}{Z_1} \left[ 1 \pm \frac{\operatorname{erf}(hx)}{\operatorname{erf}(hl)} \right], \quad (3.50)$$

которое является интегралом распределения Гаусса для величины  $\ln Z_0$  (фиг. 27, б). Знак плюс соответствует условию  $x < 0$ , а знак минус — условию  $x > 0$ .



Фиг. 27. Кривая Гаусса.

Теперь выражение (3.49) можно переписать в форме

$$\frac{d \ln Z_0}{dx} = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\operatorname{erf}(hl)} \ln \frac{Z_2}{Z_1} e^{-h^2 x^2} \quad (3.51)$$

и использовать формулу Франка (3.37) для определения коэффициента отражения в однородной линии  $x < -l$ , если ее выходной конец  $x = +l$  нагружен на активную нагрузку  $Z_2$ . Он определится как

$$\rho' = \frac{h}{4\sqrt{\pi}} \frac{e^{-h^2 l^2}}{\operatorname{erf}(hl)} \ln \frac{Z_2}{Z_1} \frac{1}{p} \left[ \frac{1}{T(-l)} - \frac{e^{-2p \int_{-l}^l T dx}}{T(+l)} \right]. \quad (3.52)$$

Для расчета линии на пропускание прямоугольного импульса с заданной степенью искажений мы должны вначале

<sup>1)</sup> Здесь  $\operatorname{erf}$  — функция ошибок, равная

$$\operatorname{erf} y = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-u^2} du.$$



определить коэффициент отражения, соответствующий самой низкочастотной компоненте (например,  $\rho' = 0,1$  для частоты, при которой половина периода колебаний равна длительности импульса). Экспоненциальный множитель, содержащийся в последнем члене выражения (3.52), определяет лишь фазу сигнала, поэтому, чтобы учесть худший из возможных случаев изменения амплитуды, следует принять

$$|\rho'| = \frac{h}{4\sqrt{\pi}} \frac{e^{-h^2 l^2}}{\operatorname{erf}(hl)} \left| \ln \frac{Z_2}{Z_1} \right| \frac{1}{\omega} \left[ \frac{1}{T(-l)} + \frac{1}{T(+l)} \right]. \quad (3.53)$$

Прежде чем выбирать величины  $h$  и  $l$ , мы должны убедиться в том, что удовлетворяются условия (3.19), от которых зависит справедливость формулы (3.37). Сначала отметим, что  $\ln Z_0$  и все его производные не имеют разрыва непрерывности (следовательно, отражения, получаемые на практике, малы) и согласно части первого условия требуется, чтобы

$$\frac{h}{4\sqrt{\pi}} \frac{1}{\operatorname{erf}(hl)} \left| \ln \frac{Z_2}{Z_1} \right| \frac{1}{\omega T} \ll 1. \quad (3.54)$$

Мы рассматриваем здесь наихудший случай (наибольшая величина  $d \ln Z_0 / dx$  соответствует  $x = 0$ ) и предполагаем, что величина  $T$  изменяется не очень значительно, так что может быть использовано ее среднее значение. Условие (3.54) практически не является очень строгим; для оценки мы можем заменить в нем знак „ $\ll$ “ знаком равенства. Кроме того,  $\ln(Z_2/Z_1)$  имеет величину порядка единицы и, следовательно, мы можем записать

$$h \approx 7\omega T \quad (3.55)$$

в предположении, что величины  $h$  и  $l$  могут принять такие значения, при которых  $\operatorname{erf}(hl) \approx 1$ .

Подставляя знак равенства в условие (3.54), мы находим, что выражение (3.53) при подстановке  $T(-l) = T(+l) = T$  принимает вид

$$|\rho'| \approx 2e^{-h^2 l^2}. \quad (3.56)$$

Соотношения (3.55) и (3.56) определяют значения  $h$  и  $l$  приблизительно, поэтому все сделанное мы можем повторить еще раз более точно, принимая во внимание действительные значения  $\ln(Z_2/Z_1)$  и  $\operatorname{erf}(hl)$ .

Доказательством справедливости проведенного рассмотрения является удовлетворение первого условия (3.19). Интегральная поправка, содержащаяся в выражении (3.20), должна быть мала по сравнению с единицей.

**4. Экспоненциальная линия.** Теории и применению трансформаторов в виде экспоненциальных линий посвящено много работ, так как для этих типов линий можно получить точное решение. Большинство авторов определяют экспоненциальную линию как линию, индуктивность и емкость которой на единицу длины изменяются вдоль линии в соответствии с законом

$$L = L_0 e^{kx}, \quad C = C_0 e^{-kx}, \quad (3.57)$$

где  $k$  — положительная или отрицательная постоянная. Характеристический импеданс также меняется по экспоненциальному закону

$$Z_0 \equiv \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} e^{kx} = Z_{00} e^{-kx}. \quad (3.58)$$

Время задержки на единицу длины линии, однако, остается неизменным и определяется выражением

$$T \equiv \sqrt{LC} = \sqrt{L_0 C_0} = T_0. \quad (3.59)$$

В случае прямолинейной линии время задержки  $T$  должно быть постоянным, так как оно равно величине, обратной скорости распространения электромагнитных волн в среде.

В случае спиральной линии величина  $T$  может быть произвольной функцией  $x$  и не зависит от изменений  $Z_0$ . В более общем виде экспоненциальную линию можно поэтому определить выражением

$$Z_0 = Z_{00} e^{ku/T_0}, \quad (3.60)$$

где величина  $u$  определяется выражением (3.13). Если везде  $T = T_0$ , то выражение (3.60) обращается в выражение (3.58) и  $u$  равно  $T_0 x$ .

*а) Приближенные теоретические результаты.* Обращаясь снова к исходным выражениям (3.14) и (3.15) и под-

ставляя значение  $Z_0$  из выражения (3.60), получаем

$$\frac{1}{p^2} \frac{d^2 \bar{V}}{du^2} - \frac{k}{p^2 T_0} \frac{d\bar{V}}{du} - \bar{V} = 0, \quad (3.61)$$

$$\frac{1}{p^2} \frac{d^2 \bar{I}}{du^2} - \frac{k}{p^2 T_0} \frac{d\bar{I}}{du} - \bar{I} = 0. \quad (3.62)$$

Это легко проверить, так как решением уравнения (3.61) является

$$\bar{V}_u = \overset{\rightrightarrows}{V}_u + \overset{\leftarrow}{V}_u, \quad (3.63)$$

где

$$\overset{\rightrightarrows}{V}_u = \overset{\rightrightarrows}{V}_0 e^{u \left( \frac{k}{2} - q \right) / T_0}, \quad (3.64)$$

$$\overset{\leftarrow}{V}_u = \overset{\leftarrow}{V}_0 e^{u \left( \frac{k}{2} + q \right) / T_0}. \quad (3.65)$$

Здесь  $\overset{\rightrightarrows}{V}_0$  и  $\overset{\leftarrow}{V}_0$  — произвольные постоянные, а  $q$  определяется выражением

$$q \equiv + \sqrt{p^2 T_0^2 + \frac{k^2}{4}}. \quad (3.66)$$

Выражения для токов [уравнение (3.62)], содержащие постоянные  $\overset{\rightrightarrows}{I}_0$  и  $\overset{\leftarrow}{I}_0$ , будут аналогичны выражениям (3.64) и (3.65). Эти решения можно записать на основании сказанного выше путем простой замены знака при величине  $k$ .

Исследуем значение экспоненты  $e^{\mp qu/T_0}$ .

1. На высоких частотах при условии, что  $\omega T_0 \gg |k|/2$ , мы можем в выражении (3.66) в первом приближении пренебречь величиной  $k^2/4$  в сравнении с  $p^2 T_0^2$ . Тогда получим

$$q \approx p T_0. \quad (3.67)$$

Величина  $p$  присутствует теперь в выражениях (3.64) и (3.65) в виде множителя  $e^{\mp pu}$ ; решения соответственно представляют волну, движущуюся влево или вправо между началом линии и точкой  $x$  с задержкой времени, равной  $u$ .

Подстановка  $x = 0 = u$  показывает, что постоянные  $\overset{\rightrightarrows}{V}_0$  и  $\overset{\leftarrow}{V}_0$  являются амплитудами напряжения двух волн в начале линии.

Отношение трансформированного напряжения к начальному в пренебрежении задержкой для волн, распространяющихся вправо от начала линии к точке  $x$ , определяется выражениями (3.60) и (3.64), преобразованными к виду

$$e^{ku/2T_0} = \sqrt{\frac{Z_{0u}}{Z_{00}}}. \quad (3.68)$$

2. В качестве второго приближения для величины  $q$  мы можем написать

$$q = pT_0 + \frac{k^2}{8pT_0}. \quad (3.69)$$

Тогда выражения (3.64) и (3.65) примут вид

$$\vec{V}_u^{\rightarrow} = \vec{V}_0^{\rightarrow} e^{ku/2T_0} e^{-pu} \left( 1 - \frac{k^2 u}{8pT_0^2} \right), \quad (3.70)$$

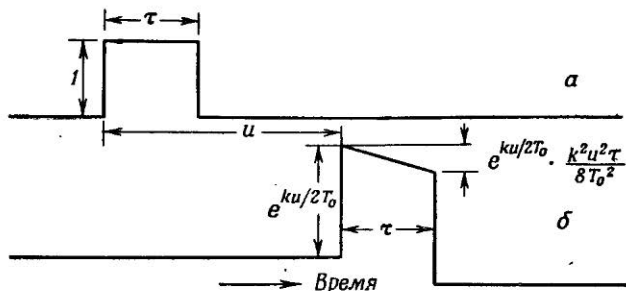
$$\vec{V}_u^{\leftarrow} = \vec{V}_0^{\leftarrow} e^{ku/2T_0} e^{pu} \left( 1 + \frac{k^2 u}{8pT_0^2} \right), \quad (3.71)$$

где членами более высокого порядка относительно  $1/p$ , чем первый, мы пренебрегаем. Эти результаты идентичны результатам, полученным Франком [уравнения (3.22) и (3.23)], и если требуется приближенное решение, то можно просто ввести обычный экспоненциальный закон изменения импеданса во все уравнения п. 2 „в“ и „г“ настоящего параграфа.

3. Рассмотрение работы трансформатора на частотах  $\omega T_0 < k/2$  лучше всего может быть проведено на основе непрерывного синусоидального сигнала. Выражение (3.66) при подстановке  $p = j\omega$  показывает, что  $q$  является действительной величиной. Распространение в линии не имеет места, и сигнал на входе полностью отражается (стрелки над символами теперь теряют свой смысл указателей направления и служат главным образом для отличия одной постоянной от другой). Однако срезание низких частот не происходит так полно, как в фильтре высоких частот или же в волноводе соответствующих размеров, вследствие того, что между источником и нагрузкой существует связь по постоянному току.

Как уже было объяснено в предпоследнем абзаце п. 2 „б“ настоящего параграфа, второй член в выражении (3.70) показывает, что вершина одиночного прямоугольного импульса

должна изменяться по линейному закону на величину, определяемую членом  $k^2 u \tau / 8T_0^2$ , где  $\tau$  — длительность импульса (фиг. 28) (точные результаты даны в виде графиков в п. 4 „в“ настоящего параграфа)<sup>1)</sup>.



Фиг. 28. Приближенная картина изменения формы короткого прямоугольного импульса, передаваемого по экспоненциальной линии.

*a* — входной импульс при  $x=0$ ; *б* — импульс, наблюдаемый в точке  $x$ .

$$u = \int_0^x T(x') dx' \quad (\text{см. также фиг. 33}).$$

Прайс рекомендует следующую широко применяемую расчетную формулу, легко получаемую из выражения (3.68):

$$\frac{\text{Общая задержка вдоль линии}}{\text{Длительность импульса}} = \frac{50 (\ln N)^2}{P}, \quad (3.72)$$

где  $N$  — коэффициент трансформации напряжения и  $P$  — изменение амплитуды выходного импульса в процентах.

Как было указано в последнем абзаце п. 2 „б“ настоящего параграфа, эта формула может быть использована для оценки применимости проведенного анализа. Если мы предположим, что практически и теоретически допустимое

<sup>1)</sup> Следует особо подчеркнуть, что этот результат имеет место в одном из следующих случаев: 1) входной импульс получается от источника, внутренний импеданс которого равен нулю, и наблюдение формы импульса производится в одной из точек бесконечно длинной или нагруженной на согласованную нагрузку линии или 2) внутренний импеданс источника равен  $Z_{00}$ , и импульс наблюдается на согласованном с линией сопротивлении, включенном на ее конце [см. уравнение (3.80)].

изменение амплитуды импульса должно быть равно  $P = 10^0\%$ , то отсюда следует, что коэффициент трансформации напряжения не должен превышать значения 1,5:1 для линии, время задержки которой равно длительности импульса.

Для полноты картины покажем, как изменяются основные выражения, полученные в п. 2 настоящего параграфа, в случае экспоненциальной линии  $\left(\frac{d \ln Z_0}{dx} = \frac{kT}{T_0}\right)$ .

Отношение напряжения и тока

$$(3.26) \quad \frac{\overset{\triangleright}{V}_u}{\overset{\triangleright}{I}_u} = Z_0 \left[ 1 + \frac{k}{2pT_0} \right], \quad (3.73)$$

$$(3.27) \quad \frac{\overset{\triangleleft}{V}_u}{\overset{\triangleleft}{I}_u} = -Z_0 \left[ 1 - \frac{k}{2pT_0} \right]. \quad (3.74)$$

Коэффициент отражения от нагрузки с произвольным импедансом  $Z_2$

$$(3.28) \quad \rho_l = \frac{\left(1 - \frac{k}{2pT_0}\right) Z_2 - Z_{0l}}{\left(1 + \frac{k}{2pT_0}\right) Z_2 + Z_{0l}}. \quad (3.75)$$

Коэффициент отражения от нагрузки в случае полного согласования

$$(3.30) \quad \rho_l = -\frac{k}{4pT_0}. \quad (3.76)$$

Входной импеданс, исключая члены, характеризующие многократные отражения,

$$(3.34) \quad Z_{\text{вх.}} = Z_{00} \left\{ 1 + \frac{k}{2pT_0} + 2\rho_l e^{-2pU} \left[ 1 + \frac{k}{2pT_0} - \frac{k^2 U}{4pT_0^2} \right] \right\}. \quad (3.77)$$

Входной импеданс линии, нагруженной на согласованную нагрузку,

$$(3.35) \quad Z_{\text{вх.}} = Z_{00} \left\{ 1 + \frac{k}{2pT_0} (1 - e^{-2pU}) \right\}. \quad (3.78)$$

Коэффициент отражения, наблюдаемый в однородной линии, питающей трансформатор, который предполагается

нагруженным на конце на согласованную нагрузку,

$$(3.37) \quad \rho' = \frac{k}{4pT_0} (1 - e^{-2pU}). \quad (3.79)$$

Выражение (3.43) показывает, что импульс, наблюдаемый на согласованной нагрузке и полученный от включенного на входе  $x = u = 0$  источника э.д.с.  $E(t)$  с внутренним импедансом  $Z_1$ , определяется как

$$(3.43) \quad \bar{V}_l \sim a \left\{ 1 + \frac{k}{4pT_0} \frac{Z_1 - Z_{00}}{Z_1 + Z_{00}} - \frac{k^2 U}{8pT_0^2} \right\} \bar{E}, \quad (3.80)$$

где не учитывается полное время задержки и пренебрегается многократными отражениями (однако полученный результат может считаться достаточно точным для отрезков времени вплоть до того момента, когда отраженная от нагрузки волна, достигнув входа и снова отразившись, вторично достигнет оконечной нагрузки).

*б) Заключение.* Сведения об экспоненциальных линиях в случае их использования только для синусоидальных сигналов содержатся в статьях Барроу [121]. В этих работах указывается, что согласование линии при нагрузке на активное сопротивление, равное характеристическому импедансу линии, может быть улучшено (на низких частотах) включением параллельной индуктивности  $L'$  в случае высокоомного импеданса на конце линии и последовательной емкости  $C'$  в случае низкоомного импеданса. Величины этих элементов определяются соотношениями

$$L' = \frac{2T_0 Z_0}{k}, \quad C' = \frac{2T_0}{kZ_0}, \quad (3.81)$$

где  $Z_0$  — значение импеданса для рассматриваемого конца линии. Проблема улучшения согласования с помощью фильтра верхних частот или усовершенствованного фильтра верхних частот была подробно исследована Уилером [122] и Рурманом [123].

На практике активная нагрузка неизбежно содержит распределенную емкость относительно земли, и для компенсации ее влияния на высокочастотные компоненты импульса может быть использована последовательная индуктивность (см. гл. II, § 4).

Дальнейшие исследования экспоненциальных линий были проведены Милнором [124], давшим анализ линий, в которых изменяется индуктивность  $L$ , а емкость  $C$  остается постоянной. Им также проведено рассмотрение линий с переменным импедансом, образованных из секций фильтров нижних частот с сосредоточенными постоянными; относительно эффективная передача энергии получается в линии, образованной из последовательно включенных симметричных Т-секций, последовательная индуктивность которых увеличивается от секции к секции (для повышающего трансформатора), а параллельная емкость уменьшается по закону геометрической прогрессии. Этот закон изменения ряда последовательных секций имитирует экспоненциальный закон изменения  $Z_0$ . Такая линия представляет собой полосовой фильтр; низкие частоты не пропускаются ввиду изменения параметров линии вдоль линии, а высокие частоты не проходят вследствие использования сосредоточенных постоянных. Ранние статьи Уилера и Мурнагана [125] также содержат описание трансформаторов такого типа.

Огланд [126] рассматривает использование экспоненциальных линий для передачи прямоугольных импульсов. Коэффициент трансформации, который может быть получен при использовании обычных прямолинейных линий, очень мал вследствие ограниченной возможности изменения импеданса, даже при больших изменениях поперечных размеров линии (см. графики, приложение II).

Как показал Франк, увеличение отношения импедансов отдельных отрезков линий может быть получено, если некоторые из этих отрезков с переменным сечением заполнить диэлектриком с высокой диэлектрической проницаемостью. Более предпочтительными в этом отношении являются спиральные линии, поскольку в этих линиях может быть получен более широкий диапазон изменения импеданса как за счет изменения шага спирали, так и за счет изменения ее диаметра [см. соотношения (2.56) и (2.57)]. Геометрическая длина спиральной линии значительно меньше такой же прямолинейной линии, при том же значении низкочастотных искажений, однако ее высокочастотные параметры несколько хуже (см. гл. II, § 3, п. 3).

В нашем рассмотрении линий с переменным сечением (см. п. 2 „б“ и следующие настоящего параграфа) мы



предполагали, что номинальное значение характеристического импеданса изменяется плавно, однако можно показать, что при этом не накладывается никаких ограничений на сами величины  $L$  и  $C$ . Конструкция трансформатора с использованием спиральной линии может быть упрощена, если допустить скачкообразное изменение шага спирали и диаметра совместно на сравнительно большую величину в различных точках линии и таким образом, чтобы обеспечить непрерывность изменения  $Z_0$ . Если шаг спирали велик, может быть использована толстая проволока и, наоборот, при небольшом шаге следует использовать тонкую проволоку. Однако если требуются хорошие высокочастотные параметры, то нарушение непрерывности в изменении величин  $L$  и  $C$  недопустимо.

Практически обычно нет необходимости точно следовать экспоненциальному закону изменения, и конструирование спиральной линии может быть облегчено, если осуществить спираль в виде отдельных отрезков обмотки, нанесенных на короткие конические изоляторы, угол конусности которых изменяется от одного к другому на небольшую, но конечную величину.

в) *Точное решение.* Важные соображения по поводу экспоненциальных линий содержатся в статьях Шатца и Вильямса [127, 128].

Точное обратное преобразование Лапласа полного решения (3.64) и (3.65) находится, если ступенчатая функция напряжения  $E$  приложена к входу в точке  $x=0$  в момент времени  $t=0$ . Точное рассмотрение проводится только для повышающего трансформатора ( $k$  — положительно), и анализ ограничен случаем постоянной задержки на единицу длины (всюду  $T=T_0$ ). Решение, однако, легко приводится к более общей форме для переменной задержки при подстановке вместо  $x$  выражения

$$\frac{1}{T_0} \int_0^x T(x') dx'.$$

Выражения для нагрузки линии произвольным импедансом чрезвычайно осложняются, и решение ограничивается случаями, соответствующими следующим условиям на конце линии:

- 1) безграничное продолжение линии;
- 2) разомкнутая линия;
- 3) короткозамкнутая линия;
- 4) нагрузкой линии является сопротивление, равное номинальному значению характеристического импеданса на конце линии.

Даже для этих особых случаев математические выражения слишком громоздки, поэтому мы приводим здесь только графическую интерпретацию результатов для первого и последнего случаев.

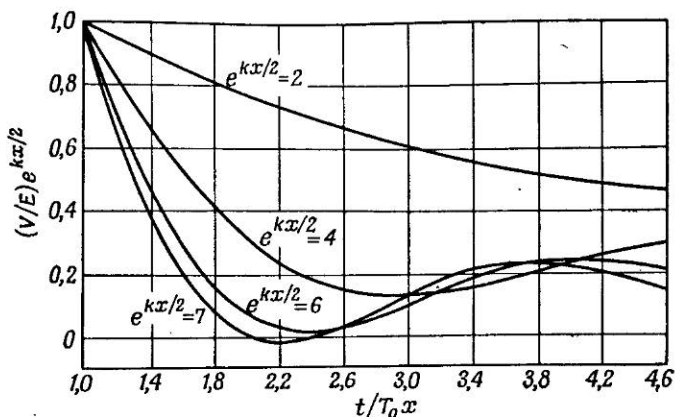
На фиг. 29 и 30 изображены зависимости напряжения и тока, соответственно нормализованных, от параметра  $t/T_0x$  для случая бесконечно длинной линии при различных значениях коэффициента трансформации напряжений  $e^{k\omega/2}$ .

На фиг. 31 показана зависимость нормализованного напряжения на конце линии  $x=l$  от времени, при условии нагрузки линии на согласованное сопротивление  $Z_{00}e^{kt}$ .

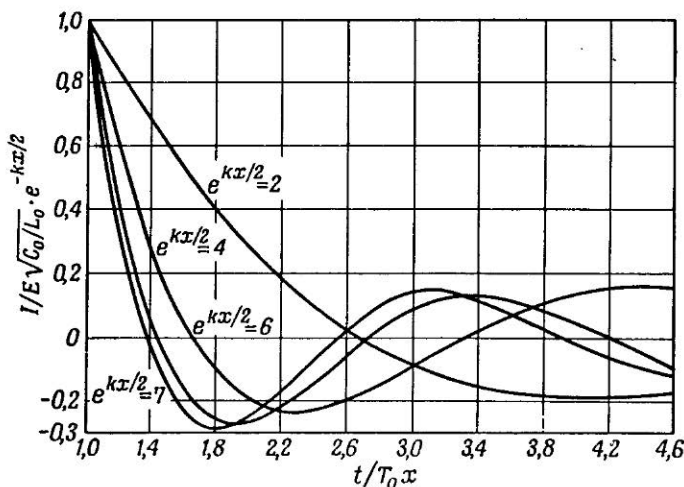
На фиг. 32 представлено изменение нормализованного тока на входе  $x=0$  в функции от параметра  $kt/2T_0$  для случая бесконечно длинной линии. Эта кривая применима также для случаев других нагрузок для отрезка времени до возвращения отраженной от конца линии волны к ее началу.

Искажения короткого прямоугольного импульса в увеличенном виде показаны на фиг. 33. Изменения напряжения и тока в случае бесконечно длинной линии показаны здесь для некоторых моментов времени, соответствующих достижению импульсом точек  $x_1$ ,  $x_2$  и т. д. Форма импульса (зависимость амплитуды от времени), например, в точке  $x_1$  очень похожа на форму импульса, изображенную на фиг. 28, но соответствует ее зеркальному отображению.

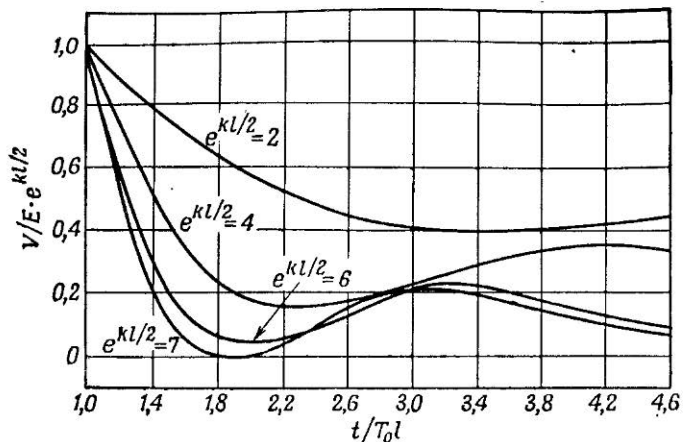
В работе [128] содержатся соображения о практическом конструировании линий с учетом потерь в проводниках и диэлектриках. Если задан необходимый коэффициент трансформации и допустимые низкочастотные искажения, то могут быть найдены кривые, определяющие скорость изменения  $k$  и электрическую длину линии. При использовании трансформатора для коротких импульсов следует применять прямолинейные линии, и средний радиус проводника должен быть выбран достаточно большим, чтобы уменьшить высокочастотные потери. Следует убедиться в том, что диэлектрические потери не



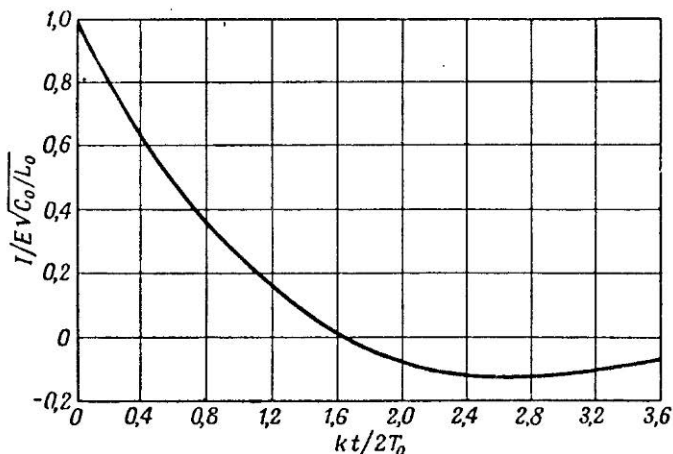
Фиг. 29. Напряжения  $V$  в точке  $x$  бесконечно длинной повышающей импеданс экспоненциальной линии при подаче на вход в момент времени  $t = 0$  ступенчатого напряжения  $E$ .



Фиг. 30. Токи  $I$  в точке  $x$  бесконечно длинной повышающей импеданс экспоненциальной линии при подаче на вход в момент времени  $t = 0$  ступенчатого напряжения  $E$ .



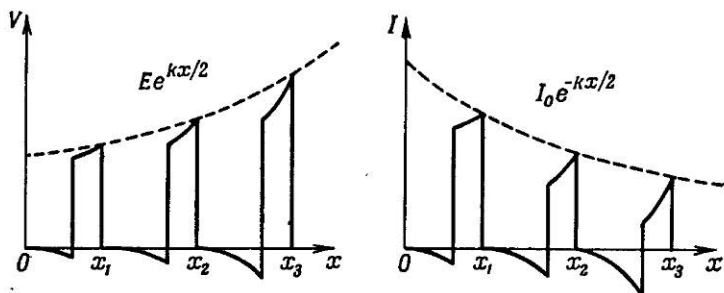
Фиг. 31. Зависимость от времени напряжения  $V$  на выходе повышающей импеданс экспоненциальной линии длиной  $l$ , нагруженной на сопротивление, равное ее характеристическому импедансу на выходе.



Фиг. 32. Ток  $I$  на входе повышающей импеданс экспоненциальной линии, возбуждаемый приложенным ступенчатым напряжением  $E$  в момент времени  $t = 0$ .

Кривая справедлива для линии любой длины, но для отрезков времени, меньших чем время, необходимое для возникновения первого отражения от конца линии.

являются ограничивающим фактором. Если требуется получить приблизительные расчетные значения, то можно использовать формулы, приведенные в гл. II, § 2, п. 6.



Фиг. 33. Приближенная картина напряжений и токов в зависимости от расстояния вдоль бесконечно длинной линии, возбужденной в точке  $x = 0$  коротким прямоугольным импульсом, для тех моментов времени, когда передний фронт импульса достигает точек  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$ .

Вертикальная конструкция, изображенная на фиг. 34, может быть рекомендована для применения в случае заполнения линии порошкообразным или жидким диэлектриком. Если  $a(x)$  и  $b(x)$  — радиусы внутреннего и внешнего проводников соответственно, то формула для характеристического импеданса коаксиальной линии (приложение II) дает

$$\frac{b(x)}{a(x)} = \left(\frac{b_0}{a_0}\right)^{\exp kx} \quad (3.82)$$

На фиг. 35 показана зависимость отношения радиусов проводников линии от параметра  $kx$  для различных значений номинального характеристического импеданса  $Z_{00}$  на входе линии.

**5. Коаксиальные линии с линейно изменяющимися размерами.** Практически выбор того или иного типа линии для трансформатора не является трудным делом — гауссовы линии обладают лучшими параметрами по сравнению с другими линиями при одинаковой длине, экспоненциальные линии легко поддаются теоретическому расчету, а прямолинейные

коаксиальные линии с линейно меняющимися параметрами имеют наиболее простую конструкцию.

Линии последнего типа детально рассмотрены Гентом и Уоллисом [129]. Предположим, что однородную коаксиальную линию с характеристическим импедансом  $Z_{01}$  ом и проводниками радиусом  $a_1$  и  $b_1$  (фиг. 36) необходимо согласовать с линией, обладающей характеристическим импедансом  $Z_{02}$ . Было найдено, что оптимальная полоса пропускания получается при одновременном изменении размеров обоих проводников.

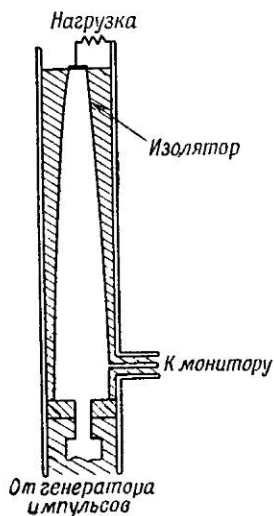
1. Если радиусы проводников второй линии могут быть выбраны по нашему желанию, то их выбор следует производить согласно следующей формуле:

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{b_1}{b_2} = e^{(Z_{01} - Z_{02})/120}, \quad (3.83)$$

где  $Z_2 = 60 \ln(b_2/a_2)$  ом для линии с воздушным заполнением.

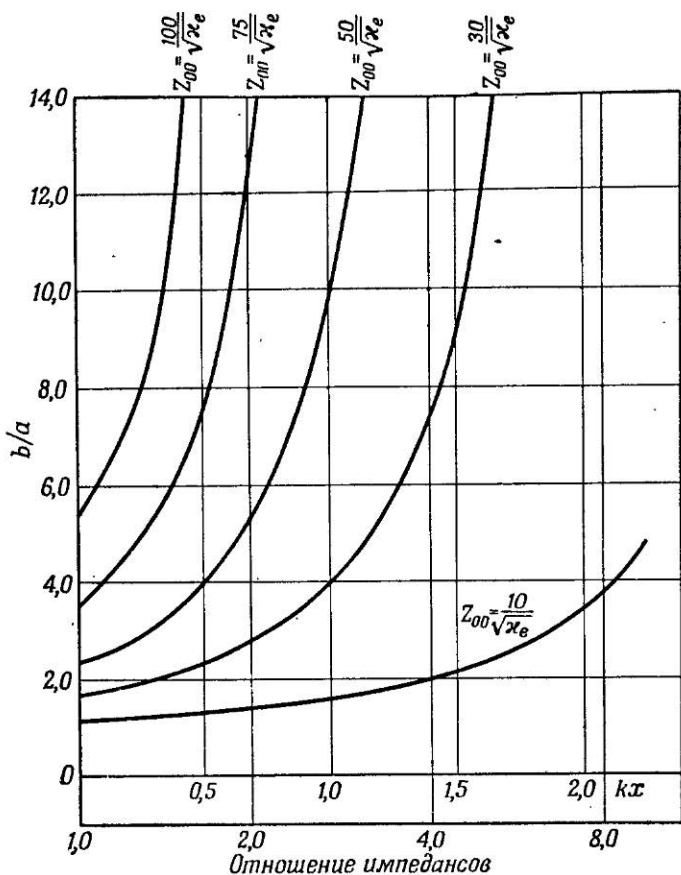
2. Если один из радиусов второй линии, скажем  $a_2$ , задан и, таким образом, predetermined величина второго радиуса  $b_2$ , то прежде всего следует сделать переход от радиусов  $a_1$  и  $b_1$  к радиусам  $a'$  и  $b'$ , определяемым соотношением (3.83). Затем включается коническая секция, обеспечивающая плавный переход от радиусов  $a'$  и  $b'$  к окончательным величинам радиусов  $a_2$  и  $b_2$  при постоянном импедансе  $Z_2$  (метод описан в гл. II, § 2, п. 4 „б“, фиг. 10, б). Длина секции с переменным сечением должна быть такого же порядка, как и длина волны самой низкочастотной компоненты передаваемого сигнала; длина секции с постоянным импедансом должна быть в несколько раз больше диаметра внешнего проводника у широкого конца.

Например, при использовании трансформатора импедансов от 120 к 70 ом в однородной линии со стороны высокого импеданса коэффициент отражения по напряжению меньше



Фиг. 34. Пример импульсного трансформатора в виде линии с переменным сечением.

2,5% на всех частотах, для которых длина секции с переменным сечением больше 1,3  $\lambda$ .



Фиг. 35. Изменение отношения радиусов проводников в зависимости от параметра  $kx$  или отношения импедансов для импульсного трансформатора в виде экспоненциальной коаксиальной линии.

6. Другие законы изменения импеданса. Баллантайн [130] исследовал линии, в которых последовательный импе-

данс и шунтирующая проводимость на единицу длины пропорциональны  $x^2$  или  $1/x^2$ ; этот анализ распространен также на аналогичные линии с сосредоточенными постоянными. Старр [131] рассматривает более общий случай, когда импеданс и проводимость изменяются по некоторому степенному закону  $x^n$  и решение содержит функции Бесселя



Фиг. 36. Коаксиальный трансформатор с линейно-изменяющимися размерами.

Некоторые особые значения  $n$  рассматриваются в качестве специальных случаев.

Арнольд и Бечбергер [132] и Арнольд и Тейлор [133] определяют входной импеданс и затухание для линии, в которой индуктивность (и последовательное сопротивление) изменяются линейно вдоль линии, а емкость (и шунтирующая проводимость) остаются неизменными. Этот анализ может быть применен непосредственно для случая спиральной линии с переменным шагом и постоянным диаметром спирали, заключенной во внешний экран также с постоянным диаметром. Кристиансен [134] рассматривает открытую четырехпроводную линию, которая приближается к экспоненциальной линии. Расстояние между всеми четырьмя проводниками изменяется линейно по длине линии, и угол между ними изменяется только в одной точке линии.

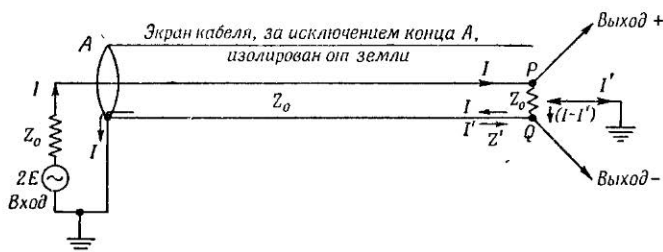
### § 5. ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ В КАЧЕСТВЕ ИНВЕРТОРА ИМПУЛЬСОВ

Описанные выше линии с переменным сечением, используемые в качестве трансформаторов, обеспечивают получение на выходе импульса той же полярности, что и на входе, в отличие от импульсных трансформаторов с сосредоточенными постоянными, обладающих свойством произвольно изменять фазу. Поэтому для линий необходимо применить специальное устройство, обладающее свойством фазовращателя.



В области передачи коротких радиоволн значительное внимание было уделено проблеме согласования симметричной и несимметричной линий. Эта проблема содержит также задачу инвертирования фазы. В радиотехнике используется устройство [135], состоящее из конечного числа сосредоточенных реактивностей, однако ограниченная полоса пропускания подобных устройств препятствует применению их в импульсной технике. Устройство, представляющее собой четвертьволновой трансформатор, описанный, например, Марчандом [136, 137] или Фубини [138], и имеющее широкую полосу пропускания, было разработано Льюисом и Уитби [139].

**1. Принцип работы.** Рассмотрим отрезок коаксиального кабеля с характеристическим импедансом  $Z_0$ , который запитывается на конце  $A$  от источника э. д. с.  $2E$  с внутренним импедансом, равным  $Z_0$  (фиг. 37). Внешний проводник кабеля



Фиг. 37. Простой инвертор импульсов с использованием коаксиального кабеля.

везде, кроме входного конца, изолирован от земли. На другом конце кабеля, как это показано, включен потенциометр с сопротивлением  $Z_0$ . Мы будем интересоваться напряжением сигнала в точках  $P$  и  $Q$  по отношению к земле.

При подаче на вход кабеля в точке  $A$  одиночного сигнала, например ступенчатого напряжения, вдоль кабеля распространяются колебания обычного типа с амплитудой  $E$ . Очевидно, что распространение волны совершенно не зависит от положения движка потенциометра. Если переключатель находится в положении  $Q$ , то в точке  $P$  развивается нормальный сигнал  $E$  и отражения не возникают, так как потенциометр является согласованной нагрузкой. Если

теперь движок потенциометра установить в точку  $P$ , то на выходе появится сигнал обратной полярности; при установке движка в среднее положение получим симметричный выход.

Очевидно, что на низких частотах такое устройство не будет работать, так как при установке движка потенциометра в точку  $P$  генератор окажется замкнутым накоротко; вследствие этого параметры устройства при использовании длинных импульсов должны быть хуже. Распространение волны напряжения  $E$  вызывает связанный с ней ток  $I = E/Z_0$ , текущий по внутреннему проводнику, и равный, но обратный ток  $-I$ , который течет по внешнему экрану кабеля.

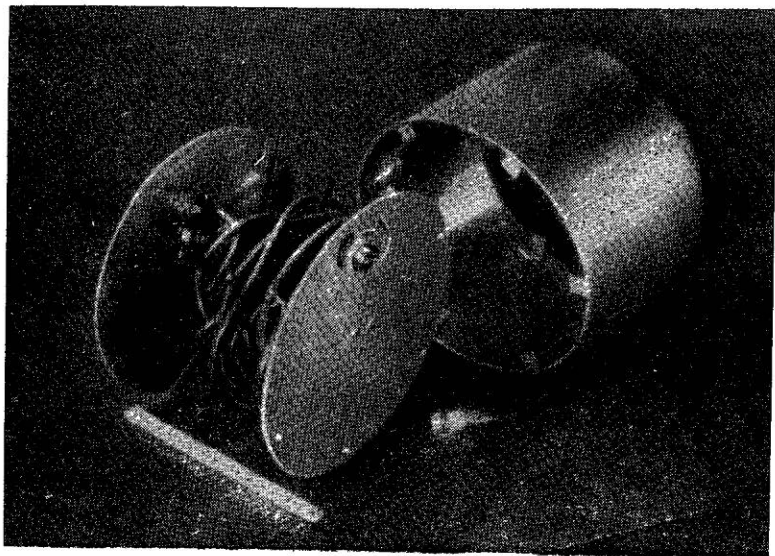
Вследствие поверхностного эффекта этот последний ток протекает всецело по внутренней поверхности экрана. На выходном конце кабеля часть  $I'$  тока  $I$  течет с внешней поверхности кабеля, обтекая его конец, на внутреннюю поверхность. Разность токов  $I - I'$ , протекая через оконечное сопротивление нагрузки, создает на нем падение напряжения, образуя отрицательный выходной сигнал (волной, отраженной от конца  $Q$ , пока пренебрегаем). Ток  $I'$  определяется отрицательным выходным напряжением в точке  $Q$ , деленным на неопределенный импеданс  $Z'$ , образуемый внешней поверхностью экрана кабеля, если смотреть со стороны точки  $Q$  в направлении к его заземленному концу  $A$ . Вследствие поверхностного эффекта токи  $I$  и  $I'$  совершенно не зависят друг от друга, и наша задача заключается в том, чтобы сделать ток  $I'$  как можно меньше, т. е. как можно больше увеличить импеданс  $Z'$  в необходимой полосе частот.

Простейший метод (фиг. 38) заключается в сворачивании длинного кабеля в катушку такой конструкции, в которой собственная емкость между слоями и витками обмотки, а также емкость относительно заземленного экрана, заключающего в себе все устройство, минимальны. Расстояние между витками такой катушки должно увеличиваться по направлению к выходному концу, где внешняя поверхность экрана обтекается током, так чтобы емкость здесь была наименьшей. Расстояние между витками может быть уменьшено у входного конца, где экран заземлен.

Для рассматриваемой первичной волны в случае заземления точки  $P$  кабель оказывается нагруженным на сопротивление  $Z_0$  и параллельно включенную реактивность  $pL$ , где  $L$  — индуктивность катушки. Выходной импульс, соответствующий

щий ступенчатому напряжению на входе, изменяется по экспоненциальному закону с постоянной времени, равной  $2L/Z_0$ .

В устройстве, показанном на фиг. 38, кабель длиной примерно 8 м с характеристическим импедансом 72 ом (диаметром 4,8 мм) заключен в корпус длиной около 140 мм и диаметром 190 мм. Время нарастания импульса получается



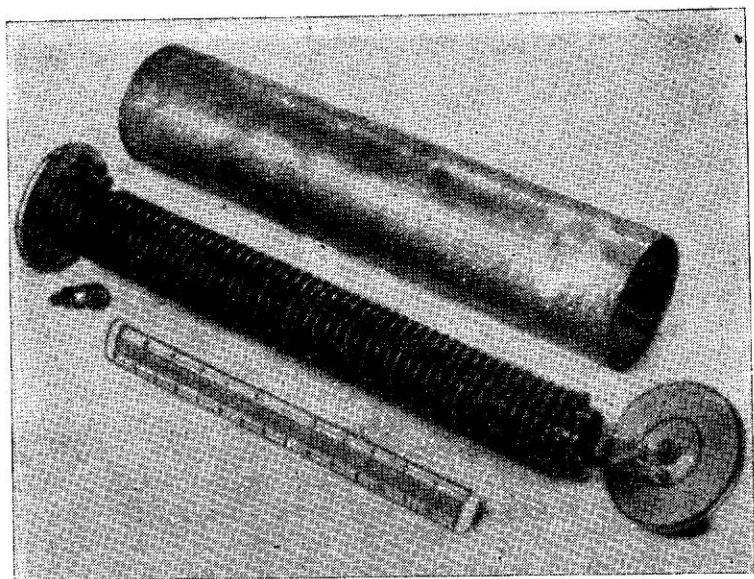
Фиг. 38. Устройство сверхвысокочастотного дросселя (линейка с сантиметровыми делениями)

меньше 2 мксек. при уменьшении амплитуды на 12%. Теоретическая и экспериментальная величина постоянной времени  $2L/Z_0$  равна 0,8 мксек.

Вместо потенциометра, который был нами введен для объяснения принципа действия, на выходном конце используются две фишки, к которым подключены внутренний проводник и экран. Заземление точки  $P$  или  $Q$  осуществляется с помощью специальной закорачивающей фишки; получение сигнала любой полярности, таким образом, достигается простой заменой оконечного вывода и закорачивающей фишки.

Достоинства описанного устройства заключаются в его строгой линейности, простоте конструкции и способности передавать значительную мощность; наряду с этим можно перечислить и ряд недостатков: 1) значительные габариты устройства, 2) временная задержка, вносимая кабелем, 3) дополнительное, хотя и небольшое по сравнению с нормальными условиями распространения, затухание на высоких частотах, 4) наиболее важный недостаток — ограниченный диапазон импедансов используемых гибких коаксиальных кабелей.

**2. Устройство с использованием спиральной линии.**  
На высоких частотах, с которыми мы имеем дело, катушка



Фиг. 39. Устройство спиральной линии передачи (верхняя шкала линейки с дюймовыми делениями).

(дрессель) ведет себя скорее как сложная линия передачи, а не как индуктивность. На фиг. 39 изображено другое устройство, в котором внешняя поверхность экрана кабеля

и цилиндр, в который он заключен, образуют линию передачи со спиральным внутренним проводником. Сворачивание кабеля в спираль не влияет на условия нормального распространения внутри самого кабеля, и высокочастотные параметры инвертора улучшаются благодаря сочетанию распространенной емкости относительно внешнего экрана и индуктивности спирали, образующих линию с высоким значением характеристического импеданса  $Z'_0$ . Вследствие того что этот импеданс, будучи чисто активным, оказывается в случае заземления точки  $P$  включенным параллельно с импедансом нагрузки  $Z_0$ , короткий импульс, приложенный к входу, на выходе изменит полярность на обратную, а его вершина будет абсолютно плоской и не будет изменяться по экспоненциальному закону.

Длительность выходного импульса при подаче на вход ступенчатого напряжения ограничивается последовательными отражениями в спиральной линии, закороченной у конца  $A$ . Волна в спиральной линии, достигая точки  $Q$ , в основном отражается обратно, так как  $Z'_0 \gg Z_0$ , однако на активной нагрузке развивается небольшое напряжение, полярность которого обратна полярности начального сигнала. Амплитуда отражений все более уменьшается (даже если предположить, что линия не имеет потерь), и за импульсом возникает последовательность ступенек со все уменьшающейся амплитудой<sup>1)</sup> (фиг. 40).

Если принять в расчет отражение в точке  $Q$  в результате воздействия начального импульса в линии с импедансом  $Z_0$ , то можно легко показать, что параметры  $x$ ,  $y$  и  $z$  на фиг. 40

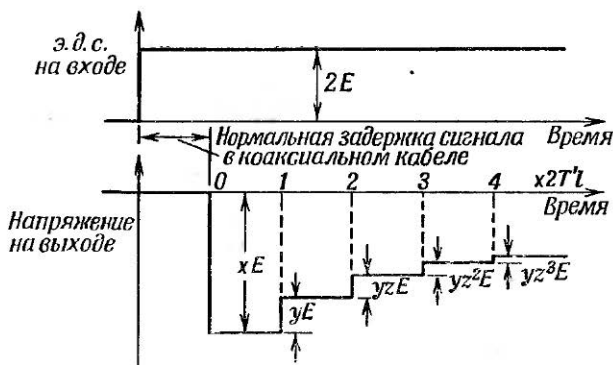
1) Некоторое преимущество дает заполнение пространства между спиральной линией и внешним экраном материалом, обладающим значительными потерями, что обеспечивает подавление отраженных волн. Однако такое заполнение может быть использовано лишь при условии, что при этом не слишком уменьшается импеданс  $Z'_0$  и его величина не становится зависящей от частоты на самых высоких частотах интересующего нас диапазона.

Этот случай хорошо иллюстрирует преимущество рассмотрения поведения системы в случае подачи ступенчатой функции по сравнению с рассмотрением ее характеристик для непрерывного синусоидального сигнала. Входной импеданс линии передачи длиной  $l'$ , короткозамкнутой на конце, изменяется с частотой от нуля, если  $l' = n\lambda/2$ , до бесконечности (в случае линии без потерь), если  $l' = (2n + 1)\lambda/2$ . На частотах, лежащих между этими двумя значениями, импеданс делается индуктивным и емкостным

определяются следующими выражениями:

$$x = \frac{Z'_0}{Z'_0 - \frac{Z_0}{2}}, \quad y = \frac{Z_0 Z'_0}{\left(Z'_0 + \frac{Z_0}{2}\right)^2}, \quad z = \frac{Z'_0 - \frac{Z_0}{2}}{Z'_0 + \frac{Z_0}{2}}. \quad (3.84)$$

На фиг. 40  $l$  — длина спиральной линии, а  $T'$  — время задержки на единицу длины этой линии. Наилучшие показатели получаются при увеличении  $Z'_0$  и  $T'$ , т. е. при увели-



Фиг. 40. Напряжение на выходе в точке  $Q$  спиральной линии передачи (точка  $P$  заземлена).

чении индуктивности. Внешний цилиндрический экран можно снабдить несколькими продольными щелями для уменьшения эффекта короткозамкнутого витка (см. гл. II, § 3; п. 1), а пространство между ними полезно заполнить магнитным материалом.

Высокочастотные параметры устройства определяются изменениями импеданса  $Z'_0$ , возникающими вследствие явлений,

и принимает разные значения. На первый взгляд это изменение импеданса с частотой приводит к безнадежному положению, так как мы подчеркивали, что для получения неискаженного выходного сигнала выходной импеданс  $Z'$  должен оставаться независимым от частоты. С другой стороны, при рассмотрении ступенчатой функции на входе и принимая во внимание возникающие отражения, можно легко предсказать форму выходного напряжения, изображенную на фиг. 40. Искажения действительно имеют место, однако их влияние не так велико, как это могло показаться вначале.

рассмотренных в гл. II, § 3, п. 3. Входной импеданс спиральной линии быстро падает на частотах, превышающих резонансную частоту для одного витка [уравнение (2.65)].

В устройстве, показанном на фиг. 39, спиральная линия содержит 50 витков коаксиального кабеля диаметром 4,8 мм с характеристическим импедансом 72 ом, намотанных на диэлектрическом каркасе диаметром 51 мм. Таким образом, расчетное значение  $Z_0$  равно примерно 570 ом и ожидаемое удвоенное значение времени задержки в спиральной линии равно приблизительно 40 мксек. Последняя величина была подтверждена экспериментально; амплитуда выходного импульса изменялась ступенчато по  $1/3$  первоначальной величины за время, равное 0,3 мксек. При этом наблюдаемое время нарастания импульса было меньше 2 мксек и было установлено, что параметры  $x$ ,  $y$  и  $z$  имеют значения  $x = 0,9$ ,  $y = 0,1$  и  $z = 0,9$ .

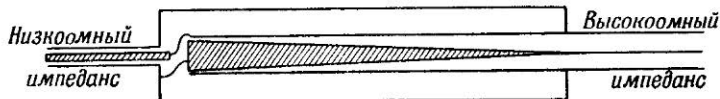
Достоинство устройства со спиральной линией по сравнению с конструкцией, основанной на дросселе, заключается в том, что короткий импульс (длительностью менее  $2T' l$ ) воспроизводится с совершенно плоской вершиной; однако при этом возникают небольшие дополнительные импульсы после прихода основного. Это явление уже было показано на фиг. 40 (см. гл. I, § 4).

Рошель [140] независимо сконструировал аналогичный инвертор импульсов, сходный с рассмотренным выше устройством. Коаксиальное устройство, показанное на фиг. 37, заключается в длинный цилиндрический корпус. Импеданс  $Z'$  в этом случае равен характеристическому импедансу  $Z_0$  обычной коаксиальной линии, образованной внешним экраном кабеля и цилиндрическим корпусом.

Ограничение практически осуществимого диаметра делает невозможным получение импеданса  $Z'_0$ , много большего, чем импеданс  $Z_0$ , вследствие чего имеет место значительное уменьшение амплитуды основного импульса. С другой стороны, большая величина удвоенного времени задержки  $2T' l$  может быть получена только за счет использования устройств неприемлемо большой длины. Для пропускания импульсов такой же длительности, как и в случае применения описанного выше инвертора со спиральной линией, требуется устройство длиной 6,1 м. Однако такая прямолинейная система имеет свои преимущества на очень высоких частотах, так

как входной импеданс внешней стороны экрана кабеля остается равным своему номинальному значению  $Z_0'$  вплоть до частот, соответствующих длине волны порядка его диаметра (76 мм).

Прямолинейный инвертор и трансформатор в виде линии с переменным сечением могут быть легко совмещены, как это показано на фиг. 41. Для получения по возможности большего



Фиг. 41. Инвертор и коаксиальный трансформатор.

импеданса  $Z_0'$  по сравнению с импедансом  $Z_0$  экран линии с переменным сечением должен соединяться с центральным проводником низкоимпедансной линии. Это устройство, естественно, является обратимым.

## § 6. СВЯЗАННЫЕ ЛИНИИ В КАЧЕСТВЕ ТРАНСФОРМАТОРОВ

Мы видели, что импульсные трансформаторы с сосредоточенными постоянными и линии передачи могут быть использованы для целей преобразования импедансов и в качестве фазоинверторов. Устройства другой группы, используемые для этих же целей, состоят из двух связанных линий передачи. Распределенные индуктивность вводов и емкость обмотки, которые являются вредными в трансформаторах с сосредоточенными постоянными, используются в системах с распределенными постоянными. При этом исключается необходимость применения ферромагнитных материалов и могут быть получены очень хорошие высокочастотные параметры.

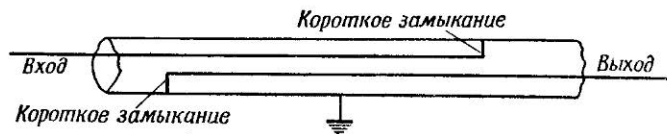
Фукс [141] и Блох [142] разработали теорию связанных открытых линий, а Каракаш [143] использовал устройство, изображенное на фиг. 42. Это устройство обладает свойствами полосового фильтра, но оно может быть использовано в качестве трансформатора при применении двух линий с различными характеристическими импедансами<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Такое устройство приводит к значительным искажениям, однако если выходной импульс используется для запуска триггера или других подобных устройств, то эти искажения не имеют существенного значения.



Краут [144] анализировал связанные системы с распределенными постоянными и применил свой метод для расчета импульсных трансформаторов с распределенными постоянными.

Льюис [145] анализировал системы, состоящие из двух связанных спиралей, расположенных вблизи прямолинейного заземленного проводника<sup>1)</sup>. Такая система, вообще говоря, способна передавать колебания с двумя различными скоростями, соответствующими синфазному и противофазному



Фиг. 42. Полосовой фильтр на связанных линиях передачи.

типам волн. Входной импульс на одном конце одной из линий расщепляется на два импульса, которые распространяются с различными скоростями; оба импульса существуют в обеих линиях. Таким образом, устройство, вообще говоря, приводит к образованию двух импульсов, которые не обязательно должны иметь одинаковую полярность. Для подавления одного из них могут быть предприняты специальные меры. Установлено, что величины согласованных нагрузок для двух типов волн различны, если только направления намоток двух спиралей не являются различными, а коэффициенты индуктивной и емкостной связи равны друг другу. В дополнение к согласованным нагрузкам на входном и выходном концах линии, существуют еще два свободных конца, которые, вообще говоря, для исключения многократных отражений также должны быть нагружены на согласованные сопротивления. Включение этих добавочных согласующих сопротивлений приводит к значительным потерям мощности сигнала.

Прямолинейные связанные линии обладают тем преимуществом, что все волны здесь распространяются со скоростью света и вследствие этого не возникает двух импульсов вместо одного.

<sup>1)</sup> Дальнейшие сведения о связанных системах даны Марсоном [146], Матью [147], Хемфрисом и др. [148].

Рюденберг [149, 150] недавно осуществил трансформатор, в котором первичная и вторичная обмотки выполнены в виде бифилярной намотки. Расчет включает в себя согласование скоростей волн и волновых импедансов. Нежелательные типы колебаний могут быть подавлены путем помещения в соответствующей области материала, обладающего потерями. В полосе пропускания шириной до 500 мГц не было обнаружено существенных резонансов. Были получены хорошие результаты для импульсов в несколько миллимикросекунд, и ограничения определяются потерями вследствие поверхностного эффекта и собственной резонансной частотой одного витка (см. гл. II, § 3, п. 3 „б“). Такие трансформаторы не содержат ферромагнитных сердечников и могут быть использованы для инвертирования фазы, согласования симметричной и несимметричной систем и, конечно, для повышения и понижения напряжения.

## Глава IV

# ИМПУЛЬСНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсный генератор является существенной частью устройства, предназначенного для испытания быстродействующих схем. Обычно требуется прямоугольный выходной импульс с минимальным возможным временем нарастания. Длительность и амплитуда импульса должны быть известны и регулируемы. Различные типы схем легко разбить на два класса. В схемах первого класса импульсы вырабатываются в моменты времени, определяемые исключительно самим генератором. Обычно импульсы следуют друг за другом более или менее регулярно с известной и регулируемой частотой, но в некоторых случаях применяется источник хаотически распределенных импульсов <sup>1)</sup>.

Генераторы второго класса запускаются внешним воздействием; обычно требуется, чтобы импульс вырабатывался с минимальной задержкой и чтобы эта задержка не подвергалась хаотическим изменениям, т. е. была стабильна. Схемы этого класса могут применяться как первичные генераторы вместе с релаксационными или другими генераторами, которые вырабатывают запускающие импульсы с требуемой частотой повторения. К величине времени нарастания запускающих импульсов предъявляются требования, во много раз менее строгие, чем требования, накладываемые на окончательный выходной импульс. В этой части устройства можно использовать схемы, обычно применяемые в микросекундном диапазоне.

Схема, которую описал Эсплей [152, 153], представляет интерес с точки зрения иллюстрации того, как далеко можно распространить „обычные“ методы формирования прямо-

---

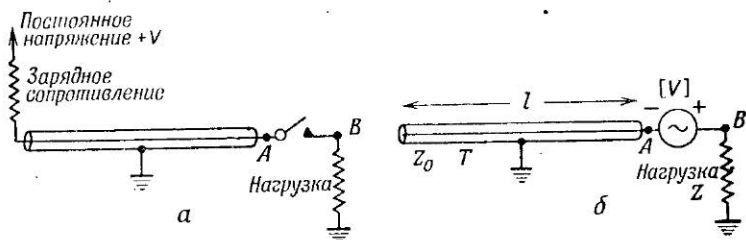
<sup>1)</sup> См., например, импульсный генератор для сцинтилляционных счетчиков, описанный в работе [151].

угольных импульсов путем нескольких стадий ограничения импульсов с последующим усилением<sup>1)</sup>.

Частота следования импульсов точно задается кварцем и равна 166,7 кГц; выходные импульсы с амплитудой 35 в и длительностью 20 мксек. снимаются с нагрузки 35 ом. Такое устройство, хотя и требует тщательной отработки, имеет преимущества благодаря высокой частоте следования импульсов и обладает стабильностью момента появления импульсов порядка 1 мксек.

## § 2. ИМПУЛЬСНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ РАЗРЯД ДЛИННОЙ ЛИНИИ

На фиг. 43, а показан простейший тип такого импульсного генератора<sup>2)</sup>. Длинная линия, разомкнутая на конце (или искусственная линия, или даже просто конденсатор), заряжается через большое сопротивление до постоянного



Фиг. 43. а — принципиальная схема импульсного генератора, использующего разряд длинной линии; б — эквивалентная схема.

потенциала  $V$ . Линия разряжается через сопротивление нагрузки  $Z$  посредством переключающего устройства; оно размыкается после каждого замыкания, чтобы дать возможность линии вновь зарядиться. Таким образом вырабатываются повторяющиеся импульсы. Нормально нагрузка  $Z$  должна равняться характеристическому импедансу линии  $Z_0$ , однако полезно рассмотреть случай, когда эти величины

<sup>1)</sup> Схема не является совершенно обычной, поскольку в ней применяются усилители с распределенным усилением (см. гл. V).

<sup>2)</sup> См. G. N. Glascoe, J. V. Lebacqz, Pulse Generators, New York, 1948 и работу [154].

различны. Замыкание ключа (гл. I, § 6) можно рассматривать как действие генератора э. д. с. ступенчатой формы величиной  $V$ , включенного по схеме фиг. 43, б.

В точке  $A$  линия имеет определенный импеданс  $Z_{\text{вх.}}$ , который можно найти из соотношения (2.32). Напряжение сигнала  $\bar{V}_B$ , которое возникает на нагрузке  $Z$ , можно определить по формуле простого делителя напряжения

$$\bar{V}_B = \frac{Z}{Z + Z_{\text{вх.}}} \bar{V}. \quad (4.1)$$

В соотношении (2.32)  $\rho_l$  нужно положить равным единице, поскольку линия разомкнута на конце, удаленном от генератора. Поэтому

$$\bar{V}_B = \frac{Z}{Z + Z_0} \frac{(1 - e^{-2pTl})}{1 - \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} e^{-2pTl}} \bar{V}. \quad (4.2)$$

В случае  $Z = Z_0$  это выражение упрощается и принимает вид

$$\bar{V}_B = (1 - e^{-2pTl}) \frac{\bar{V}}{2}. \quad (4.3)$$

Применив обратное преобразование Лапласа, найдем, что выходной импульс имеет прямоугольную форму, амплитуду  $V/2$  и длительность  $2Tl$ , равную двойной задержке в линии.

В случае, когда  $Z$  не намного отличается от  $Z_0$ , можно положить  $Z/Z_0 = 1 + \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — малая величина. Разлагая в ряд знаменатель в выражении (4.2), получаем

$$\bar{V}_B = \left[ \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) - e^{-2pTl} - \frac{\varepsilon}{2} e^{-4pTl} \right] \frac{\bar{V}}{2}, \quad (4.4)$$

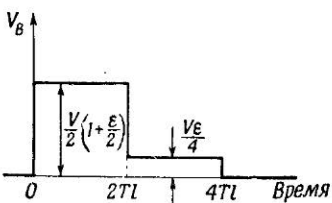
где мы пренебрегли членами с  $\varepsilon^2$  и т.д.

1) У читателя может возникнуть сомнение в строгости данного анализа в двух местах: 1) теорема включения в том виде, как она дана в гл. I, § 6, применяется к системам, содержащим э. д. с. не обязательно в виде напряжений заряженных конденсаторов; 2) в приведенном преобразовании Лапласа мы неявно предположили, что система не содержала энергии вплоть до момента времени  $t = 0$ . Если требуется, то вместо использованного в тексте метода можно применить следующий метод.

Вначале отметим, что изображение Лапласа от  $df/dt$  есть  $p\bar{f} - f(0)$ , где  $f(0)$  — значение функции  $f$  при  $t = 0$ . Вместо урав-

Форма выходного импульса показана на фиг. 44. Изображенный импульс соответствует случаю  $Z > Z_0$ , т. е.  $\epsilon > 0$ , причем последующие ступеньки, имеющие пренебрежимо малые амплитуды, не показаны.

Практически ключ может иметь конечное, возможно даже изменяющееся сопротивление  $\epsilon Z_0$ , которое при анализе можно



Фиг. 44. Выходной импульс при  $Z = Z_0(1 + \epsilon)$ ,  $\epsilon \ll 1$ .

учесть в сопротивлении  $Z$ . Действующее выходное напряжение, получающееся на нагрузке  $Z$ , будет тогда равно  $\bar{V}_B/(1 + \epsilon)$ , где  $\bar{V}_B$  дается выражением (4.4). Выходной импульс остается таким же, как изображено на фиг. 44, но амплитуда основного импульса

теперь равна  $\frac{\bar{V}}{2} \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right)$ . Рассмотр-

ение экспериментально снятых колебаний, подобных изображенным на фиг. 44, показывает наличие сопротивления ключа; нестабильность амплитуды, особенно маленькой второй ступеньки, свидетельствует об изменениях сопротивления ключа.

**1. Механические реле.** В настоящее время установлено, что определенные типы электромагнитных реле удовлетворительно выполняют функции переключающего устройства в рассматриваемых схемах. Генераторы, использующие релейные переключатели, естественно, относятся к первому из двух классов генераторов, о которых шла речь во введении.

*а) Ртутные реле.* Простые металлические контакты обычно не являются удовлетворительными, так как их отска-

нения (2.3) имеем

$$\frac{d\bar{I}_x}{dx} = -pC\bar{V}_x + CV,$$

где  $V$  — постоянный потенциал, до которого вначале заряжена линия в каждой своей точке. Волновое уравнение и величина тока не изменяются, но член  $V/p$  должен быть добавлен в правую часть выражения (2.9). Такое же соотношение, как и раньше, составляется для разомкнутого конца, где ток не течет, но дополнительный член должен быть включен, когда составляется уравнение закона Ома для нагруженного конца. Окончательный результат получается точно таким же.

кивание при ударном замыкании может привести к появлению дополнительных импульсов. Браун и Поллард [155] усовершенствовали реле, применив массивные платиновые контакты, поверхность которых постоянно смачивается ртутью, поступающей по капиллярам из резервуара под контактами. Ртутная пленка предупреждает разрыв электрического контакта при небольшом отскакивании арматуры после удара. Соответственно каждое срабатывание реле вызывает появление только одного импульса. Все устройство помещается в атмосферу водорода, находящегося под давлением в несколько десятков атмосфер. Это дает возможность противостоять высокому градиенту потенциала, который может вызвать прямой пробой между контактами, прежде чем они замкнутся, а хорошая подвижность газа содействует рассеянию тепла. Браун и Поллард считают, что эти реле работают удовлетворительно, если при включении и выключении не видно искры, т. е. если потенциал линии не превышает 50 в, или в случае более высоких напряжений, если передаваемая энергия не выше 40 микроджоулей. Рекомендуются, чтобы ток нарастал со скоростью, не превышающей 25 а/мксек иначе ртутный мост может испариться, вызвав разрыв длительностью в несколько микросекунд.

Рассмотренные реле принадлежат к типу высокоскоростных, хотя они и являются сравнительно медленными среди других типов скоростных реле.

В схемах, описанных Муди и др. [156] и Гарвином [157], используются реле „Вестерн Электрик“ типа 275 В, 276 В и D-168479. Эти реле некоаксиального типа, и их требуется монтировать в коаксиальные корпуса. Гарвин утверждает, что достигается время нарастания (и спадания) импульсов меньше 0,2 мксек. при частотах повторения 60—120 гц. Интересно отметить, что заметное искажение формы импульса появляется после прохождения им формирующего кабеля со сплошным диэлектриком длиной 10 м.

Повидимому, ртутные реле такого типа можно надежно применять при потенциалах линий меньше 10 в (когда при срабатывании не появляется искры) или при потенциалах выше 100 в, когда отчетливый газовый разряд предваряет механическое срабатывание. Таким образом, используются два типа образования электрического контакта. При промежуточных значениях потенциалов возникают

паразитные нестабильные явления, при которых основной импульс может оказаться уменьшенным по амплитуде, а после него через интервалы в несколько микросекунд могут следовать нерегулярные вторичные импульсы.

б) *Коаксиальные реле.* Как уже отмечалось, вышеописанные реле сконструированы как высокоскоростные, и не имелось в виду их применение в области радиочастот. Успех этих реле в качестве генераторов миллимикросекундных импульсов объясняется их малыми размерами, благодаря чему их можно монтировать как часть коаксиальной системы, в которой отражения невелики.

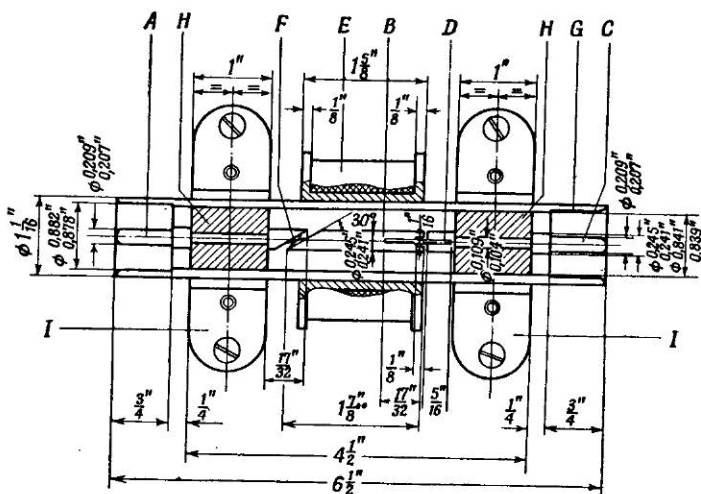
С точки зрения работы в области высоких частот, эта конструкция, однако, не идеальна. Уитби и Льюис [158] сконструировали вибрационное реле, в котором было обращено внимание на то, чтобы конструкция была от начала до конца коаксиальной. Применяются простые платиновые контакты, и устройство, как уже описывалось выше, склонно давать дополнительные импульсы<sup>1)</sup>.

На фиг. 45 показано устройство сравнительно большого размера и, следовательно, прочное, простой конструкции и способное выдерживать более высокие мощности, чем ртутные реле. Внутренние проводники *A*, *B* и *C* сделаны из стали и посеребрены, чтобы уменьшить потери, вызванные поверхностным эффектом; вибрирующий якорь *B* укреплен на упругой стальной пластине *D* толщиной 0,5 мм. Магнитное поле, вызываемое переменным током, протекающим в катушке *E* (5000 витков эмалированного провода диаметром 0,15 мм), создает противоположные магнитные полюсы на контактах *F*, и под действием силы притяжения якорь поворачивается и замыкает контакты (в положении равновесия якорь *B* составляет небольшой угол с осью симметрии системы и контакты не замкнуты). Внешний проводник *G* продольно разрезан пополам, и все внутреннее устройство жестко установлено на двух разрезных изоляционных опорах *H* из perspexa. Вся конструкция закрепляется снаружи внешнего проводника при помощи двух латунных скоб *I* (толщиной 3 мм). Продольная щель замкнута неплотно, так чтобы переменное магнитное поле не уменьшалось из-за эффекта короткозамкнутого витка.

1) Можно использовать очень короткий платиновый провод, погруженный в маленькую чашечку со ртутью.



Продольный разрез принципиально не влияет на распространение волны вдоль проводника. Величины диаметров проводников выбраны так, чтобы получить импеданс  $72 \text{ ом}$ , и влияние диэлектрических опор  $H$  в первом приближении скорректировано соответствующим изменением диаметра.

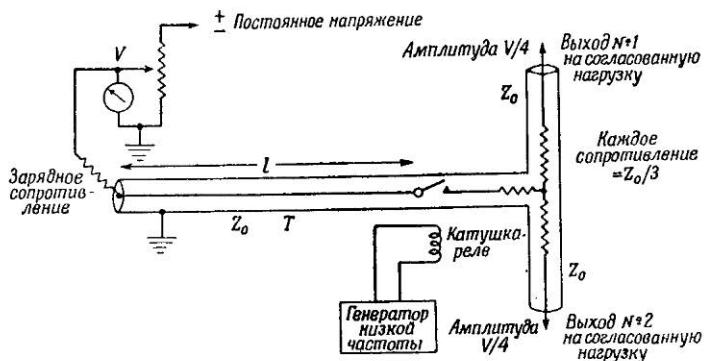


Фиг. 45. Продольный разрез 72-омного коаксиального вибрационного ключа.

Внутренний и наружный проводники вблизи концов сделаны тоньше, чтобы облегчить разъемное соединение с остальной схемой. Чтобы обеспечить постепенный переход от диаметров реле к диаметрам коаксиального кабеля, требуется коническая переходная насадка, как рассмотрено в гл. II, § 2, п. 4 „б“. При применении этого реле было получено время нарастания импульса порядка 1 мксек. (причем ограничение было связано скорее с использовавшимся индикатором, чем с самим реле) при частоте повторения порядка 100 гц. Когда потенциал линии превышает 100 в, ясно видна искра перед замыканием контактов. Характеристика времени нарастания не ухудшается, и фронты импульсов одинаково крутые при любых напряжениях.

в) Действие искрового разряда. По отношению к рассмотренному выше реле интересно отметить, что при высо-

ких напряжениях и критической амплитуде вибрации, при которой контакты механически никогда не замыкаются, выходные импульсы получаются такими же крутыми, как и прежде, причем они обусловлены лишь газовым разрядом. Устройство удовлетворительно работает при потенциалах линии порядка 600 в, и это наводит на мысль, что при соответствующем повышенном давлении (чтобы выдержать намного

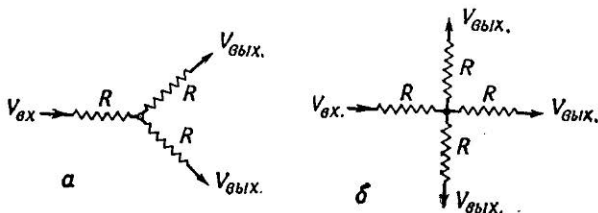


Фиг. 46. Типовая схема импульсного генератора релейного типа с двумя выходами.

большие напряжения) оно может использоваться как мощный искровой модулятор с механическим запуском [37]. Искровые разрядники с электрическим запуском, дающие очень крутые импульсы, описал Флетчер [159], а Гудмен и др. [160] использовали импульсный генератор с разрядником, вырабатывающий импульсы 80 кВ, 1700 а длительностью 0,8 мксек. со временем нарастания меньше 10 нмксек.

2) *Практические схемы.* На фиг. 46 изображен типичный импульсный генератор релейного типа, предназначенный для целей обычных испытаний. Постоянный потенциал, до которого заряжается линия, легко регулируется и контролируется с помощью вольтметра. По желанию можно получать импульсы любой полярности (это очень удобная особенность схемы релейного типа). Реле может управляться от сети переменного тока либо от генератора низкой

частоты <sup>1)</sup>. Частота последнего должна быть переменной и ее следует подобрать такой, при которой реле работает наиболее плавно. Полезно иметь набор кабелей различной длины или коаксиальную линию, состоящую из разборных секций, что позволяет получать импульсы различной длительности. Количество разъемов в линии должно быть сведено к минимуму во избежание излишних отражений.



Фиг. 47. *a* — двухканальный согласованный ответвитель  $R = Z_0/3$ ,  $V_{\text{вых.}}/V_{\text{вх.}} = 1/2$ ; *b* — трехканальный согласованный ответвитель  $R = Z_0/2$ ,  $V_{\text{вых.}}/V_{\text{вх.}} = 1/3$ .

Зарядное сопротивление необходимо монтировать возможно ближе к концу линии, чтобы уменьшить действие его паразитной емкости, которая будет менять коэффициент отражения от номинально разомкнутого конца. Если реле склонно вызывать появление многократно повторяющихся импульсов, то их действие можно сильно ослабить соответствующим выбором постоянной времени цепи заряда кабеля (которая равна произведению зарядного сопротивления на полную емкость линии). Постоянная времени должна быть по возможности большой, чтобы за время между повторными соединениями контактов, возникающими из-за их отскакивания после первого ударного замыкания, перезаряд линии был пренебрежимо мал. Однако постоянная времени должна быть достаточно малой, чтобы дать линии полностью перезарядиться за время между полезными импульсами.

Обычно бывает недостаточно иметь одноканальный выход; в этих случаях можно использовать двух- и трехканальные согласованные ответвители, показанные на фиг. 47. Эти

<sup>1)</sup> Если требуется только очень низкая частота следования импульсов, то устройство может быть упрощено путем использования чисто релейных генераторов, описанных Айвсом [161].

ответвители обеспечивают такое согласование, при котором внутреннее сопротивление со стороны каждого плеча равно  $Z_0$ , если остальные плечи нагружены на сопротивления, равные также  $Z_0$ . На фигуре приведены величины ослабления для этих ответвителей. Следует обратить внимание на то, чтобы избежать отражений, связанных с паразитными реактивностями; сопротивления должны быть смонтированы в коаксиальном корпусе (см. § 5, п. 3 настоящей главы).

Один выходной канал обычно используется для запуска осциллографа, сигнал же должен быть задержан на время запаздывания запуска развертки. Это можно выполнить, включив в исследуемую схему кабель соответствующей длины <sup>1)</sup>. Когда нужен сигнал небольшой амплитуды наряду с большим импульсом для запуска осциллографа, в цепь сигнала можно включать аттенюатор (см. § 5 настоящей главы).

Такие импульсные генераторы очень удобны с точки зрения простоты, а также устойчивости высоты и длительности импульса. Последнее обстоятельство зависит от характеристик распространения в линии; Браун [163] определил, что электрическая длина кабеля, заполненного диэлектриком, изменяется всего на 0,1% в течение одного года при изменениях температуры на 10° С.

В качестве примера можно привести технические условия на импульсный генератор Спенсер Кеннеди, модель 503. В нем используется ртутное реле Вестингауз 475 В, помещенное в 50-омный коаксиальный кабель. Время нарастания импульсов равно примерно 2 мксек.; имеются диапазоны напряжения от 0,005 до 100 в, причем в каждом диапазоне амплитуда плавно регулируется от нуля с помощью потенциометра. Можно получать импульсы как положительной, так и отрицательной полярности; частота повторения может изменяться в пределах от 45 до 200 гц, принимая одно из нескольких фиксированных значений.

д) *Дополнение.* Недостатком генераторов релейного типа является низкая частота повторения импульсов. Однако Финч [164] использовал модифицированный вариант вибрационного ртутного реле, описанного Брауном и Поллардом [155],

---

<sup>1)</sup> Когда требуется точная регулировка относительной задержки импульсов в двух каналах, можно включать телескопическую линию — удлинитель, например одну из описанных Макалистером [162].

которое работает при частоте 480 гц. Позднее был сконструирован образец для работы при частоте 1000 гц. Эти реле входили в состав прибора, первоначально разработанного для испытания таких цепей, которые могут запасать постоянный заряд (при этом используются потенциалы порядка 50 в). Испытание проводится следующим образом. Цепь разряжается с помощью реле, благодаря чему воспроизводится переходная характеристика этой цепи. Кривая наблюдается на осциллографе совместно с переходной характеристикой такой же схемы, принятой за стандарт. Таким образом, можно производить визуальное сравнение.

Говоря о реле, мы можем несколько отвлечься от предмета рассмотрения и упомянуть о некоторых типах реле, которые были разработаны как широкополосные переключатели радиочастотных цепей, хотя они и не пригодны для использования в импульсных генераторах. Они могут применяться для дистанционного переключения импульсных каналов, а также вместо обычных галетных и тумблерных переключателей, если даже не требуется дистанционного управления.

Коаксиальное реле типа Лондекс SCX с серебряными контактами, однополюсное на два положения, имеет импеданс 45 или 72 ом. Максимальная рекомендованная частота 150—200 мгц, допустимая мощность 75 вт при правильном согласовании линии. Проходная емкость при разомкнутых контактах порядка 1 пф.

Фирма „Томсон продактс“ дает перечень 50-омных однополюсных реле на много положений (включая и реле на два положения), которые дают коэффициент стоячей волны не более 1,5 в диапазоне 0—10 000 мгц.

**2. Тиратронные импульсные генераторы.** Устройство с газовым разрядом, или тиратронная лампа, может применяться в качестве переключателя в импульсном генераторе, использующем разряд длинной линии. Такие лампы могут зажигаться от постороннего источника импульсов, и соответственно все устройство должно было бы относиться ко второму классу генераторов (см. предыдущий параграф). Однако неустойчивость задержки зажигания тиратрона может быть слишком велика для некоторых применений, и весь генератор поэтому следует рассматривать скорее как принадлежащий

к первому классу. Генераторы на тиратронах имеют преимущество перед релейными импульсными генераторами, заключающееся в том, что первые могут работать при значительно более высоких частотах повторения импульсов.

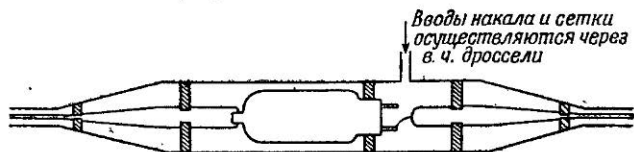
Тиратронным схемам, используемым в маломощных и мощных модуляторах микросекундных импульсов, посвящено много работ. Результаты можно найти в статьях Бирнбаума [165], Ченса [166], Найта [167, 168], Муллина [169], Романовича и Дау [170], Вебстера [171], Виттенберга [172] и в книге Гласко и Лебак (см. список литературы). Применения тиратронов в области миллимикросекундных импульсов рассмотрели Ю и др. [173]; сделано общее заключение, что нестабильность с трудом может быть уменьшена до 2 мксек. и максимальная достижимая частота повторения составляет около 5—10 кГц.

С успехом применяется миниатюрный тиратрон типа 2D21 (CV797). Лампа наполнена ксеноном и представляет собой тетрод, пропускающий в импульсе ток 500 ма. Фаулер [174] описывает использование такого тиратрона в генераторе шумов, где одиночный конденсатор разряжается через тиратрон, в результате чего вырабатываются пилообразные колебания, которые затем дифференцируются. Время ионизации составляет около 300 мксек., если экранная сетка соединена с катодом, а на управляющую сетку подается положительный запускающий импульс с амплитудой 60 в. Время деионизации (определяющее промежуток времени, который должен истечь, прежде чем можно вновь приложить полное анодное напряжение) можно уменьшить, поддерживая в промежутках между импульсами на управляющей сетке большой отрицательный потенциал. На частоте 7 кГц схема работает устойчиво, если на сетку подано смещение —95 в.

С удовлетворительными результатами применялись для различных целей также тиратрон типа 2050 и водородные тиратроны типа 3C45 и BT79 (см. Найт и Гукер [175], Хейнс [176]).

Водородные тиратроны пригодны для использования при частотах следования импульсов свыше 10 кГц. Факторы, влияющие на время нарастания, в частности для случая миниатюрного водородного тиратрона типа 5C22, рассмотрены Вудфордом и Вильямсом [177]. В этих лампах можно достичь времени нарастания порядка нескольких миллимикросекунд,

Время нарастания выходного импульса в большей степени ограничивается индуктивностью схемы, чем самим тиратроном. Если лампа смонтирована в коаксиальном корпусе, как показано на фиг. 48, то может быть получено время переключения менее 2 мксек. Устройство, если в нем используются обычные тиратроны (даже с выводом анода на баллон),



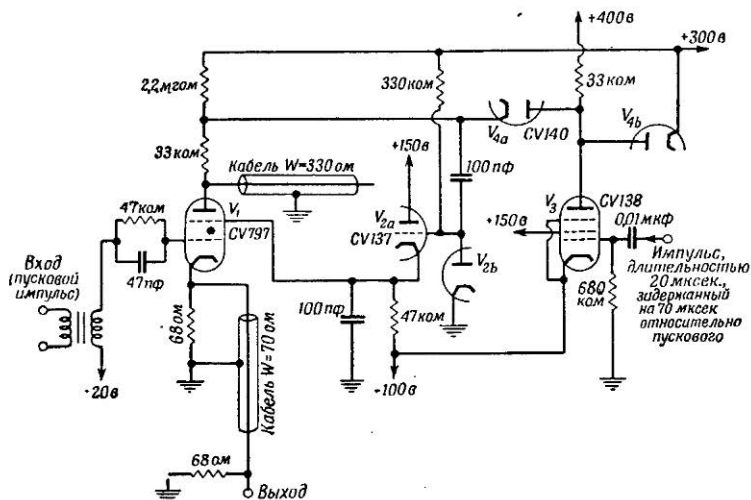
Фиг. 48. Коаксиальный корпус для водородного тиратрона.

не совершенно с точки зрения высокочастотных характеристик. В идеальной конструкции анод вместе со своим выводом должен представлять прямой цилиндрический стержень, а катодный вывод должен иметь форму полый трубки такого же диаметра. Эмиттирующая поверхность может быть нанесена на конце катодной трубки, и если всю конструкцию поместить в цилиндрический корпус, то устройство представляет собой коаксиальную линию. Накальные провода и провод, по которому подается запускающий импульс на сетку, могут проходить внутри катодной трубки, не влияя на распространение волн по основной линии. Желательно, чтобы промышленность серийно выпускала такие тиратроны или искровые разрядники с внешним запуском.

а) *Практическая схема.* На фиг. 49 показана практическая схема, описанная Уэлсом [177]. 330-омный разомкнутый кабель в анодной цепи тиратрона  $V_1$ , который определяет длительность импульса, разряжается на 70-омный выходной соединительный кабель. Последний согласован на ближнем конце, чтобы поглощать импульсы, которые будут отражаться от выходного конца в случае, если нагрузка не обеспечивает точного согласования. В приведенной схеме 330-омный кабель нагружен на сопротивление, равное последовательному соединению внутреннего сопротивления тиратрона и сопротивления порядка 35 ом (импеданс параллельного соединения выходного кабеля и сопротивления 68 ом). Таким образом, формирующая линия не согласована,

и благодаря отражениям в линии вырабатываются многократные импульсы; однако вторичные импульсы, достигающие выхода, имеют пренебрежимо малую амплитуду.

Чтобы получить импульс хорошей формы, в первую очередь нужно принять меры для уменьшения паразитной емкости между анодом и землей; затем величину этой емкости



Фиг. 49. Импульсный генератор с разрядной линией на тиратроне.

можно отрегулировать для получения оптимальной формы импульса добавлением маленького переменного конденсатора емкостью порядка 5 пф. В случае применения тиратрона типа 2D21 экранная сетка должна быть соединена с землей через сопротивление по крайней мере порядка 10 ком<sup>1)</sup>, заблокированное небольшим конденсатором.

На сетку тиратрона подается отрицательное напряжение около —20 в, которое запирает лампу, и схема запускается большим положительным импульсом. Амплитуда этого импульса должна быть не ниже 100 в, чтобы время ионизации

1) В схеме, изображенной на фиг. 49, лампа  $V_2$  запирается импульсом, который появляется на аноде тиратрона; соответственно входное сопротивление катода этой лампы становится большим, что и требуется.



было меньше 100 мксек. Найдено, что эта задержка запуска исключительно стабильна для тиратронов типа 2D21 и 2050; хаотические изменения не превышают 1 мксек. при условии, что источники напряжения стабильны.

Положительный импульс с амплитудой 30 в подается в 70-омный кабель. Амплитуда определяется питающим напряжением, импедансом формирующего кабеля, нагрузкой катода тиратрона (35 ом), последовательно соединенной с внутренним сопротивлением самой лампы. Величина последнего мала, и амплитуда выходного импульса почти не зависит от применяемого тиратрона. Получена хорошая стабильность.

Время нарастания<sup>1)</sup> переднего фронта выходного импульса составляет примерно 10 мксек. для тиратрона 2D21 и около 5 мксек. в случае тиратрона 2050.

После того как тиратрон сработал, напряжение на его аноде должно быть восстановлено постепенно, чтобы избежать преждевременного нового зажигания. При нормальном анодном сопротивлении около 1 мгом частота повторения ограничивается примерно величиной 500 гц. Один метод, при помощи которого эту частоту можно повысить, уже упоминался. Другое устройство использует тот факт, что высокое напряжение может быть быстро вновь приложено к аноду лампы, не вызывая повторного срабатывания, если анодное напряжение поддерживалось очень низким после каждого импульса в течение времени, необходимого для деионизации.

Схема, изображенная на фиг. 49, работает при частотах повторения примерно до 10 кгц. После зажигания тиратрона анодный потенциал его остается низким благодаря наличию большого (2,2 мгом) сопротивления. Затем, спустя 70 мксек., лампа  $V_3$  повышает анодный потенциал тиратрона через  $V_{4a}$  до напряжения источника питания 300 в,

<sup>1)</sup> Диксон и Негер (не опубликовано) нашли, что высокие напряжения порядка 1—5 кв уменьшают время установления проводимости тиратронов 2D21 и 2050. Сразу после запуска ток нарастает примерно до половины своего конечного значения приблизительно за 10 мксек. и затем увеличивается до полной величины за гораздо более короткое время порядка 0,3 мксек. (в схемах с малой индуктивностью). В случае 2D21 был получен ток в импульсе 8 а на нагрузке 50 ом.

После этого анодный потенциал поддерживается на уровне 300 в через сопротивление 2,2 мгом, так как диод  $V_{4a}$  перестает проводить после окончания пускового импульса (длительностью около 20 мксек.).

б) *Дополнения.* Положительный выходной импульс с временем нарастания, меньшим, чем в только что описанной схеме, можно получить, если запирает отрицательным импульсом с анода тиратрона нормально проводящий пентод. Для формирования выходных импульсов в анодную цепь пентода включается отрезок коаксиального кабеля, закороченный на удаленном конце.

Использовались два пентода типа CV 2127, соединенные параллельно; анодный ток каждого из них составлял около 100 ма. При этом время нарастания выходного импульса получалось примерно 2 мксек. Чтобы не превысить допустимую мощность рассеяния и по соображениям экономичности, такой большой ток течет не все время; лишь за 1 мксек. до поступления импульса от тиратрона на сетку пентодов подается дополнительный импульс, сравнительно медленно вводящий пентоды в указанный тяжелый режим. Этот импульс синхронизован с импульсом запуска тиратрона. Анодный ток затем резко выключается импульсом тиратрона<sup>1)</sup>, который подается на управляющие сетки.

Если от такого генератора необходимо получать выходные импульсы обеих полярностей, то можно успешно применить инвертирующие импульсные трансформаторы, описанные в гл. III, § 2.

**3. Разрядная линия переменного сечения.** На практике иногда оказывается, что заданное сопротивление нагрузки не равно импедансу наиболее подходящей формирующей

<sup>1)</sup> Подобный способ импульса — „пьедестала“, используемый, например, Эсплеем, часто применяется с успехом в тех случаях, когда требуется ламповый каскад, запускаемый короткими отрицательными входными импульсами. Потенциал экранной сетки, чаще чем потенциал управляющей сетки, может быть сравнительно медленно поднят от низкой величины до рабочего уровня за несколько микросекунд до появления основного импульса, а затем медленно понижен опять. Когда требуется каскад, рассчитанный на положительные входные импульсы, трудностей с рассеянием мощности не возникает, так как лампа заперта в течение большей части периода повторения импульсов.

линии. В этом случае необходим импульсный трансформатор или линия переменного сечения, но известно, что оба эти устройства вызывают искажение плоской вершины прямоугольного импульса. Хайн предложил следующее интересное усовершенствование: формирующая линия имеет слегка переменное сечение, так что ее импеданс уменьшается в сторону разомкнутого конца, в результате чего в линии генерируется импульс с возрастающей плоской вершиной. Это возрастание компенсирует спад, вносимый трансформатором.

Рассмотрим сначала систему, изображенную на фиг. 43, для случая, когда формирующая линия имеет сечение, изменяющееся по экспоненциальному закону (см. гл. III, § 4, п. 4).

Предположим, что сопротивление нагрузки  $Z$  (см. фиг. 43) активное и равно номинальному характеристическому импедансу линии на этом конце  $Z_{00}$ ; этот конец примем за начало координат  $x=0$ , а за положительное направление оси  $x$  примем направление справа налево. Полагая  $Z_2 \rightarrow \infty$  в (3.75) и используя выражение (3.77) для входного импеданса линии, будем иметь

$$Z_{вх.} = Z_{00} \left[ 1 + \frac{k}{2pT_0} + 2e^{-2pU} \left( 1 - \frac{k^2 U}{4pT_0^2} \right) \right] \quad (4.5)$$

(пренебрегая эффектом многократного отражения в линии). Мы можем воспользоваться приближенным выражением (3.77), в котором пренебрегают членами, содержащими  $1/p$  выше первого порядка, при условии, что желаемое увеличение амплитуды выходного импульса должно быть мало. При подстановке в формулу (4.1) получаем

$$\bar{V}_B = \left[ 1 - \frac{k}{4pT_0} - e^{-2pU} \left( 1 - \frac{k}{2pT_0} - \frac{k^2 U}{4pT_0^2} \right) \right] \frac{\bar{V}}{2}. \quad (4.6)$$

Для моментов времени  $t < 2U$ , т. е. когда основная часть отражения от разомкнутого конца не возвратилась еще к нагрузке, выходной импульс описывается следующим равенством:

$$\bar{V}_B = \left( 1 - \frac{k}{4pT_0} \right) \frac{\bar{V}}{2}. \quad (4.7)$$

Начиная с момента  $t = 2U$  экспоненциальный член вступает в игру и импульс быстро уменьшается до величины, близкой к нулю.

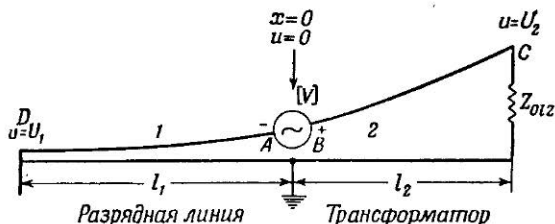
При отрицательном  $k$ , что имеет место, когда импеданс линии уменьшается в направлении к разомкнутому концу, уравнение (4.7) показывает, что выходной импульс будет линейно нарастать.

Если между линией и нагрузкой включен импульсный трансформатор с постоянной времени  $T' = L_p/Z_{00}$  [см. уравнение (1.21)], то полное напряжение на вторичной обмотке будет равно

$$\left[ 1 - \frac{1}{p} \left( \frac{k}{4T_0} + \frac{1}{2T'} \right) \right] \bar{V}, \quad (4.8)$$

где опущен коэффициент трансформации. Таким образом, если  $k = -2T_0/T'$ , то достигается полная компенсация.

Обратимся к системе, показанной на фиг. 50, в которой экспоненциальная линия  $BC$ , играющая роль трансформатора,



Фиг. 50. Экспоненциальная разрядная линия в соединении с экспоненциальной линией — трансформатором.

тора, включена между формирующей линией  $AD$  и сопротивлением нагрузки в точке  $C$ , выбранным равным номинальному характеристическому импедансу линии — трансформатора на выходном ее конце. Сигнал в точке  $B$  вновь определяется выражением (4.1), в котором  $Z_{вх.}$  относится к формирующей линии и имеет величину, даваемую уравнением (4.5), а  $Z$  — входное сопротивление линии — трансформатора, определяемое равенством (3.78). Мы попрежнему пренебрегаем многократными отражениями в линиях, а также предполагаем, что спад вершины в трансформаторе и необходимое

компенсирующее нарастание малы. Вместо (4.6) теперь получается следующее выражение для  $\bar{V}_B$ :

$$\bar{V}_B = \left[ 1 - \frac{k_1}{4pT_{01}} - e^{-2pU_1} \left( 1 - \frac{k_1}{2pT_{01}} - \frac{k_1^2 U_1}{4pT_{01}^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{k_2}{4pT_{02}} (1 - e^{-2pU_2}) \right] \frac{\bar{V}}{2}, \quad (4.9)$$

где индексы 1 и 2 относятся соответственно к формирующей линии и трансформатору. За положительное направление движения выбрано направление справа налево в формирующей линии и слева направо — в трансформаторе. Экспоненциальный член, содержащий удвоенную задержку  $2U_2$ , учитывает волну, отраженную от выходного конца трансформатора обратно к генератору. Этот член можно не принимать во внимание и рассматривать лишь падающую волну:  $\bar{V}_0 = \bar{V}_B$ .

Полное напряжение  $\bar{V}_{l_2}$  на клеммах в точке С равно

$$\bar{V}_{l_2} = \bar{V}_{l_2}^{\rightarrow} + \bar{V}_{l_2}^{\leftarrow} = \bar{V}_{l_2}^{\rightarrow} (1 + \rho_{l_2}), \quad (4.10)$$

откуда, используя равенства (3.70), (3.76) и (4.9), находим

$$\bar{V}_{l_2} \sim \left[ 1 - \frac{k_1}{4pT_{01}} - \frac{k_2^2 U_2}{8pT_{02}^2} - \right. \\ \left. - e^{-2pU_1} \left( 1 - \frac{k_1}{2pT_{01}} - \frac{k_2}{4pT_{02}} - \frac{k_1^2 U_1}{4pT_{01}^2} - \frac{k_2^2 U_2}{8pT_{02}^2} \right) \right] \frac{\bar{V}}{2}. \quad (4.11)$$

В этом выражении не учтены коэффициент трансформации и время задержки в линии — трансформаторе.

Экспоненциальный член представляет эффект среза импульса формирующей линией, а отличие плоской части импульса от постоянного уровня определяется вторым и третьим членами. Эти члены пропадают, если

$$k_1 = - \frac{k_2^2 U_2 T_{01}}{2T_{02}^2}. \quad (4.12)$$

Следует отметить, что импеданс формирующей линии должен убывать, если смотреть в направлении к разомкнутому

концу, независимо от того, применяется ли повышающий или понижающий трансформатор. Используя соотношение (3.68), можно написать условие компенсации в следующем виде:

$$-\frac{k_1}{k_2} = \ln \sqrt{\frac{Z_{012}}{Z_{00}}} = \frac{k_2 U_2}{2T_0} \quad (4.13)$$

для случая, когда  $T_{01} = T_{02} = T_0$ .

Трансформатор должен быть рассчитан так, чтобы в случае, если бы использовалась однородная формирующая линия, спад импульса составлял не более, чем, например, 10%. Положив  $k_1 = 0$  в выражении (4.11) и произведя интегрирование от  $t = 0$  до  $t = 2U_1$ , получим

$$\frac{k_2^2 U_2 U_1}{4T_0^2} = 0,1.$$

При помощи (3.68) это выражение может быть представлено в виде

$$k_2 = \frac{0,2T_0}{U_1} \ln \sqrt{\frac{Z_{012}}{Z_{00}}}. \quad (4.14)$$

Обычно сопротивление нагрузки  $Z_{012}$ , импеданс  $Z_{00}$  и длительность импульса  $2U_1$  заданы заранее; кроме того, практические соображения определяют порядок величины  $T_0$ . Выражение (4.14) устанавливает величину  $k_2$ ; величины же  $U_2$  и  $k_1$  находятся из уравнения (4.13). Если и формирующая линия и линия — трансформатор спроектированы так, что имеют всюду одинаковую задержку на единицу длины (равную  $T_0$ ), то требуемые длины линий определяются как  $U_1/T_0$  и  $U_2/T_0$  соответственно.

Система, спроектированная согласно приведенной методике, дает выходной импульс, близкий к прямоугольному.

Конечно, можно применить и какой-нибудь другой метод компенсации, использующий менее громоздкий трансформатор при заданной степени искажений выходного импульса.

### § 3. ИМПУЛЬСНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ЛАМПЫ СО ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИЕЙ

Очень важный толчок развитию миллимикросекундной импульсной техники дало появление пентода со вторичной

эмиссией<sup>1)</sup>. Такие лампы рассмотрели Аллен [179], Кип [180], Мюллер [181] и Ван Овербек [182]. Триод с заземленной сеткой с одной ступенью вторичной эмиссии рассмотрен в работе Димера и Джонкера [183]. Обычно применяются следующие лампы со вторичной эмиссией: Филипс EFR60, Осрам E2133 и E. M. I. тип E1945.

Были открыты новые возможности для разработки различных спусковых схем, в том числе и импульсных генераторов. Последние представляют собой схемы регенеративного типа, использующие положительную обратную связь (как во многих обычных схемах кипп-реле, применяемых в микросекундном диапазоне длительностей импульсов). Эти генераторы сильно отличаются от генераторов импульсов, основанных на разряде линий, которые были описаны выше.

Высоковакуумные лампы позволяют избежать длительной задержки при запуске и связанной с нею нестабильности, которая имеет место в схемах с тиратронами. Эти генераторы относятся ко второму классу (см. § 1 настоящей главы) и способны работать при значительно более высоких частотах повторения, так как у них нет мертвого времени, вызванного деионизацией в тиратронах.

Лампа EFR60 по существу является усилительным высокочастотным пентодом, который имеет электрод, называемый динодом, расположенный между анодом и антидинатронной сеткой. Динод соединен с источником положительного напряжения относительно катода, и электроны, пролетевшие путь катод — управляющая сетка — экранная сетка — антидинатронная сетка, с силой бомбардируют его поверхность. „Чувствительность“ поверхности динода может быть сделана такой, чтобы он эмиттировал в среднем около четырех вторичных электронов на каждый приходящий первичный электрон. Почти все вторичные электроны, покидающие динод, притягиваются к аноду, который находится под еще более высоким положительным потенциалом. Лампа имеет следующие характерные особенности:

а) отношение крутизны сеточной характеристики к полной емкости анода в 2—3 раза выше, чем в обычном высоко-

---

<sup>1)</sup> Весьма полная библиография работ, посвященных эффекту вторичной эмиссии, собрана в статье [178]. См. также книгу настоящей серии: Б р ю н и н г, Вторичная электронная эмиссия.

частотном пентоде. Повышение этого отношения полезно во всех случаях применения, но особенно тогда, когда лампа используется как линейный усилитель (см. гл. V);

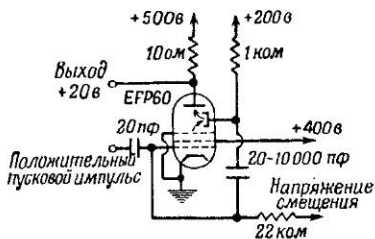
б) результирующий ток динода, величина которого растет с увеличением потенциала управляющей сетки, течет от динода во внешнюю цепь. В соответствии с этим сигналы, возникающие на сопротивлении нагрузки, включенном в цепь динода, совпадают по фазе с сигналами на управляющей сетке. Используя динод в качестве активного электрода вместо анода, можно получить усиление без инвертирования фазы и создать регенеративную схему, подав обратную связь непосредственно с динода на сетку;

в) так как анодный ток в несколько раз превышает ток катода, то возможно также получить регенерацию, подав обратную связь с анода на катод, что обречено на неудачу в случае ламп обычного типа.

Эти особенности будут более полно выявлены в описываемых ниже схемах.

**1. Простая спусковая схема.** Простая спусковая схема с одним устойчивым состоянием, изображенная на фиг. 51,

описана Муди и др. [156]. Работа ее основана на указанном выше свойстве (б) лампы со вторичной эмиссией. В состоянии покоя лампа заперта по управляющей сетке и отпирается положительным импульсом. Потенциал динода возрастает и тем самым повышает потенциал сетки; действие протекает лавинообразно. Ток, текущий на анод, по-



Фиг. 51. Простая спусковая схема на лампе со вторичной эмиссией.

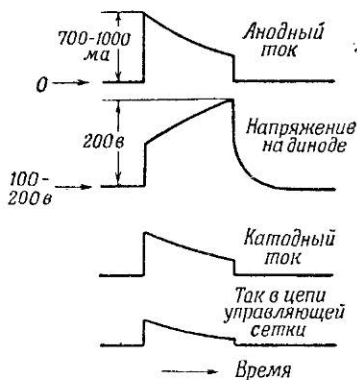
нижает его потенциал до тех пор, пока лампа не дойдет до насыщения, вызываемого пространственным зарядом у динода. Схема относится по типу к блокинг-генераторам, так как большая часть тока динода потребляется цепью управляющей сетки.

Схема находится во временно устойчивом состоянии (см. формы колебаний, показанные на фиг. 52), пока конден-



сатор связи с динода на сетку не зарядится настолько, что сеточный ток уменьшится до малой величины. Ток динода и его потенциал начинают падать, и это изменение опять передается на сетку. Снова возникает лавинообразный процесс; потенциал управляющей сетки становится отрицательным, и ток анода и динода отсекается.

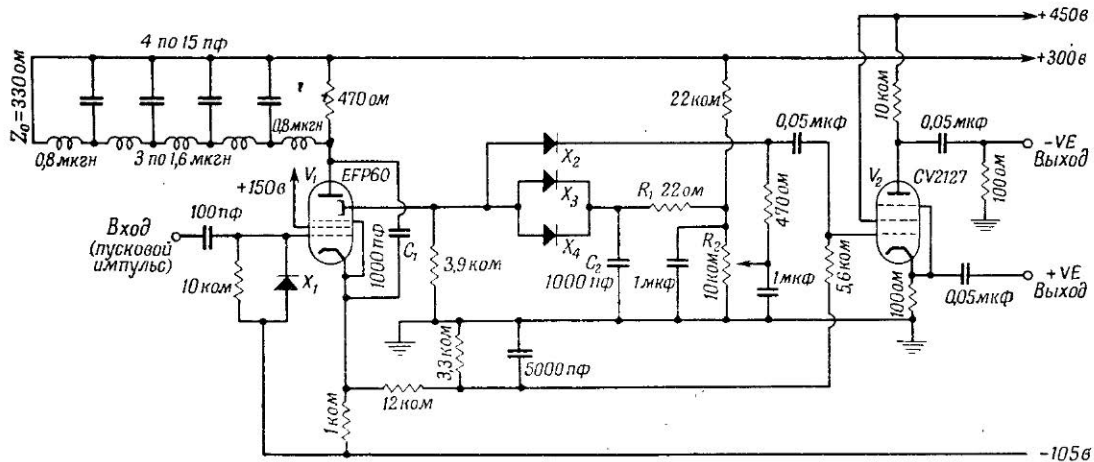
Выходной импульс снимается с низкоомного сопротивления, включенного в анодную цепь, и имеет время нарастания около 2 мксек. Удастся получить анодный ток в импульсе свыше 1 а. Недостатки этой простой схемы заключаются в том, что амплитуда и длительность выходного импульса не очень определены и что для запуска требуется подавать на сетку сигнал с амплитудой 6 в. Более чувствительная схема с улучшенными характеристиками описана в гл. VII, § 5.



Фиг. 52. Формы колебаний в простой спусковой схеме.

**2. Практическая схема.** По предложению Хауэлса третья особенность пентодов со вторичной эмиссией из перечисленных выше в настоящем параграфе была использована в импульсном генераторе, разработанном Уэлсом [184]. Этот метод подачи положительной обратной связи имеет то преимущество, что управляющая сетка остается свободной и может использоваться для запуска положительными импульсами от источника со сравнительно высоким импедансом. Схема, изображенная на фиг. 53, вырабатывает выходные импульсы любой полярности с амплитудой свыше 10 в и временем нарастания 8 мксек. при работе на 100-омный согласованный кабель. Для запуска требуется сигнал с амплитудой порядка 5 в.

Длительность импульса определяется короткозамкнутой линией, включенной в анодную цепь лампы  $V_1$ . При указанных на схеме значениях параметров получены импульсы длитель-



Ф и г. 53. Импульсный генератор на лампе со вторичной эмиссией, работающей от внешнего запуска.

[Nucleonics, 10, No. 4, 28 (1952).]

ностью 50 мксек., а более длинные можно получить путем подключения дополнительных секций линий задержки. Величина конденсатора обратной связи  $C_1$  выбирается следующим образом. Если линия нагружена на сопротивление  $330 \text{ ом}$ , равное волновому (а не короткозамкнута), то длительность импульса определяется только сопротивлением схемы и величиной  $C_1$ . Последняя должна быть такой, чтобы длительность импульса в 2—3 раза превышала требуемую. Германиевый диод  $X_1$  включен в схему, чтобы пропускать большой сеточный ток лампы  $V_1$ , который возникает при работе схемы.

Выходным импульсом служит положительный сигнал, снимаемый с динода  $V_1$ . Амплитуда его несколько неопределенна, в связи с чем требуется последующее ограничение. В состоянии покоя лампа  $V_1$  заперта, и потенциал динода поддерживается на уровне земли с помощью сопротивления  $3,9 \text{ ком}$ . Пока импульс динода не превысит уровень смещения кристаллического диода  $X_2$ , на сетку  $V_2$  сигнал не поступает; вершина импульса ограничивается диодами  $X_3$  и  $X_4$ . Величина импульса может регулироваться потенциометром  $R_2$ , который определяет смещение  $X_2$ .

При использовании германиевых кристаллов в качестве ограничителей амплитуд возникает временная задержка порядка 10 мксек. между моментом, когда прикладывается напряжение, и началом протекания полного тока через кристалл. Создается впечатление, что прямое сопротивление этих кристаллов меняется по экспоненциальному закону с постоянной времени 10 мксек. от начального большого значения до конечного значения, соответствующего приложенному напряжению. Таким образом, ограничивающее действие кристаллических диодов  $X_3$  и  $X_4$  запаздывает, и возникает выброс на переднем фронте импульса динода. Это можно скомпенсировать добавлением сопротивления  $R_1$ , заблокированного конденсатором  $C_2$ , как показано на фиг. 53. Постоянная времени  $C_2 R_1$  выбрана из условия оптимальной формы выходного импульса лампы  $V_2$ .

Выходная лампа CV 2127 нормально заперта и отпирается импульсом с динода  $V_1$ . Положительный выходной импульс снимается с катода, а отрицательный — с анода этой лампы.

#### § 4. ДАЛЬНЕЙШИЕ ВОЗМОЖНОСТИ

Стоит упомянуть о некоторых других устройствах, используемых в качестве импульсных генераторов.

Хастед [185] использовал специально сконструированную лампу, подобную клистрону, в котором второй резонатор заменен коллекторной нерезонансной линией. Электронный поток, получаемый от электронной пушки, модулируется по скорости синусоидальным напряжением с частотой 210 мггц, приложенным между двумя сетками. После прохождения пространства дрейфа длиной около 40 см электроны группируются в сгустки, что вызывает появление импульсов на коллекторном электроде. Теоретическая оценка длительности импульса дает значение порядка 0,2 мксек.

Лампа типа 6BN6, которую описали Адлер [186] и Хаазе [187], была усовершенствована фирмой „Зенит радио корпорейшн“ для использования в качестве улучшенного ограничителя — дискриминатора для частотной модуляции и для применения в телевизионной технике. Эта лампа приемного типа, использующая остро сфокусированный электронный луч, который запирается потенциалом управляющей сетки. Лампа имеет хорошие характеристики работы в качестве ограничителя синусоидального входного сигнала вплоть до частот 30 мггц.

Миллер и Маклин [188] описывают новую миниатюрную вакуумную лампу типа NU-1032-J, предназначенную для работы в спусковых схемах. Электроны с выхода триодной секции бомбардируют диод. Выбитые вторичные электроны собираются двумя выходными электродами, которые могут быть использованы и по отдельности, и как единое целое. Указывается, что эмиттирующая поверхность имеет большой срок службы и хорошую стабильность. Лампа может быть использована во многих схемах главным образом в микросекундной области. Весьма привлекательна мысль сконструировать спусковую схему в едином устройстве, уменьшив тем самым все паразитные реактансы до минимума. Такое устройство могло бы найти широкое применение в высокоскоростных цепях.

Возможность усовершенствования блокинг-генератора исследована применительно к микросекундному диапазону длительностей импульсов (см., например, статью Бенджа-

мина [189]). О'Делл [190] (см. § 6 настоящей главы) описывает схему, дающую импульсы с амплитудой 1 в и длительностью 10 мксек. Хороший импульсный генератор можно сконструировать, используя технику расчета трансформаторов, изложенную в гл. III, § 3, и применяя лампы типа EFP-60.

Импульсная схема, которую приводят Хуссей [191] и Мельвиль [192], использовалась для получения импульсов значительно короче 100 мксек. при частотах повторения порядка нескольких мегагерц.

### § 5. АТТЕНЮАТОРЫ

Аттенюатор — устройство, используемое для уменьшения амплитуды импульса до заданной величины, — является одной из основных составных частей, которую можно найти в той или иной форме в большинстве приборов. Аттенюаторы — одни из немногих устройств, которые, будучи правильно сконструированы, работают с весьма высокой точностью; наряду с другими измерительными приборами аттенюаторы можно найти в любой лаборатории. Но правильно сконструировать аттенюатор, предназначенный для работы с миллимикросекундными импульсами, не так просто. Здесь применимы результаты работы по усовершенствованию аттенюаторов в области коротких радиоволн. Усовершенствование аттенюаторов с целью расширить их полосу пропускания происходило в следующей последовательности:

а) простые конструкции, содержащие сосредоточенные сопротивления, с открытым монтажем;

б) сосредоточенные сопротивления, помещенные в цилиндрические корпуса, или дисковые сопротивления, вмонтированные в коаксиальную линию;

в) длинные линии с потерями.

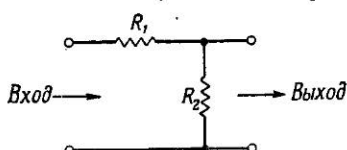
Ниже мы рассмотрим эти типы аттенюаторов.

**1. Работа сопротивлений в области высоких частот.** Обычный аттенюатор, показанный в его простейшей форме на фиг. 54, состоит из сопротивлений, причем монтаж между элементами и между элементами и входом и выходом произведен открытым проводом.

Его диапазон обычно ограничен частотами менее 10 мггц из-за наличия паразитных реактансов соединительных про-

водов (последовательных индуктивностей и параллельных емкостей), однако об этом типе аттенуаторов стоит упомянуть, так как он состоит из стандартных элементов и выполняется значительно проще, чем более совершенные типы, описанные ниже.

Сами сопротивления имеют характеристики, зависящие от частоты (см. Белла [193], Хау [194, 195], Павласк и Хаус [196]<sup>1)</sup>, Паккл [197] и Симмондс [198]<sup>2)</sup>).



Ф и г. 54. Простая аттенуаторная секция.

Сопротивления могут быть либо проволочного типа (которые обычно неприемлемы из-за индуктивности провода), либо графитовые, пленочные или мастичные (см. Г. Планер и Ф. Планер [200]). В графитовых сопротивлениях тонкая угольная пленка наносится при термической обработке на керамический стержень. Затем в покрытии прорезается спиральная канавка, для того чтобы увеличить сопротивление. Однако тем самым увеличивается индуктивность. Мастичные сопротивления делаются из сплошного прутка, изготовленного из специальной смеси различных сортов угля с наполнителями и связующими смолами. Последний тип сопротивлений предпочтителен с точки зрения малой индуктивности, однако в этих сопротивлениях приходится сталкиваться с нестабильностью величины сопротивления<sup>3)</sup>.

Известно, что величины сопротивлений падают с повышением частоты, что объясняется, повидимому, наличием собственной емкости. Как и следовало ожидать, этот эффект сильнее сказывается при больших величинах сопротивлений, поэтому последовательное сопротивление  $R_1$  (см. фиг. 54) не должно

<sup>1)</sup> Другое сообщение Павласка и Хауса [199] содержит расчет эффекта изменения рассеиваемой энергии с изменением частоты для случая прямоугольных импульсов.

<sup>2)</sup> См. также F. Blackburn, Components Handbook, New York, 1949.

<sup>3)</sup> Грисдаль и др. [201] описывают пленочное боро-углеродное сопротивление, которое имеет высокую стабильность и малый и известный заранее температурный коэффициент (меньший чем температурный коэффициент проволочных сопротивлений). Отмечается также низкий уровень шумов. Конструкцию сопротивлений с металлической пленкой описал Эритаж [202].

быть больше 1 ком. Сопротивление  $R_2$  не должно быть слишком мало (примерно  $> 10$  ом), иначе индуктивность схемы будет давать повышенную зависимость от частоты. Эти величины являются крайними значениями; практически не следует добиваться коэффициента деления больше 10 в одной ступени аттенюатора.

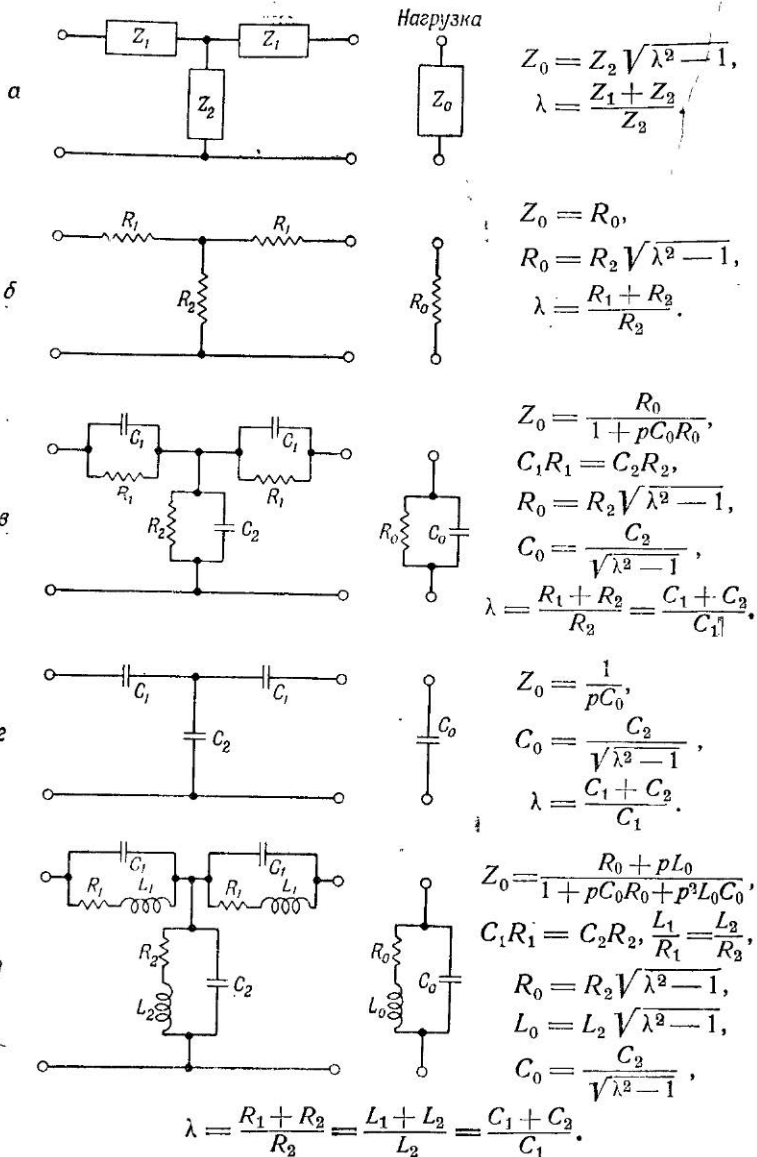
**2. Простые аттенюаторы с сосредоточенными параметрами.** Хорошо известный Т-образный аттенюатор изображен на фиг. 55, в. Устройство имеет активный характеристический импеданс и, следовательно, может быть включено в линию передачи; чтобы получить требуемую степень ослабления, можно соединить последовательно несколько одинаковых секций. Дос и др. [203] дали расчет аттенюаторных цепочек с учетом паразитных реактивностей. Результаты, представленные на фиг. 55, получены с помощью преобразования Лапласа. Показано, что ослабление происходит без искажений, если отношение  $(Z_1 + Z_2)/Z_2$  (см. фиг. 55, а) не зависит от  $p$ , т. е. является инвариантом частоты.

Схемы, изображенные на фиг. 55, в — д, представляют особый интерес, когда нагрузка обладает значительной входной емкостью; конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  введены специально для компенсации емкости нагрузки.

**3. Усовершенствования для работы в области высоких частот.** Улучшение характеристики в области высоких частот может быть получено, если сопротивления смонтированы в плотно закрытых цилиндрических металлических экранах, как это делали Гарвин [157], Флетчер [159] и др., чтобы уменьшить индуктивность схемы<sup>1)</sup>.

Последовательно соединенные элементы  $R_1$  могут быть легко приспособлены под такую конструкцию: их можно выполнить в виде стержней из изоляторов, на которые наносится графитовое покрытие (Ван Русброк [204]). Созданы стандартные сопротивления такого типа, работающие на частоте до 1000 мгц. Параллельное же плечо  $R_2$  простой Т-образ-

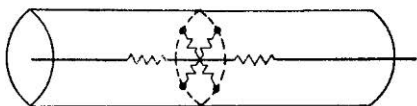
<sup>1)</sup> Гарвин нашел, что угольные сопротивления типа Аллен-Бредли мощностью  $1/2$  вт обладают хорошими характеристиками для времен нарастания импульсов около 0,2 мксек.



Фиг. 55. Атенуаторные Т-образные секции. Во всех случаях при правильном согласовании ослабление напряжения на секцию равно  $\lambda = \sqrt{\lambda^2 - 1}$ .



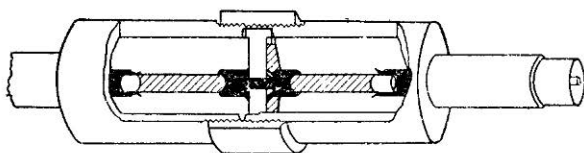
ной секции само по себе не обладает цилиндрической симметрией; в качестве этого плеча могут использоваться четыре сопротивления стержневой конструкции, как показано на фиг. 56. Такая конструкция дает удовлетворительные характеристики вплоть до 100 мгц. Следующим шагом в усовершенствовании этой конструкции может служить



Фиг. 56. Т-образный аттенюатор в коаксиальном экране.

использование сплошных дисковых сопротивлений из материала с большим удельным сопротивлением или дисков из изоляционного материала, покрытого графитовой пленкой. Пленочное сопротивление имеет преимущество перед сплошным: если толщина пленки меньше, чем глубина проникновения тока, обусловленная поверхностным эффектом, при наивысшей заданной частоте, то не возникает изменения сопротивления при изменении частоты.

Аттенюатор, показанный на фиг. 57, подробно описал Эллиотт [205]. Последовательные плечи выполнены в виде

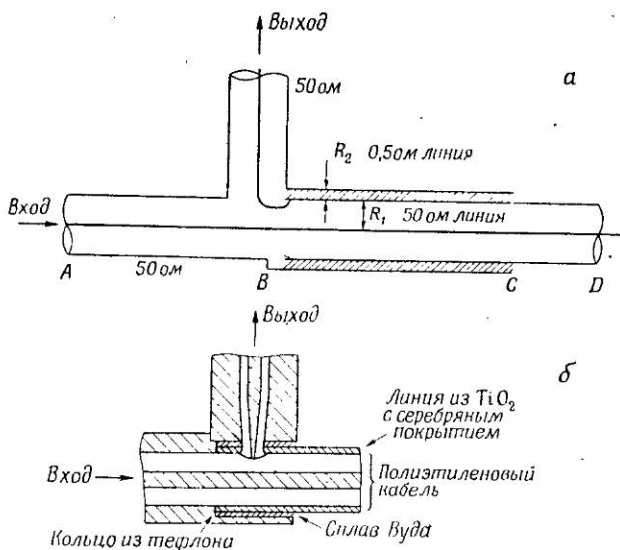


Фиг. 57. Т-образная коаксиальная секция аттенюатора с разъемами.

Покрытие с высоким сопротивлением заштриховано.

керамических стержней с графитовым покрытием, а параллельное — в виде керамического диска, покрытого графитом только с одной стороны (нанесение графита с двух сторон вносит повышенную паразитную реактивность). Как показано на фиг. 57, аттенюатор снабжен стандартными разъемами на концах. Фирма «Лидс и Нортрап» выпустила аттенюаторы,

в которых каждая U-образная секция снабжена разъемами. Несколько секций смонтировано в круглом барабане, а разъемы позволяют взаимозаменять секции. Эти аттенюаторы перекрывают диапазон ослабления от 1 до 50 дБ при характеристических сопротивлениях 50 или 75 ом. Изменение величины ослабления с частотой меньше 1 дБ вплоть до частоты 1000 мггц.



Фиг. 58. а — делитель напряжения на линии; б — выходное соединение.

Устройство вращающегося типа, обеспечивающее плавное изменение, а не переключение (как в случае разъемов), облегчает работу, однако имеет ухудшенные характеристики: ослабление изменяется на 0,1 дБ в полосе 0—200 мггц и на 1 дБ в полосе 0—500 мггц.

Аттенюаторы с хорошими характеристиками, разработанные Флетчером [159], используют активный характеристический импеданс длинных линий. Одна ячейка устройства, изображенного на фиг. 58, а, дает ослабление 100 : 1. Этот аттенюатор является, по существу, развитием простого аттенюатора,

изображенного на фиг. 54, в котором входные импедансы двух концентрически расположенных коаксиальных линий образуют последовательное и параллельное плечи  $R_1$  и  $R_2$ . Линия с низким импедансом состоит из тонкостенной керамической ( $TiO_2$ ) трубки с серебряными электродами, нанесенными на внутренней и внешней поверхностях. Промышленная керамика обладает относительной диэлектрической проницаемостью порядка 85, которая не зависит от частоты вплоть до 30 000 мггц.

Отражения возникают в точке  $B$  во входной линии, а также на концах  $C$  и  $D$  линий  $BC$  и  $BD$ . Если времена распространения сигналов по линиям  $AB$ ,  $BC$  и  $BD$  больше половины длительности импульса, то отраженные сигналы не появляются на выходе до тех пор, пока импульс не кончится. Если источник  $A$  и концы  $C$  и  $D$  полностью согласованы, то длины линий существенного значения, конечно, не имеют; однако при этом встает проблема точного согласования линий.

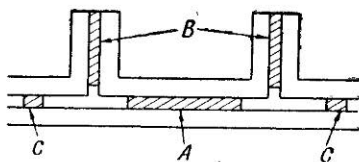
Обнаружено, что выходной сигнал имеет вначале выброс, обусловленный возбуждением высших типов волн в концентрических коаксиальных линиях вблизи точки  $B$  (см. гл. II, § 2, п. 4 „б“). Эти типы волн полностью затухают на небольшом участке линии; ввиду этого конструкцию выходного вывода делают такой, как показано на фиг. 58, б: внутренний провод пропускается через маленькое отверстие в керамической трубке и соединяется с внутренним серебряным покрытием в точке внутри линии  $BD$ . Испытания показали, что импульсы с временем нарастания, значительно меньшим 0,4 мксек., подвергаются искажениям, не превышающим 10%.

#### 4. Атенюаторы в виде передающих линий с потерями.

Дальнейшая стадия развития аттенюаторов — это выполнение их в виде длинных линий с потерями. Кон [206] и Бурхардсмейер [207] изучали влияние коаксиального экрана, окружающего сопротивление, выполненное в виде стержня, соединенного с экраном на удаленном конце (так, как это делается, чтобы получить согласованную нагрузку в коаксиальном кабеле). Установлено, что сопротивление может иметь значительную длину и, следовательно, допускает большие мощности рассеяния.

При правильном выборе характеристического импеданса концентрической системы входной импеданс существенно активный. Особенно эффективно эта система действует в соединении с согласующим устройством, размеры которого тоже рассчитываются.

Кэрлин [208] исследовал характеристики, которыми обладает бесконечно длинная однородная линия с потерями, а также короткозамкнутая однородная линия конечной длины с потерями. Короткозамкнутая линия (шлейф) является очень полезным элементом схемы для параллельных соединений, который можно применять для компенсации рассогласований,



Фиг. 59. Аттенюатор с двумя шлейфами.

имеющихся в передающей системе.

Это устройство применено в аттенюаторе, изображенном на фиг. 59. Основной частью аттенюаторной секции является активный элемент А, выполненный из металлизированного стекла, сопротивление которого не изменяется во всей полосе частот. Секции могут быть точно согласованы добавлением закороченных шлейфов с потерями В вместе с короткими последовательными секциями С. Все секции А, В и С вносят потери; таким образом, можно сделать аттенюатор с затуханием 10 дБ, работающий в диапазоне частот 0—1000 мгц (или 1000—4000 мгц). Коэффициент отражения не равен нулю и составляет на практике приблизительно 10%, однако он достаточно постоянен во всей полосе частот. С подробностями этой конструкции можно ознакомиться в статье [208].

## § 6. ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ПИКОВЫЙ ЛАМПОВЫЙ ВОЛЬТМЕТР

Закончив обзор некоторых схем импульсных генераторов, перейдем к рассмотрению устройств для импульсных измерений. Электронные осциллографы являются самыми универсальными измерительными приборами; гл. VI посвящена их изучению. Однако в тех случаях, когда требуется только контроль амплитуды импульсов, ламповый вольтметр является сравнительно простым, недорогим и точным прибором.

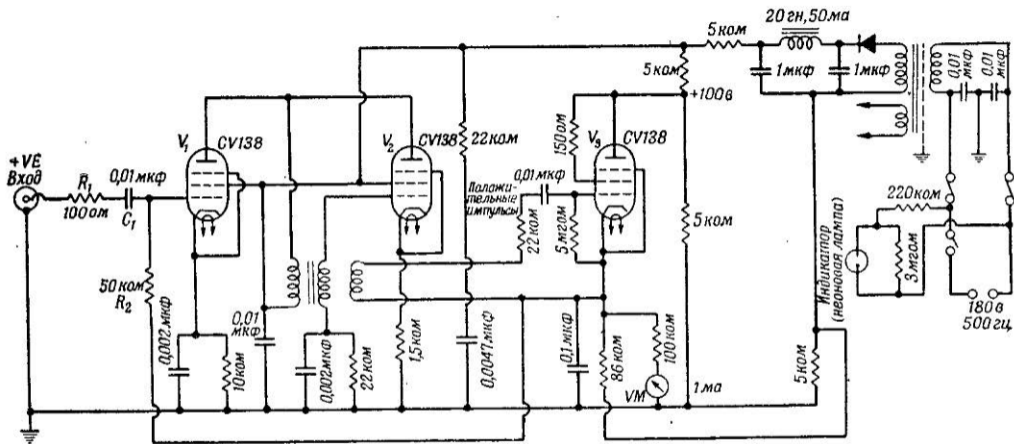
О'Делл [190] разработал ламповый вольтметр, который измеряет пиковые амплитуды импульсов длительностью 10 мксек. или больше<sup>1)</sup>. Прибор дает возможность производить непосредственный отсчет; отклонение на всю шкалу соответствует амплитуде входного импульса 100 в.

При изменении среднего значения входного напряжения на 25% наблюдается изменение показания вольтметра лишь на 0,2% всей шкалы; при специально подобранных элементах схемы отмечено изменение меньше 0,5% при изменении частоты повторения входных импульсов от 200 гц до 7 кгц (в этом последнем испытании использовались импульсы длительностью 1 мксек., чтобы иметь возможность сравнить с другими методами измерения).

**1. Принцип действия.** Схема вольтметра показана на фиг. 60. Вольтметр работает по известному принципу компенсации. Блокинг-генератор  $V_2$  используется как индикатор равенства амплитуды входного импульса напряжению сравнения, и установка напряжения сравнения, или компенсационного напряжения, осуществляется автоматически. Лампа  $V_1$  включена, чтобы усиливать верхушку входного импульса и не пропускать импульс блокинг-генератора на вход схемы. Третья обмотка трансформатора блокинг-генератора питает детекторную лампу  $V_3$ , которая одновременно работает как усилитель с сопротивлением нагрузки, включенным в катодную цепь. Отрицательный импульс с выхода  $V_3$  сглаживается и подается как постоянное смещение обратно на сетку буферной лампы  $V_1$  через сопротивление  $R_2$ . Вольтметр постоянного тока  $VM$  показывает величину этого смещения.

Каждый положительный импульс, поступающий на вход схемы, запускает блокинг-генератор  $V_2$  через лампу  $V_1$  до тех пор, пока на катоде лампы  $V_3$  не установится настолько большое напряжение смещения (и, следовательно, потенциал сетки  $V_1$  станет достаточно отрицательным), что лампа  $V_2$  больше не сможет отпираться. Затем наступает прерывистое управление лампой  $V_2$ , при котором напряжение обратной связи поддерживается приблизительно равным пиковой амплитуде входных импульсов (предполагается, что

<sup>1)</sup> Подробное описание чувствительного лампового вольтметра опубликовано с согласия Британского адмиралтейства.



Ф и г. 60. Чувствительный пиковый ламповый вольтметр (по О'Деллу).

импульсы имеют одинаковые амплитуды, но могут следовать друг за другом нерегулярно во времени). Блокинг-генератор запускается импульсами с амплитудой около  $1 \text{ в}$ , и эффект от этой разности между амплитудой входного импульса и напряжением сравнения можно устранить соответствующей установкой на нуль вольтметра  $V_M$ . Флюктуации уровня срабатывания много меньше  $1 \text{ в}$ ; соответственно хорошая точность получается при амплитуде входных импульсов  $100 \text{ в}$ .

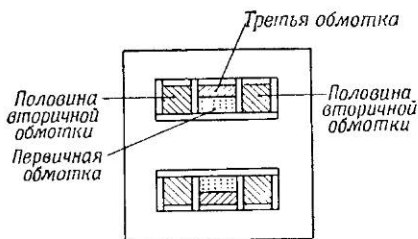
Угольное сопротивление  $R_1 = 100 \text{ ом}$  включено на входе для демпфирования колебаний в контуре, образованном паразитной индуктивностью конденсатора блокинг-генератора  $C_1$  и его выводов и входной емкостью лампы  $V_1$ . Величина этого сопротивления может изменяться в разных приборах, однако всегда при измерениях очень коротких импульсов нужно обеспечивать некоторое демпфирование. Упомянутая выше зависимость от частоты повторения, вероятно, обусловлена потерей постоянного уровня входных сигналов благодаря наличию во входной цепи конденсатора  $C_1$ . Для восстановления постоянной составляющей должны быть приняты специальные меры, когда отношение сигнала к паузе (скважность) перестает быть очень малым.

Прибор чувствителен к паразитным электромагнитным полям, поэтому он заключен в толстый алюминиевый экран. Между всеми основными выводами и землей включены конденсаторы, чтобы предотвратить ложные срабатывания блокинг-генератора.

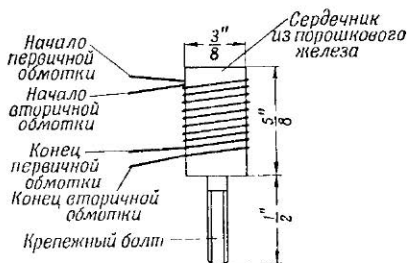
## 2. Конструкция трансформатора блокинг-генератора.

Детали трансформатора блокинг-генератора изображены на фиг. 61, а. Он рассчитан на относительно длинные импульсы около  $8 \text{ мксек.}$ ; постоянная времени сеточной цепи выбрана такой, чтобы время восстановления было мало по сравнению с минимальным интервалом между импульсами. Сердечник трансформатора толщиной около  $13 \text{ мм}$  набран из штампованных пластин радиометалла типа 470 Т; обмотки навиты на тефлоновый каркас с внутренним размером также  $13 \text{ мм}$ . Каркас разделен на секции, имеющие квадратное сечение, тефлоновыми перегородками толщиной  $1,5 \text{ мм}$ . Первичная обмотка имеет  $60$  витков провода диаметром  $0,27 \text{ мм}$  в двойной шелковой изоляции; вторич-

ная обмотка разбита на две части по 100 витков такого же провода в каждой. Третья обмотка имеет 100 витков провода диаметром 0,19 мм в двойной шелковой изоляции. Каждый слой изолирован бумагой толщиной 0,05 мм; два слоя эксцельсиора толщиной 0,25 мм проложены между первичной и третьей обмотками.



а



б

Фиг. 61. Трансформаторы блокинг-генератора (по О'Деллу).  
а — основной; б — вспомогательный.

и поддерживается с помощью главного. Первичная и вторичная обмотки вспомогательного трансформатора из провода диаметром 0,32 мм в двойной шелковой изоляции навиты с шагом 2,5 мм непосредственно на прессованный сердечник (который имеет относительную магнитную проницаемость около 12). Витки вторичной обмотки расположены между витками первичной; обе обмотки закреплены на сердечнике специальным клеем.

Подробный обзор методов измерения напряжений высокой частоты сделал Селби [209]. Однако большинство из рассмотренных приборов предназначено для работы с колебаниями синусоидальной формы, а не с импульсами.

Короткие входные импульсы (10 мксек. и меньше) не вызывают срабатывания блокинг-генератора из-за наличия паразитных емкостей обмоток трансформатора. В этом случае используется маленький вспомогательный трансформатор, изображенный на фиг. 61, б. Первичная и вторичная обмотки вспомогательного трансформатора соединены последовательно с такими же обмотками главного трансформатора (между последним и лампой). Регенеративное действие начинается с помощью вспомогательного трансформатора, а продолжается



## Глава V

### УСИЛИТЕЛИ

#### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема усиления импульсных сигналов без искажения их формы является одной из основных почти во всех областях прикладной электроники. Многие исследователи разрабатывали конструкции усилителей для микросекундного и миллимикросекундного диапазонов, поэтому было бы несправедливо дать здесь ссылки на работы одного или двух авторов. Появление специальных пентодов с большой крутизной характеристики и с очень малым расстоянием между сеткой и катодом и ламп со вторичной эмиссией, описанных в гл. IV, § 3, дало возможность осуществить усилители напряжения с высоким коэффициентом усиления для интересующего нас диапазона.

Чтобы оценить трудности, возникающие в миллимикросекундном диапазоне, как при конструировании ламп, так и при расчете схем, следует остановиться на факторах, которые определяют высокочастотную границу применения обычных ламп и схем.

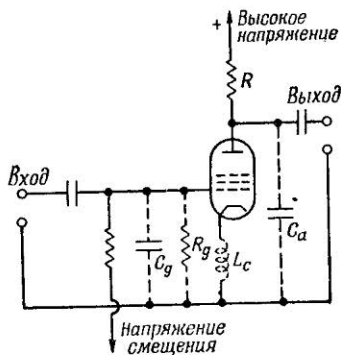
#### § 2. СВОЙСТВА ЛАМП

Простейший каскад усилителя с реостатно-емкостной связью показан на фиг. 62. Если напряжение между экранирующей сеткой и катодом пентода остается постоянным, то напряжение на выходе такого каскада в  $SR$  раз больше входного напряжения. Истинное входное напряжение на сетке лампы зависит, естественно, от сопротивления источника сигнала и от входного импеданса лампы; на низких частотах входной импеданс лампы считается бесконечно большим. Эффективное значение анодной нагрузки  $R$  включает в себя входной импеданс схемы, питаемой усилителем. На высоких частотах различные шунтирующие схему импедансы снижают

усиление каскада вследствие уменьшения эффективного значения анодной нагрузки.

При конструировании ламп и расчете схем должны приниматься во внимание следующие явления, описанные, например, Эммсом [210].

**1. Высокочастотные ограничения.** а) *Входная емкость.* Пентоды обладают некоторой емкостью между управляющей сеткой и землей, которая состоит из емкости относительно катода, экранирующей сетки, а также относительно внешнего экрана. (Емкости перечислены в порядке уменьшения их величины.)



Фиг. 62. Схема каскада усилителя с реостатно-емкостной связью.

На схеме показаны паразитные импедансы.

добавить паразитную емкость вводов относительно земли, достигающую величины порядка  $5 \text{ пф}$ . Общая эквивалентная емкость представлена на фиг. 62 конденсатором  $C_g$ . Влияние емкости сетка — катод может быть уменьшено при помощи небольшого сопротивления, включаемого между катодом и землей. Сопротивление вводит в схему некоторую отрицательную обратную связь и понижает усиление ламп, однако уменьшение емкости и, следовательно, улучшение нагрузки предыдущего каскада могут в значительной мере компенсировать этот недостаток.

б) *Выходная емкость.* Результирующая емкость между анодом и землей  $C_a$  складывается из емкостей, существующих между анодом и 1) внешним экраном<sup>1)</sup>, 2) внутренними эле-

<sup>1)</sup> Если при этом не нарушается устойчивость схемы, то эти экраны могут быть удалены с ламп, которые обычно ими снабжены. При этом значительно уменьшается выходная емкость.

ментами крепления в лампе, 3) антидинаatronной сеткой и 4) экранирующей сеткой (в порядке уменьшения их величины). К этому необходимо добавить также распределенную емкость монтажа относительно земли.

в) *Входная проводимость.* На высоких частотах основное шунтирующее действие оказывает сопротивление участка управляющая сетка — земля. К числу причин, определяющих это шунтирующее действие, могут быть отнесены сопротивления диэлектриков в цоколе лампы и панели, однако главными причинами являются 1) потери, обусловленные обратной связью, и 2) влияние времени пролета электронов. Величина эквивалентного сопротивления  $R_g$  обратно пропорциональна квадрату частоты.

1) Влияние обратной связи обусловлено наличием распределенной индуктивности  $L_c$  катодного ввода, действующей в сочетании с емкостью сетка — катод. Наличие индуктивности в цепи катода частично определяется конструкцией самого катода, однако принципиально она всегда имеет место как собственная индуктивность проводника, идущего к земле через штыри лампы. Эта индуктивность может быть уменьшена путем использования двух или более катодных вводов, включенных параллельно. Значительно лучшие результаты (увеличение сопротивления  $R_g$  на 50%) можно получить, если входную и выходную цепи, обычно подключаемые к одной „земле“, разделить, т. е. каждый выход катода заземлить в своей точке. При этом вследствие уменьшения общего импеданса уменьшается связь между катодным током и напряжением на сетке<sup>1)</sup>.

1) Это обстоятельство может служить иллюстрацией необходимости применения особых мер в практических конструкциях при заземлении схем, работающих на высоких частотах. Очень важно при этом, чтобы на поверхности металлического шасси, к которому подключаются разные импедансы, несущие различные токи, не создавалось между некоторыми точками, лежащими в соседних частях схемы, разности потенциалов, которая может оказать вредное влияние на работу схемы и ее параметры. Часто оказывается весьма полезным применение специальных мер в особенности в усилителях с относительно высоким коэффициентом усиления, заключающихся в следующем. Отдельные точки заземления в каждом каскаде соединяются вместе, но изолируются от шасси. Затем уменьшенное число точек заземления присоединяется к хорошо изолированной от шасси медной ленте, которая припаивается к шасси в точке, лежащей как можно ближе к входной клемме.

2) Эффект, описанный, например, Феррисом [211] и заключающийся во влиянии конечного времени пролета электронов между катодом и сеткой на входной импеданс лампы, вызывает уменьшение входного сопротивления. Влияние этого фактора на входную емкость лампы незначительно.

Время пролета электронов может быть уменьшено путем использования управляющей сетки, изготовленной из очень тонкой проволоки и расположенной как можно ближе к поверхности катода. Уменьшение расстояния между катодом и сеткой приводит, кроме того, к увеличению крутизны характеристики лампы, что весьма желательно, но также влечет за собой увеличение емкости сетка — катод. Однако серьезные преимущества увеличения сопротивления  $R_g$  в значительной мере компенсируют этот недостаток.

2) *Выходная проводимость.* Влияние индуктивности анодной цепи, экранирующей и антидинаatronной сеток и их вводов весьма незначительно. Фазовые сдвиги, вызываемые действием этой небольшой проводимости, весьма малы и на практике ими можно пренебречь.

д) *Проходная емкость (емкость сетка — анод).* В пентодах емкость между анодом и сеткой очень мала. Однако следует заботиться о том, чтобы исключить также емкость между вводами этих двух электродов. Часто влияние этих факторов заключается в увеличении отрицательной обратной связи, что влечет за собой уменьшение усиления при возрастании частоты.

В некоторых условиях, если имеется значительная распределенная индуктивность, обратная связь может оказаться положительной и устойчивость работы схемы будет нарушена.

На высоких частотах проходная емкость заметно изменяется вследствие влияния междуэлектродных емкостей между анодом, антидинаatronной, экранирующей и управляющей сетками и распределенных индуктивностей в этих цепях. Эффективная емкость может иметь даже отрицательную величину и влиять на устойчивость работы схемы.

Здесь следует также подчеркнуть важность развязывающих элементов в цепи экранирующей сетки. Емкость между управляющей и экранирующей сетками во много раз больше емкости между управляющей сеткой и анодом. Вследствие этого в цепи экранирующей сетки также может наблюдаться

увеличение с частотой отрицательной обратной связи с нежелательными последствиями, упомянутыми выше.

В развязывающих цепях (так же как и для других целей) следует применять безиндукционные конденсаторы<sup>1)</sup>; для подавления возможных резонансов между емкостью и распределенной индуктивностью (кроме случая, когда добавочная распределенная емкость относительно земли нежелательна) можно использовать низкоомные непроволочные сопротивления. Обычно удается подобрать керамические конденсаторы, емкость которых достаточна для целей развязки; сопротивления должны иметь величину порядка 100 ом. Керамических конденсаторов достаточно большой емкости для использования в развязывающих цепях анода не существует; здесь следует использовать электролитические конденсаторы, включенные параллельно, и последовательно с ними — непроволочное сопротивление 10 ом.

**2. Требования к лампам. Параметр  $F$ .** При расчете ламп, используемых в качестве усилителей напряжения, в дополнение к требованиям уменьшения влияний, описанных выше, следует стремиться в первую очередь к получению большой крутизны характеристики, определяющей коэффициент усиления каскада. Крутизна характеристики возрастает с увеличением анодного тока и, следовательно, с повышением напряжения на экранирующей сетке; таким образом, должна быть допустима большая мощность рассеивания, в особенности на экранирующей сетке. В некоторых случаях лампа должна иметь низкий уровень собственных шумов.

При использовании ламп в спусковой схеме к ним предъявляются следующие дополнительные требования: возможность получения больших импульсов тока эмиссии с катода при минимальном сеточном токе, малый раствор сеточной характеристики, т. е. малые напряжения смещения в цепи сетки.

Как и следовало ожидать, при расчете ламп некоторые из этих требований оказываются противоречивыми. Получение

---

<sup>1)</sup> Удовлетворительными для этих целей являются малогабаритные высококачественные керамические конденсаторы. Однако Муди [212] указывает на необходимость предусмотреть, чтобы частота механического резонанса керамики, возникающего в результате пьезоэлектрического эффекта, не попадала в полосу частот усиливаемых сигналов [213].

высоких значений крутизны характеристики требует применения высоких напряжений и токов и, следовательно, использования электродов больших размеров, которые могли бы рассеивать необходимую мощность. Следствием этого является неизбежное возрастание междуэлектродной емкости.

Для оценки качества ламп при их использовании для особых целей существует несколько специальных параметров. В нашем случае таким параметром может явиться величина  $F$  (параметр качества), характеризующая ширину полосы пропускания и определяемая выражением

$$F = \frac{S}{2\pi(C_a + C_g)}. \quad (5.1)$$

Если  $S$  выражено в  $ма/в$ , а емкости выражены в  $мкмкф$ , то  $F$  определяет частоту в тысячах  $мггц$ , при которой лампа может обеспечить усиление напряжения, равное единице, с учетом суммарной собственной междуэлектродной емкости<sup>1)</sup>.

Если имеется несколько одинаковых усилительных каскадов с коэффициентом усиления каскада, равным  $SR$ , то на частоте  $1/2\pi(C_a + C_g)R$  усиление каскада падает в  $\sqrt{2}$  раз относительно номинального значения на средних частотах (уменьшение на 3 дб). Произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания (от 0 до указанной частоты) равно параметру  $F$ .

Важность параметра  $F$ , характеризующего качество лампы в случае ее использования в импульсном усилителе, может быть проиллюстрирована следующим простым анализом.

Предположим, что при помощи ламп, обладающих параметром качества  $F$ , необходимо получить общее усиление  $G$ , причем время нарастания выходного импульса (при подаче на вход ступенчатой функции) должно определяться величиной  $t_r$ . Требуется найти число  $N$  ламп, необходимых для этого при их использовании в многокаскадном усилителе с реостатно-емкостной связью.

<sup>1)</sup> Параметр, предложенный Уилером, содержит в знаменателе  $\sqrt{C_a C_g}$  вместо суммы этих величин. Однако выражение, содержащее сумму, более предпочтительно, если схема представляет собой каскадное включение ламп с активными анодными нагрузками. Некоторые авторы опускают в этом выражении величину  $2\pi$ , однако в этом случае физический смысл выражения менее ясен.

Если  $R$  — анодная нагрузка каждого каскада, то

$$G = (SR)^N. \quad (5.2)$$

Если  $C = C_a + C_g$  — общая емкость, то время нарастания импульса в одном каскаде при ступенчатом напряжении на входе определяется как  $RC$ .

Общее время нарастания для всего усилителя равно [см. выражение (1.6)]

$$t_r = RC\sqrt{N}. \quad (5.3)$$

Для параметра  $F$ , определяющего качество лампы, имеем

$$F = \frac{S}{2\pi C}. \quad (5.4)$$

Из этих выражений следует

$$G^{1/N} \sqrt{N} = 2\pi Ft_r$$

или

$$\frac{1}{N} \lg G + \frac{1}{2} \lg N = \lg 2\pi Ft_r. \quad (5.5)$$

Отсюда при заданных значениях  $G$  и  $Ft_r$  определяется величина  $N$ . Если известна величина  $S$  (или  $C$ ), то анодная нагрузка  $R$  может быть найдена из выражений (5.2) или (5.3).

Параметр  $F$ , являющийся удобным критерием, должен использоваться с осторожностью. Например, если лампа обладает параметром  $F$ , равным 100 мггц, то усиление, равное 20, может быть получено на частотах вплоть до 5 мггц. Однако отсюда не следует, что эту лампу можно использовать для получения усиления, равного 2, на частотах вплоть до 50 мггц. Последнее объясняется тем, что на более высоких частотах существенное влияние могут оказать индуктивность вводов и время пролета электронов. Кроме того, значение параметра  $F$ , рассчитанное на основании данных, указанных в заводском паспорте, не учитывает влияния распределенной емкости монтажа. Если необходимо произвести выбор одной из двух ламп, обладающих одним и тем же параметром  $F$ , то следует выбрать лампу, обладающую большими внутренними емкостями, так как при этом влияние распределенной емкости монтажа будет сказываться меньше.

Следует указать, что несколько идентичных ламп, все электроды которых включены параллельно, обладают таким же параметром  $F$ , как и отдельная лампа. С точки зрения усиления соединение таких групп в каскадный усилитель не дает преимуществ. Параллельное соединение ламп используется только в выходных каскадах, работающих на низкоомную нагрузку. Здесь увеличение тока позволяет повысить мощность на выходе без дополнительного ухудшения переднего фронта импульса (форма которого в основном определяется предыдущими каскадами).

Если усиление, получаемое от одного каскада, мало и число ламп соответственно велико, то требуемая мощность источника высокого напряжения, питающего лампы такого усилителя, может оказаться очень большой. В особенности это относится к усилителям с распределенным усилением, описанным в § 4 настоящей главы. Параметр, характеризующий экономичность лампы, определяется отношением  $S/I_a$ , где  $I_a$  — анодный ток в рабочем режиме. Этот параметр во многих случаях оказывается полезным и позволяет выбрать одну из двух ламп, обладающих одним и тем же значением параметра качества  $F$ .

**3. Некоторые типы ламп.** Подробное описание ламп с вторичной эмиссией можно найти в литературе [179—183]. Кроме того, основные параметры этих и некоторых других интересующих нас ламп даны в приложении III.

Форд [214] указывает, что вплоть до 1949 г. наиболее приемлемыми лампами для широкополосных усилителей напряжения были лампы типа 6АК5 и 6АС7, и описывает лампу 404А фирмы „Вестерн электрик“, являющуюся пентодом улучшенной конструкции. В последующих статьях Форд и Уолш [215] опубликовали данные о различных лампах, в том числе о лампах 404А и 408А; последняя отличается от лампы типа 6АК5 только напряжением накала и величиной тока. Конструкции этих ламп подробно описаны в указанных статьях и в более ранней работе Уолша [216].

Уоллмарк [217] описал многообещающую экспериментальную лампу, в которой управление плотностью тока и отклонением луча производится одновременно в цепи сетки лампы. Сигналы на управляющей сетке вызывают изменение плотности пространственного заряда. Это изменение плот-



ности пространственного заряда в электронном луче изменяет поперечное электрическое поле, что приводит к изменению направления луча. Часть электронов в луче теряет свою скорость благодаря влиянию перехватывающего электрода; оставшая часть электронов, образующих луч переменной плотности и переменного сечения, попадает на динод. При этом достигается высокая степень управления, и с анода лампы, собирающего вторичные электроны, эмиттированные с поверхности динода, может быть снят большой выходной сигнал. Некоторые параметры ламп этого типа даны в приложении III.

### § 3. МЕЖДУКАСКАДНАЯ СВЯЗЬ В МНОГОЛАМПОВЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

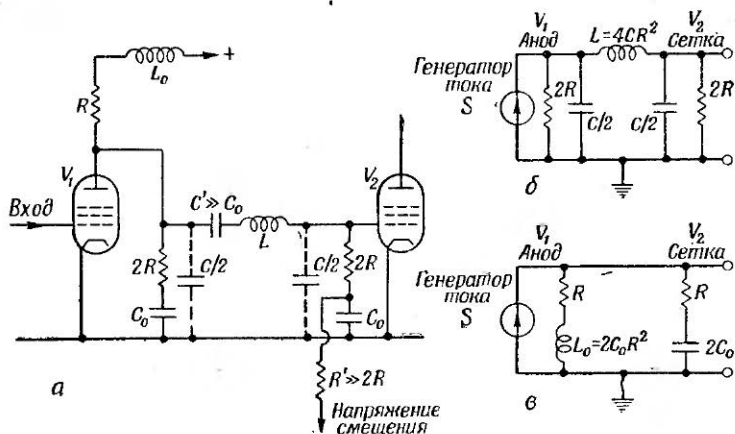
Рассмотрим некоторые типы схем междукаскадной связи, рассчитанные на получение равномерного усиления в более широкой полосе частот, чем простая схема реостатно-емкостной связи.

Основные теоретические положения изложены в работе Хансена [218]; специальные схемы описаны в работах Герольда [219] и Сила [220]. В статье Бедфорда и Фредендаля [221] содержатся методы расчета характеристик таких схем в ряде практических случаев.

Схемы связи рассчитываются в первую очередь для компенсации влияния емкостей в цепях анода и сетки, а также распределенной емкости монтажа. Простейший метод, который может быть применен к схеме, изображенной на фиг. 62, заключается в последовательном включении индуктивности в цепь анодной нагрузки.

**1. Практическая схема.** На фиг. 63, а представлена одна из лучших схем простых четырехполюсников связи, примененная Муди и его сотрудниками [212]. В гл. II, § 4 было показано, что фильтр низких частот может обладать чисто активным импедансом; здесь такой фильтр образуется индуктивностью  $L$  в сочетании с распределенной и междуэлектродными емкостями  $C/2$  (показаны пунктиром). Индуктивность  $L_0$  и емкость  $C_0$  велики, следовательно, четырехполюсник на средних и высоких частотах может быть представлен эквивалентной схемой, показанной на фиг. 63, б,

Если  $2R = \sqrt{L/C}$ , то четырехполюсник согласован со стороны входа и со стороны выхода, что весьма желательно<sup>1)</sup> (хотя при наличии только одного четырехполюсника возможность возникновения «отраженной волны» отсутствует). Таким образом, анодной нагрузкой является сопротивление  $2R$ , включенное параллельно характеристическому импедансу  $2R$  фильтра. Поскольку лампа представляет собой генератор тока (если сопротивление  $R$  много меньше внутреннего сопротивления лампы  $V_2$ ), то усиление каскада равно  $SR$ .



Фиг. 63. *а* — междупламповая связь при помощи фильтра, *б* — эквивалентная схема на высоких частотах; *в* — эквивалентная схема на низких частотах.

Для подачи нормального напряжения смещения через сопротивление  $R'$  на сетку второй лампы  $V_2$  между анодом лампы  $V_1$  и сеткой лампы  $V_2$  должен быть включен блокировочный конденсатор  $C'$ . «Холодный» конец сопротивления  $2R$  должен быть по переменному току соединен с землей через конденсатор  $C_0$ . На практике весьма затруднительно выбрать конденсатор достаточно большой емкости, необходимой для пропускания низкочастотных компонент, обладающий малой

<sup>1)</sup> Можно использовать один из методов согласования сопротивлений, примененных Джаколетто [222] (см. гл. II, § 4, п. 1),

распределенной индуктивностью, требуемой для получения низкоомного импеданса на высоких частотах. Максимальное значение емкости блокировочного конденсатора  $C_0$  ограничено, и вследствие этого на низких частотах коэффициент усиления должен возрастать. Однако индуктивность  $L_0$ , напротив, вызывает падение коэффициента усиления на низких частотах и, таким образом, компенсирует влияние блокировочного конденсатора. На фиг. 63, в показана эквивалентная схема устройства для низких частот в предположении, что  $C' \gg C_0$ <sup>1)</sup>.

Если величины всех элементов схемы находятся в таком соответствии, как это указано выше, четырехполюсник представляет собой для анодной цепи лампы  $V_1$  чисто активное сопротивление  $R$ . При этом усиление каскада остается равным  $SR$ <sup>2)</sup> вплоть до очень низких частот, на которых величина  $\omega C'R'$  становится сравнимой с единицей.

Ограничение работы каскада на высокой частоте определяется граничной частотой фильтра или же влиянием входной проводимости следующей лампы. Ввиду того что анодная емкость лампы обычно меньше сеточной емкости, монтаж схемы необходимо осуществлять таким образом, чтобы емкость проводов была сосредоточена по возможности ближе к анодному концу индуктивности  $L$ , которую в свою очередь следует монтировать как можно ближе к сетке лампы  $V_2$ . По тем же самым соображениям блокирующий конденсатор  $C'$  нужно включать между анодом первой лампы и индуктивностью с тем, чтобы его распределенная емкость относительно земли влияла в большей мере на анодную цепь, чем на сеточную цепь следующей лампы.

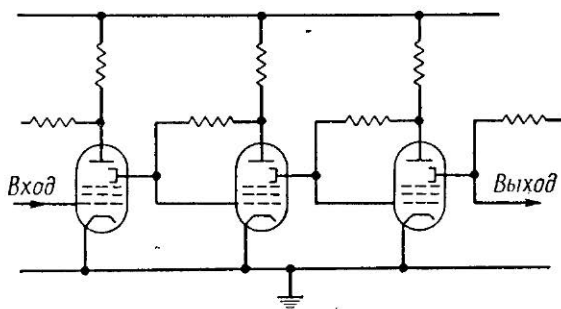
Муди и его сотрудники сконструировали четырехкаскадный усилитель на лампах типа 6F60 со следующими элементами междукаскадной связи:  $R = 160 \text{ ом}$ ,  $L = 1,8 \text{ мкГн}$ ,  $L_0 = 50 \text{ мкГн}$  и  $C_0 = 1000 \text{ пф}$ . Общее усиление по напря-

1) Увеличение емкости  $C'$  вполне допустимо, так как этот конденсатор включен последовательно с катушкой индуктивности и его распределенная индуктивность незначительна.

2) Увеличение коэффициента усиления вдвое, сопровождаемое, правда, некоторым ухудшением высокочастотных параметров, может быть также получено, если исключить согласующее сопротивление  $2R$  и емкость  $C_0$  в анодной цепи. При условии увеличения анодной нагрузки, включенной последовательно с индуктивностью  $L_0$ , до величины  $2R$  импеданс будет сохранять постоянную величину вплоть до низких частот,

жению равно 500 в полосе частот от 10 кГц до почти 50 мГц (соответственно усиление на каскад равно 4,7). Произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания для одного каскада равно 240 мГц. Произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания, определяемое параметром  $F$  (см. приложение III), для одиночного каскада с реостатно-емкостной связью равно 225 мГц; это значение получено с учетом лишь междуэлектродных емкостей и поэтому является завышенным. Значение, указанное для практической схемы усилителя с использованием для межкаскадной связи секций фильтра, учитывает влияние емкости монтажа и показывает преимущество последнего метода связи.

**2. Использование динода в лампах со вторичной эмиссией.** Как уже было показано в гл. IV, § 3, лампы со вторичной эмиссией обладают одним особым свойством, кото-



Фиг. 64. Усилитель со связью по цепям динодов.

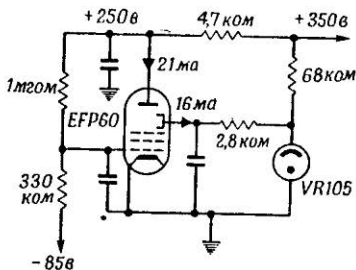
Блокировочные конденсаторы не показаны.

рым не обладают обыкновенные лампы и которое заключается в том, что можно получить усиление без переворачивания фазы, если выходное напряжение снимать с цепи динода, а не с цепи анода. Во многих случаях использования усилителей в области ядерной физики требуется усиление импульсов определенной амплитуды в присутствии других импульсов значительно большей амплитуды. При использовании обычного усилителя с обычной схемой связи анодной цепи одного каскада с сеточной цепью другого, последние каскады усилителя оказываются перегруженными вследствие протекания

сеточных токов. Этот эффект чрезвычайно нежелателен, так как при этом усилитель в течение сравнительно длинного и к тому же неопределенного интервала времени остается нечувствительным (перегруженным).

Приведенная на фиг. 64 схема лишена этого недостатка в том случае, если к ее входу приложен импульс отрицательной полярности. Если к усилителю приложен импульс большой амплитуды, то последние каскады усилителя во время прохождения импульса оказываются просто запертыми, а после окончания импульса усилитель возвращается в нормальное состояние почти мгновенно. Такой усилитель обладает меньшей полосой пропускания благодаря более низкой крутизне характеристики по диодной цепи, а также вследствие несколько большей емкости в цепи диода. Поэтому такая система используется только в последних каскадах усилителей с высоким коэффициентом усиления, где имеется большая вероятность возникновения перегрузок.

**3. Заключение.** Сделаем несколько общих замечаний о применении схем на лампах со вторичной эмиссией. Эти лампы отличаются некоторой нестабильностью в работе вследствие неустойчивости коэффициента вторичной эмиссии с диода, и Муди указывает на то обстоятельство, что для достижения соответствующих рабочих условий недостаточно просто поддерживать потенциалы анода и диода строго номинальной величины. Важное значение при этом имеет цепь отрицательной обратной связи по постоянному току, которая вводится для каждого каскада отдельно с целью получения определенного значения анодного тока и стабилизации крутизны характеристики, определяющей усиление каскада. Обратная связь вводится между цепями сетки и анода, как показано на фиг. 65, и служит также для стабилизации режима работы диода (требуется поддерживать потенциал диода порядка 150 в).



Фиг. 65. Схема питания лампы EFP 60 постоянными напряжениями.

Схема, изображенная на фиг. 65, предназначена для работы лишь на постоянном токе или же на очень низких частотах. Эта схема может быть использована для вспомогательных целей и не пригодна для усиления импульсов. С другой стороны, как это показано в схеме на фиг. 64, обратная связь между анодной и сеточной цепями может работать на всех частотах, способствуя улучшению стабильности или расширению полосы пропускания.

Борг [223] сконструировал усилитель со схемой междукаскадной связи в виде несколько измененной П-секции фильтра низких частот. Этот усилитель обеспечивал коэффициент усиления 1000 в диапазоне частот 11—118 *мгц*; он был выполнен на 9 лампах со вторичной эмиссией типа VX 5038 <sup>1)</sup>. Если для получения такого же усиления использовать то же число ламп типа 6АК5, то полоса пропускания этого усилителя будет лежать в пределах 7—78 *мгц*.

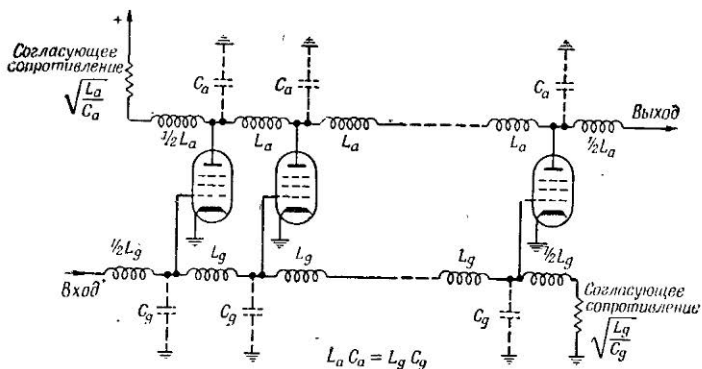
Гиллесли недавно сконструировал усилитель, использующий лампы VX 5038, включенные попарно. Отрицательная обратная связь осуществляется в каждой паре между анодом второй лампы и катодом первой лампы. Коэффициент усиления по напряжению для каждой пары ламп равен 30 в полосе частот вплоть до 30 *мгц*; при ином выборе параметров схемы может быть получен коэффициент усиления, равный 6, в полосе частот вплоть до 60 *мгц*.

#### § 4. УСИЛИТЕЛИ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ УСИЛЕНИЕМ

Выше было показано, что полоса пропускания усилителя с реостатно-емкостной связью является некоторой определенной величиной, зависящей от типа используемых ламп (если пренебречь влиянием индуктивности катодного ввода и некоторыми другими эффектами). Если примириться с уменьшением коэффициента усиления каскада на средних частотах, то полоса пропускания может быть увеличена; можно получить очень широкую полосу частот, если допустить уменьшение коэффициента усиления до 1. В таких

<sup>1)</sup> Эти лампы могут обеспечить более широкую полосу пропускания, чем лампы 6EP60, и вследствие этого более удобны для использования в усилителях напряжения. Лампы 6EP60 предпочтительно использовать в спусковых схемах, когда требуется получение очень больших импульсных токов.

случаях последовательное соединение каскадов оказывается бесполезным, так как их коэффициенты усиления перемножаются. Попытаемся найти метод, при котором бы коэффициенты усиления отдельных каскадов складывались. Как было указано выше, простое параллельное включение ламп не приводит к улучшению общей полосы пропускания, однако можно произвести параллельное включение ламп таким образом, чтобы значения крутизны их характеристик складывались,



Фиг. 66. Принцип работы усилителя с распределенным усилением.

а сложение емкостей при этом не имело бы места. Основной принцип заключается в использовании анодных и сеточных емкостей в качестве параллельных конденсаторов двух длинных линий (фиг. 66).

Сигнал, приложенный к входу схемы, распространяется вдоль сеточной линии. Импульс в каждой анодной цепи разделяется на две волны, одна из которых распространяется вперед по направлению к выходу, а другая — в обратном направлении. Если время задержки на каждую секцию в этих двух линиях одинаково, то сигналы, распространяющиеся в анодной линии в прямом направлении, будут складываться. Сигналы, распространяющиеся в обратном направлении, поглощаются сопротивлением нагрузки. Сеточная линия со стороны выхода усилителя также нагружена на согласованное сопротивление. Если  $Z_{0a}$  — характеристический импеданс

анодной линии (со стороны включения параллельных емкостей), то истинное сопротивление нагрузки для каждой лампы равно  $Z_{0a}/2$ . Коэффициент усиления, получаемый от  $n$  ламп с крутизной характеристики  $S$ , соответственно имеет значение  $nSZ_{0a}/2$ .

Идея эффективного разделения анодных и сеточных емкостей при помощи индуктивностей, позволяющая складывать значения крутизны характеристики отдельных ламп, принадлежит Персивалу [224]. Эсплей [225] применил усилитель, использующий аналогичный принцип. Впервые полная теория построения таких систем дана Гинцтоном и др. [226] и Хортоном и др. [227] (см. также [228]).

Коэффициент усиления этой схемы не изменяется вплоть до звуковых частот или даже до нулевой частоты, если это желательно. Ограничение со стороны высоких частот определяется либо граничной частотой анодной и сеточной линий (эти линии идентичны, поскольку время задержки каждой секции в этих двух линиях должно быть одинаково), либо влиянием самих ламп, помимо влияния емкостей сетка — земля и анод — земля.

Рассмотрим случай, когда работа усилителя на высоких частотах ограничена первым из указанных факторов; влияние второго фактора будет рассмотрено в последующих параграфах.

**1. Элементарная теория.** Чтобы найти оптимальные параметры устройства, необходимо прежде всего решить вопрос о соотношении входного и выходного импедансов. Наиболее простое решение может быть получено, если выбрать эти импедансы равными, чтобы облегчить последовательное включение каскадов (каждый каскад должен содержать несколько ламп, образующих усилитель с распределенным усилением).

Рассмотрим вначале случай, когда анодная линия нагружена на активное сопротивление, равное входному (характеристическому) импедансу сеточной линии, но отличающееся от характеристического импеданса анодной линии.

Если индексами  $g$  и  $a$  характеризовать соответственно сеточную и анодную линии, то коэффициент передачи на конце анодной линии (см. гл. II, § 2, п. 4) будет равен  $2Z_{0g}/(Z_{0g} + Z_{0a})$ . Суммарный коэффициент усиления  $G$  опре-



делится, таким образом, выражением

$$G = \frac{2Z_{0g}}{Z_{0g} + Z_{0a}} \frac{nSZ_{0a}}{2}. \quad (5.6)$$

Значения характеристических импедансов и граничной частоты, как это показано в гл. II, § 4, п. 1, равны

$$Z_{0g} = \sqrt{\frac{L_g}{C_g}}, \quad Z_{0a} = \sqrt{\frac{L_a}{C_a}}, \quad (5.7)$$

$$f_c = \frac{1}{\pi \sqrt{L_a C_a}} = \frac{1}{\pi \sqrt{L_g C_g}}. \quad (5.8)$$

Если предположить, что не существует никаких дополнительных емкостей, так что величины  $C_g$  и  $C_a$  определяются только емкостями ламп (включая емкость монтажа); то можно ввести параметр качества  $F$  [выражение (5.1)]. Легко показать, что

$$G = \frac{2nF}{f_c}. \quad (5.9)$$

Таким образом, если заданы значения  $f_c$  и  $G$ , то можно найти величину  $nF$ . Отсюда ясно, что если требуется большое число ламп, то параметр качества определяет выбор типа лампы.

Практически обычно дано значение граничной частоты  $f_c$  и выбран тип ламп, т. е. определены величины  $C_g$  и  $C_a$ . Величины импедансов и индуктивностей линий в этом случае определяются выражениями

$$Z_{0g} = \frac{1}{\pi f_c C_g}, \quad L_g = \frac{1}{\pi^2 f_c^2 C_g}, \quad (5.10)$$

$$Z_{0a} = \frac{1}{\pi f_c C_a}, \quad L_a = \frac{1}{\pi^2 f_c^2 C_a}. \quad (5.11)$$

Если величины  $Z_{0g}$  и  $Z_{0a}$  окажутся слишком низкими, следует выбрать лампы с меньшими междуэлектродными емкостями.

а) *Оптимальное включение ламп.* Следует отметить, что мы не выбираем оптимального значения характеристического импеданса анодной линии, а выбираем просто лампу

с большим значением параметра качества  $F$ , и этот выбор является определяющим. Однако существует оптимальный метод группировки  $N$  ламп в  $m$  идентичных групп, каждая из которых содержит  $n$  последовательно включенных ламп, при котором значение  $N$  минимально для заданного общего коэффициента усиления  $A$ . Если  $G$  — коэффициент усиления каждого каскада, то

$$A = G^n = \left( \frac{2\pi F}{f_c} \right)^m. \quad (5.12)$$

Решая это уравнение относительно  $n$ , получаем

$$n = \frac{f_c}{2F} A^{1/m}.$$

Следовательно,

$$N = mn = \frac{m f_c}{2F} A^{1/m}.$$

Дифференцируя это выражение по  $m$  и полагая  $dN/dm = 0$ , находим, что значение  $N$  минимально при  $m = \ln A$ . Отсюда следует

$$G = e = 2,72, \quad n = 1,36 \frac{f_c}{F}. \quad (5.13)$$

б) *Другие формы междукаскадной связи.* Предложенная выше схема усилителя, согласно которой группы ламп включаются последовательно и выход анодной линии предыдущей группы соединяется с входом сеточной линии последующей группы (или же подключаются к нагрузке), импеданс которой, вообще говоря, отличен от характеристического импеданса анодной линии, обладает определенным недостатком вследствие несогласованности и наличия отраженной волны. Если к входу анодной линии подключено полностью согласованное сопротивление нагрузки, то наличие отраженной волны не играет существенной роли. Однако на практике это условие не выполняется и возникает опасность появления небольших по амплитуде вторичных импульсов на выходе после основного импульса с задержкой, равной удвоенному времени прохождения линии. В тех случаях, когда нас в первую очередь интересует передний фронт импульса, эти отраженные импульсы появляются слишком поздно,

чтобы оказать какой-либо вредный эффект, и простота этого сравнительно грубого метода связи все же позволяет рекомендовать его к использованию<sup>1)</sup>.

Увеличение усиления вдвое по сравнению со случаем согласования может быть достигнуто при помощи специальной буферной лампы, включаемой между выходным концом анодной линии и оконечным сопротивлением нагрузки. Входная емкость этой лампы в общем случае больше анодной емкости каждой из предыдущих ламп, поэтому дополнительная секция фильтра должна содержать индуктивность большой величины, для того чтобы характеристический импеданс этой секции был равен характеристическому импедансу анодной линии. Секция обладает более низкой граничной частотой, однако с этим можно примириться, так как она является единственной в устройстве. Применение буферного каскада выгодно лишь в том случае, если требуется не слишком большая полоса пропускания устройства. В этом случае буферный каскад может быть применен без необходимости использования очень низкоомного сопротивления анодной нагрузки, при котором коэффициент усиления этого каскада стал бы меньше единицы.

Если отражения в результате рассогласования на выходе нежелательны (в особенности на частотах выше 100 мгц), следует добиться согласования импедансов анодной и сеточной линий. Поскольку в обычных лампах анодная емкость меньше сеточной, необходимо к каждой анодной емкости подключить дополнительную емкость анод — земля. Граничные частоты обеих линий при этом будут равны, однако фазовые искажения возникают на частотах меньше граничной. Поэтому увеличение анодных емкостей имеет свою отрицательную сторону. На фиг. 67 показана более предпочтительная схема, в которой в анодную линию между каждой парой ламп включена дополнительная Т-секция фильтра, состоящая из емкости  $C'_a$  и индуктивности  $L'_a$ .

<sup>1)</sup> Гинцтон и др. рассматривают случай согласования анодной линии предыдущего каскада с сеточной линией последующего каскада при помощи трансформатора. Трансформаторы были применены с успехом, но в большинстве применений желательнее избежать дальнейшего усложнения системы, даже если это потребует введения дополнительных ламп.

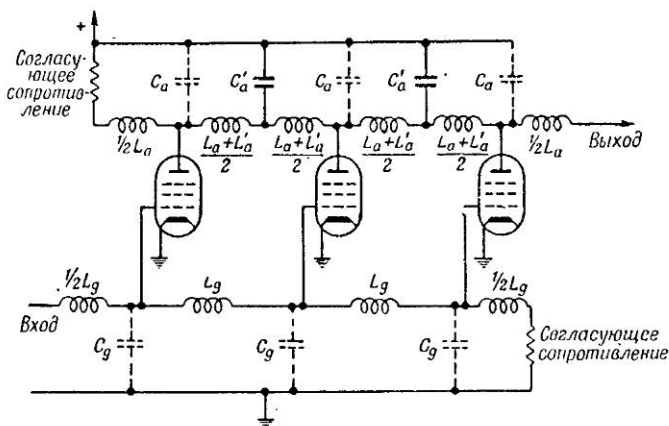
Поскольку импедансы всех секций должны быть равны, мы можем записать

$$\frac{L_g}{C_g} = \frac{L_a}{C_a} = \frac{L'_a}{C'_a}. \quad (5.14)$$

На основании равенства времен задержки между двумя лампами в сеточной и анодной линиях должно также удовлетворяться следующее соотношение:

$$\sqrt{L_g C_g} = \sqrt{L_a C_a} + \sqrt{L'_a C'_a}. \quad (5.15)$$

Величины  $C_g$  и  $C_a$  определяются выбором ламп; при заданном значении требуемой граничной частоты в сеточной линии



Ф и г. 67. Метод выравнивания импедансов анодной и сеточной линий.

можно определить величину  $L_g$  [уравнение (5.10)]. Величины  $L_a$ ,  $L'_a$  и  $C'_a$  определяются из уравнений (5.14) и (5.15):

$$L_a = \frac{C_a}{C_g} L_g, \quad (5.16)$$

$$L'_a = L_g \left(1 - \frac{C_a}{C_g}\right), \quad (5.17)$$

$$C'_a = C_g \left(1 - \frac{C_a}{C_g}\right). \quad (5.18)$$

Значения граничных частот для каждого ряда секций, составляющих анодную линию, выше соответствующего значения для секций сеточной линии. Поэтому, несмотря на удвоенное число секций в анодной линии, фазовые искажения уменьшаются.

Другой метод заключается в следующем. Между анодной линией и сеточной линией или же нагрузкой последовательно включается сопротивление, равное  $(Z_{0a} - Z_{0g})$  (предполагается, что  $Z_{0a} > Z_{0g}$ ). При этом достигается согласование в направлении от входа к выходу (см. гл. III, § 2). Затухание, вносимое элементом согласования линий, будет равно  $Z_{0g}/Z_{0a}$ , а коэффициент усиления одного каскада, начиная от входа сеточной линии каскада до входа сеточной линии последующего каскада, будет равен

$$\frac{nSZ_{0a}}{2} \frac{Z_{0g}}{Z_{0a}}.$$

Таким образом, получается тот же результат как и в случае, когда характеристические импедансы двух линий были равны.

Описываемое ниже устройство, примененное Эсплеем [225] и Гинцтоном и др. [226], может быть использовано в тех случаях, когда требуемая величина сопротивления нагрузки значительно ниже импеданса анодной линии. В этой схеме импедансы секций анодной линии должны находиться в гармоническом соотношении, т. е. если импеданс секции, подключенной к первой лампе усилителя, равен  $Z$ , то импеданс следующей секции должен быть равен  $Z/2$ , следующей за ней секции —  $Z/3$  и т. д. Та часть движущейся в прямом направлении волны, которая отражается в каждой точке, соответствующей изменению импеданса, полностью уничтожается благодаря наличию волны, движущейся в обратном направлении от анода рассматриваемой лампы. Таким образом, волны, распространяющейся в обратном направлении, не существует. Согласующее сопротивление, обычно включаемое на входном конце линии, может быть удалено, и вся мощность достигает сопротивления нагрузки. Если усилитель содержит  $n$  ламп, то импеданс последней секции и сопротивление нагрузки должны быть равны  $Z/n$ .

в). *Выходной каскад.* Чтобы сигнал на выходе был прямо

пропорционален напряжению на входе, необходимо обеспечить работу всех ламп на линейном участке анодно-сеточной характеристики. Таким образом, амплитуда сигнала в сеточной линии последней группы ламп усилителя не должна превышать нескольких вольт. Описанный выше усилитель с оптимально сгруппированными лампами, обладающий усилением на каскад, равным 2,72, может быть использован в качестве предварительного усилителя; однако если требуется получение сигналов большой амплитуды, в выходном каскаде следует использовать необходимое число ламп. Выбор типа ламп оконечного каскада должен определяться не столько требуемым значением крутизны характеристики, сколько обеспечением изменения анодного тока на линейном участке анодно-сеточной характеристики. Таким образом, лампы с большой крутизной, но с малым раствором анодно-сеточной характеристики наиболее пригодны к использованию в первых каскадах усилителя. Для оконечных же каскадов необходимо использовать лампы с несколько меньшей крутизной, но с большим раствором анодно-сеточной характеристики.

Если на вход последнего каскада поступает импульс отрицательной полярности, а на выходе получается положительный импульс, то напряжение сеточного смещения должно быть возможно ближе к потенциалу катода, насколько это позволяет допустимая мощность рассеивания лампы. При этом лампа потребляет значительную мощность<sup>1)</sup>, и импульсные сигналы большой амплитуды будут попадать на нелинейный участок характеристики вблизи потенциала запираения. С другой стороны, если на вход поступают сигналы положительной полярности, то следует выбирать рабочую точку вблизи потенциала запираения, что обеспечивает следующие преимущества:

1) достигается экономия расходуемой мощности или же при сохранении расходуемой мощности может быть повышено напряжение на экранирующей сетке лампы, что обеспечит расширение линейного участка анодно-сеточной характеристики, т. е. пределы линейного изменения анодного тока;

<sup>1)</sup> Здесь может быть применен описанный в гл. IV, § 2, п. 2 «б» метод использования импульсов с пьедесталом.

2) характеристика нелинейна лишь для импульсов малой амплитуды; импульсы с большой амплитудой усиливаются без искажений;

3) если характеристический импеданс сеточной линии достаточно мал, лампа может работать с небольшими сеточными токами; при этом можно получить большее напряжение на выходе.

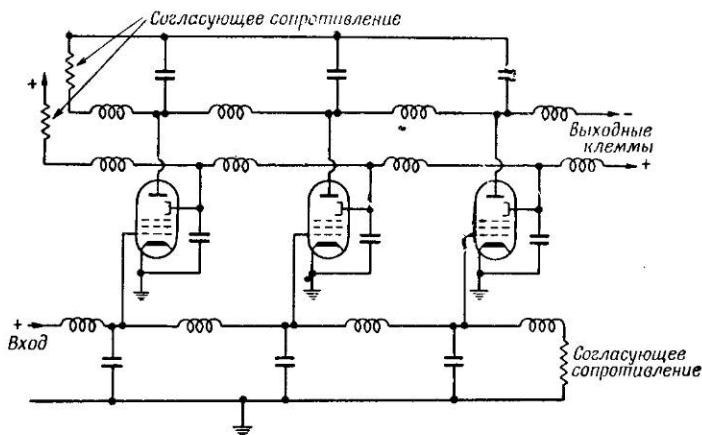
Соседние каскады усилителя необходимо рассчитать на усиление импульсов разной полярности, и сеточное смещение этих каскадов соответственно должно быть различным. Однако во всех случаях, когда это возможно, усилитель надо сконструировать так, чтобы на вход оконечного каскада поступали импульсы положительной полярности. Если одна из основных задач заключается в измерении пиковой амплитуды импульсов с помощью измерительного устройства, требующего подачи на вход положительных импульсов, то особенно удобен для использования инвертор импульсов в виде линии передачи, описанный в гл. III, § 5.

Если на выходе требуется одновременное получение импульсов различной полярности, можно применить схему, предложенную Муди и его сотрудниками [212]. Эта схема построена на лампах со вторичной эмиссией, управляющие сетки, аноды и диоды которых подключены к трем отдельным линиям задержки (фиг. 68). Время задержки каждой секции всех трех линий одно и то же, и при соответствующем подборе импедансов анодной и диодной линий может быть получена схема с пушпульным выходом. При этом к сеточной линии следует, конечно, подводить положительный импульс.

Такая схема может быть использована, например, в качестве выходного каскада для симметричного питания отклоняющей системы электронно-лучевой трубки. Требуемое число ламп при этом меньше, чем в двух отдельных усилителях на лампах обычного типа.

**2. Дальнейшие соображения.** а) *Схемы фильтров.* Как было показано в гл. II, § 4, п. 2, некоторые модифицированные схемы фильтров низких частот отличаются меньшей зависимостью времени задержки каждой секции от частоты, чем это свойственно обычным схемам с постоянным  $k$ , рассмотренным выше. Обычно на практике исполь-

зуются  $m$ -фильтры, и оптимальная зависимость времени задержки достигается при  $m = 1,27$ , что соответствует коэффициенту связи между половинами катушки индуктивности  $\tau = 0,23$ . Значения характеристического импеданса и индуктивности  $L$  (см. фиг. 22) для данного значения



Фиг. 68. Выходной пушпульный каскад на лампах со вторичной эмиссией.

емкости  $C$  и граничной частоты  $f_c$  определяются соотношениями (2.72), которые можно привести к виду

$$Z_0 = \frac{0,39}{Cf_c}, \quad L = \frac{0,13}{Cf_c^2}. \quad (5.19)$$

Наилучшее согласование<sup>1)</sup> может быть достигнуто, если половина секции  $m$ -фильтра с  $m = 0,6$  включается перед

1) Уэлс обращает внимание на то, что в тех случаях, когда в основном интересуются передним фронтом импульса, лучшие результаты получаются, если согласующее сопротивление подключается к сеточной линии не непосредственно после последней лампы в каскаде. Перед нагрузкой следует включать несколько дополнительных секций, содержащих емкости, заменяющие собой сеточные емкости ламп. Импульс, отраженный от несогласованной нагрузки, получит некоторую задержку, прежде чем он достигнет сетки последней лампы и начнет распространяться вдоль сеточной линии в обратном направлении. Частотная характеристика такого усилителя может быть плохой, однако передний фронт усиливаемого импульса не будет претерпевать искажений.



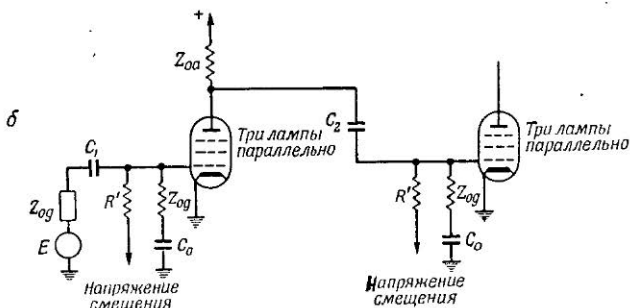
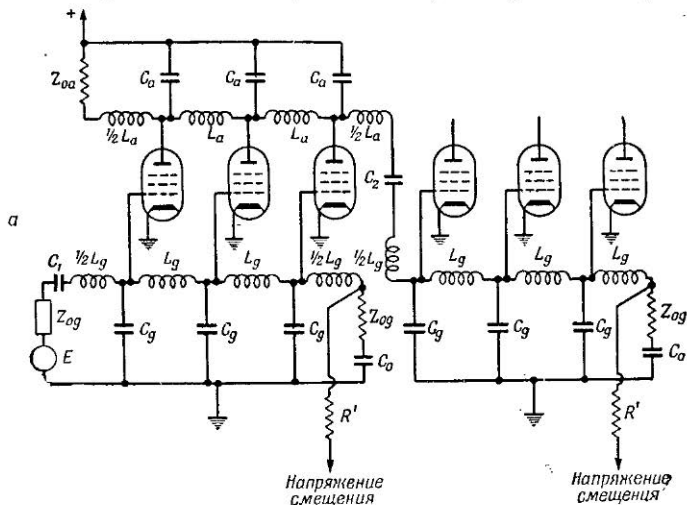
чисто активной нагрузкой (фиг. 23, б). Значения  $L_k$  и  $C_k$  определяются по истинным значениям  $L$  и  $C$ , как это показано на фиг. 21, г. Здесь значение  $m$  относится к основной части линии.

Мостовая Т-образная схема фильтра, показанная на фиг. 24, а, имеет то преимущество, что требуемое согласующее сопротивление должно быть чисто активным. Катушки индуктивности наматываются в одном направлении. Коэффициент связи может иметь значение порядка 0,2. Недостаток этой схемы заключается в необходимости дополнительного элемента — конденсатора, который должен быть добавлен в каждую секцию. Кроме того, для получения оптимальных параметров схемы необходимо экспериментально определить его емкость.

б) *Низкочастотные ограничения.* При работе на высоких частотах желательно, чтобы катоды всех ламп имели потенциал, равный потенциалу земли, так как практически трудно осуществить безиндукционный конденсатор большой емкости, который может быть использован в качестве блокировочного конденсатора в катодной цепи. Поэтому сеточную линию необходимо изолировать от земли по постоянному току, чтобы подать на нее сеточное смещение. При этом требуются блокирующие конденсаторы  $C_1$ ,  $C_2$ , и  $C_0$ , показанные на фиг. 69, а. Конденсаторы  $C_0$  должны быть безиндукционными, и величины их емкостей соответственно ограничены. На низких частотах реактивное сопротивление таких конденсаторов становится порядка величины характеристического импеданса  $Z_{0g}$  линии, и сигнал в цепи сетки соответственно больше, чем на высоких частотах. На низких частотах временем задержки линии можно пренебречь, при этом схема преобразуется к виду, показанному на фиг. 69, б, где три лампы изображены в виде одной. Если внутреннее сопротивление источника э. д. с.  $E$ , питающего сеточную линию первого каскада, равно  $Z_{0g}$ , то легко видеть, что при  $C_1 = C_0$  сигнал в линии примет значение  $E/2$  и не будет зависеть от частоты. Однако на очень низких частотах, когда величина  $2\omega C_0 R'$  перестает быть значительно больше единицы, амплитуда сигнала уменьшается.

Аналогично на низких частотах анодная линия, если она в начале нагружена на согласованное сопротивление  $Z_{0a}$ , представляет собой источник э. д. с., равной  $nSV_g Z_{0a}$ ,

с внутренним сопротивлением  $Z_{0a}$  ( $V_g$  — напряжение на сетке). Легко показать, что напряжение сигнала в сеточной линии второго каскада равно  $nSV_g Z_{0a} Z_{0g} / (Z_{0a} + Z_{0g})$  при



Ф и г. 69. Компенсация низкочастотных искажений.  
На низких частотах схема б эквивалентна схеме а.

$$R' \gg Z_{0g}, \quad L_a C_a = L_g C_g, \quad C_1 = C_0, \quad C_2 = \frac{Z_{0g}}{Z_{0a}} C_0$$

условии, что  $C_2 = (Z_{0g}/Z_{0a}) C_0$ . Выражение для коэффициента усиления такое же, как и для случая высоких частот.

Иногда возникают практические трудности при выборе нагрузочного сопротивления анодной линии. Если через это

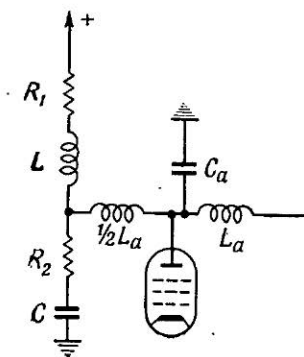
сопротивление протекает весь анодный ток, то оно должно рассеивать значительную мощность. Таким сопротивлением может быть проволочное сопротивление больших габаритов, включение которого создает большую емкость относительно земли, что нежелательно, а само сопротивление обладает паразитной индуктивностью.

Параллельно сопротивлению нагрузки можно включить высокочастотный дроссель, который пропускал бы постоянную составляющую анодного тока; при этом возможно применение малогабаритного непроволочного сопротивления. Майерс [234] применил такое устройство, причем дроссель был намотан непосредственно на углеродистом поверхностном сопротивлении. Вполне понятно, что такой дроссель приведет к падению коэффициента усиления на низких частотах.

Для увеличения индуктивности можно включить последовательно несколько дросселей. Собственная емкость дросселей при этом не играет роли, так как между ними и сигнальным концом нагрузки включены небольшие дроссели.

На фиг. 70 показана схема, которая позволяет при помощи нескольких дополнительных элементов получить лучшие параметры. Сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  равны характеристическому импедансу  $Z_{0a}$  анодной линии, и если  $L$  и  $C$  выбраны таким образом, что  $Z_{0a} = \sqrt{L/C}$ , то схема представляет собой сопротивление, равное  $Z_{0a}$ , вплоть до частот, близких к нулю.

На высоких частотах коэффициентной нагрузкой служит сопротивление  $R_2$ , которое может быть малогабаритным. Конденсатор  $C$  обладает сравнительно малой емкостью и должен быть безиндукционным. Сопротивление  $R_1$ , через которое протекает весь анодный ток, может быть проволочным сопротивлением большой величины. Индуктивность этого сопротивления не имеет существенного значения, так как последовательно с сопротивлением уже включена индук-



Фиг. 70. Компенсация индуктивности активной нагрузки.

$$R_1 = R_2 = Z_{0a} = \sqrt{\frac{L_a}{C_a}} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

тивность  $L$ . Его распределенная емкость относительно земли также не играет роли, так как на высоких частотах индуктивность  $L$  изолирует линию от этой емкости.

в) *Высокочастотные ограничения.* До сих пор мы предполагали, что ограничение работы усилителя на высоких частотах определяется граничной частотой линии. Это предположение для ряда случаев справедливо, однако на частотах свыше 100 мггц необходимо также принимать во внимание влияние импедансов в цепях сеток, индуктивностей соединяющих проводов и потерь в линии. Влияние этих факторов было рассмотрено Гинцтоном и др. [226], а также более подробно Хортоном и др. [227], причем оказалось, что доминирующим фактором, влияющим на высокочастотные ограничения, является импеданс в цепи сетки.

Влияние индуктивностей сеточного и анодного вводов может быть скомпенсировано при помощи соответственно подобранных секций  $m$ -фильтра; влияние же индуктивности катодного ввода  $L_c$  более серьезно. Можно показать, что эта индуктивность в совокупности с емкостью сетка—катод  $C_{gc}$  приводит к появлению параллельной проводимости  $G$  в секции сеточной линии. Влияние времени пролета электронов  $\tau$  ведет к увеличению этой проводимости, которая изменяется с частотой в соответствии с выражением

$$G = S\omega^2 (L_c C_{gc} + K\tau^2), \quad (5.20)$$

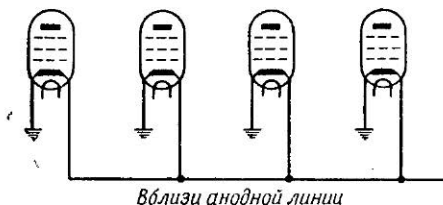
где  $K$  — постоянная, зависящая от типа лампы, а  $S$  — крутизна характеристики. Входное сопротивление лампы 6AK5, например, на частоте 400 мггц имеет значение порядка 250 ом. Было показано, что уменьшение усиления каскада приблизительно равно

$$1 - \frac{AG}{2S}, \quad (5.21)$$

где  $A$  — усиление каскада без потерь. В этом выражении число ламп отражено отношением  $A/S$ , и, таким образом, ясно, что увеличение числа ламп выше некоторого предела не дает преимуществ вследствие ослабления сигнала в сеточной линии.

Расчет усилителей для работы на частотах вплоть до 400 мггц описан Вебером [229]. Прежде чем рассматривать методы компенсации входной проводимости лампы,

необходимо рассмотреть пути уменьшения влияния индуктивности катодного ввода. Выше, в § 2, п. 1 „в“ настоящей главы, уже было указано, что применение ламп с несколькими катодными вводами имеет преимущество, так как входной и выходной токи не протекают при этом через общую индуктивность вводов. Лампы типа 6АК5 имеют два таких ввода. Вебер рекомендует включение, показанное на фиг. 71.



Фиг. 71. Метод включения ламп для уменьшения влияния индуктивности катодного ввода (по Веберу).

Один катодный ввод от каждой лампы заземляется непосредственно на шасси. Вторые катодные вводы подсоединяются к проволочной шине, которая может рассматриваться как третья линия передачи, рассчитанная таким образом, чтобы ее емкость относительно анодной линии была значительно больше емкости относительно сеточной линии. Благодаря этому значительная часть выходного тока первых ламп оказывается изолированной от входного тока. Однако этот метод не оказывает влияния на изменение входной проводимости в зависимости от времени пролета электронов.

Простой метод нейтрализации входной проводимости в том случае, когда лампы имеют только один катодный ввод, состоит в подключении между катодом и землей небольшого конденсатора параллельно с небольшим сопротивлением. Эти параллельно включенные элементы оказываются соединенными последовательно с индуктивностью ввода и представляют собой чисто емкостное сопротивление на частотах ниже некоторого значения. Таким образом, исключается влияние индуктивности катодного ввода. Эта схема была использована Хьюлеттом, однако коэффициент усиления усилителя

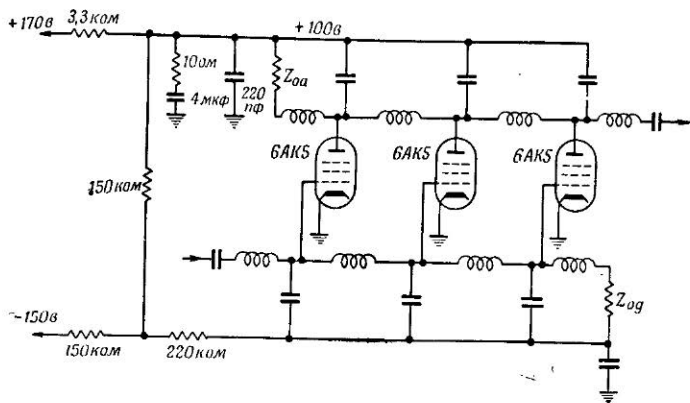
при этом несколько снижается в рабочем диапазоне частот.

Нейтрализация может быть также получена без сколько-нибудь заметного уменьшения усиления при включении небольшой последовательной индуктивности в цепь экранирующей сетки. Часть лампы, образуемая катодом, управляющей и экранирующей сетками, можно рассматривать как триод с индуктивной нагрузкой; в результате действия емкости в цепи экранирующей сетки образуется отрицательная входная проводимость, нейтрализующая положительную входную проводимость, обусловленную влиянием индуктивности катодного ввода и времени пролета электронов. Величина индуктивности в цепи экранирующей сетки должна быть выбрана такой, чтобы резонансная частота контура, состоящего из этой индуктивности и емкости экранирующей сетки, не находилась в пределах рабочего диапазона частот.

2) *Стабильность усиления.* Преимуществом усилителя с распределенным усилением является его относительная устойчивость против самовозбуждения. Эта схема также очень надежна, так как выход из строя одной лампы приводит лишь к незначительному уменьшению коэффициента усиления. Основной недостаток схемы при использовании ее для точного изменения амплитуды импульсов заключается в изменении коэффициента усиления вследствие изменения крутизны характеристик ламп. В усилителях микросекундных импульсов для линеаризации амплитудной характеристики и повышения стабильности коэффициента усиления обычно используется отрицательная обратная связь. Однако в случае усилителя с распределенным усилением этот метод не может быть использован.

Улучшения стабильности усилителя можно достигнуть за счет стабилизации источников напряжения накала и экранирующей сетки. В дополнение к этому (или же вместо этого) может быть использован метод, обеспечивающий постоянство общего анодного тока, от которого в основном зависит крутизна характеристики. Для этого нужна одна из схем с отрицательной обратной связью, работающих на постоянном токе или на очень низких частотах; такая схема показана на фиг. 72. В этой схеме необходимо, чтобы все лампы в каскаде были подобраны с примерно одинаковыми статическими характеристиками.

д) *Шумы*. Усилитель с распределенным усилением содержит обычные источники шумов<sup>1)</sup>, свойственные вообще широкополосным усилителям. Источниками шумового напряжения на выходе усилителя являются:



Фиг. 72. Стабилизация усиления путем стабилизации постоянной слагающей анодного тока.

1) тепловые шумы выходного импеданса источника напряжения на входе сеточной линии и сопротивления нагрузки в конце сеточной и начале анодной линии;

2) дробовые шумы в лампах;

3) шумы, связанные с влиянием времени пролета электронов в лампе, а также шумы, обусловленные влиянием емкости сетка—катод и индуктивности катодного ввода (шумы входного сопротивления лампы).

1) Тепловые шумы. Мощность шумов  $N_0$ , возникающих в сопротивлении в полосе частот от  $f$  до  $f + \Delta f$ , определяется выражением

$$N_0 = 4kT\Delta f, \quad (5.22)$$

где  $T$  — абсолютная температура, а  $k$  — постоянная Больцмана.

<sup>1)</sup> См. A. B. Gillespie, Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers, London.

Соответственно эффективное значение э. д. с. шумов, возникающих в сопротивлении  $R$ , равно

$$E_n = \sqrt{N_0 R} = 1,28 \cdot 10^{-10} \sqrt{R \Delta f}, \quad (5.23)$$

где  $R$  выражено в омах,  $f$  — в герцах,  $E_n$  — в вольтах, а  $T = 300^\circ \text{K}$ .

Напряжение шумов, обусловленное выходным импедансом  $Z_{0g}$  источника напряжения, питающего сеточную линию, усиливается обычным образом усилителем с распределенным усилением. Амплитуда прямой волны в анодной линии равна

$$\frac{nSZ_{0a}}{2} \frac{\sqrt{N_0 Z_{0g}}}{2},$$

и выходная мощность, развиваемая в нагрузочном сопротивлении  $Z_{0a}$  анодной линии, соответственно определяется выражением

$$\frac{1}{8} N_0 n^2 S^2 Z_{0a} Z_{0g}. \quad (5.24)$$

Нагрузочное сопротивление сеточной линии вызывает появление волны, движущейся в обратном направлении вдоль этой линии; эти сигналы получают заметное усиление только в том случае, если фазовый сдвиг в секции линии приблизительно равен либо 0, либо  $\pi$ . Мощность шумов на выходе, определяемая приведенным выше выражением, может, таким образом, достигать величины, которая равна указанному значению плюс произведение этого значения на некоторую величину  $\zeta$ , которая на низких частотах и на граничной частоте линии принимает значение, равное единице, а в большей части рабочего диапазона мала.

Кроме того, к этому значению добавляется мощность шумов  $N_0/2$ , обусловленная сопротивлениями нагрузки анодной линии. Таким образом, общая мощность шумов на выходе равна

$$\frac{N_0}{2} \left( 1 + n^2 S^2 Z_{0a} Z_{0g} \frac{1 + \zeta}{4} \right). \quad (5.25)$$

2) Шумы дробового эффекта. Шумы дробового эффекта и внутриламповые шумы обычно выражаются через



сопротивление  $R_s$  эквивалентного генератора шума, включенного в цепь сетки.

Прямая волна мощности шума, получаемая в аноде каждой лампы, равна

$$\frac{1}{4} N_0 S^2 Z_{0a} R_s.$$

Вследствие некогерентности напряжения отдельных источников шума (ламп) общая мощность шумов на выходе в этом случае определяется выражением

$$\frac{1}{4} N_0 n S^2 Z_{0a} R_s. \quad (5.26)$$

3) Шумы входного сопротивления лампы. Третий источник шума играет серьезную роль только на высоких частотах, на которых входное сопротивление лампы приближается к величине  $Z_{0g}$ . При этом происходит ослабление полезного сигнала в сеточной цепи; соответствующие частоты лежат на границе рабочего диапазона усилителя. Этот источник шумов не имеет большого практического значения.

Общая мощность шумов на выходе определяется суммой выражений (5.25) и (5.26)

$$\frac{N_0}{2} \left( 1 + n^2 S^2 Z_{0a} Z_{0g} \frac{1 + \zeta}{4} + \frac{n S^2 Z_{0a} R_s}{2} \right). \quad (5.27)$$

Суммарное эффективное напряжение шумов на выходе равно

$$\sqrt{\frac{N_0 Z_{0a}}{2} \left( 1 + n^2 S^2 Z_{0a} Z_{0g} \frac{1 + \zeta}{4} + \frac{n S^2 Z_{0a} R_s}{2} \right)}. \quad (5.28)$$

Эквивалентное напряжение шумов на входе может быть получено при делении этой величины на коэффициент усиления каскада  $nSZ_{0a}/2$ .

Таким образом, видно, что влияние сопротивления нагрузки в анодной линии на уровень шумов обычно пренебрежимо мало и шумы вследствие дробового эффекта могут быть уменьшены при использовании соответствующего количества ламп в каскаде. Однако затухание в сеточной линии и возможность возникновения шумов за счет причин, указанных в пункте „3“, ограничивают максимальное число ламп, которые могут быть использованы.

Шум-фактор усилителя можно определить как отношение суммарной мощности шумов на выходе к выходной

мощности шумов, обусловленных только шумами на входе. Шум-фактор определяется следующим выражением:

$$1 + \zeta + \frac{4}{n^2 S^2 Z_{0a} Z_{0g}} + \frac{2R_s}{nZ_{0g}}. \quad (5.29)$$

Усилитель, построенный на шести малогабаритных лампах, обладающий усилением порядка 3 при полосе частот 200 мГц и величине импеданса 200 ом, имеет шум-фактор около 3 и напряжение шумов на входе около 40 мкв.

**3. Примеры практических схем.** Теория и описание конструкции ряда усилителей даны в статьях [230—238]. Некоторые параметры этих усилителей приведены в табл. 7, а две схемы усилителей рассмотрены ниже в качестве примеров.

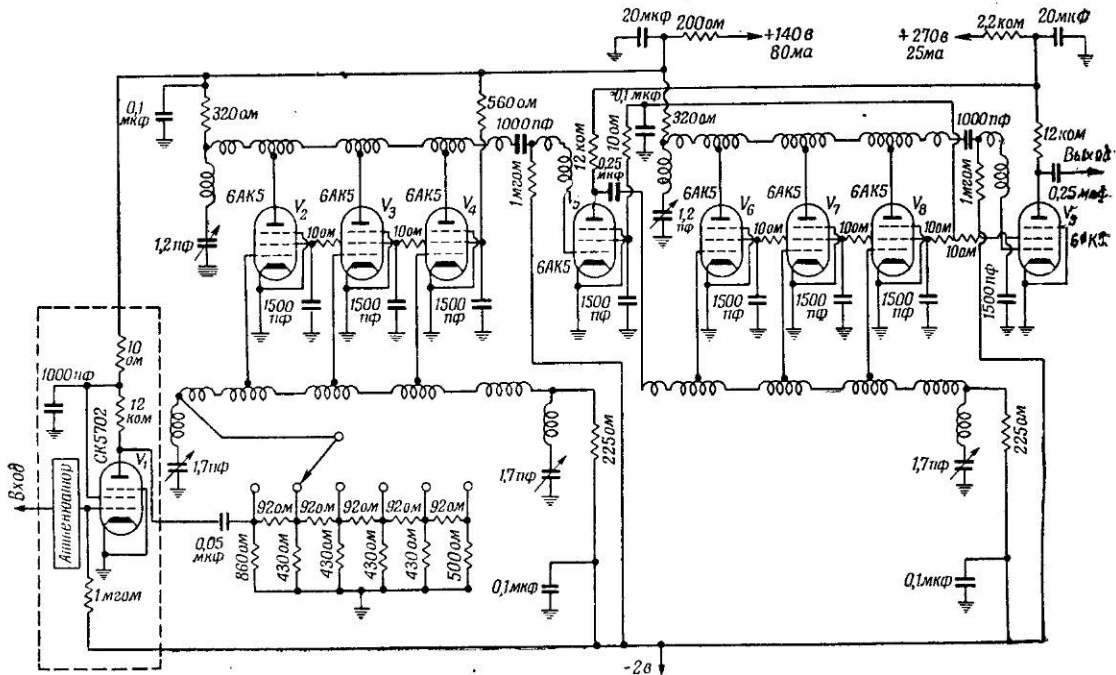
*а) Усилитель сигналов для электронного осциллографа.* Усилитель был рассчитан Келли; он имеет пушпульный выход для симметричного питания отклоняющей системы электронно-лучевой трубки. Полоса частот равна 100 мГц. Устройство в целом состоит из входной головки (пробника), предварительного и главного усилителей.

1) Предварительный усилитель. Схема показана на фиг. 73. Входная головка на лампе  $V_1$  обладает высокоомным входным импедансом; для предохранения лампы от перегрузок на входе может быть использован аттенюатор емкостного типа. К выходу входной головки подключен омический секционный аттенюатор, входной импеданс которого (195 ом) служит анодной нагрузкой лампы  $V_1$ . Максимальное ослабление 20 дб осуществляется ступенчато по 4 дб.

С выхода аттенюатора сигнал поступает в сеточную линию первого каскада с распределенным усилением (лампы  $V_2, V_3, V_4$ ), который обладает усилением порядка 5 и граничной частотой около 120 мГц. Анодная линия этого каскада подсоединяется ко второму аналогичному каскаду (лампы  $V_6, V_7, V_8$ ) через буферную лампу  $V_5$ , которая, обеспечивая открытое окончание анодной линии, увеличивает усиление примерно вдвое. Выход второго каскада через вторую буферную лампу  $V_9$  подается на синхронизирующий усилитель (который запускает схему развертки электронно-лучевой трубки), а также через линию задержки с сопротивлением 200 ом

## ДАННЫЕ НЕКОТОРЫХ ОПИСАННЫХ В ЛИТЕРАТУРЕ УСИЛИТЕЛЕЙ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ УСИЛЕНИЕМ

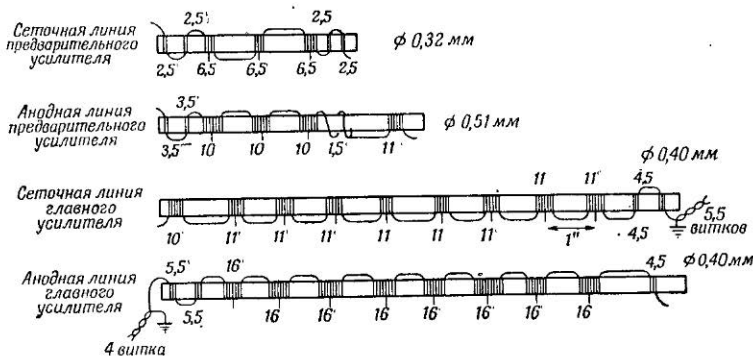
Источник	Полоса пропускания, мггц	Усиление по напряжению	Импеданс, ом		Лампы		Максимальное напряжение на выходе, в
			входной	выходной	количество	тип	
Копсон [230] . . . . .	30	2,5	200	200	3	6AC7	85 эффективное.
	30	3,5	200	480	3	807	
Кормак [231] . . . . .	170	25	75	340	8	Z77	
Тип 460А фирмы «Хьюлетт Паккард» . . . . .	140	10	200	200			5 пиковое.
Келли [232] . . . . .	100	25	195	Низкий 470	8	6AK5	± 60
	90	40	Высокий		16	6AK5	
Майерс [234] . . . . .	100	100	100	250	12	4X150A	± 160.
Рюденберг и Кеннеди [35] . . . . .	200	3,1	200	200	6	6AK5	
Тип 204 фирмы S. K. L.	200	100	200	200	24	6AK5	± 6
Шарфман [236] . . . . .	10—360	2,8	50	93	9	6AK5	
Тайминский [237] . . . . .	250	2,8	180	180	6		
Вебер [229] . . . . .	3—400	2,8	150	220	5	6AK5	
Ю [238] . . . . .	150	5000	200	200	58	Различные	130 пиковое в пушпульном включении



Фиг. 73. Предварительный усилитель с распределенным усилением.

(см. гл. VI, § 3, п. 1) на главный усилитель. В схеме везде применены секции  $m$ -фильтра, конструкция которых показана на фиг. 74<sup>1)</sup>.

2) Главный усилитель. Главный усилитель (фиг. 75), рассчитанный на полосу пропускания порядка 90 мгц, обеспечивает выходное напряжение любой полярности с амплитудой до 60 в. Входная линия нагружена на малогабаритное угольное сопротивление 200 ом. Последовательно

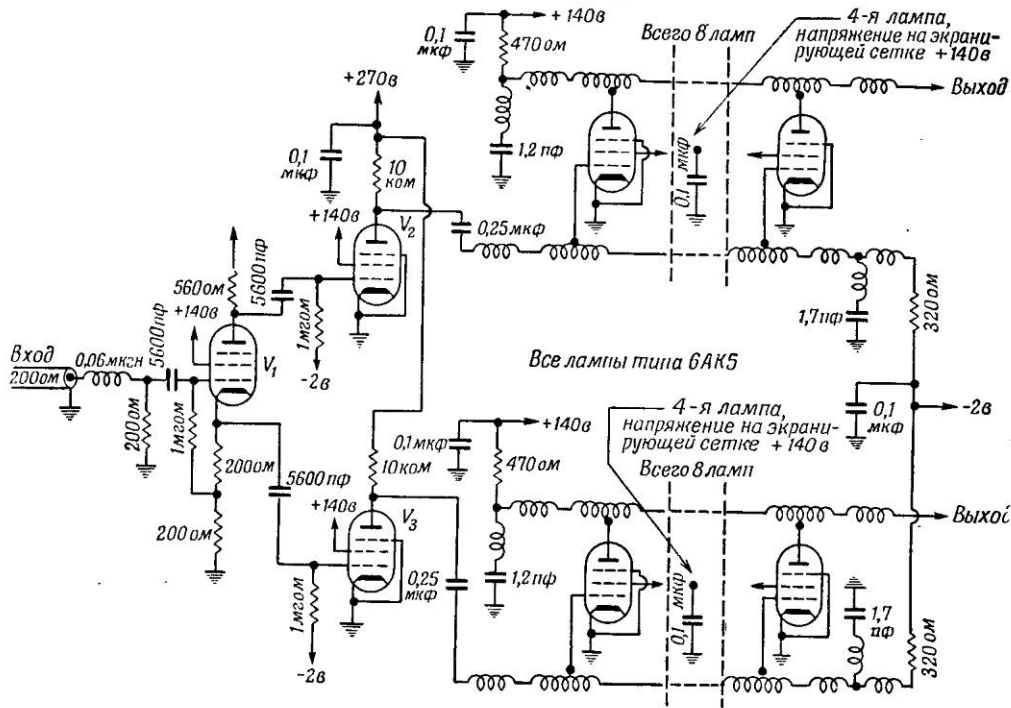


Фиг. 74. Конструкция линий задержки.

Все катушки намотаны на полистироловых сердечниках диаметром 6,3 мм. Рядом с катушками указаны числа витков. Расстояние между катушками равно 25 мм.

с этим сопротивлением включена небольшая индуктивность для компенсации емкости, шунтирующей нагрузку. Инверсный каскад на лампе  $V_1$  рассчитан таким образом, чтобы в диапазоне усиливаемых частот не вносить заметных искажений переднего фронта импульса на выходе. К инверсному каскаду подключены две лампы  $V_2$  и  $V_3$ , к выходу которых подключены сеточные линии выходного пушпульного каскада. Импедансы сеточных линий являются нагрузками ламп  $V_2$  и  $V_3$ . Нагрузка на входных концах этих линий отсут-

<sup>1)</sup> Некоторые конструкторы применяют свободно крепящиеся спирали из толстой проволоки, рассчитанные таким образом, чтобы обеспечить соответствующее значение коэффициента связи между соседними секциями. Однако кажется очевидным, что наилучшей механической прочностью обладают спирали, изготовленные из более тонкой проволоки, намотанной на специальный каркас из изолятора, снабженный нарезкой.



Фиг. 75. Главный усилитель с распределенным усилением, оканчивающийся пушпульным выходом.

ствуется. Это возможно в том случае, когда выходной конец линии нагружен на согласованное сопротивление и отражение от него отсутствует. Анодные линии подключены непосредственно к отклоняющим пластинам электронно-лучевой трубки без какого бы то ни было дополнительного сопротивления. При этом коэффициент усиления возрастает вдвое, но регулировка нагрузки на входе усилителя становится более критичной.

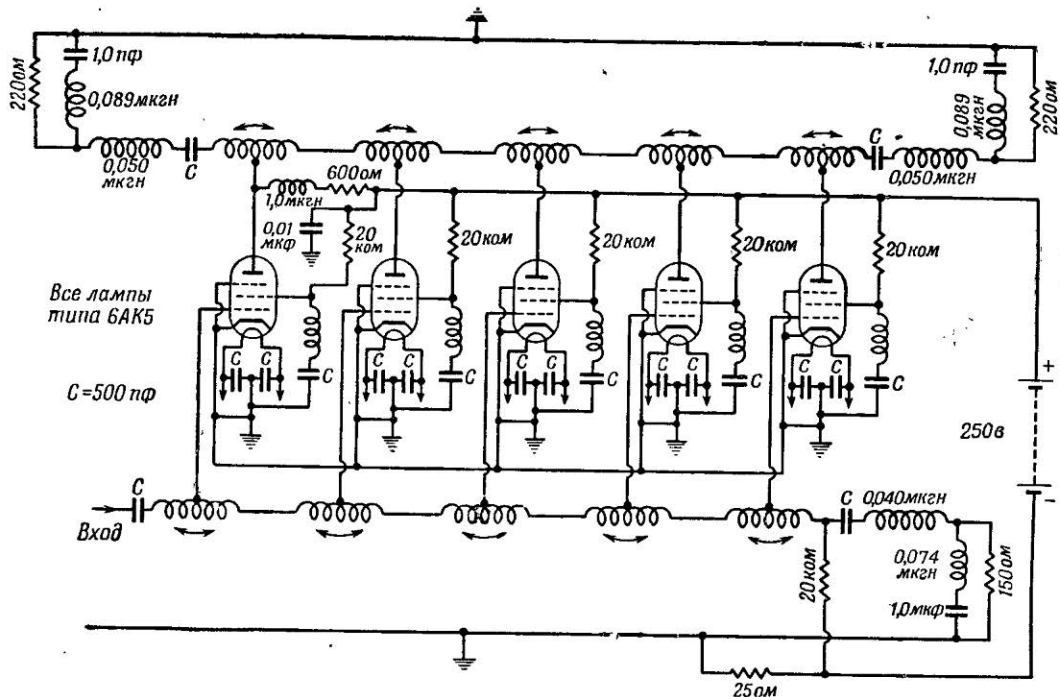
Удовлетворительная работа схемы достигается, если экранирующие сетки ламп в каждом каскаде включены параллельно и соединены с землей через один конденсатор, помещенный в середине каскада. В главном усилителе необходима экранировка между анодной и сеточной линиями; в предварительном усилителе такой экранировки не требуется.

Конструктивные детали линий задержки показаны на фиг. 74. Небольшие емкости 1,2 и 1,7 *пф*, входящие в анодную и сеточную линии соответственно, образуются скрученными отрезками проволоки, из которых один соединен с землей, а другой представляет собой продолжение обмотки соответствующей катушки.

Затухание в линии (вследствие входной проводимости ламп) и наличие неустранимой собственной емкости нагрузки требуют включения некоторой индуктивности последовательно с нагрузкой сеточной линии. Было найдено подходящее значение этой индуктивности 0,1 *мкгн*; эта индуктивность может быть выполнена в виде небольшой катушки из 11 витков проводом диаметром 0,40 *мм* на сердечнике из диэлектрика диаметром 2,5 *мм*.

Главный усилитель обеспечивает усиление порядка 40 при длительности переднего фронта импульса 5 *ммксек*. При совместной работе предварительного и главного усилителей достигается усиление 1000 при времени нарастания импульса 6,3 *ммксек*.

б) *Усилитель с полосой пропускания 400 мгц*. На фиг. 76 изображена схема усилителя, обеспечивающего усиление по напряжению 2,8 в диапазоне частот от нескольких мегагерц до почти 400 *мгц*. В сеточной и анодной линиях используются секции *т*-фильтра. Фильтр в сеточной цепи обладает характеристическим импедансом 150 *ом* и индуктивностью катушки 0,138 *мкгн*. Индуктив-



Фиг. 76. Усилитель с распределенным усилением с полосой пропускания 400 мГцц (по Веберу).



ность каждой половины катушки равна 0,049 мкГн, а коэффициент взаимной индукции между секциями равен 0,020 мкГн. Соответствующие значения этих элементов для анодной линии с характеристическим импедансом 220 Ом следующие: 0,167, 0,059 и 0,024 мкГн.

Получение требуемого коэффициента связи между соседними секциями встречает затруднения, и катушки как в сеточной, так и анодной линиях (закрепленные свободно спирали из толстого провода) выполнены таким образом, что последние витки расположены внутри всей остальной спирали. Длина выводов минимальна.

Входная проводимость лампы уменьшена при помощи методики, описанной в п. 2 „в“ настоящего параграфа. Катодная „линия“ состоит из двух проводов диаметром 1,25 мм, расположенных параллельно на расстоянии примерно 6 мм друг от друга. Компенсирующая последовательная индуктивность в цепи экранирующей сетки образована за счет выводов (длиной 1,25 см) блокировочного конденсатора; оптимальная величина этой индуктивности подбирается экспериментально. В усилителе не применялись никакие экраны между сеточной и анодной линиями; были экранированы лишь некоторые лампы.

Измеренная длительность нарастания импульса меньше 2 мксек.

## § 5. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЛАМПЫ

**1. Лампы с линиями передачи.** Приведем некоторые соображения о возможности построения широкополосных усилителей на частоты выше 400 мГц с использованием специальных ламп, основанных на принципах действия линий передач. Персивал предложил выполнить анодную и сеточную линии в виде спиралей, расположенных коаксиально и окружающих катод в виде длинного прямого цилиндра. Лампа может иметь также экранирующую и антидинаotronную сетку цилиндрической формы. Все это заключено в эвакуированный баллон, с обоих концов которого сделаны выводы. Электроны движутся радиально от катода через управляющую и другие сетки к аноду обычным образом; лампа ведет себя точно так же, как описанный выше усилитель с распределенным усилением, если пренебречь

связью между витками. Улучшение частотных параметров определяется следующими причинами: 1) параметры линии являются действительно распределенными и 2) исключается вопрос о влиянии индуктивности катодного ввода, так как сам катод является одним из проводников линии передачи.

Льюис [239] провел анализ с использованием теории цепей, в котором учитывается индуктивная и емкостная связь между анодной и сеточной катушками. Влияние электронов учитывается введением параллельно включенной проводимости на единицу длины между двумя спиралями и распределенного шунтирующего сопротивления между каждым витком и землей (катодом). Было установлено, что волны могут распространяться с двумя скоростями, величины которых в общем различны. Более быстрая волна характеризуется синфазностью напряжения сигнала в сеточной и анодной линиях; для менее быстрой волны эти напряжения находятся в противофазе. Характеристические импедансы, связанные с этими двумя типами волн, различны для одной и той же линии и уменьшаются до некоторой величины, которая является активной и не зависит от частоты, если витки спирали намотаны в различных направлениях (в концентрической системе) и коэффициенты связи за счет индуктивностей и емкостей равны. При этом принципиально возможно полное согласование лампы.

Было найдено, что сигналы, распространяющиеся в том или другом направлении и обладающие противоположными фазами, усиливаются вдоль линии по экспоненциальному закону, а синфазные колебания затухают согласно тому же закону. Колебания этих видов подводятся к сеточной и анодной линиям одновременно и усиливаются (или ослабляются) в обеих линиях до одной и той же величины.

Преимущества таких ламп заключаются в следующем: 1) значительно большее усиление при том же значении высокого напряжения питания; 2) возможность получения пушпульного выхода при несимметричном входе и 3) обратимый характер устройства, который дает возможность применять его в качестве широкополосного усилителя в системах двухсторонней связи.

Высокочастотная граница применения этого устройства обуславливается фазовыми искажениями в спиральных линиях и влиянием времени пролета электронов. Конструктивное

выполнение очень малого зазора между катодом и сеткой, принимая во внимание значительную длину лампы, встречает серьезные затруднения. Лампа может генерировать, если произведение коэффициентов отражения от двух концов на коэффициент усиления в обоих направлениях превышает единицу. Согласование лампы в широком диапазоне частот представляет собой одну из основных проблем, и конструкция лампы должна быть весьма тщательной, чтобы исключить возможность отражений от различных неоднородностей по длине лампы. Анализ показывает также наличие низкочастотной границы системы, что при некоторых применениях является недостатком.

Другой путь конструирования лампы предполагает устранение связи между анодной и сеточной линиями. При этом исключается возможность генерации вследствие несовершенного согласования, уменьшаются трудности конструктивного выполнения ламп и, кроме того, отсутствует низкочастотная граница полосы усиливаемых частот. Однако расстояние между катодом и сеткой должно быть также малым и, кроме того, необходимая мощность питания не должна уменьшаться. Теоретическое и экспериментальное исследование ламп описанного типа приведено в работах Фаулера [240, 241]<sup>1)</sup>.

**2. Лампы с бегущей волной.** В настоящее время хорошо известны теория и параметры ламп с бегущей волной [242, 243]. Эти лампы обладают высоким коэффициентом усиления и широкой полосой пропускания, однако их низкочастотный предел соответствует частоте порядка 1000 мгц. Такие лампы предназначаются для работы в сверхвысокочастотных устройствах, и в настоящее время вряд ли имеется возможность использовать их в области миллимикросекундных импульсов.

В этой лампе используется прямой пучок электронов, движущихся с большой скоростью. Между пучком и сигналом, распространяющимся по специальной замедляющей системе, расположенной вблизи электронного пучка, возникает взаимодействие. Входные и выходные клеммы расположены

<sup>1)</sup> Сведения о связанных системах см. также в литературе, указанной в гл. III, § 6.

по обе стороны замедляющей системы; склонность к самовозбуждению в результате рассогласования может быть исключена путем введения затухания. Вводимое затухание оказывает влияние как на падающую, так и на отраженную волны и, таким образом, оказывает двойной эффект с точки зрения предотвращения самовозбуждения; с точки зрения получения желательного напряжения на выходе затухание оказывает влияние только один раз — на падающую волну. Таким образом, большое усиление и стабильность в этой лампе не являются несовместимыми, так же как и в случае ламп с линиями передачи.

Дальнейшие исследования [244], несомненно, будут направлены на заполнение промежутка между усилителями с распределенным усилением на обычных лампах и лампами с бегущей волной, используемыми на сверхвысоких частотах.

## Глава VI

# ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ОСЦИЛЛОГРАФЫ

### § 1. ВВЕДЕНИЕ

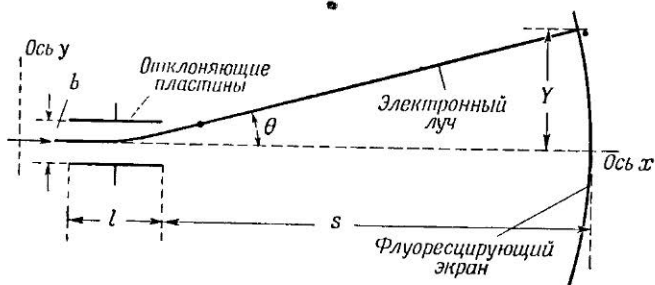
Электронно-лучевой осциллограф незаменим при работах в области миллимикросекундных импульсов для изучения схем и наблюдения формы импульсов, действующих в таких схемах. Кроме того, осциллограф часто оказывается наиболее удобным прибором для измерения интервалов между импульсами, относительных значений амплитуд и формы импульсов. В частности, если исследуются однократные импульсные процессы, то осциллограф, снабженный фотографической камерой, является единственным удобным прибором, позволяющим провести точный анализ формы импульсов. При исследовании формы импульсов, особенно в случае работы с импульсами очень малой длительности, необходимо принимать серьезные меры предосторожности для получения достоверных осциллограмм. Наличие в схемах паразитных емкостей и индуктивностей может легко привести к непредвиденным искажениям и, следовательно, к увеличению ошибок при измерениях длительности и амплитуды импульсов.

В начале этой главы рассматриваются осциллографы, применяемые для развертки и записи однократных импульсов, а затем осциллографы и развертывающие устройства для наблюдения повторяющихся импульсов. Как мы увидим ниже, последняя проблема оказывается значительно легче предыдущей. В обоих случаях основная задача заключается в подборе электронно-лучевой трубки, которая поэтому и рассматривается в первую очередь. Далее описываются схемы временных разверток и другие схемы, употребляемые в технике осциллографирования. Наконец, в главе содержится описание метода опорных импульсов, который может быть использован при работе с регулярно повторяющимися импульсами.

## § 2. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ

При расчете электронно-лучевой трубки для регистрации однократных импульсов очень малой длительности важное значение имеет целый ряд факторов.

**1. Ограничения, налагаемые временем пролета электронов.** В обычных электронно-лучевых трубках размеры отклоняющих пластин и скорость движения электронов



Фиг. 77. Отклонения луча в электронно-лучевой трубке.

таковы, что время пролета электронов через отклоняющую систему имеет порядок 1—10 мксек. Если в течение этого времени напряжение отклоняющих пластин заметно изменяется, то изображение, развертываемое на экране трубки, не будет соответствовать истинной форме напряжения, подводимого к отклоняющим пластинам. Покажем роль этого эффекта в случае, когда на отклоняющие пластины подаются напряжения простейших форм (фиг. 77). Эта задача может быть упрощена, если предположить, что электростатическое поле, действующее на электронный луч, равномерно по всей длине отклоняющих пластин, и крайним эффектом можно пренебречь. Кроме того, мы будем считать, что диаметр электронного луча мал по сравнению с расстоянием между пластинами.

Для скорости одиночного электрона, движущегося через отклоняющую систему, имеем

$$\text{Осевая скорость электрона} = \frac{dx}{dt} = v_x \quad (6.1)$$

(не зависит от отклоняющего напряжения) и

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{E}{b} e, \quad (6.2)$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона соответственно.

а) *Случай импульсного напряжения.* В качестве первого случая предположим, что к пластинам в момент времени  $t=0$  приложено ступенчатое напряжение с амплитудой  $E$  и электрон входит и выходит из отклоняющей системы в момент времени  $t_1$  и  $t_2$  соответственно.

Для момента времени, когда электрон покидает отклоняющее поле, сообщившее ему поперечную скорость  $v_y$ , выражение (6.2) может быть записано в виде

$$v_y = \int_{t_1}^{t_2} \frac{E}{b} \frac{e}{m} dt = \frac{E}{b} \frac{e}{m} t_r, \quad (6.3)$$

где  $t_r = t_2 - t_1$  — время пролета электрона через отклоняющую систему.

Если электрон находится между отклоняющими пластинами в то время, когда к ним приложено напряжение (т. е.  $t_1 < 0$ ), то его поперечная скорость на выходе системы определяется выражением

$$v_y = \int_0^{t_2} \frac{E}{b} \frac{e}{m} dt = \frac{E}{b} \frac{e}{m} t_2. \quad (6.4)$$

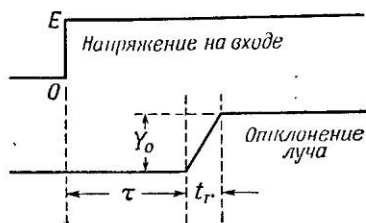
Результирующее отклонение  $Y$  на экране трубки при малых значениях угла  $\theta$  равно

$$Y = s\theta = \frac{sv_y}{v_x}. \quad (6.5)$$

Полное выражение для  $Y$  как функции времени  $t$  при подведении ступенчатого напряжения запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} Y &= 0 && \text{для } t < \tau, \\ Y &= \frac{E}{b} \frac{e}{m} \frac{s}{v_x} (t - \tau) && \text{для } \tau < t < \tau + t_r, \\ Y &= \frac{E}{b} \frac{e}{m} \frac{s}{v_x} t_r = Y_0 && \text{для } t > \tau + t_r, \end{aligned}$$

где  $\tau$  — время пролета электрона от отклоняющих пластин до экрана.



Фиг. 78. Искажения изображения ступенчатого напряжения вследствие влияния времени пролета электронов

На фиг. 78 показаны форма приложенного напряжения и картина на экране осциллографа. Из этой фигуры видно, что время пролета через отклоняющую систему  $t_r$  налагает ограничение на крутизну фронта рассматриваемого импульса.

б) *Случай синусоидального напряжения.* Предположим, что отклоняющее напряжение имеет вид

$$E = E_0 \sin \omega t.$$

Тогда на основании выражения (6.3) получим

$$v_y = 2 \frac{E_0}{\omega b} \frac{e}{m} \sin \frac{\omega}{2} (t_1 + t_2) \sin \frac{\omega t_r}{2}.$$

Отклонение  $Y$  на экране трубки равно

$$Y = 2 \frac{s}{v_x} \frac{E_0}{\omega b} \frac{e}{m} \sin \frac{\omega}{2} (t_1 + t_2) \sin \frac{\omega t_r}{2}.$$

Это отклонение представляет собой синусоиду, соответствующую по частоте отклоняющему напряжению, с амплитудой, определяемой выражением

$$Y_0(\omega) = E_0 \frac{2se}{\omega v_x b m} \sin \frac{\omega t_r}{2}.$$

Если  $\omega \rightarrow 0$ , то

$$Y_0(\omega) \rightarrow E_0 \frac{se}{v_x b m} t_r = Y_0(0);$$

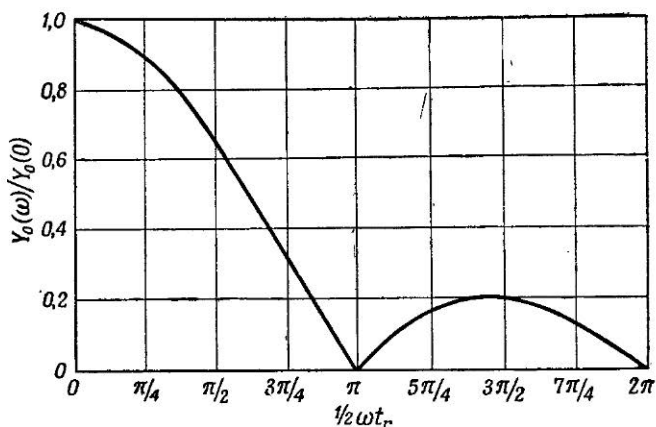
следовательно,

$$\frac{Y_0(\omega)}{Y_0(0)} = \frac{\sin \frac{\omega t_r}{2}}{\frac{\omega t_r}{2}}, \quad (6.6)$$

т. е. чувствительность по отклонению постепенно приближается к нулю при увеличении частоты от некоторой малой величины. На более высоких частотах чувствительность снова



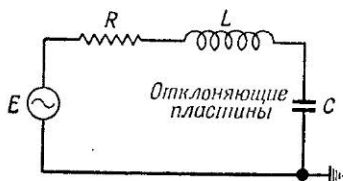
возрастает, как это показано на фиг. 79. Таким образом, при использовании электронно-лучевой трубки для измерения амплитуды синусоидальных колебаний высокой частоты это уменьшение чувствительности по отклонению должно быть принято во внимание при калибровке по амплитуде.



Фиг. 79. Искажения изображения синусоидального напряжения вследствие влияния времени пролета электронов.

**2. Вводы к отклоняющим пластинам.** В случае использования электронно-лучевой трубки для наблюдения импульсов с крутыми фронтами или синусоидальных напряжений высокой частоты следует стремиться к тому, чтобы индуктивность проводов, подводящих исследуемое напряжение к отклоняющим пластинам, была как можно меньше. Обычный метод введения этих проводов через цоколь неприемлем в случае указанных применений электронно-лучевой трубки; вводы к отклоняющим пластинам в этом случае должны впаиваться в стеклянный баллон в непосредственной близости от отклоняющих пластин. Приводимый ниже простой анализ цепи показывает, что при определении наибольшей крутизны фронта импульса или наивысшей частоты синусоидального напряжения, которые еще могут быть развернуты без нежелательных искажений, влияние индуктивности вводов не менее важно, чем влияние времени пролета электронов.

Эквивалентная схема отклоняющей системы показана на фиг. 80, где  $R$  — суммарное сопротивление внешней цепи, включая внутреннее сопротивление генератора отклоняющего напряжения.



Фиг. 80. Эквивалентная схема отклоняющей системы.

а) *Случай импульсного напряжения.* Предположим, что к схеме приложено ступенчатое напряжение <sup>1)</sup> с амплитудой  $E$ . Тогда изображение Лапласа для напряжения на отклоняющих пластинах имеет вид

$$\bar{V} = \frac{E}{p(p^2 LC + pR + 1)}.$$

Если  $R$  меньше критического значения демпфирующего сопротивления, то решение этого уравнения (см. табл. 1) таково:

$$V = E \left[ 1 - e^{-\alpha t} \left( \frac{\alpha}{\beta} \sin \beta t + \cos \beta t \right) \right], \quad (6.7)$$

где

$$\alpha = \frac{R}{2L},$$

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}.$$

В практических случаях мы выбираем сопротивление  $R$  такой величины, чтобы время нарастания результирующего напряжения на отклоняющих пластинах было как можно меньше и выброс выше амплитуды входного напряжения  $E$  был не слишком большим. Хорошее компромиссное решение получается, если  $\alpha/\beta$  равно единице. При этом величина выброса равна приблизительно 40%. Если  $\alpha/\beta = 1$ , то

$$R = \sqrt{\frac{2L}{C}}.$$

<sup>1)</sup> Эта форма входного напряжения рассматривается нами раньше синусоидальной потому, что для нас представляет больший интерес импульсное напряжение, чем гармоническое. Мы также хотим определить подходящее значение демпфирующего сопротивления для случая и пульсного напряжения, прежде чем анализировать случай синусоидального напряжения.

Используя выражение для резонансной частоты

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}},$$

получаем

$$R = \frac{1}{\sqrt{2\pi} f_0 C} = \frac{0,22}{f_0 C}. \quad (6.8)$$

Это последнее выражение может быть использовано для оценки необходимого значения  $R$ ; величины  $C$  и  $f_0$  могут быть измерены для данной электронно-лучевой трубки. При этом значении демпфирующего сопротивления

$$\alpha = \beta = \frac{R}{2L} = \frac{1}{CR} = \frac{1}{T},$$

где

$$T = CR.$$

Таким образом, отклоняющее напряжение

$$V = E \left[ 1 - e^{-t/T} \left( \cos \frac{t}{T} + \sin \frac{t}{T} \right) \right]. \quad (6.9)$$

В тот момент, когда  $V = E$ , для переднего фронта импульса имеем

$$\cos \frac{t}{T} + \sin \frac{t}{T} = 0.$$

Следовательно,

$$t = \frac{3\pi}{4} T = 2,3T. \quad (6.10)$$

Это дает возможность оценить время нарастания напряжения, развертываемого на экране электронно-лучевой трубки. Форма соответствующей кривой изображена на фиг. 81 ( $t_r/T = 0$ ).

б) *Случай синусоидального напряжения.* Рассмотрим случай, когда на входе действует напряжение синусоидальной формы с действительной амплитудой  $E_0$ . Комплексная амплитуда напряжения, действующего на отклоняющих пластинах, определяется выражением

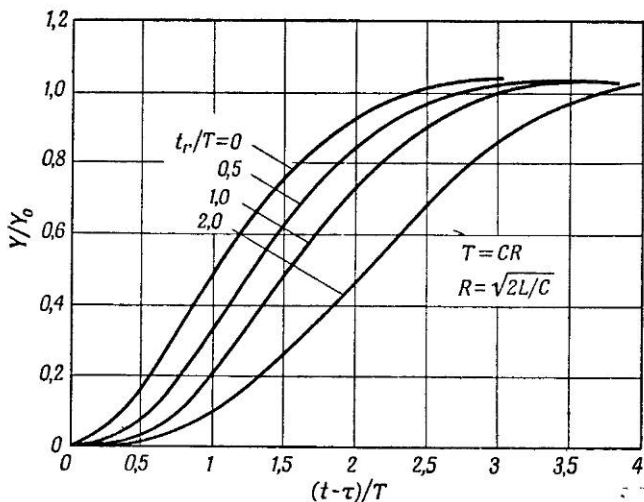
$$\bar{V}_0 = \frac{1}{j\omega C R + (1 - \omega^2 LC)} E_0.$$

Если предположить, что демпфирующее сопротивление  $R$  выбрано такой же величины, как и для приведенного выше

случая импульсного напряжения, то пиковое значение отклоняющего напряжения равно

$$V_0(\omega) = E_0 \left( 1 + \frac{1}{4} \omega^4 T^4 \right)^{-1/2}, \quad (6.11)$$

где мы написали  $V_0(\omega)$ , чтобы подчеркнуть зависимость  $V_0$  от частоты. Развертываемое напряжение имеет синусоидальную



Фиг. 81. Искажения изображения ступенчатой функции вследствие влияния времени пролета электронов и параметров схемы.

$t_r$  — время пролета между пластинами.  $\tau$  — время пролета от пластин до экрана.

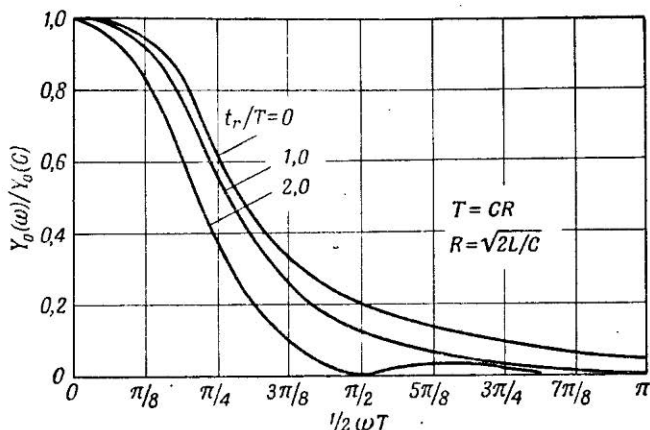
форму с результирующей амплитудой, пропорциональной этой величине, и с фазовым сдвигом относительно входного напряжения.

На низких частотах  $V_0(\omega) \rightarrow E_0$ ; следовательно,

$$\frac{V_0(\omega)}{V_0(0)} = \frac{Y_0(\omega)}{Y_0(0)} = \left( 1 + \frac{1}{4} \omega^4 T^4 \right)^{-1/2}. \quad (6.12)$$

Эта зависимость, изображенная на фиг. 82 ( $t_r/T = 0$ ), показывает, как чувствительность по отклонению электронно-

лучевой трубки уменьшается при увеличении частоты вследствие влияния индуктивностей и емкостей в цепях отклоняющей системы.



Ф и г. 82. Искажения изображения синусоидального напряжения вследствие влияния времени пролета электронов и параметров схемы.

**3. Общие частотные ограничения обычных отклоняющих систем.** В п. 1 и 2 настоящего параграфа был дан простой анализ влияния времени пролета электронов и индуктивности вводов отклоняющей системы в случае ступенчатого и синусоидального напряжений. При использовании обычных электронно-лучевых трубок оба эти фактора влияют таким образом, что оказывается необходимым учитывать их суммарное воздействие. Следует отметить, что влияние этих факторов на работу электронно-лучевой трубки независимо.

а) *Случай импульсного напряжения.* Напряжение, действующее на отклоняющих пластинах электронно-лучевой трубки, определяется выражением (6.9). Подставляя уравнение (6.9) в (6.3), получаем

$$v = \int_t^{t_2} \frac{E}{b} \frac{e}{m} \left[ 1 - e^{-t/T} \left( \cos \frac{t}{T} + \sin \frac{t}{T} \right) \right] dt.$$

Производя интегрирование, находим

$$v_y = \frac{E}{b} \frac{e}{m} \left[ t + T e^{-t/T} \cos \frac{t}{T} \right]_{t_1}^{t_2}.$$

Отклонение пятна на экране электронно-лучевой трубки определяется выражением

$$Y = \frac{sv_y}{v_x} = \frac{E}{b} \frac{e}{m} \frac{s}{v_x} \left[ t + T e^{-t/T} \cos \frac{t}{T} \right]_{t_1}^{t_2}. \quad (6.13)$$

Нижний предел интеграла  $t_1$  в этом выражении заменяется нулем в том случае, если ступенчатое напряжение прикладывается в тот момент, когда электрон находится между отклоняющими пластинами.

Полное выражение для отклонения  $Y$  в функции времени  $t$  при подаче ступенчатого напряжения имеет вид

$$Y = 0 \quad \text{для } t < \tau,$$

$$Y = \frac{E}{b} \frac{e}{m} \frac{s}{v_x} \left[ (t - \tau) - T + T e^{-(t-\tau)/T} \cos \frac{t-\tau}{T} \right]$$

для  $\tau < t < \tau + t_r$ ,

$$Y = \frac{E}{b} \frac{e}{m} \frac{s}{v_x} \left[ t_r + T e^{-(t-\tau)/T} \left( \cos \frac{t-\tau}{T} - e^{t_r/T} \cos \frac{t-\tau-t_r}{T} \right) \right]$$

для  $t > \tau + t_r$ .

Форма напряжения на экране трубки для такого импульсного напряжения показана на фиг. 81; разные кривые соответствуют различным значениям времени пролета.

б) *Случай синусоидального напряжения.* Рассматривая совместно выражения (6.11) и (6.6), получаем

$$\frac{Y_0(\omega)}{Y_0(0)} = \frac{\sin \frac{\omega t_r}{2}}{\frac{\omega t_r}{2}} \left( 1 + \frac{1}{4} \omega^4 T^4 \right)^{-1/2}. \quad (6.14)$$

Кривые для различного значения времени пролета  $t_r$  показаны на фиг. 82. Частотная характеристика отклоняющей системы обычной электронно-лучевой трубки и минимальное время нарастания импульсного напряжения могут быть определены при помощи графиков, изображенных на фиг. 81 и 82.

Влияние времени пролета и индуктивности вводов отклоняющей системы можно оценить при помощи следующих

численных значений, которые были измерены на электронно-лучевой трубке, предназначенной для наблюдения миллисекундных импульсов:

Емкость отклоняющих пластин . . . . .	$C = 6$ пф.
Резонансная частота . . . . .	$f_0 = 250$ мггц.
Время пролета . . . . .	$t_r = 1,3$ мксек. (приблизительно)
	$T = CR = 1$ мксек. [уравнение (6.8)].
Необходимое значение демпфирующего сопротивления . . . . .	$R = 160$ ом.

Таким образом,  $T$  и  $t_r$  близки по величине и эквивалентны с точки зрения влияния на величину времени нарастания импульса. Для этой электронно-лучевой трубки минимальное время нарастания развертываемого напряжения при подаче на вход напряжения ступенчатой формы составляет около 2 мксек., если измерять время нарастания между уровнями, соответствующими 10 и 90% амплитудного значения. В случае подачи на вход синусоидального напряжения с частотой 200 мггц чувствительность по отклонению составляет 0,7 чувствительности на низких частотах.

в) *Форма напряжения развертки.* Другим важным случаем, подлежащим рассмотрению, является подача к отклоняющим пластинам развертывающего напряжения. Предположим, что напряжение, получаемое от схемы генератора развертки, имеет форму

$$E = 0 \quad \text{для } t < 0,$$

$$E = Kt \quad (\text{где } K \text{ — некоторая постоянная}) \quad \text{для } t \geq 0.$$

Тогда напряжение  $V$ , приложенное непосредственно к отклоняющим пластинам, определится выражением

$$\bar{V} = \frac{K}{p^2(p^2LC + pCR + 1)}.$$

Проведя обратное преобразование, получим

$$V = K \left[ (t - T) + e^{-at} \left( \frac{\alpha T - 1}{\beta} \sin \beta t + T \cos \beta t \right) \right], \quad (6.15)$$

где

$$\alpha = \frac{R}{2L},$$

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}},$$

$$T = CR$$

и

$$V = 0, \quad \frac{dV}{dt} = 0 \quad \text{при} \quad t = 0.$$

Если мы теперь снова выберем значение сопротивления  $R$  несколько ниже критического, как в п. 2, „а“ настоящего параграфа, то решение уравнения (6.15) запишется в виде

$$V = K \left[ t - T \left( 1 - e^{-t/T} \cos \frac{t}{T} \right) \right].$$

Эффект искажения, полученный за счет влияния времени пролета, будет учтен, если найденное выражение подставить в уравнение (6.3). Произведя интегрирование, получим

$$v_y = \frac{K}{b} \frac{e}{m} \left[ \frac{1}{2} t^2 - Tt + \frac{1}{2} T^2 e^{-t/T} \left( \sin \frac{t}{T} - \cos \frac{t}{T} \right) \right]_{t_1}^{t_2} \quad (6.16)$$

для  $t_1 > 0$ .

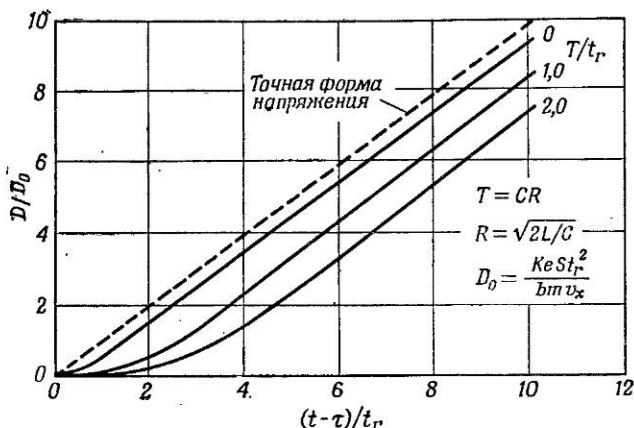
Результирующее отклонение  $D$  на экране электронно-лучевой трубки в зависимости времени  $t$ , отсчитываемого после начала развертки, может быть получено так же, как в п. 1, „а“ настоящего параграфа.

Этот результат в виде графиков изображен на фиг. 83. Из фиг. 83 видно, что основной эффект, вносимый индуктивностью катодных вводов и временем пролета электронов, заключается в появлении временной задержки между началом развертывающего напряжения и временем установления постоянной скорости движения луча. Развертывающее напряжение почти линейно, за исключением короткого отрезка в начале развертки.

Практически в электронно-лучевых трубках параметры отклоняющих пластин, на которые подается развертывающее напряжение, того же порядка, что и параметры сигнальных отклоняющих пластин. Искажения временной развертки, таким образом, значительно менее важны, так как длительность импульса развертывающего напряжения обычно, по



крайней мере в 10 раз больше времени нарастания развертываемых импульсов. Выше была приведена эквивалентная схема цепи, упрощенная за счет введения сосредоточенных элементов. Однако эти допущения вполне справедливы в практических случаях, и результаты анализа дают возможность правильно представить частотные характеристики отклоняющей системы.



Фиг. 83. Искажения изображения пилообразного напряжения вследствие влияния времени пролета и параметров схемы.

**4. Методы уменьшения искажений изображения за счет отклоняющей системы.** В предыдущих параграфах мы установили, что как время пролета, так и реактивности вводов отклоняющей системы налагают ограничения на использование электронно-лучевых трубок на высоких частотах. Следовательно, при работе с очень короткими импульсами влияние этих факторов должно быть по возможности уменьшено. Для этой цели применяются два основных устройства, описываемых ниже.

*а) Трехлучевой микроосциллограф Ли.* Ли [245] сконструировал электронно-лучевую трубку, в которой время пролета электронов через отклоняющую систему было уменьшено за счет большой скорости движения электронов (ускоряющее

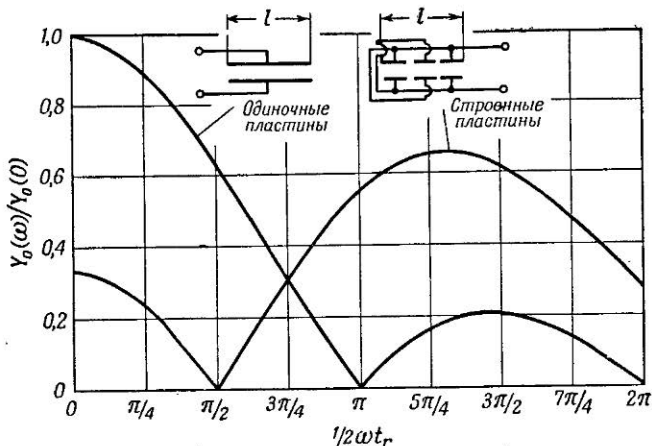
напряжение 50 кВ) и малой длины пластин. Кроме того, были предприняты специальные меры с целью уменьшения до минимума индуктивности вводов отклоняющей системы. Благодаря этим мероприятиям полоса пропускания осциллографа увеличилась до 8600 мГц со спадом на 3 дБ относительно максимума.

Недостаток этой конструкции заключается в значительном уменьшении чувствительности по отклонению, как это можно видеть из выражения (6.5) (отклонение прямо пропорционально времени пролета электронов и обратно пропорционально их скорости). Эти недостатки были устранены в конструкции Арденне [246] за счет уменьшения диаметра электронного луча до такого размера, что на экране трубки получалось пятно очень малого диаметра (0,01 мм). Чувствительность по отклонению может быть выражена как величина напряжения на отклоняющих пластинах, необходимого для отклонения луча на расстояние, равное диаметру пятна (см. п. 5 настоящего параграфа). Благодаря уменьшению диаметра электронного луча в трубке Арденне оказалось возможным получить чувствительность по отклонению порядка 10 в на ширину пятна. При этом вследствие очень малых размеров изображения экран следует рассматривать через небольшой микроскоп.

*б) Отклоняющие системы с бегущей волной.* Эти системы применяются для получения высокой чувствительности при одновременном увеличении полосы пропускания.

В большинстве случаев амплитуда импульсных напряжений сравнительно мала, и требуется значительное усиление для того, чтобы импульс, развертываемый на экране осциллографа, был достаточной величины, необходимой для измерительных целей. Основные усилительные устройства, используемые для этих целей, были описаны в гл. V. Если для получения необходимого отклонения на экране требуется высокое напряжение, то возникает необходимость использования большого числа ламп и потребления значительной мощности постоянного тока. Поэтому большую ценность представляют методы повышения чувствительности трубки. В тех случаях, когда амплитуда сигнала достаточна для получения требуемого отклонения, применение системы с бегущей волной ввиду ее сложности оказывается неоправданным.

При создании отклоняющих систем с широкой полосой пропускания стремятся к сокращению времени пролета электронов и принимают специальные меры для уменьшения реактивности вводов. Первое легко достигается путем уменьшения длины отклоняющих пластин. Для компенсации потери чувствительности по отклонению в некоторых случаях могут



Ф и г. 84. Искажения изображения синусоидального напряжения вследствие влияния времени пролета электронов для обычной и строенной отклоняющих систем.

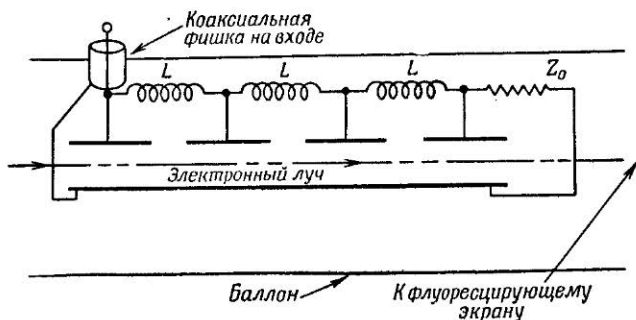
быть использованы несколько пар коротких отклоняющих пластин, расположенных друг за другом вдоль оси электронного луча и соединенных соответствующим образом.

Длина пластин, соединенных как показано на фиг. 84, должна быть такой, чтобы время пролета электронов через одну пару пластин было приблизительно равно половине периода разворачиваемого синусоидального напряжения высокой частоты. В этом случае отклонения луча, создаваемые каждой парой пластин, следующих друг за другом, складываются и результирующая чувствительность равна числу пар пластин, умноженному на чувствительность одной пары. Хольман [247], исследовавший это устройство, получил следующую зависимость чувствительности от частоты для

системы с тремя парами пластин:

$$\frac{Y_0(\omega)}{Y_0(0)} = \frac{\sin \frac{\omega t_r}{2} - 2 \sin \frac{\omega t_r}{6}}{\frac{\omega t_r}{2}}, \quad (6.17)$$

где  $t_r$  — суммарное время пролета электронов через три пары пластин. Эта зависимость графически изображена на фиг. 84 вместе с соответствующими кривыми для одной пары пластин [выражение (6.6)], длина которых равна общей



Фиг. 85. Схематическое изображение отклоняющей системы с бегущей волной.

длине системы с тремя парами пластин. Из этого графика видно, что описываемое устройство дает заметный выигрыш, однако только в диапазоне частот, для которого оно рассчитано.

Пирс [248] в своих работах по исследованию отклоняющей системы с бегущей волной показал, каким образом должны быть модифицированы подобные отклоняющие системы для работы в широком диапазоне частот; при этом оказывается возможным использовать такую трубку для развертывания миллимикросекундных импульсов. Емкости между отклоняющими пластинами (фиг. 85) совместно с небольшими подключенными к ним индуктивностями образуют линию типа фильтра низких частот (см. гл. II, § 4). Параметры этой линии выбираются таким образом, чтобы скорость распространения импульса по ней равнялась скорости движения электронного луча. В идеальном случае каждый отдельный от-

резок луча, двигаясь вдоль отклоняющей системы, подвергается воздействию одного и того же отклоняющего поля, так что искажения, вызванные временем пролета, отсутствуют. Это имеет место в том случае, если длина отклоняющих пластин очень мала, однако на практике наименьшая длительность нарастания импульса, которая еще может быть развернута, ограничивается временем пролета электронов через каждую пару пластин, а также частотной характеристикой фильтра низких частот.

Основные расчетные соотношения приведены в гл. II, § 4, п. 1. Напомним некоторые соотношения, которые помогут читателю понять работу описываемой отклоняющей системы:

$$f_c = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}},$$

$$T = \sqrt{LC},$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Здесь  $L$  и  $C$  — соответственно индуктивность и емкость ячейки фильтра (предполагается фильтр с постоянным  $k$ ),  $f_c$  — частота среза фильтра,  $T$  — время задержки секции фильтра,  $Z_0$  — характеристический импеданс.

Из этих соотношений можно получить

$$f_c = \frac{1}{\pi T}, \quad (6.18)$$

$$T = CZ_0. \quad (6.19)$$

Уравнение (6.6) и фиг. 79 показывают, что чувствительность вследствие влияния времени пролета падает до величины

$$\frac{Y_0(\omega)}{Y_0(0)} = 0,7,$$

если  $\omega t_r/2 \approx 1,5$ . Эта величина соответствует частоте

$$f = \frac{1,5}{\pi t_r}. \quad (6.20)$$

Система рассчитывается так, что  $T \approx t_r$ . Таким образом, сопоставляя выражения (6.18) и (6.20), мы видим, что уменьшение чувствительности на высоких частотах вследствие влияния времени пролета электронов через одну пару пластин

всегда значительно менее серьезно, чем из-за влияния частоты среза частотной характеристики отклоняющей системы.

Выражение (6.18) показывает, что для повышения частоты среза отклоняющей системы необходимо уменьшать время задержки каждой секции. Это означает, что должна быть либо увеличена скорость электронов, либо уменьшены размеры пластин. Оба эти мероприятия приводят к уменьшению чувствительности, или, иными словами, для сохранения чувствительности требуется большее число пластин. В практических конструкциях трубок частота среза в соответствии с требованиями к форме развертываемого напряжения выбирается по возможности низкой с тем, чтобы при минимальных усложнениях получить наивысшую чувствительность.

Выбор частоты среза определяет время задержки  $T$  каждой секции, и, следовательно, для данного значения импеданса  $Z_0$  может быть определена емкость  $C$  секции. Характеристический импеданс  $Z_0$  обычно выбирается таким образом, чтобы достигнуть согласования с импедансом коаксиального кабеля; вводы к отклоняющей системе выполняются в виде коаксиальных гнезд или фишек, сваренных в стеклянный баллон трубки.

Электронно-лучевая трубка, описанная Пирсом, была рассчитана на получение максимальной возможной чувствительности в сочетании с приемлемой полосой пропускания. Трубка обладала следующими данными:

Частота среза  $f_c = 1200$  мгц при ослаблении на 3 дб.

Характеристический импеданс  $Z_0 = 75$  ом.

Ускоряющее напряжение электронной пушки 2000 в.

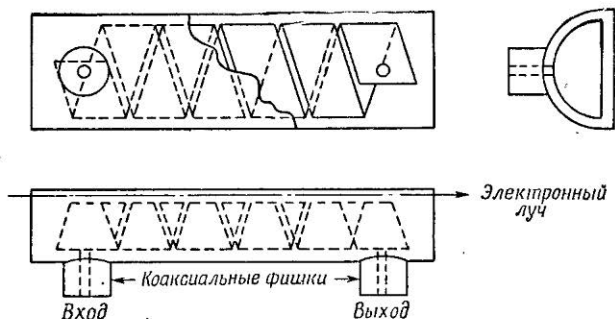
Диаметр пятна на экране 0,02 мм.

Чувствительность по отклонению 0,27 в на ширину пятна.

Для получения очень малого диаметра пятна был взят небольшой ток луча. Поэтому из-за недостаточной яркости могли исследоваться только периодические сигналы.

В подобных отклоняющих системах необходимо нагружать фильтр низких частот сопротивлением, равным его характеристическому импедансу. В противном случае бегущая волна отразится от конца фильтра и вызовет ложное отклонение пятна на экране трубки. Нагрузочное сопротивление может быть смонтировано внутри баллона трубки.

в) Отклоняющая система с бегущей волной с распределенными постоянными. Выше был проведен анализ для случая, когда соединительные проводники между соседними парами отклоняющих пластин были представлены в виде сосредоточенных индуктивностей. Можно совершить простой переход от такой системы к отклоняющей системе в виде линии передачи, состоящей из двух параллельных плоских полос, длина которых и расстояние между ними выбраны так, чтобы получить необходимый характеристический



Фиг. 86. Отклоняющая система с бегущей волной с распределенными постоянными.

импеданс. Скорость, с которой распространяется волна вдоль такой линии, значительно выше скорости электронного луча. Поэтому эта линия должна быть свернута в спираль так, чтобы путь движения сигнала по линии был значительно больше пути движения электронов. Линия устраивается таким образом, чтобы скорость движения сигнала в направлении электронного луча (оси трубки) была равна скорости электронов. Следовательно, влияние времени пролета электронов устраняется, за исключением лишь небольшого влияния, вызываемого конечной шириной ленты, образующей линию. Такое устройство было использовано рядом экспериментаторов (см. Оваки и др. [249]).

На фиг. 86 показана отклоняющая система, примененная Смитом [250] и его сотрудниками. Линия представляет собой металлическую ленту шириной около 1 см, свернутую в пять витков плоской с одной стороны спирали радиусом 1 см. Спираль заключена в заземленный экран. Расстояние

между спиралью и экраном составляет примерно 1,5 мм. Спираль и экран образуют несимметричную линию с характеристическим импедансом 50 ом. Вводы к обоим концам спиральной линии выполнены в виде коаксиальных фишек с импедансом 50 ом, впаянных в стеклянный баллон трубки.

Напряжение, ускоряющее электронный луч, который проходит между плоской частью спирали и заземленным экраном, составляет 10 кв. Длина витка спирали выбрана таким образом, чтобы обеспечить равенство скоростей движения волны и электронного луча. Время пролета электронов через один виток спирали составляет 0,17 мксек., что приводит к уменьшению чувствительности на 4% на частоте 940 мгц.

Трубка рассчитана для фотографической записи коротких импульсов; поэтому ток луча и ускоряющий потенциал выбраны такими, чтобы обеспечить необходимую яркость. Трубка обладает следующими параметрами:

Чувствительность по отклонению 0,6 в на ширину пятна.

Диаметр пятна 0,15 мм.

Полный ускоряющий потенциал 35 кв.

Яркость достаточна для записи изображения на пленку при скорости 10<sup>11</sup> диаметров пятна в 1 сек.

Полученную чувствительность следует сравнить с соответствующими данными трубки Ли (см. п. 4, „а“ настоящего параграфа).

### 5. Размер пятна и чувствительность по отклонению.

В обычных катодных осциллографах с низкой скоростью луча чувствительность по отклонению принято определять напряжением, требуемым для отклонения пятна на экране трубки на определенное расстояние, например на 1 см. Однако изображение на экране может быть увеличено или уменьшено оптическими методами, так что это определение чувствительности по отклонению не является достаточно характерным. В случае специальных осциллографов для работы с очень короткими импульсами, амплитуда которых может быть малой, для получения необходимой величины сигнала требуется применение трудновыполнимых и дорогостоящих широкополосных усилителей; таким образом, получение электронно-лучевых трубок с максимальной возможной



чувствительностью по отклонению является чрезвычайно важным. Наименьшая амплитуда импульса, которая может быть различима на экране трубки, если это необходимо с применением оптических систем, ограничивается шириной пятна, образуемого электронным лучом на экране, и обычно определяется амплитудой импульса, дающего отклонение на ширину пятна<sup>1)</sup>. Следовательно, более предпочтительным является определение чувствительности трубки по амплитуде импульса, требуемой для получения такого отклонения. Для данной электронно-лучевой трубки с определенной системой отклонения чувствительность может быть увеличена за счет уменьшения ширины пятна. Последнее обычно достигается путем уменьшения тока электронного луча, однако при этом понижается яркость свечения на экране.

Убедительным примером использования этого метода является описанная выше трубка Пирса с бегущей волной, в которой достигнута очень малая величина пятна порядка 0,025 мм; импульсный сигнал, приводящий к отклонению луча на экране на величину 0,25 мм, дает возможность получить изображение, пригодное для измерительных целей. В этом случае изображение на экране настолько мало, что для визуального наблюдения или измерений требуется применение слабого микроскопа.

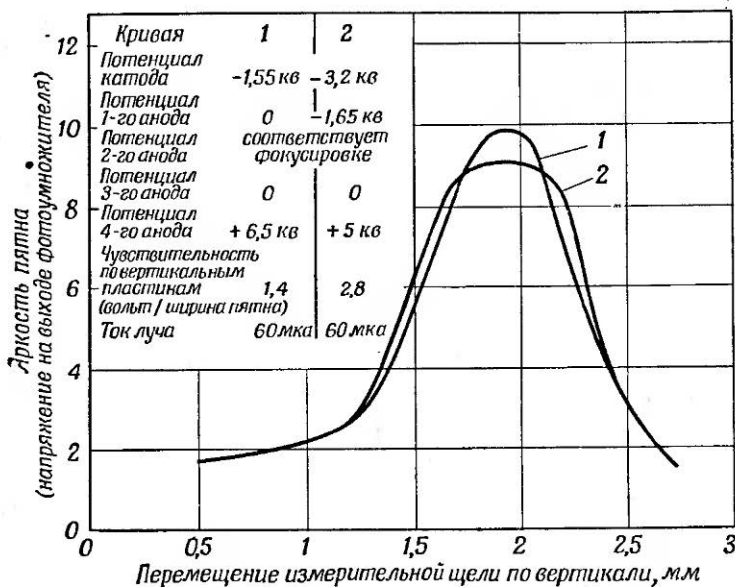
На основании приведенного рассмотрения следует сделать очевидный вывод, что система электронной оптики в трубке должна быть очень тщательно сконструирована с целью получения наименьшей ширины пятна при заданной величине тока луча. Термин „ширина пятна“ применялся нами выше в самом общем смысле, однако, если это необходимо, он может быть точно определен при помощи кривой распределения яркости свечения пятна вдоль его диаметра. На фиг. 87 изображена характерная кривая, полученная путем измерения яркости свечения в различных точках при движении вдоль пятна очень узкой щели. Ширина пятна может быть, таким образом, определена как расстояние между точками кривой, соответствующими половине максимального

---

<sup>1)</sup> Желательно использовать сигналы с амплитудой, превышающей это минимальное значение; импульс, вызывающий отклонение, в 10 раз превышающее ширину пятна, дает четкое изображение, пригодное для многих целей.

значения яркости. Кривая яркости спадает до нуля на весьма значительном расстоянии от центра пятна вследствие внутренних отражений в стекле баллона.

а) Влияние напряжений на электронной пушке на величину пятна и чувствительность по отклонению. Выше



Фиг. 87. Кривая распределения яркости пятна.

была подчеркнута важность получения пятна малых размеров. Расчету и конструированию электронных пушек с этой точки зрения было посвящено много работ. Теоретическое рассмотрение этих вопросов хорошо изложено у целого ряда авторов (см. Ленгмюр [251], Малов и Эпштейн [252], Мосс [253]), поэтому здесь будет рассмотрено только влияние ускоряющего напряжения на величину пятна, так как оно должно непосредственно учитываться при конструировании осциллографов, предназначенных для миллимикросекундных импульсов. Это объясняется тем, что ускоряющее напряжение определяет скорость движения электронов через отклоняющую

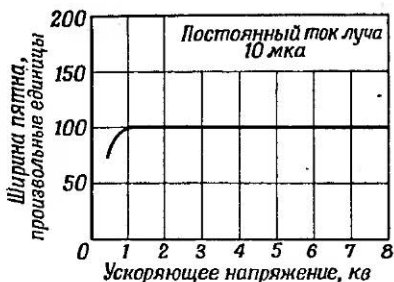
систему и, таким образом, оказывает влияние на полосу пропускания электронно-лучевой трубки.

Ширина пятна, фактически получаемого от электронной пушки, отличается от величины, определяемой теоретически в электронной оптике; это происходит вследствие того, что трудно в полной мере учесть различные aberrации в системах электронных линз, а также влияние пространственного заряда. Электронная пушка, применяемая в большинстве электронно-лучевых трубок, обычно представляет собой систему из двух электронных линз; в этой пушке катод, управляющий электрод и первый анод образуют "иммерсионный" объектив, в то время как следующие два анода образуют систему выпуклых линз, фокусирующую электронный луч на экране трубки.

Если в такой системе изменяется напряжение на последнем аноде, то, как показывает теория, ширина пятна должна меняться обратно пропорционально корню квадратному из этого напряжения. Однако на практике это явление не имеет места, и Либман [254] показал, что ширина пятна по существу не зависит от ускоряющего напряжения на последнем аноде. На фиг. 88 приведена его экспериментальная кривая. Полученный результат согласуется с теорией, предложенной Либманом, согласно которой он рассматривает электронную трубку этой системы как состоящую из трех, а не из двух линз. Однако опубликованные экспериментальные данные, касающиеся соотношения между величиной пятна и ускоряющим напряжением, весьма ограничены.

Рассмотрим прохождение электронного луча через пару отклоняющих пластин длиной  $l$ . Согласно выражению (6.5), отклонение пятна на экране трубки в установившемся режиме равно

$$Y = \frac{E}{b} \frac{e}{m} \frac{s}{v_x} t_r.$$



Фиг. 88. Влияние ускоряющего напряжения на диаметр пятна (по Либману).

Но

$$t_r = \frac{l}{v_x}$$

и

$$v_x \sim \sqrt{V_a},$$

где  $V_a$  — ускоряющее напряжение на пушке. Таким образом, для заданного напряжения  $E$  приложенного сигнала

$$Y \sim \frac{1}{V_a}.$$

Так как с увеличением  $V_a$  отклонение уменьшается, а для определенного тока луча величина пятна остается неизменной, то чувствительность по отклонению (измеряемая напряжением, необходимым для отклонения на ширину пятна) уменьшается пропорционально увеличению  $V_a$ . Следует отметить, что в этом случае полоса пропускания отклоняющей системы с увеличением  $V_a$  увеличивается, так как уменьшается время пролета электронов.

Дальнейший интересный вывод заключается в том, что если сохранить время пролета электронов через отклоняющую систему постоянным путем изменения длины пластин при изменении напряжения  $V_a$ , то чувствительность по отклонению будет пропорциональна  $1/\sqrt{V_a}$ . Таким образом, для заданной полосы пропускания<sup>1)</sup> чувствительность по отклонению обратно пропорциональна корню квадратному из ускоряющего напряжения.

*б) Влияние ширины пятна на размеры изображения.* Одним из влияющих на чувствительность факторов, который до сих пор не был обсужден, является расстояние между отклоняющими пластинами. При уменьшении этого расстояния чувствительность увеличивается; таким образом, расстояние между пластинами должно быть малым (при этом нужно учитывать влияние емкости на полосу пропускания). Однако если это расстояние значительно уменьшить, то электронный луч будет задевать за пластины при его отклонении, так что минимальное расстояние между пластинами должно выбираться из условия необходимого максимального отклонения.

<sup>1)</sup> Следует отметить, что изменение длины пластин влияет на емкость между ними, которая в свою очередь влияет на полосу пропускания.

Следует особо отметить, что максимальное отклонение должно выражаться в единицах ширины пятна, так как это определяет точность измерений. На практике максимальное отклонение, равное 50—100 диаметрам пятна как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении, позволяет получить точность измерений порядка 1—2%, что обычно вполне удовлетворительно в миллимикросекундной импульсной технике.

**6. Яркость.** Вполне очевидно, что яркость изображения должна быть достаточной для визуального наблюдения или для фотографической записи. Ниже коротко рассматриваются различные факторы, влияющие на яркость.

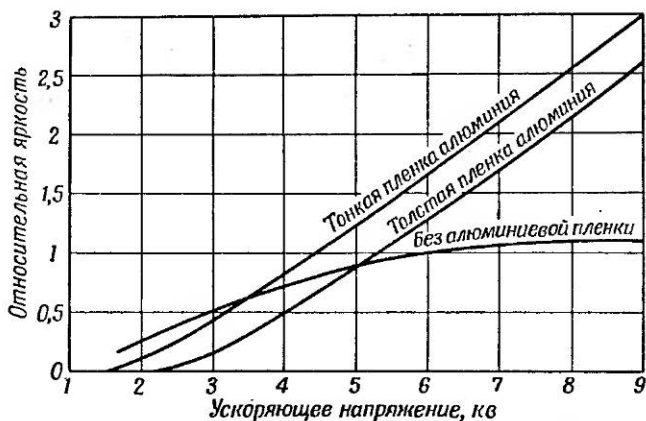
*а) Мощность электронного луча.* Главным фактором, влияющим на яркость свечения, является мощность луча, т. е. произведение тока луча на ускоряющий потенциал. Для получения более яркого пятна может быть увеличен любой из этих множителей.

При увеличении тока луча, вообще говоря, увеличивается диаметр пятна и соответственно уменьшается чувствительность по отклонению. Увеличение напряжения, как это указывалось выше, также уменьшает чувствительность. Обычно при конструировании электронно-лучевых трубок ускоряющий потенциал выбирается возможно более высоким, и затем уже подбирается величина тока таким образом, чтобы получить требуемую яркость. Эти меры принимаются в том случае, если трубка предназначается для наблюдения однократных коротких импульсов. В тех случаях, когда трубка используется для регистрации повторяющихся сигналов с высокой частотой повторения, требуется значительно меньший ток луча. Пирс путем уменьшения тока луча получил пятно очень малого диаметра порядка 0,025 мм. Такое уменьшение диаметра пятна достигается применением дополнительных диафрагм в электронной пушке, ограничивающих сечение луча. При этом возникают серьезные затруднения, связанные с центровкой пушек, ограничивающие на практике размер пятна.

*б) Алюминирование экрана.* Когда электронный луч с большой скоростью бомбардирует экран трубки, на нем образуется отрицательный заряд, который в итоге снижает потенциал поверхности экрана до значения, лежащего ниже потенциала последнего ускоряющего электрода. Вследствие

этого поток электронов луча несколько тормозится, что сопровождается уменьшением яркости. Условие равновесия достигается в том случае, когда заряд, приносимый первичными электронами, равен потере заряда вследствие эмиссии вторичных электронов (собираемых последним анодом электронной пушки), а также вследствие поверхностной утечки.

Даддинг [255] изучил это явление и получил результаты для экрана из сернистого фосфора, представленные на



Фиг. 89. Параметры алюминированных экранов.

Ток пучка постоянный. Экран из сернистого фосфора.

фиг. 89, где видно, что данное явление незначительно для ускоряющих напряжений менее 4 кВ. Это происходит потому, что при более высоких напряжениях первичные электроны проникают в фосфор на большую глубину и лишь незначительное число вторичных электронов оказывается в состоянии покинуть экран.

Этот эффект устраняется, если фосфор обладает низким сопротивлением вдоль поверхности, так что накопленный заряд может стекать в интервалы времени между отдельными циклами развертки. Последнее достигается нанесением на фосфор алюминиевой пленки, контактирующей с фосфором; пленка должна быть достаточно тонкой, чтобы электроны,

пробивающие пленку, не теряли много энергии. Алюминиевая пленка соединяется с последним ускоряющим электродом и приобретает соответствующий потенциал. Пленка, кроме того, увеличивает яркость благодаря отражению лучей возбужденного фосфора по направлению к наблюдателю.

**7. Ускорение луча после отклонения.** В течение последних лет на практике часто применяется ускорение электронного луча после его отклонения. Два таких устройства были описаны Пирсом [256] и Аллардом [257].

Дополнительные аноды в виде колец из графита или другого материала располагаются на внутренней поверхности стеклянного баллона трубки; на эти аноды подается потенциал, ступенчато возрастающий от потенциала отклоняющей системы до потенциала экрана.

Второй метод заключается в том, что электронный луч перемещается в пространстве, свободном от электрических полей, до тех пор, пока не встречает на своем пути сетку, выполненную из очень тонкой проволоки, расположенную в непосредственной близости к экрану и обладающую потенциалом, равным среднему потенциалу отклоняющей системы. При пролете сквозь сетку электронный луч благодаря высокой разнице потенциалов между сеткой и алюминированным экраном ускоряется по направлению к экрану.

При использовании последнего метода величина пятна и чувствительность по отклонению трубки в идеальном случае не зависят от дополнительного ускорения, так как оно производится на очень малом участке пути луча. Практически исследованием было установлено, что в случае применения кольцевых анодов для дополнительного ускорения отклонение уменьшается при увеличении ускоряющего напряжения, в то время как при использовании ускоряющей сетки отклонение луча не изменяется с изменением ускоряющего потенциала, но увеличивается размер пятна вследствие бомбардировки фосфора электронами вторичной эмиссии сетки. Таким образом, в обоих случаях чувствительность по отклонению уменьшается при увеличении яркости пятна благодаря возрастанию дополнительного ускоряющего напряжения.

Полоса пропускания системы остается неизменной, так как она определяется временем пролета электронов через

отклоняющую систему и влиянием вводов. Эти результаты следует сравнить с соответствующими данными, описанными в п. 5, „а“ настоящего параграфа при рассмотрении систем в которых электронный луч подвергался действию дополнительного ускорения до того, как он достигал отклоняющей системы. Как было показано, в этом случае чувствительность по отклонению обратно пропорциональна корню квадратному из ускоряющего напряжения при условии, что полоса пропускания системы поддерживается постоянной путем изменения длины отклоняющих пластин.

Отсюда следует, что для данных полосы пропускания, суммарного ускоряющего напряжения и тока луча (т. е. для данной яркости) наблюдается лишь небольшое различие чувствительности по отклонению для случаев, когда ускоряющее напряжение воздействует на луч до и после отклонения. Практически, однако, система с ускорением луча после отклонения находит более широкое применение, так как при этом требуется меньший потенциал (по отношению к земле) электронной пушки, что облегчает проблему изоляции цепей питания трубки. Кроме того, в трубках с ускорением луча после отклонения получается изображение больших размеров и, следовательно, более удобное для наблюдения.

**8. Сравнение отпаянной и неотпаянной электронно-лучевых трубок для фотографической записи.** Значительное число высокоскоростных осциллографов сконструировано таким образом, что электронный луч попадает непосредственно на фотопленку, помещенную вместо экрана трубки. Такая трубка должна находиться под непрерывной откачкой, так как при вкладывании и смене фотопленки происходит нарушение вакуума; кроме того, частицы газа выделяются из самой пленки. Необходимость непрерывной откачки делает это устройство очень громоздким и дорогостоящим, так что более предпочтительно, если это возможно, использовать более удобную отпаянную трубку. При этом не требуется вакуумных насосов и очень удобно менять фотопленку или пластинки, которые располагаются снаружи электронно-лучевой трубки.

Однако эффективность фотографической записи при использовании трубки, в которой электронный луч попадает



непосредственно на фотоэмульсию, выше чем в том случае, когда между электронным лучом и поверхностью фотопластинки расположены фосфоресцирующий экран и оптическая система. Поэтому при использовании неотпаянной трубки могут быть получены очень высокие скорости записи. Это утверждение справедливо лишь в том случае, если электроны обладают достаточной энергией для того чтобы проникнуть через желатиновый слой на пленке. Для этого требуется ускоряющее напряжение свыше 30 кВ; обычно значения ускоряющего напряжения лежат между 30 и 100 кВ (см., например, Роговский и др. [258]).

Херкок [259] рассматривал фотографическую запись на различных трубках и нашел возможным при использовании специальных типов фотопленки проводить запись при значительно более низких ускоряющих напряжениях. Сравнение эффективных скоростей записи на отпаянной и неотпаянной трубках можно произвести по данным, полученным Смитом и Ли (см. табл. 8).

**9. Техника фотографирования.** Техника фотографирования изображений с экрана электронно-лучевых трубок достаточно подробно описана Херкоком [259].

Общепринятая практика фотографирования изображений миллимикросекундных импульсов заключается в использовании светосильных объективов и высокочувствительной пленки шириной 16 или 35 мм. Применение интенсифицирующих средств во время обработки пленки, как правило, не позволяет увеличить максимальную возможную скорость записи.

**10. Параметры некоторых электронно-лучевых трубок.** В предыдущих параграфах были подробно рассмотрены различные факторы, влияющие на параметры электронно-лучевой трубки. Некоторые из этих факторов требуют компромиссного решения. В особенности это относится к требованию получения малых размеров пятна с целью увеличения чувствительности по отклонению, так как при значительном уменьшении размеров пятна не может быть получена достаточная яркость изображения, необходимая для записи быстро протекающих процессов.

В табл. 8 помещены параметры четырех типов электронно-лучевых трубок. Эти данные позволяют читателю оценить

результаты, которые могут быть достигнуты с существующими в настоящее время конструкциями трубок.

Таблица 8

Параметры	Тип электронно-лучевой трубки			
	1	2	3	4
Ускоряющее напряжение до отклонения луча, <i>кв</i> . . . . .	3	50	2	10
Ускоряющее напряжение после отклонения луча, <i>кв</i> . . . . .	5	—	—	25
Полное напряжение между катодом и экраном, <i>кв</i> . . . . .	8	50	2	35
Максимальная скорость записи однократных сигналов, диаметры пятна в 1 сек. . . . .	$2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{11}$	—	$10^{11}$
Полоса пропускания отклоняющей системы при спаде на 3 дБ от максимума, <i>мгц</i> . . . . .	200	8600	1200	2600
Входное сопротивление сигнальных отклоняющих пластин, <i>ом</i> . . . . .	—	—	75	50
Чувствительность сигнальных пластин по отклонению, <i>в</i> на диаметр пятна . . . . .	2,8	10	0,027	0,6
Диаметр пятна, <i>мм</i> . . . . .	0,9	0,01	0,02	0,15

Трубка 1. Обычная отпаянная трубка в стеклянном баллоне (Г.Е.С. тип VCRX357A) с короткими вводами к отклоняющей системе. Экран алюминирован. Один послеускоряющий анод.

Трубка 2. Неотпаянная трубка Ли без послеускоряющих анодов. Электронный луч фокусируется непосредственно на фотопленке.

Трубка 3. Отпаянная трубка Пирса с четырьмя парами отклоняющих пластин, соединенных в виде систем с бегущей волной. Эта трубка может быть использована для наблюдения только повторяющихся сигналов.

Трубка 4. Отпаянная трубка Смита со спиральной отклоняющей системой с бегущей волной. Имеется 4 послеускоряющих электрода.

### § 3. СХЕМЫ ОСЦИЛЛОГРАФОВ ДЛЯ ЗАПИСИ ОДНОКРАТНЫХ СИГНАЛОВ

Основные функции, выполняемые такими осциллографами, могут быть сформулированы следующим образом. В первый момент времени осциллограф находится в некотором стационарном состоянии, и пятно на экране трубки не наблюдается до тех пор, пока исследуемый сигнал не будет

подан к схеме осциллографа. Этот сигнал запускает схему развертки осциллографа, генерирующую отклоняющее напряжение, которое подается на горизонтальные отклоняющие пластины трубки. Входной импульс, кроме того, поступает через кабель задержки и, если это необходимо, через усилитель к вертикальным отклоняющим пластинам. Схема задержки используется для того, чтобы обеспечить получение нормальной скорости развертки и нормальной яркости свечения до того, как исследуемый импульс попадет на отклоняющие пластины. Изображение записывается на фотопленку, на которую отображается экран трубки, причем никакой фотозатвор не используется. После того как электронный луч окончит один цикл развертки, он гасится и возвращается в исходное положение. В некоторых автоматических устройствах схема осциллографа в течение короткого интервала времени после записи импульса находится в нерабочем состоянии; в течение этого нерабочего периода фотопленка при помощи специального механизма передвигается на один кадр. Когда пленка займет новое положение, осциллограф оказывается готовым к записи нового импульса; таким образом, может быть записана последовательность одиночных импульсов. Максимальное число импульсов, которое может быть записано в секунду, ограничено (наиболее обычная скорость — два импульса в секунду), однако если требуется более высокая скорость, может быть использована специальная фотокамера, обеспечивающая, например, движение пленки перед экраном трубки с постоянной скоростью.

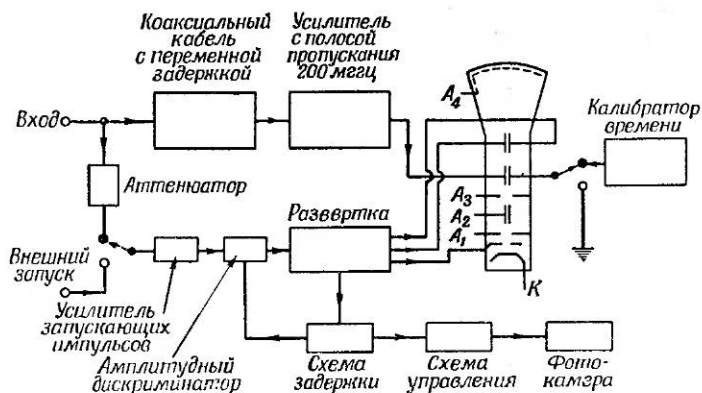
На фиг. 90 изображена типовая блок-схема осциллографа для записи однократных импульсов. В начале будет описана приведенная схема, а затем схемы осциллографов, используемых для развертывания повторяющихся импульсов.

**1. Схема задержки.** В качестве наиболее удобной линии задержки для миллимикросекундных импульсов используется простой коаксиальный кабель. Такие кабели обеспечивают задержку порядка 10 нмксек. на 2,5 м. Требуемая длина кабеля может достигать 60 м, так что важно использовать кабель, который обладает возможно меньшим затуханием на высоких частотах. Обычно для этих целей используется кабель со спиральным диэлектриком. Значения затухания для типовых кабелей приведены в гл. II, § 2, п. 6, б<sup>а</sup>.

Следует отметить, что весьма важно стремиться к уменьшению величины задержки, так как в противном случае форма импульса может быть недопустимо искажена.

Следующие основные факторы определяют величину задержки:

- а) время, необходимое для достижения полного отпирания луча;
- б) время, необходимое для того, чтобы установилась требуемая форма напряжения развертки, приложенного



Фиг. 90. Блок-схема осциллографа для записи однократных сигналов.

к пластинам горизонтального отклонения, которая требуется для обеспечения нормальной скорости луча по оси времени;

в) отрезок времени между началом импульса и тем моментом, когда его амплитуда достигает величины, необходимой для запуска схемы развертки.

Первые два фактора определяются параметрами схемы развертки, которая должна быть построена так, чтобы эти интервалы времени протекали одновременно, а не последовательно. В некоторых схемах время задержки „а“ сравнительно велико и может приближаться к длительности периода развертки; в этом случае весьма существенно включить электронный луч до того как будет запущен генератор развертки. Третий фактор („в“) является функцией времени

нарастания входного пускового импульса. Если время нарастания последнего велико, то соответственно требуется значительное время задержки.

Таким образом, минимальное время задержки сигнала в осциллографе должно выбираться из условия перекрытия максимальной задержки, обусловленной временем нарастания импульса („в“), плюс задержки „а“ и „б“, определяемые схемой развертки. На практике время задержки выбирается несколько больше, так как желательно, чтобы на экране был виден некоторый участок развертки до начала наблюдаемого сигнала. Этот участок развертки используется при измерениях амплитуды в качестве нулевого уровня.

Задержки, вносимые схемами развертки, применяемыми в настоящее время, колеблются в пределах от 10 до 200 мксек.; более длительные задержки получаются от тиратронных схем.

Необходимо подчеркнуть, что наиболее удобны для осциллографов, предназначенных для записи однократных сигналов, схемы развертки, дающие минимальное время задержки, однако они не обязательны в осциллографах для наблюдения периодических колебаний.

**2. Схемы развертки.** Схемы, генерирующие импульс для отпираания электронного луча и импульсы пилообразной формы для развертки, будут описаны совместно, так как они очень тесно связаны между собой. Рассматриваются только генераторы напряжений пилообразной формы, так как другие типы разверток в миллимикросекундной технике находят весьма ограниченное практическое применение.

*а) Схемы с положительной обратной связью.* Эти схемы представляют собой развитие схемы линейной развертки, используемой в осциллографах с меньшей скоростью регистрации. Они удобны вследствие легкости управления длительностью периода линейного возрастания напряжения, а также благодаря тому, что они вносят очень малую задержку.

На фиг. 91 дана принципиальная схема такого устройства, предложенная Хауэлсом [260]. Схема работает следующим образом. Лампа  $V_2$  в обычном состоянии пропускает анодный ток порядка 100 ма, величина этого тока определяется катодной нагрузкой и отрицательным напряжением источника питания. Катодный повторитель на лампе  $V_4$  и



ростью  $I_a/C$ . Это нарастающее напряжение через катодный повторитель  $V_4$  и цепь обратной связи прикладывается к верхнему концу анодного сопротивления лампы  $V_2$ , поддерживая падение напряжения на этом сопротивлении постоянным. Соответственно ток через это сопротивление поддерживается равным величине  $I_a$ , и на емкости  $C$  образуется линейно возрастающее во времени напряжение. С выхода катодного повторителя это напряжение подается на одну из горизонтальных отклоняющих пластин  $X_2$ . Лампа  $V_5$  является фазоинверторным каскадом, с выхода которого пилообразное напряжение подводится к другой горизонтальной отклоняющей пластине  $X_1$ . Таким образом, обеспечивается симметричное напряжение развертки.

Представляет значительный интерес целый ряд особенностей схемы. Например:

1. В течение прямого хода развертки диод  $V_3$  заперт, и катодный повторитель (лампа  $V_4$ ) должен обеспечить зарядный ток емкости  $C$ , равный  $I_a = 100$  ма. Ток, отбираемый от катодного повторителя, должен быть равен сумме этого тока и тока, требуемого для заряда паразитной емкости одной из отклоняющих пластин  $X_2$  и ее вводов относительно земли. Общий ток в схемах быстрой развертки может достигать значений выше 300 ма; в этих условиях в начале прямого хода развертки возникает нелинейность, обусловленная нарастанием тока катодного повторителя от значения, соответствующего току покоя порядка 20 ма, до рабочего тока 300 ма. Нелинейный участок развертки сохранится и в случае уменьшения скорости развертки (что может быть достигнуто за счет увеличения емкости  $C$ ), так как катодный повторитель в этом случае также должен обеспечить зарядный ток. Нагрузка катодного повторителя, а следовательно, и нелинейность начального участка развертки могут быть уменьшены, если ввод к пластине  $X_2$  переключить от катода лампы  $V_4$  к аноду лампы  $V_2$ ; при этом величину емкости отклоняющей системы относительно земли следует вычесть из нового значения емкости  $C$ . Этот прием не может быть использован в схемах быстрой развертки<sup>1)</sup>, так как

1) Емкость  $C$  должна быть очень малой и даже в некоторых случаях в качестве этой емкости может быть использована паразитная емкость анодной цепи лампы  $V_2$ .

подключение пластины  $X_2$  к аноду лампы  $V_2$  приведет к чрезмерному увеличению емкости в анодной цепи.

2. Фазоинверторный каскад в течение прямого хода развертки потребляет значительный ток; требуемая величина тока в схемах быстрой развертки достигает 200—300 *ма*. Этот ток расходуется для разряда емкостей в цепях анода и отклоняющей пластины  $X_1$ . Нелинейность получается и здесь в начале развертки в течение времени, которое необходимо для нарастания тока в лампе от значения, равного току покоя (20 *ма*), до рабочего значения. Для уменьшения этого эффекта требуется создать быстрый бросок тока через лампу в начале развертки. В схеме, показанной на фиг. 91, это достигается за счет подачи импульса с анода лампы  $V_4$  в катод лампы  $V_5$ .

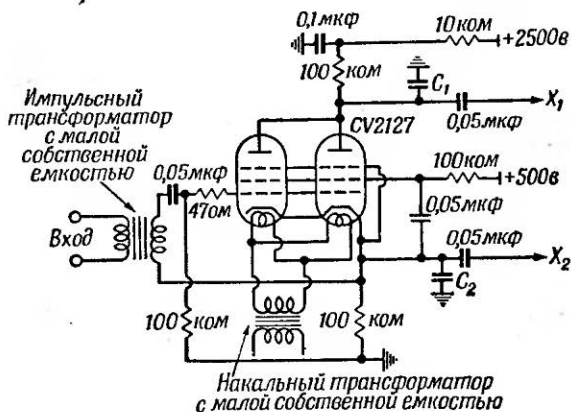
3. Нелинейная часть в начале развертки получается в то время, когда включается электронный луч. Экспериментальным путем установлено, что развертывающее напряжение становится почти линейным до того, как пятно на экране электронно-лучевой трубки приобретет нормальную яркость.

До сих пор мы рассматривали работу схемы непосредственно после спуска развертки. После спуска схемы потенциал катода лампы  $V_4$  продолжает возрастать со скоростью, соответствующей требуемой скорости развертки, до тех пор, пока разность потенциалов между анодом и катодом не снизится до значения, при котором лампа уже не пропускает требуемого тока. Затем возрастание потенциала катода прекращается и напряжение развертки остается приблизительно постоянным, пока кипп-реле с катодной связью (лампы  $V_1$  и  $V_2$ ) не возвратится в исходное положение. Если допустить существование участка напряжения развертки с постоянной амплитудой, то на экране трубки в конце строки развертки появится яркое пятно или отрезок. Обычно это нежелательно, и для устранения этого эффекта используются лампы  $V_6$  и  $V_7$ . Каскад на лампе  $V_6$  представляет собой триггер, описанный в гл. IV, § 3, п. 1, который срабатывает в тот момент, когда напряжение развертки на катодном повторителе  $V_4$  достигает некоторого определенного уровня меньше значения плоской части развертывающего напряжения. Выходной импульс с каскада  $V_6$  используется для опрокидывания схемы на лампах  $V_1$  и  $V_2$  в первоначальное положение. Лампа  $V_7$  формирует острый



импульс тока, который подводится к модулирующему электроду трубки, питаемому от динода лампы  $V_1$ , и, таким образом, быстро запирает электронный луч.

Эта схема рассчитана для работы с электронно-лучевой трубкой типа 1 (см. табл. 8). Она обеспечивает симметричную развертку с пиковым напряжением 500 в и минимальной длительностью 0,1 мксек. Если уменьшить паразитную емкость монтажа схемы и исключить переключатель длительностей развертки, то может быть получена длительность 0,05 мксек. Задержка схемы, т. е. интервал времени между



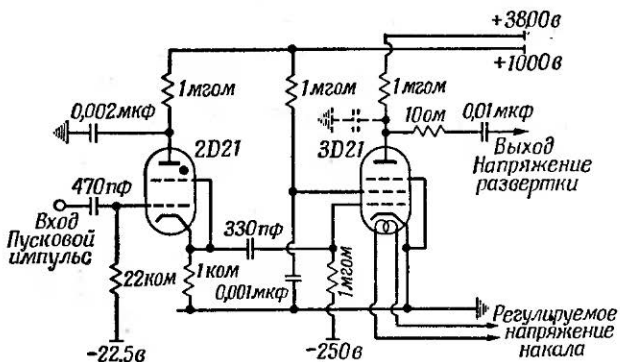
Фиг. 92. Схема ждущей развертки.

приходом на вход пускового импульса и установлением скорости развертки и яркости пятна, равна примерно 10 мксек.

Недостатком этой схемы является большой расход тока в состоянии покоя. Это ограничивает применение схемы для разверток длительностью 0,1 мксек. и более в том случае, когда требуемое напряжение составляет несколько сотен вольт. Схемы, аналогичные этой, использовались Келли [261] и Муди и Мак-Ласки [262].

б). Схемы, в которых длительность развертки определяется длительностью спускового импульса. Для получения развертки большей скорости, чем это обеспечивает схема, показанная на фиг. 91, Бауэр и Нетеркот [263] применили другую схему. Она работает по принципу образования

мощного импульса тока, используемого для заряда конденсатора развертки. В такой схеме (фиг. 92) импульс с обмотки импульсного трансформатора, обладающего малой емкостью, подводится между сеткой и катодом лампы. Длительность спускового импульса определяет длительность развертки; часто этот же импульс используется и для отпирания электронно-лучевой трубки. Напряжение развертки может сниматься с анода и катода лампы для получения



Фиг. 93. Схема развертки с лампой в режиме насыщения.

симметричного выхода. Скорость развертки определяется величинами емкостей  $C_1$  и  $C_2$  и током лампы. Эти емкости могут быть выбраны так, чтобы амплитуды напряжений в катодной и анодной цепях были равны. Для получения более быстрых разверток в качестве этих конденсаторов используются паразитные емкости. Эта схема не дает постоянной скорости развертки, поэтому для точных измерений необходимо использовать калибрующие импульсы.

Схема, сходная с описанной, была использована Смитом [264] для получения быстрой развертки в осциллографе Ли. Она изображена на фиг. 93. В этой схеме в качестве генератора развертки используется пентод 3D21, питаемый тиратроном 2D21. Анодный ток достигает величины 10 а и регулируется изменением напряжения накала. При этом длительность цикла развертки с амплитудой 1000 в меняется от 4000 мкмсек. (при напряжении накала

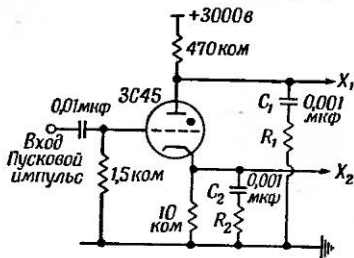
2,8 в) до минимального значения 4 мксек. (при напряжении накала 6,3 в). При напряжениях накала, обеспечивающих длительности развертки от 10 до 30 мксек., напряжение получается несколько нелинейным, однако вне этого диапазона напряжение строго линейно.

Лампа 3D21 позволяет получить напряжение развертки с амплитудой выше 2000 в; начальные 1000 в этого напряжения не используются.

в) *Тиратронные схемы.* Схемы, построенные на тиратронах, не очень удобны для использования в осциллографах для записи однократных сигналов. Это объясняется сравнительно длительным временем, которое требуется для зажигания разряда между анодом и катодом тиратрона после прихода спускового импульса. Однако они находят практическое применение, поскольку время задержки (порядка 0,1 мксек.) сохраняет строго постоянное значение при условии, что спусковой импульс имеет большую амплитуду и крутой передний фронт.

Время задержки зависит от мощности спускового импульса, подводимого к сеточной цепи; спусковой импульс вызывает ток между сеткой и катодом порядка 20 ма для небольших тиратронов и соответственно больший ток для более мощных ламп<sup>1)</sup>. При учете этих факторов тиратронные схемы могут использоваться в качестве генераторов развертки в осциллографах, предназначенных для наблюдения процессов, которым регулярно предшествуют импульсы, используемые для спуска. Такие устройства рассматриваются в § 4 настоящей главы.

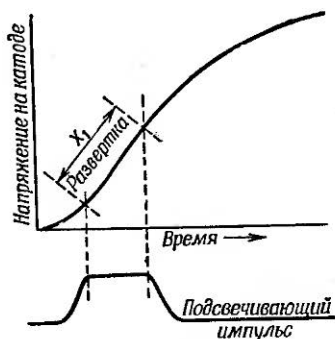
Типовая схема генератора развертки на тиратроне показана на фиг. 94. Применения этих схем описаны Праймом и Рейвенхиллом [265] и др.



Фиг. 94. Схема развертки на тиратроне.

<sup>1)</sup> Если сеточный ток отсутствует и входной импульс имеет амплитуду, достаточную для запуска тиратрона, то время задержки может возрасти до величины порядка 1 мксек.

По истечении небольшого времени после спуска тиратрона <sup>1)</sup> ток между анодом и катодом в течение примерно 10 мксек. быстро возрастает до своего максимального значения. Ток течет через емкости  $C_1$  и  $C_2$ ; сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  включены для ограничения амплитуды тока. При использовании схемы с водородным тиратроном, показанной на фиг. 94, может быть получен ток в несколько ампер. На-



Фиг. 95. Форма развертывающего напряжения, получаемого с тиратрона.

пряжения в анодной и катодной цепях подводятся к горизонтальным отклоняющим пластинам электронно-лучевой трубки; величины емкостей выбираются из условия необходимой скорости развертки. Напряжение развертки (фиг. 95) изменяется экспоненциально, так как с течением времени ток уменьшается. Вначале, пока не произошла полная ионизация тиратрона, ток нарастает медленно. Отрезок кривой, заключенный между концом начального периода и точкой,

соответствующей примерно одной трети амплитудного значения, является приблизительно линейным и используется в качестве развертывающего напряжения.

Этот отрезок кривой может быть выделен при помощи соответствующего импульса, подводимого к модулирующему электроду электронно-лучевой трубки для отпираания электронного луча на время существования линейного отрезка. При использовании этого метода амплитуда генерируемого напряжения развертки должна быть по крайней мере в 3 раза больше амплитуды, требуемой для отклонения луча.

Схемы, используемые для отпираания луча, представляют собой обычные типы генераторов импульсов и здесь не описываются. Следует подчеркнуть, что соответствующий импульс должен быть точно сфазирован с напряжением развертки.

<sup>1)</sup> В этой спусковой схеме удобно использовать небольшой тиратрон типа 2D21.

Основное преимущество тиратронных схем заключается в возможности получения тока в несколько ампер, что позволяет получить развертку большой скорости. Величина этого тока удобно регулируется с помощью сопротивления. Однако напряжение развертки нелинейно, и для проведения точных измерений развертка должна быть предварительно тщательно прокалибрована.

**3. Вспомогательные устройства.** На фиг. 90 показаны различные дополнительные устройства. Необходимость применения этих схем определяется тем или иным специальным назначением осциллографа, однако желательно предусмотреть включение этих схем в обычный осциллограф. Сюда относятся следующие устройства:

а) *Усилители сигнала и спусковых импульсов.* Вопросы расчета и конструирования широкополосных усилителей были изложены в гл. V. Усилитель обычно применяется в том случае, когда амплитуда исследуемого сигнала недостаточна для того, чтобы сигнал был подан непосредственно на отклоняющие пластины. Однако если тот же сигнал используется также для запуска развертки, то применяется дополнительный усилитель для увеличения амплитуды импульса до необходимого для этой цели значения. Полоса такого вспомогательного усилителя обычно менее 50 мГц. В тех случаях, когда генератор развертки запускается от импульса, подлежащего исследованию, необходимо принимать меры к тому, чтобы вводы от входных клемм к вспомогательным схемам не влияли на форму исследуемого сигнала. Для удовлетворения этого условия часто оказывается необходимым включение аттенюатора во входные цепи генератора развертки (см. фиг. 90). Аттенюатор, ослабляющий сигнал на 10—20 дб, значительно снижает влияние малых паразитных емкостей и импульсов, отраженных от конца неправильно нагруженного коаксиального кабеля. Включение аттенюатора должно быть скомпенсировано дополнительным усилением во вспомогательном усилителе.

б) *Амплитудный дискриминатор.* В некоторых случаях желательно, чтобы генератор развертки запускался входными импульсами, амплитуда которых превышает некоторый определенный уровень. Это достигается путем использования



На фиг. 96 показана простая схема (Уэлс [266]) генератора импульсов для калибровки развертки по времени. Лампа со вторичной эмиссией представляет собой генератор с резонансным контуром в цепи диода и цепью положительной обратной связи от диода к управляющей сетке. Схема может генерировать на частотах вплоть до 100 мГц. Выходное напряжение снимается с анода, имеющего небольшое сопротивление нагрузки, и представляет собой последовательность коротких импульсов, частота повторения которых определяется резонансным контуром. Вследствие влияния междуэлектродной емкости между анодом и диодом на импульсное напряжение налагается синусоидальное напряжение небольшой амплитуды; чтобы его исключить, может быть использован германиевый диод, на который подано напряжение смещения.

На частотах выше 100 мГц для калибровки обычно используется синусоидальное напряжение.

**4. Фотокамера.** Для фотографирования осциллограмм повторяющихся процессов используется обычная фотокамера с затвором. При фотографировании однократных процессов применяется фотокамера без затвора, и пленка непрерывно экспонируется. При этом необходимо использовать специальный механизм перемещения пленки либо на величину кадра, либо с постоянной скоростью. Если интервал между входными импульсами велик (порядка 1 мин.), то, как правило, после каждого цикла развертки пленка смещается на величину кадра. В обоих случаях осциллограф должен содержать устройство для задержки генератора развертки после каждого цикла на время, необходимое для перемещения пленки в новое положение. Эти меры необходимы для того, чтобы избежать искаженной записи при наложении осциллограмм. Схема задержки обычно является частью амплитудного дискриминатора. Такие устройства подробно описаны в гл. VII, § 5.

#### § 4. ОСЦИЛЛОГРАФЫ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ПОВТОРЯЮЩИХСЯ СИГНАЛОВ

В предыдущих параграфах мы рассмотрели схемы развертки и электронно-лучевые трубки, используемые для наблюдения и фотографирования непериодических случайных

сигналов. Отличие этих устройств от соответствующих устройств, используемых при работе с повторяющимися сигналами, в основном определяется следующим:

1. Яркость однократного следа развертки должна быть достаточной для осуществления фотографической записи.
2. Задержка развертки должна быть минимальной.
3. В этих двух случаях используются разные методы фотографирования изображений.

При наблюдении повторяющихся сигналов выполнение первых двух условий необязательно. Яркость свечения изображения на экране электронно-лучевой трубки зависит от частоты повторения исследуемого сигнала. Поэтому осциллограф может работать с уменьшенным током луча и размером пятна. Электронно-лучевая трубка 3 (см. табл. 8) с увеличенной чувствительностью по отклонению рассчитана специально для этой цели.

Задержка начала развертки в случае работы с повторяющимися сигналами не играет существенной роли <sup>1)</sup>, поскольку могут быть использованы вспомогательные схемы для создания импульсов спуска генератора развертки в любые требуемые моменты времени (порядка 1 мксек.) до прихода сигнала, подлежащего наблюдению. При соответствующей регулировке схемы наблюдаемый сигнал может быть расположен в центре экрана. В качестве генераторов развертки могут быть использованы схемы, описанные выше; тиратронная схема (см. § 3, п. 2 настоящей главы) оказывается удобной, когда требуется быстрая развертка.

Другой весьма эффективный метод развертки повторяющихся сигналов описан в следующем параграфе.

### § 5. ОСЦИЛЛОГРАФЫ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ПОВТОРЯЮЩИХСЯ СИГНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПОРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Осциллографы этого типа существенно отличаются от описанных выше. Основной принцип их работы [267] сходен с использованием стробоскопа для наблюдения сигналов высокой частоты.

---

<sup>1)</sup> Задержка может быть большой, но ее величина не должна изменяться.



Макквин [268] создал прибор, отклоняющая система которого обладает полосой пропускания более 300 мгц; параметры этого прибора лучше параметров обычных осциллографов, однако несколько хуже параметров, свойственных отклоняющим системам с бегущей волной, описанным в § 2, п. 4, „в“ настоящей главы. Однако такая широкая полоса пропускания получена в этом приборе без применения каких-либо специальных электронно-лучевых трубок и с использованием минимального числа высокочастотных цепей. Чувствительность прибора высока, что является серьезным преимуществом метода. Возможно дальнейшее улучшение прибора для увеличения полосы пропускания отклоняющей системы. Прибор не может быть использован для наблюдения неперiodических сигналов.

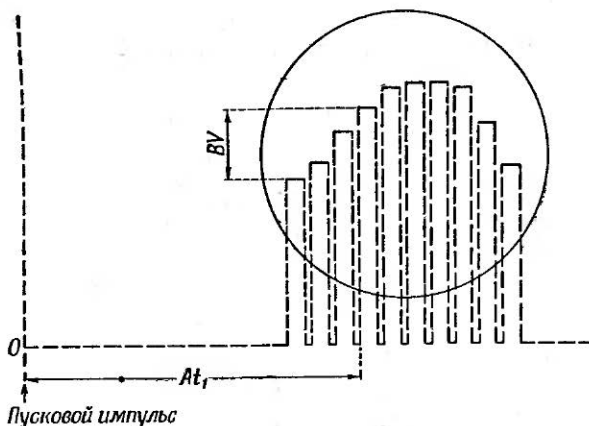


Фиг. 97. Принцип использования опорных импульсов.

Метод опорных импульсов иллюстрируется фиг. 97. Вторая кривая на этой фигуре изображает обычный короткий импульс, подлежащий исследованию; третья кривая изображает опорный импульс, получаемый через некоторое время  $t_1$  после начала пускового импульса, который используется как начало отсчета времени. Амплитуда исследуемого импульса измеряется при помощи смесительной схемы, напряжение на выходе которой пропорционально среднему значению амплитуды исследуемого сигнала за время существования опорного импульса. Это выходное напряжение используется для управления амплитудой длительного импульса, длительность которого выбирается несколько меньше периода повторения исследуемых импульсов. Этот длительный импульс используется для получения вертикального отклонения  $Y$  луча; горизонтальное отклонение  $X$  пропорционально интервалу времени  $t_1$  (фиг. 98).

Если изменять интервал времени  $t_1$ , то можно измерить амплитуду в различных точках исследуемого импульса; вертикальное отклонение  $Y$  при этом будет изменяться в соответствии с формой измеряемого сигнала. На практике интервал времени  $t_1$  увеличивается по линейному закону от

минимального до максимального значения и затем быстро снова принимает минимальное значение. Это пилообразное изменение интервала  $t_1$  непрерывно повторяется. Частота повторения изображения равна частоте пилообразного изменения  $t_1$ . Период изменения интервала времени  $t_1$  от минимального до максимального значения, деленный на период



Фиг. 98. Принцип получения изображения на экране осциллографа с использованием опорных импульсов.

$A$  и  $B$  — коэффициенты пропорциональности.

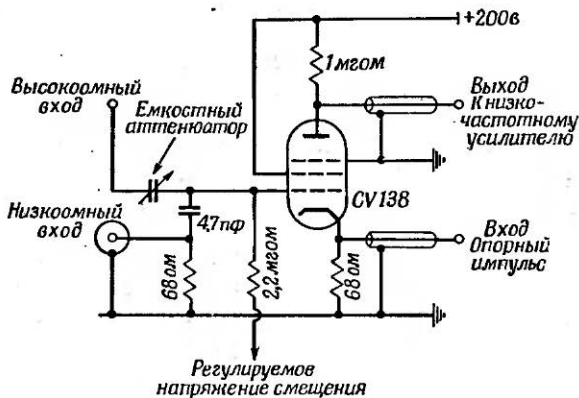
исследуемого напряжения, определяет число элементов разложения измеряемого сигнала и, следовательно, определяет число импульсов, образующих сигнал на экране трубки.

На фиг. 98 показано изображение, состоящее из десяти элементов, однако для получения более четкого изображения число таких элементов должно быть не менее ста.

На практике изображение исследуемого импульса рисуется только вершинами импульсов, подводимых к вертикальным отклоняющим пластинам путем отпираия и запираия электронного луча в соответствующие моменты времени. Изображение на экране трубки в этом случае будет иметь вид пунктира из коротких горизонтальных линий с небольшими расстояниями между ними.

Наименьшая длительность импульса, или наивысшая частота синусоидального напряжения, которое может быть развернуто на экране трубки без нежелательных искажений, всецело определяется высокочастотными параметрами смесительной схемы и длительностью опорного импульса.

**1. Смесительные схемы.** В качестве смесительного каскада могут быть применены различные схемы. Схема, использованная Макквином, показана на фиг. 99. Она удовлетво-



Фиг. 99. Схема смесителя для системы с опорными импульсами.

рительно работает на частотах вплоть до 300 мггц. При использовании значительно более высоких частот следует применять диодные смесительные схемы или лампы, рассчитанные на работу на частотах порядка 1000 мггц. Это необходимо для исключения влияний времени пролета электронов и индуктивности вводов.

В схеме фиг. 99 лампа в состоянии покоя заперта и пропускает импульс тока при подведении к катоду отрицательного опорного импульса. Напряжение смещения и амплитуда импульса выбираются с таким расчетом, чтобы при пиковом значении амплитуды опорного импульса анодный ток лампы был равен 8 ма (нормальное значение тока при

работе лампы в качестве усилителя). Точное значение тока достигается регулировкой сеточного напряжения при помощи емкостного делителя напряжения сигнала. Этот емкостный делитель регулируется таким образом, чтобы пиковое значение амплитуды сигнала в сеточной цепи смесительной лампы не превышало 0,5 в. Таким образом, анодный ток представляет собой последовательность импульсов, модулированных по амплитуде исследуемым сигналом; максимальная глубина модуляции мала вследствие ограничения амплитуды исследуемого сигнала, подводимого к сетке лампы. Это ограничение необходимо для того, чтобы характеристика лампы была приближенно линейной в пределах рабочего участка и изменение анодного тока было линейно связано с амплитудой исследуемого сигнала. Выходное напряжение смесителя интегрируется емкостью в анодной цепи и усиливается затем низкочастотным усилителем. Таким образом, получаются длительные импульсы с амплитудой, пропорциональной среднему значению импульса анодного тока смесительной лампы.

В данной смесительной схеме необходимо предусмотреть емкость (включающую паразитную емкость) между сеткой и землей для исключения влияния емкости сетка—катод. Последняя емкость вместе с емкостью сетка—земля образует в катодной цепи делитель напряжения, так что импульс, приложенный между сеткой и катодом лампы, оказывается меньше импульса на выходе генератора опорных импульсов. Уменьшение импульса не должно быть слишком значительным, и, следовательно, общая емкость сетка—земля не должна быть меньше 5 пф.

**2. Частотные ограничения, налагаемые длительностью опорного импульса.** Практически форма опорного импульса на входе смесителя может быть представлена в виде полупериода синусоиды. Однако вследствие нелинейности характеристики смесительной лампы вблизи запириания импульс искажается, так что мы можем считать форму импульса анодного тока треугольной.

Если  $H$ —амплитуда напряжения (измеренная от точки запириания лампы),  $\tau$ —длительность опорного импульса и  $V(t)$ —амплитуда измеряемого сигнала в цепи сетки, то для анодного тока в некоторый момент  $t$  можно написать сле-

дующие выражения:

$$\begin{aligned}
 I_a(t) &= 0 \quad \text{для } t \leq t_1 - \frac{\tau}{2}, \\
 I_a(t) &= S \left[ V(t) + \frac{2H}{\tau} \left( t - t_1 + \frac{\tau}{2} \right) \right] \quad \text{для } t_1 - \frac{\tau}{2} \leq t \leq t_1, \\
 I_a(t) &= S \left[ V(t) + \frac{2H}{\tau} \left( t_1 + \frac{\tau}{2} - t \right) \right] \quad \text{для } t_1 \leq t \leq t_1 + \frac{\tau}{2}, \\
 I_a(t) &= 0 \quad \text{для } t_1 + \frac{\tau}{2} \leq t.
 \end{aligned} \tag{6.21}$$

Мы предположили, что лампа, обладающая крутизной  $S$ , представляет собой линейный элемент, после того как она стала проводить благодаря воздействию треугольного импульса<sup>1)</sup>.

Емкость  $C$  в анодной цепи интегрирует этот ток, и падение напряжения  $V_a$ , образующееся в конце опорного импульса, равно

$$\begin{aligned}
 V_a(t_1) &= \frac{S}{C} \int_{t_1 - \tau/2}^{t_1 + \tau/2} V(t) dt + \\
 &+ \frac{2HS}{C\tau} \left[ \int_{t_1 - \tau/2}^{t_1} \left( t - t_1 + \frac{\tau}{2} \right) dt + \int_{t_1}^{t_1 + \tau/2} \left( t_1 + \frac{\tau}{2} - t \right) dt \right].
 \end{aligned} \tag{6.22}$$

Здесь член в скобках представляет собой выходной сигнал с постоянной амплитудой, не зависящей от входного сигнала, и мы будем рассматривать только дополнительную часть, определяемую первым членом.

*а) Импульсное напряжение.* Предположим, что на вход в момент времени  $t = t_0$  подано ступенчатое напряжение с амплитудой  $V$  (фиг. 100). Тогда первый член выражения

<sup>1)</sup> Строго говоря, ширина опорного импульса не остается постоянной, а изменяется с изменением амплитуды измеряемого сигнала. Это происходит потому, что моменты времени, когда лампа начинает проводить или запирается, определяются мгновенной разностью потенциалов между сеткой и катодом.

(6.22) запишется в виде:

$$V_a(t_1) = 0 \quad \text{для } t_1 + \frac{\tau}{2} \leq t_0,$$

$$V_a(t_1) = \frac{S}{C} \int_{t_0}^{t_1 + \tau/2} V dt = \frac{VS}{C} (t_1 + \tau/2 - t_0)$$

$$\text{для } t_1 - \frac{\tau}{2} \leq t_0 \leq t_1 + \frac{\tau}{2},$$

$$V_a(t_1) = \frac{S}{C} \int_{t_1 - \tau/2}^{t_1 + \tau/2} V dt = \frac{VS\tau}{C} \quad \text{для } t_0 \leq t_1 - \tau/2. \quad (6.23)$$

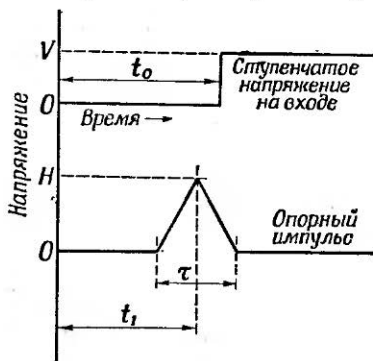
Отклонение  $Y(t_1)$  пятна на экране трубки, пропорциональное  $V_a(t_1)$ , соответственно равно

$$\frac{Y}{Y_0} = 0 \quad \text{для } t_1 + \frac{\tau}{2} \leq t_0,$$

$$\frac{Y}{Y_0} = \frac{t_1 - t_0}{\tau} + \frac{1}{2} \quad \text{для } t_1 - \frac{\tau}{2} \leq t_0 \leq t_1 + \frac{\tau}{2},$$

$$\frac{Y}{Y_0} = 1 \quad \text{для } t_0 \leq t_1 - \frac{\tau}{2}, \quad (6.24)$$

где  $Y_0 = VS\tau/C$  — установившееся отклонение; постоянным членом в уравнении (6.22) поперечно пренебрегаем.



Фиг. 100. Подача на вход опорного импульса и ступенчатого напряжения.

На фиг. 101 показана реакция схемы на ступенчатое напряжение; можно видеть, что время нарастания развертываемого импульса не может быть больше ширины  $\tau$  опорного импульса.

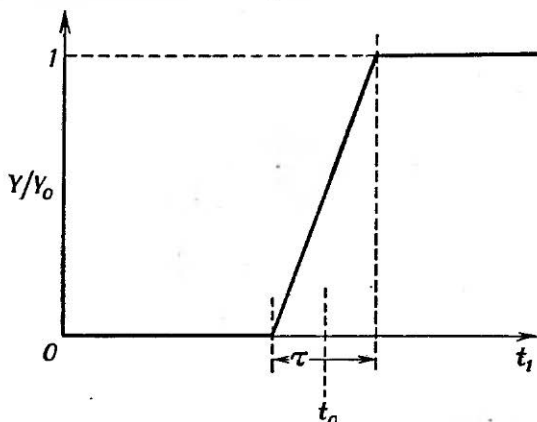
б) *Синусоидальное напряжение.* Предположим, что ко входу приложено синусоидальное напряжение

$$V = V_0 \sin \omega t$$

(фиг. 102). Выражение (6.22) тогда запишется в виде

$$V_a(t_1) = \frac{V_0 S}{C} \int_{t_1 - \tau/2}^{t_1 + \tau/2} \sin \omega t dt = -\frac{2V_0 S}{\omega C} \sin \frac{\omega \tau}{2} \sin \omega t_1. \quad (6.25)$$

Таким образом, если время  $t_1$  изменяется, т. е. опорный импульс движется вдоль синусоиды, то на экране появится



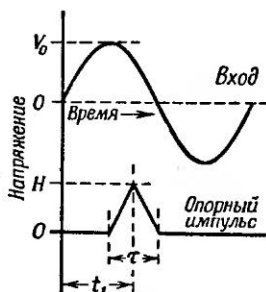
Фиг. 101. Теоретическая форма кривой на экране осциллографа с опорными импульсами при подаче на вход ступенчатого напряжения в момент времени  $t_0$ .

осциллограмма синусоидальной формы. Амплитуда  $Y_0(0)$  развернутых колебаний низкой частоты определится выражением  $Y_0(0) = V_0 S \tau C$ ; на частоте  $\omega$

$$\frac{Y_0(\omega)}{Y_0(0)} = \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}}. \quad (6.26)$$

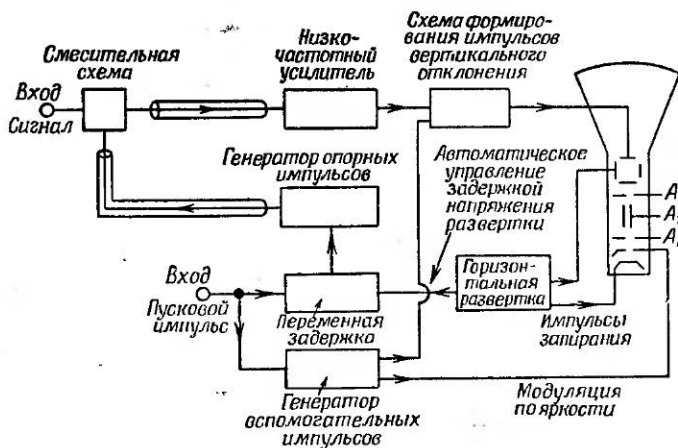
Это соотношение, представленное в виде графика на фиг. 79, показывает характер уменьшения амплитуды осциллограммы при увеличении частоты.

**3. Схемы осциллографов.** Построение схемы осциллографа может быть осуществлено по одному из известных методов, однако в любом случае при этом используются схемы (исключая генератор опорных импуль-



Фиг. 102. Подача на вход опорного импульса и синусоиды.

сов), обычно применяемые в импульсной технике; поэтому здесь мы их не описываем. Все элементы, необходимые для получения осциллограммы импульса при использовании данных, получаемых от смесительной схемы, изображены на общей блок-схеме (фиг. 103).



Фиг. 103. Блок-схема осциллографа с использованием опорных импульсов.

Пусковой импульс подается через схему переменной задержки, определяющую время задержки  $t_1$  (см. фиг. 97), и запускает генератор опорных импульсов. Это время задержки с помощью генератора медленного пилообразного напряжения горизонтальной развертки изменяется по линейному закону в такт с напряжением горизонтального отклонения луча, подводимым к электронно-лучевой трубке. Общее время изменения периода задержки от минимального до максимального значения определяет интервал времени, в течение которого опорный импульс проходит исследуемый сигнал, а следовательно, определяет период развертки осциллографа. Макквин использовал значения от 0,05 до 5 мксек. Длительность периода горизонтальной развертки определяет число элементов, образующих изображение на экране; период повторения запускающих импульсов должен составлять менее 0,01 периода развертки. В осциллографе необходимо



предусмотреть возможность изменения периода развертывающего напряжения и времени задержки  $t_1$ .

Опорный импульс подается в блок смесителя через согласованный соответствующим образом коаксиальный кабель; смеситель выполняется в виде небольшого пробника, который может быть расположен в непосредственной близости от источника исследуемого сигнала. Напряжение с выхода смесителя по коаксиальному кабелю с малой распределенной емкостью подводится к осциллографу и усиливается низкочастотным усилителем. Следует отметить, что применять усилитель постоянного тока нет необходимости, так как напряжение имеет импульсный характер. Амплитудная характеристика усилителя должна быть линейной в диапазоне изменения амплитуд модулированных импульсов<sup>1)</sup>; последние каскады усилителя должны работать в классе *C* во избежание перегрузки.

Импульс с выхода усилителя формируется затем в длительный импульс с той же амплитудой. Этот длительный импульс используется для получения вертикального отклонения на экране электронно-лучевой трубки. Напряжения, получаемые от вспомогательных импульсных схем, используются для включения электронного луча и его гашения во время обратного хода развертки.

Один из методов использования осциллографов этого типа был уже описан. Возможны дальнейшие усовершенствования, например можно одновременно развернуть на экране трубки два независимых напряжения. Это достигается при использовании двух смесительных блоков, выходы которых попеременно подключаются к низкочастотному усилителю. При этом на вход усилителя будут поступать различные импульсы, соответствующие двум различным напряжениям, и на экране трубки получатся изображения, каждое из которых будет состоять из вдвое меньшего числа элементов разложения. При использовании другого метода каждый из смесителей включается или выключается при последовательных периодах развертки; в этом случае частота повторения осциллограмм будет вдвое меньше обычной. Этот метод может быть распространен на три и более смеси-

1) Максимальная глубина модуляции не превышает 25% средней амплитуды импульсов.

телей, управляемых с соответствующей последовательностью включения.

**4. Яркость изображения.** Выше было указано, что частота появления изображения на экране обычно более чем в 100 раз меньше частоты повторения исследуемого сигнала. Таким образом, во избежание мерцания изображения частота повторения исследуемого сигнала должна быть не менее 5000 гц. Если частота повторения ниже указанного значения, необходимо применить электронно-лучевую трубку с длительным послесвечением или же фотографическую запись изображения.

**5. Заключение.** Входной импеданс смесителя определяется входным емкостным делителем. Наиболее чувствительной схема оказывается при использовании емкости 5 пф; при этом входной сигнал 0,5 в дает полное отклонение луча. Если требуется более низкая чувствительность, то емкость может быть уменьшена до величины 1—2 пф. При этом нагрузка источника исследуемого сигнала делается очень малой, что является одним из достоинств этого метода. Все высокочастотные элементы схемы размещены в пробнике, и исключены все высокочастотные соединители (кроме вводов для опорного импульса). В результате исключаются многие источники искажений, встречающиеся в обычных осциллографах, как, например, влияние усилителей с распределенным усилением и отражения, возникающие в неправильно согласованных кабелях. Одно из основных преимуществ осциллографа этого типа заключается в размещении высокочастотных схем в смесительном пробнике.

## Глава VII

### ПРИМЕНЕНИЯ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

#### § 1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих главах подробно описаны схемы, применяемые при работе с импульсами длительностью порядка миллимикросекунд. Задачей настоящей главы является описание измерительных устройств для ядерных исследований. Следует отметить, что область их использования не ограничивается ядерной физикой, и, будучи созданы именно для этой цели, они, несомненно, найдут более широкое применение. Несколько таких примеров мы рассмотрим в следующей главе.

#### § 2. ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ИЗМЕРЕНИЙ

Возможность оперировать импульсами длительностью порядка миллимикросекунд позволяет успешно решать следующие основные задачи ядерной физики:

1. Измерение интервала времени между моментами вылета двух частиц или квантов из радиоактивного ядра.
2. Отбор определенных ядерных частиц или квантов излучения и измерение их энергии и направления движения.
3. Определение скорости движения ядерных частиц или квантов путем измерения времени пролета между двумя фиксированными точками.
4. Измерение числа ядерных частиц или квантов излучения, попадающих в данный элемент объема в течение определенного интервала времени.

Во всех этих случаях первым обязательным звеном всего измерительного устройства являются счетчики частиц. Назначение их состоит в том, чтобы вырабатывать импульсы напряжения или тока с минимальной задержкой после появления в них исследуемых ядерных частиц. Для того чтобы можно было проводить энергетические измерения, амплитуды

импульсов должны находиться в определенной зависимости от энергии породивших их частиц.

Введение счетчиков превращает физические измерения в чисто электронную задачу, и все вопросы могут быть решены путем изучения формы импульсов и измерения их амплитуд, интервалов времени между ними и числа импульсов, возникающих в единицу времени.

Последнее измерение мы будем называть счетом импульсов, а процесс обнаружения частиц или квантов при помощи счетчиков, основанный на измерении возникающих импульсов напряжения или тока, — регистрацией.

В экспериментальной физике используются два типа счетчиков, управляющих схемами для измерения коротких импульсов. С них мы и начнем рассмотрение измерительных устройств. Измерительные схемы разобраны в последующих параграфах.

### § 3. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

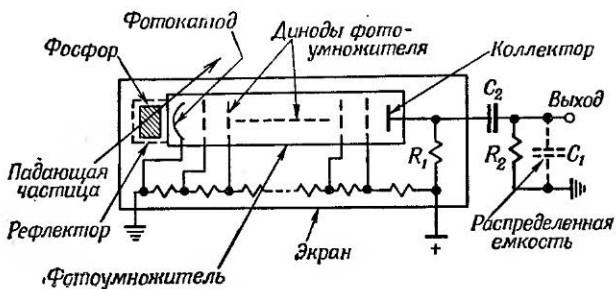
Описанию счетчиков этого типа и их усовершенствованию посвящено много работ. Можно указать на обзорную статью Колтмена [269] и книгу Биркса „Сцинтилляционные счетчики“.

Рабочее пространство сцинтилляционных счетчиков заполнено специальным органическим кристаллом или каким-либо другим фосфором. Ядерная частица или квант, попавшая в счетчик, возбуждает некоторые атомы среды, которые, возвращаясь в свое нормальное состояние, излучают фотоны света (сцинтиллируют). Существует определенное вероятностное распределение малых интервалов времени между моментом возбуждения атома и моментом излучения фотона возбужденным атомом. Под действием вспышки света фосфора катод фотоумножителя (фиг. 104) эмиттирует фотоэлектроны, которые умножаются во много раз в последующих каскадах. После каждой сцинтилляции на аноде умножителя появляется лавина электронов, причем количество электронов в секунду, т. е. ток, зависит от числа фотонов, эмиттированных фосфором в 1 сек.

Таким образом, сцинтилляционный счетчик дает импульс тока, связанный с моментом появления ядерной частицы, подлежащей наблюдению. Интеграл этого импульса по времени, т. е. суммарный заряд, пропорционален полному числу

фотонов, эмиттированных фосфором, которое в свою очередь является функцией энергии частиц или квантов, подлежащих измерению.

Импульсы анодного тока, снимаемые с фотоумножителя, воздействуют на последующую часть измерительного устройства, поэтому форма этих импульсов представляет интерес.



Фиг. 104. Схема сцинтилляционного счетчика.

Рассмотрим факторы, определяющие время нарастания и спада импульсов тока сцинтилляционного счетчика.

**1. Форма импульсов тока.** Рассмотрим случай эмиссии одного электрона с фотокатода умножителя. При прохождении через умножитель этот электрон вызовет появление на аноде спустя некоторый промежуток времени лавины вторичных электронов. Электроны, составляющие лавину, появляются на аноде не одновременно, а в течение некоторого интервала времени, так как пути, а следовательно, и времена пролета различных электронов в каскадах умножителя неидентичны.

Интервал времени между моментом вылета электрона с фотокатода и появлением на аноде половины полного количества электронов называется временем пролета в фотоумножителе, а время нарастания лавины — размытием времени пролета.

Число электронов, достигающих анода в единицу времени, т. е. анодный ток, меняется во времени по вероятностному закону, который определяется геометрией фотоумножителя. Предположим, что это закон Гаусса, при помощи которого

хорошо аппроксимируется экспериментальная форма тока. Таким образом,

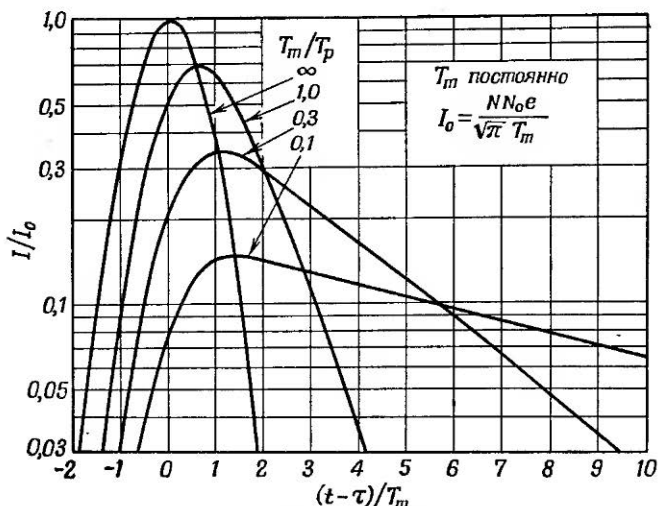
$$I = \frac{N_0 e}{\sqrt{\pi} T_m} e^{-[(t-\tau)/T_m]^2}, \quad (7.1)$$

где  $I$  — значение тока в момент времени  $t$ ,  $N_0$  — полное количество электронов на аноде, вызванных одним первичным электроном,  $e$  — заряд электрона,  $\tau$  — время пролета,  $T_m$  — постоянная, определяющая размытие времени пролета.

Постоянный множитель, стоящий перед экспонентой, выбирается так, чтобы удовлетворялось следующее условие:

$$\int_{-\infty}^{\infty} I dt = N_0 e. \quad (7.2)$$

Форма импульса анодного тока фотоумножителя изображена на фиг. 105 (для случая, когда постоянная времени



Фиг. 105. Форма выходного импульса тока фотоумножителя (размытие времени пролета  $T_m$  постоянно).

высвечивания фосфора  $T_p$  равна нулю); эта же кривая соответствует усредненной форме шумового импульса, возникающего в аноде от одного случайного фотоэлектрона. Практи-

чески величина  $T_m$  лежит в пределах 0,1—10 мксек., а величина  $N_0$ —в пределах  $10^5$ — $10^8$  на 1 фотозлектрон.

Если учитывать постоянную времени высвечивания фосфора  $T_p$ , то закон изменения фотозлектронной эмиссии катода при попадании в счетчик ядерной частицы в момент  $t=0$  может быть приблизительно выражен в виде

$$n = \frac{N}{T_p} e^{-t/T_p}, \quad (7.3)$$

где  $n$ —число электронов, покидающих фотокатод в 1 сек., а  $N$ —полное число фотозлектронов, вылетающих в результате сцинтилляции.

Уравнение (7.3) не является вполне точным. Для некоторых фосфоров приходится отказываться от сравнительно простого уравнения (7.3) и переходить к более точной аппроксимации в виде суммы двух экспонент с резко различающимися постоянными времени. Кроме того, иногда нужно учитывать, что ток фотокатода является не непрерывной, а дискретно-статистической функцией, как показали в своей работе Пост и Шифф [270]. Однако для наших целей вполне приемлемо уравнение (7.3).

Анодный ток  $I$  в момент времени  $t$  при условии, что частица возбуждает фосфор при  $t=0$ , может быть получен из уравнений (7.1) и (7.3):

$$I = \int_0^t \frac{N_0 e}{\sqrt{\pi} T_m} e^{-[(t-t'-\tau)/T_m]^2} \frac{N}{T_p} e^{-t'/T_p} dt'. \quad (7.4)$$

Это уравнение можно представить в виде

$$I = \frac{NN_0 e}{\sqrt{\pi} T_m T_p} e^{\left[ -\frac{t-\tau}{T_p} + \frac{T_m^2}{4T_p^2} \right]} \int_0^t e^{-\left[ \frac{t'}{T_m} - \left( \frac{t-\tau}{T_m} - \frac{T_m}{2T_p} \right) \right]^2} dt', \quad (7.5)$$

откуда <sup>1)</sup>

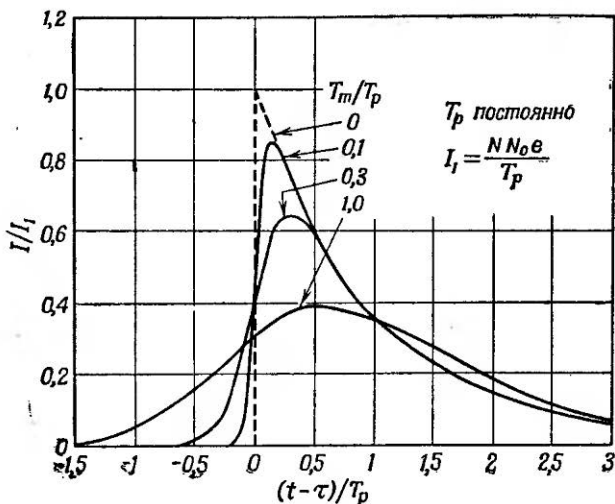
$$I = \frac{NN_0 e}{2T_p} e^{\left[ -\frac{t-\tau}{T_p} + \frac{T_m^2}{4T_p^2} \right]} \left\{ \operatorname{erf} \left[ \frac{t-\tau}{T_m} - \frac{T_m}{2T_p} \right] + \operatorname{erf} \left[ \frac{\tau}{T_m} + \frac{T_m}{2T_p} \right] \right\}. \quad (7.6)$$

<sup>1)</sup> Здесь  $\operatorname{erf}$  — функция ошибок,

На фиг. 105 и 106 представлены графически формы импульсов тока для различных значений отношения  $T_m/T_p$ . При построении этих кривых было принято, что

$$\operatorname{erf}\left[\frac{\tau}{T_m} + \frac{T_m}{2T_p}\right] \approx 1.$$

Из фиг. 105 видно, как меняется форма импульса анодного тока фотоумножителя с изменением  $T_p$  при постоянном значении размытия времени пролета в фотоумножителе  $T_m$ .



Фиг. 106. Форма выходного импульса тока фотоумножителя (постоянная времени высвечивания фосфора  $T_p$  не изменяется).

На фиг. 106 показано улучшение формы импульса, получаемое при уменьшении постоянной  $T_m$  фотоумножителя и при фиксированном значении  $T_p$ . Эти кривые построены в предположении, что полное число электронов, эмиттированных фотокатодом в результате сцинтилляции, во всех случаях одинаково. Практически изменять величину  $T_p$  можно лишь сменой фосфора, а это в свою очередь изменяет число фотоэлектронов, подлежащих умножению.



**2. Характеристики существующих сцинтилляционных счетчиков.** Форма и величина выходных импульсов тока от сцинтилляционных счетчиков исследована и описана в нескольких работах [270—275]. Производится дальнейшее усовершенствование этих счетчиков с целью получения более коротких выходных импульсов.

В табл. 9 и 10 приведены данные, дающие возможность оценить характеристики некоторых фосфоров и фотоумножителей, используемых в настоящее время.

Таблица 9  
ПОСТОЯННЫЕ ВРЕМЕНИ ВЫСВЕЧИВАНИЯ  
ФОСФОРОВ

Фосфор	$T_p$ , мксек.
Нафталин . . . . .	87
Антрацен . . . . .	23
Транстилбен . . . . .	6
<i>n</i> -Терфенил . . . . .	4,2

Таблица 10

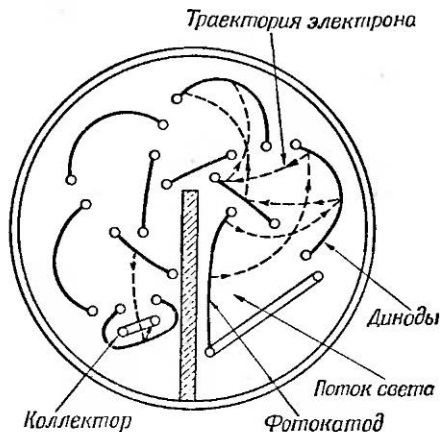
ДАННЫЕ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Тип	Испытательное напряжение (нормальное рабочее напряжение 1500—2000 в), в	Размытие времени пролета $T_m$ , мксек.
R. C. A. тип 1P21 (9 каскадов) . . . . .	5000	0,25
E. M. I. тип 5311 (11 каскадов) . . . . .	4000	4,3

**3. Размытие времени пролета в фотоумножителях.** Влияние этого фактора уже рассматривалось в п. 1 настоящего параграфа. Размытие времени пролета является главным фактором, ограничивающим скорость нарастания выходного импульса тока. Это явление вызвано различием путей отдельных электронов в фотоумножителе. Для уменьшения размытия времени пролета фотоумножитель должен быть скон-

струирован так, чтобы электроны двигались по одинаковым путям и чтобы путь и время пролета были сведены к минимуму.

На фиг. 107 схематически изображена конструкция фотоумножителя типа R. C. A. 931A, обычно применяемого в сцинтилляционных счетчиках [276, 277]. Этот умножитель имеет 9 каскадов; различные варианты умножителей этого типа отли-

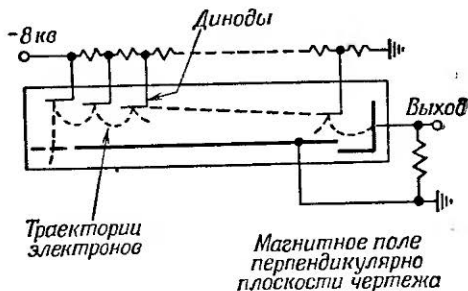


Ф и г. 107. Схема фотоумножителя типа 931A.

чаются друг от друга только формой фотокатодов, в то время как форма динодов остается неизменной. Более современная конструкция имеет 16 каскадов умножения [278].

На фиг. 108 показан фотоумножитель, в котором траектории электронов определяются результирующим действием двух взаимно перпендикулярных полей: магнитного и электростатического. Электроны в таком умножителе движутся по циклоиде; плоскости динодов ориентированы так, что электроны бомбардируют поверхность динодов при энергии 200 эв, и достигается высокий коэффициент вторичной эмиссии. Подсчитано, что для фотоумножителя подобной конструкции размытие времени пролета не превышает 0,033 мксек. [279]. Однако эта величина еще не подтверждена экспериментальными данными. Необходимость создания соответствующего магнитного поля вызывает известные трудности при некоторых экспериментах,

4. Выходные схемы для сцинтилляционных счетчиков. Фотоумножитель действует как генератор тока с высоким внутренним сопротивлением; выходной сигнал можно снимать с анода или с любого из предшествующих ему динодов. Во всех случаях форма импульса тока имеет такой вид, как показано на фиг. 105. Этот ток интегрируется паразитной



Ф и г. 108. Электронный умножитель с магнитной и электростатической фокусировкой.

емкостью  $C_1$ , являющейся суммой емкости выходного электрода трубки, емкости монтажа и входной емкости последующей схемы<sup>1)</sup>).

Емкость  $C_1$  зашунтирована параллельным соединением высокоомных сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ ; на высоком импедансе развивается импульс напряжения ступенчатой формы. Выходной сигнал затем может быть подан на катодный повторитель, чтобы получить импульс подобной формы на низком импедансе.

Время нарастания напряжения определяется совместным действием размытия времени пролета в фотоумножителе  $T_m$  и постоянной времени высвечивания фосфора  $T_p$ . Амплитуда ступеньки напряжения пропорциональна полному числу электронов на выходном электроде умножителя и, следовательно, соответствует энергии и типу ядерной частицы. При этом должна быть гарантия, что нет насыщения в последних каскадах фотоумножителя, вызванного действием пространственного заряда.

<sup>1)</sup> Емкость разделительного конденсатора  $C_2$  (см. фиг. 104) велика и не входит в расчет,

Если же энергия ядерной частицы так высока, что насыщение наступает, то коэффициент усиления умножителя следует уменьшить путем снижения питающего напряжения.

Величины сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$  выбираются, исходя из требования, чтобы емкость  $C_1$  успевала разряжаться за время между соседними импульсами, т. е. чтобы выходные импульсы спадали до нуля. Уменьшение этих сопротивлений лимитируется требованием, чтобы постоянная времени нагрузочной цепи  $C_1 R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$  была в 5 раз больше постоянной времени высвечивания фосфора. Чтобы избежать маскировки маленького импульса задним фронтом предыдущего большого импульса, временной интервал между соседними импульсами в предельном случае должен быть не менее пяти постоянных времени выходной цепи. Например,



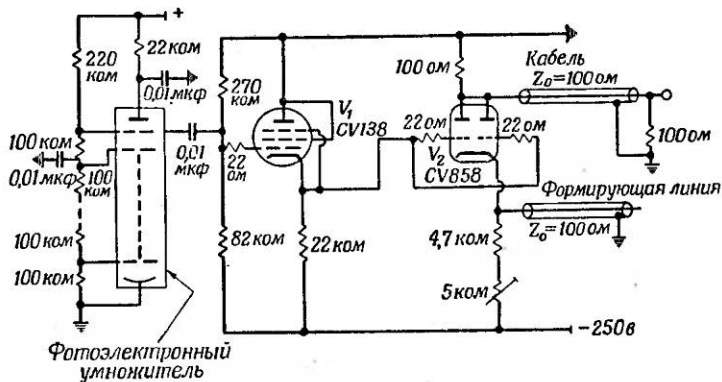
Фиг. 109. Выходной импульс схемы для формирования импульсов, использующей линию задержки.

при использовании антраценового кристалла в сцинтилляционном счетчике интервал между соседними импульсами не должен быть меньше 1 мсек., если требуется производить точные амплитудные измерения.

При высокой скорости счета, когда интервалы между

импульсами меньше 1 мсек., вместо цепочки  $RC$  на выходе умножителя лучше ставить специальную схему для формирования импульсов, использующую линию задержки. Амплитуда выходного импульса в этой схеме пропорциональна заряду на выходе фотоумножителя, если интервалы между импульсами не менее чем в 10 раз превосходят постоянную времени высвечивания фосфора. Форма выходных импульсов напряжения показана на фиг. 109, а схема для формирования импульсов изображена на фиг. 110 [712]. В этой схеме сопротивление на выходе фотоумножителя должно быть как можно больше и выбирается из условия, чтобы средний выходной ток на нем не вызывал изменения среднего значения потенциала выходного электрода более чем на 5 в. Каждый импульс тока фотоумножителя создает на выходном сопротивлении ступеньку напряжения, которая через катодный повторитель  $V_1$  подается на сетку формирующей лампы  $V_2$ . На ее катодном сопротивлении возникает ступенька напряжения, амплитуда которой равна 1/2. Она поступает в формирующую

линию задержки, выполненную в виде отрезка коаксиального кабеля, разомкнутого на конце. Отражаясь от ее конца без изменения знака, ступенька напряжения возвращается к катоду лампы и повышает его потенциал. Лампа  $V_2$  возвращается к исходному состоянию по току. Волновое сопротивление формирующей линии согласовано с выходным сопротивлением лампы  $V_2$  по катоду, поэтому дальнейших отражений в линии не возникает (в идеальном случае). Выходной



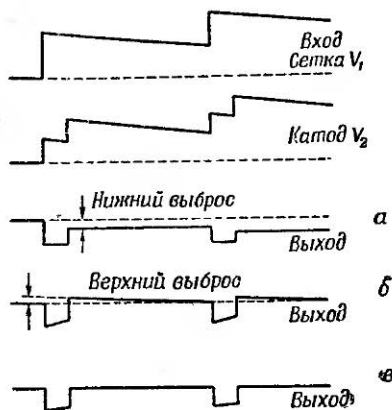
Фиг. 110. Схема для формирования импульсов, использующая линию задержки.

[Nucleonics, 10, No. 4, 28 (1952).]

отрицательный импульс, снимаемый с анода лампы  $V_2$ , имеет длительность, равную двойной задержке катодной линии.

Теоретически схема готова к приему следующего импульса фотоумножителя сразу после окончания импульса в аноде лампы  $V_2$ , не дожидаясь, пока потенциал ее сетки вернется к начальному уровню. Однако практически трудно полностью согласовать катодный импеданс лампы  $V_2$  с характеристическим импедансом линии, поэтому следующая входная ступенька напряжения не должна поступать, пока не затухнут отражения в формирующей линии; промежутки времени между передними фронтами импульсов фотоумножителя должны превосходить длительность импульса в аноде лампы  $V_2$  не менее чем в 3 раза (или соответственно задержку формирующей линии не менее чем в 6 раз).

Следующее затруднение, возникающее при работе с этой схемой, состоит в том, что выходная цепь фотоумножителя, хотя и имеет большую постоянную времени, все же в некоторой степени дифференцирует выходной импульс. При этом в аноде лампы  $V_2$  появляется положительный выброс после окончания импульса. Этот выброс может быть скомпенсирован при соответствующем выборе катодного сопротивления лампы  $V_2$ , которое имеет тенденцию вызывать неполное восстановление потенциала анода после окончания выходного импульса. Формы напряжений, показанные на фиг. 111, иллюстрируют действие этих двух факторов.



Фиг. 111. Диаграммы напряжений в схеме для формирования импульсов, использующей линию задержки.

*a* — случай бесконечно большой постоянной времени переходной цепочки на входе схемы; *б* — катодное сопротивление лампы  $V_2$  бесконечно большое, нормальная постоянная времени переходной цепочки (через  $V_2$  течет нормальный ток благодаря использованию источника бесконечно большого отрицательного напряжения); *в* — эффекты *a* и *б* сбалансированы (это соответствует нормальной работе устройства).

импульс напряжения, и скорость нарастания этого импульса напряжения, получаемого от фотоумножителя, попрежнему ограничивается выходной паразитной емкостью. Однако в этом случае нагрузочное сопротивление может быть выбрано очень малой величины, так как амплитуда импульса не имеет значения, если только не уменьшается первоначальная скорость нарастания переднего фронта. Для таких работ важно использовать фосфор с малой постоянной времени высвечивания, чтобы сделать малым запаздывание эмиссии первых

окончания импульса. Этот выброс может быть скомпенсирован при соответствующем выборе катодного сопротивления лампы  $V_2$ , которое имеет тенденцию вызывать неполное восстановление потенциала анода после окончания выходного импульса. Формы напряжений, показанные на фиг. 111, иллюстрируют действие этих двух факторов.

Мы рассматривали до сих пор выходные схемы, предназначенные для получения импульса напряжения, пропорционального интегралу импульса тока фотоумножителя. Если же требуется производить измерение интервалов времени, то нужно использовать по возможности передний фронт импульса тока. Для запуска последующей измерительной схемы вновь требуется

фотоэлектронов относительно момента попадания ядерной частицы. Уменьшение постоянной времени высвечивания фосфора приводит к увеличению амплитуды импульса тока фотоумножителя (см. фиг. 105).

В схеме, предназначенной для измерений интервалов времени, коэффициент усиления фотоумножителя и последующих цепей должен быть таким большим, чтобы первые 2—3 фотоэлектрона, эмиттированные фотокатодом, давали на выходе импульс с амплитудой, достаточной для дальнейшего использования. Необходимую величину коэффициента усиления можно оценить из следующего расчета:

Минимальный необходимый выходной импульс напряжения

$$V = 2 \text{ в.}$$

Паразитная емкость выходных цепей фотоумножителя

$$C = 20 \text{ пф.}$$

Необходимый заряд на выходе фотоумножителя  $CV = 4 \cdot 10^{-11}$  кулон.

Минимальное число электронов  $2,5 \cdot 10^8$ .

Число начальных электронов 3.

Коэффициент усиления должен быть равен  $8 \cdot 10^7$ .

Если такое усиление не достигается в фотоумножителе, то необходимо применить дополнительное усиление в последующих цепях. В настоящее время немногие типы фотоумножителей могут дать усиление выше  $10^7$ , однако в результате дальнейшего усовершенствования, несомненно, будут сконструированы трубки с большим коэффициентом усиления.

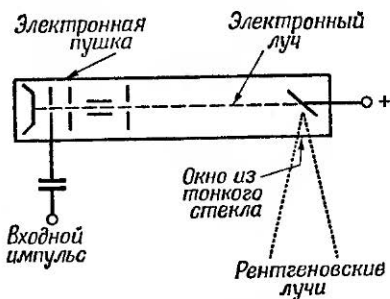
В устройствах, предназначенных для временных измерений, особое внимание нужно обращать на монтаж выходных цепей фотоумножителя. Паразитные индуктивности и емкости проводов должны быть сведены к минимуму. Если время нарастания выходного тока умножителя меньше 1 мксек., то сопротивление, шунтирующее выходную емкость, можно снизить до 100 ом без чрезмерного уменьшения амплитуды. В этом случае выходы фотоумножителя могут быть выполнены в виде коаксиальных кабелей с возможно более высоким импедансом, пропущенных через стенку баллона, что существенно понижает паразитную индуктивность выводов.

### **Б. Счетчик частиц, использующий излучение Черенкова.**

Если частица движется в некоторой среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде, то излучаются фотоны.

Эти фотоны, так же как и сцинтилляция фосфора, могут быть обнаружены и усилены при помощи фотоумножителя. Характерная особенность излучения Черенкова [281] состоит в том, что постоянная времени в этом случае чрезвычайно мала по сравнению с постоянной времени высвечивания фосфора  $T_p$  при сцинтилляции. В работе Маршалла [282] указывается, что импульс света имеет длительность 1—0,01 мксек. По оценке Маршалла, электрон, движущийся со скоростью, близкой к скорости света, входя в массу стекла с коэффициентом преломления 1,5, вызывает эмиссию 250 фотонов на 1 см пути. Если бы все фотоны улавливались фотоумножителем типа 5819, то при прохождении быстрым электроном 1 см пути в стекле из фотокатода умножителя вылетало бы в среднем 15,7 электронов. В этих счетчиках вместо стекла можно применять пластмассы (например люцит). Такие счетчики могут быть использованы для прецизионных временных измерений при экспериментах с высокоскоростными ядерными частицами. Точность этих измерений ограничивается только характеристиками фотоумножителя.

**6. Импульсные испытания фотоумножителей.** При испытании и наладке счетчиков, являющихся входным элементом всех измерительных приборов, полезно иметь искусственный источник импульсного излучения. Для наладки последующих схем удобно пользоваться генератором импульсов, имитирующих выход фотоумножителя. Для этого могут быть использованы импульсные генераторы, описанные в гл. IV в соединении с одной из двух следующих схем.

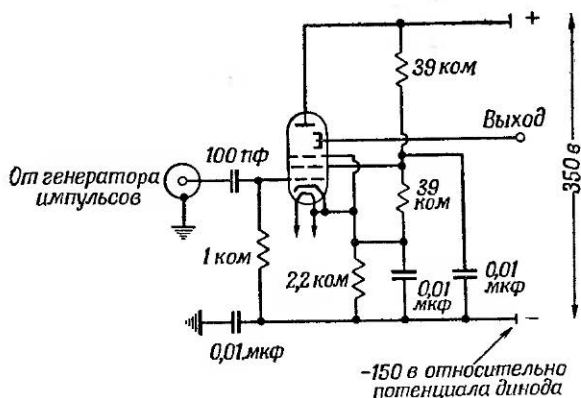


Фиг. 112. Рентгеновская трубка с импульсным излучением.

а) *Рентгеновская трубка с импульсным излучением.* Трубка такого типа показана на фиг. 112. Входные импульсы регулируемой длительности от релейного или какого-либо другого генератора импульсов подаются на электронную пушку и отпирают поток электронов. Электроны, ударяясь



о мишень, вызывают рентгеновское излучение. Анодное напряжение составляет обычно 20—50 кВ. Образующиеся мягкие рентгеновские лучи через очень тонкое стеклянное окошко могут проникать в окружающее пространство. Импульсы мягких рентгеновских лучей с регулируемой длительностью (обычно 1—10 мксек.), появляющиеся в известные



Фиг. 113. Имитатор выходного импульса с динода сцинтилляционного счетчика.

[Nucleonics, 10, No. 4, 28 (1952).]

моменты времени, используются для испытаний сцинтилляционных счетчиков. Так как рентгеновские лучи обладают слабой проникаемостью, то в световом экране, окружающем счетчик, может потребоваться специальное тонкое окошечко.

б) Лампа со вторичной эмиссией в импульсном режиме. Для имитации выходного импульса с динода фотоумножителя можно использовать схему на лампе с одним каскадом вторичного усиления (фиг. 113). Эта схема генерирует требуемые положительные импульсы при высоком внутреннем сопротивлении. Лампа нормально заперта и начинает пропускать ток, когда на ее управляющую сетку подается положительный импульс длительностью 1—10 мксек. с выхода генератора импульсов. Амплитуда выходного импульса тока регулируется изменением амплитуды входного напряжения.

Потребная величина тока может быть определена из следующих соображений:

Требуемое число электронов на выходном электроде  $10^8$  (максимум).

Длительность импульса 1 мксек. (минимум).

Амплитуда импульса тока на выходе 16 ма (максимум).

Такой ток можно получить в небольших лампах со вторичной эмиссией.

Если для настройки измерительного устройства требуется имитировать импульс с анода фотоумножителя, то и в схеме фиг. 113 выходные импульсы соответственно должны сниматься с анода лампы. Кроме лампы со вторичной эмиссией, иногда в качестве имитаторов импульсов тока фотоумножителей могут использоваться обычные пентоды.

#### § 4. ИСКРОВЫЕ СЧЕТЧИКИ

Эти счетчики были созданы на основании первых работ Грейнахера [283], Штубера [284], Чжана и Розенблюма [285].

Искровой счетчик Кейфеля [286] представляет собой две близко расположенные параллельные пластины, помещенные в наполненную газом запаянную трубку. К пластинам приложена разность потенциалов, достаточно большая, чтобы вызвать разряд, когда в газе имеется даже слабая ионизация.

Действие этого счетчика, как и счетчика Гейгера — Мюллера, состоит в следующем. Ионизирующая частица, попадающая в счетчик, вызывает 2 лавины: электронную, движущуюся к аноду, и ионную, идущую к отрицательной пластине. В счетчике образуется искровой разряд, который стремится захватить весь объем счетчика. Однако это предотвращается подачей специального гасящего импульса длительностью не меньше 0,05 сек. сразу же после возникновения разряда. Гасящий импульс уменьшает напряжение, приложенное к счетчику, до такой малой величины, что разряд прекращается сразу же после первой искры или же электронной лавины. В течение времени гашения ионы удаляются из рабочего объема счетчика благодаря разности потенциалов пластин, и после окончания этого периода счетчик снова готов к приему следующего импульса. Время нарастания

импульса тока искрового счетчика и задержка начала возникновения разряда относительно попадания в счетчик ионизирующей частицы исследованы в работах Кейфеля и Маданского и Пидда [287]. Результаты их исследований приведены в табл. 11.

Таблица 11

Перенапряжение	Время нарастания выходного импульса тока, мкмсек.	Возможный разброс задержки выходного импульса, мкмсек.
250	8	15
500	—	10
900	3	3

Величина перенапряжения показывает, насколько анодное напряжение счетчика превышает минимальную разность потенциалов, необходимую для появления разряда.

Из значений, приведенных в табл. 11, следует, что искровые счетчики могут быть использованы для работы с импульсами длительностью порядка миллимикросекунд. В частности, они нашли себе применение в области исследования космических лучей, где требуются счетчики с большим рабочим объемом, а время гашения несущественно [288].

В заключение следует отметить, что выходные импульсы искровых счетчиков намного превышают по амплитуде импульсы описанных выше сцинтилляционных счетчиков.

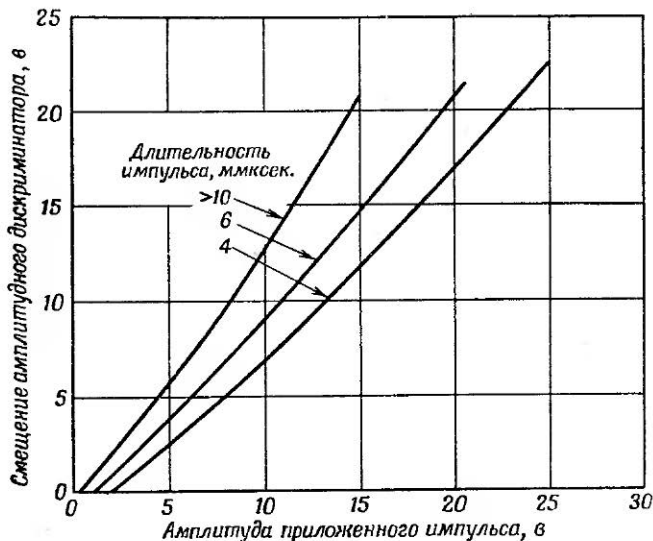
## § 5. АМПЛИТУДНЫЕ ДИСКРИМИНАТОРЫ

Схема, служащая для измерения амплитуд выходных импульсов от сцинтилляционного или какого-либо другого счетчика, называется амплитудным дискриминатором. Амплитудные дискриминаторы являются одной из основных частей счетных устройств, используемых в экспериментальной ядерной физике. Схема должна запускаться короткими импульсами, амплитуда которых превышает заданный уровень, причем порог срабатывания по возможности не должен зависеть от длительности импульса и крутизны его переднего фронта.

В схему амплитудного дискриминатора всегда включены нелинейные элементы, например диоды, которые пропускают



Положительные входные импульсы подаются на лампу  $V_1$  через дискриминирующий диод  $W_2$ , который нормально заперт регулируемым смещением с катодного повторителя  $V_2$ . Если входной импульс превышает уровень дискриминации, то диод  $W_2$  отпирается и пропускает импульс. При достаточно высокой амплитуде входного импульса усиленный сигнал на диноде лампы превысит уровень



Ф и г. 115. Характеристика амплитудного дискриминатора.

смещения диода  $W_3$ . В результате цепь положительной обратной связи динод — сетка замкнется, и лампа  $V_1$  скачком перейдет в полностью открытое состояние. Минимальная амплитуда сигнала на сетке, вызывающая лавинообразный спуск триггера, меньше 0,1 в. Длительность импульса триггера определяется величиной емкости обратной связи и процессами, связанными с насыщением пространственного заряда в лампе со вторичной эмиссией. При параметрах схемы, указанных на фиг. 114, длительность импульса триггера составляет примерно 0,3 мксек. Работу схемы характеризуют кривые, изображенные на фиг. 115, и следующие данные:

Диапазон дискриминируемых амплитуд 0,05—25 *в*.

Стабильность порога дискриминации лучше чем 0,1 *в* для импульсов длительностью 10 ммксек.

Задержка срабатывания схемы от 3 до 10 ммксек. в зависимости от формы входного импульса и условий запуска.

Амплитуда выходного импульса от 200 до 300 *ма*.

Длительность импульса от 0,1 до 100 мксек.

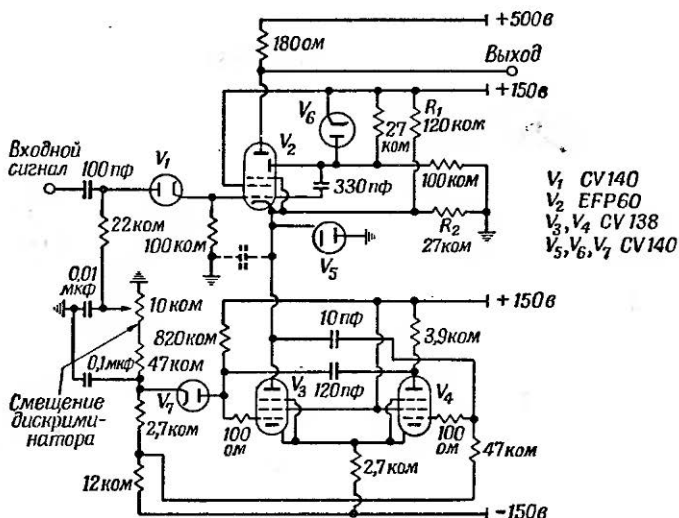
Время нарастания выходного импульса порядка 10 ммксек.

Входной дискриминирующий диод  $W_2$ , используемый в этой схеме, эквивалентен параллельному соединению емкости и сопротивления. В запертом состоянии последнее велико, однако импульсы, меньшие по величине, чем уровень смещения, могут все же пройти через шунтирующую емкость и вызвать ошибки в измерениях. Этот эффект устраняется подачей импульса обратной полярности на управляющую сетку  $V_1$  через нейтрализующую цепочку  $RC$ . Импульс обратной полярности можно получить из входного с помощью фазоинверторной лампы или трансформатора.

В некоторых случаях требуется, чтобы амплитудный дискриминатор после срабатывания становился на сравнительно долгое время нечувствительным к воздействию следующего импульса. Пример схемы такого дискриминатора показан на фиг. 116 [290].

Эта схема отличается от только что разобранный (см. фиг. 114) добавлением специального блокирующего устройства, которое представляет собой спусковую схему с катодной связью, выполненную на лампах  $V_3$  и  $V_4$ . Пока на вход дискриминатора не поступает входной импульс, лампа  $V_3$  отперта и пропускает анодный ток 10 *ма*, который замыкается на землю через диод  $V_5$ . Таким образом, в состоянии покоя катодный потенциал лампы со вторичной эмиссией  $V_2$  поддерживается на нулевом уровне. Эта лампа включена по схеме триггера и выполняет те же функции, что и лампа  $V_1$  в предыдущей схеме. Входной положительный импульс достаточной амплитуды вызывает срабатывание триггера, и в аноде лампы  $V_2$  возникает короткий импульс тока большой величины. В схему должна быть введена емкость между катодом лампы  $V_2$  и землей, чтобы обеспечить требуемую длительность выходного импульса. Результирующее нарастание катодного потенциала лампы  $V_2$  вызывает запуск

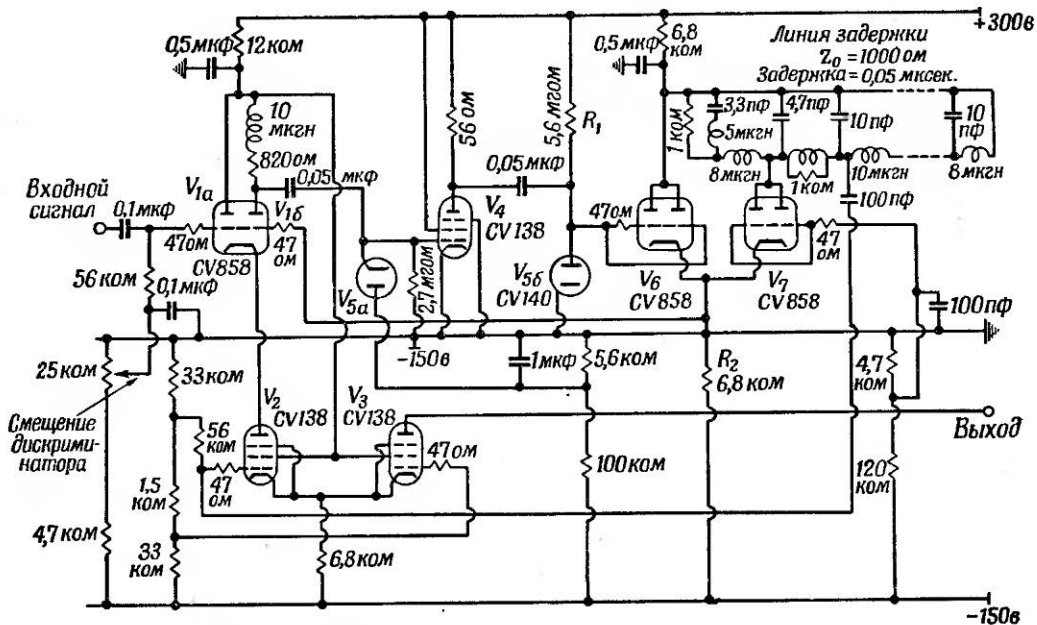
спусковой схемы на лампах  $V_3$  и  $V_4$ . Теперь лампа  $V_4$  проводит ток, а лампа  $V_3$  заперта. Так как возрастание сеточного потенциала лампы  $V_2$  ограничивается диодом  $V_6$ , то в некоторый момент напряжение на катоде  $V_3$  превысит напряжение на ее управляющей сетке и импульс тока в лампе прекращается. Сетка ее возвращается к нулевому уровню,



Фиг. 116. Амплитудный дискриминатор со схемой блокировки.

а напряжение на катоде падает до величины, определяемой делителем  $R_1$  и  $R_2$ . Величины  $R_1$  и  $R_2$  подбираются так, чтобы лампа  $V_2$  поддерживалась в запертом состоянии. Следовательно, дискриминатор оказывается нечувствительным к воздействию входных импульсов до тех пор, пока лампы  $V_3$  и  $V_4$  блокирующей спусковой схемы не возвратятся в состояние покоя.

На фиг. 117 показана еще одна схема амплитудного дискриминатора [291]. Она построена на обычных лампах и поэтому менее быстродействующая, чем схемы на лампах со вторичной эмиссией. Достоинством ее является малое время восстановления, которое определяется линией



Фиг. 117. Схема амплитудного дискриминатора сравнительно медленного действия.



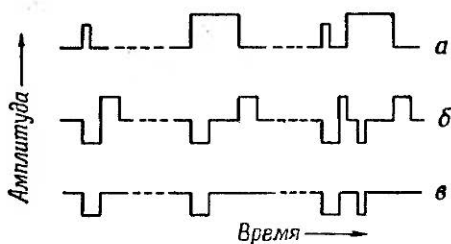
задержки. В состоянии покоя сетка лампы  $V_6$  поддерживается на нулевом уровне с помощью диода  $V_{5b}$  и сопротивления  $R_1$ . На сетке лампы  $V_7$  установлен потенциал — 5,5 в, так что лампа  $V_6$  полностью пропускает ток 20 ма, текущий по сопротивлению  $R_2$ . Напряжение на катоде  $V_6$  составляет 1—2 в относительно земли и определяет потенциал сетки  $V_{1b}$ . На сетку  $V_{1a}$  задается отрицательное регулируемое смещение, определяющее порог дискриминации. В этом состоянии через лампу  $V_2$  протекает катодный ток лампы  $V_1$ . Лампы  $V_3$  и  $V_4$  находятся также в запертом состоянии.

Когда на вход схемы поступает положительный импульс с амплитудой, превышающей порог дискриминации, триод  $V_{1a}$  начинает пропускать ток, потенциал катода  $V_1$  повышается и в аноде лампы  $V_{1b}$  вырабатывается положительный фронт напряжения. Он усиливается лампой  $V_4$  и через лампу  $V_6$ , работающую в режиме катодного повторителя, поступает с изменением полярности на сетку лампы  $V_{1b}$ . Процесс становится лавинно-нарастающим, и схема скачком переходит в новое состояние. Теперь весь ток, протекавший через  $V_{1b}$ , течет через  $V_{1a}$ ; лампа  $V_6$  оказывается запертой по управляющей сетке, а лампа  $V_7$  проводит, и ее ток определяет падение напряжения на сопротивлении  $R_2$ . Так как потенциал сетки  $V_7$  фиксирован, то амплитуда отрицательной ступеньки напряжения, запирающей лампу  $V_{1b}$ , не может превысить 6 в. Это ограничение напряжения необходимо предусмотреть, чтобы лампа  $V_{1b}$  могла вернуться в исходное состояние сразу же после окончания входного импульса на сетке лампы  $V_{1a}$ .

Когда лампа  $V_7$  начинает проводить, в ее аноде с помощью короткозамкнутой линии задержки вырабатывается отрицательный импульс с амплитудой 10 в и длительностью 0,1 мксек. (фиг. 118). Этот импульс подается на управляющую сетку лампы  $V_2$ , запирает ее и тем самым разрывает цепь анодного тока лампы  $V_1$ . Таким образом, в течение 0,1 мксек. после срабатывания схема остается полностью нечувствительной к следующим входным импульсам. После окончания импульса линии задержки лампа  $V_2$  вновь начинает проводить, и если входной импульс к этому времени уже закончился, схема скачком возвращается в исходное состояние. Если же длительность входного импульса больше 0,1 мксек., ток лампы  $V_2$  будет протекать через лампу  $V_{1a}$

до тех пор, пока входной сигнал не уменьшится настолько, что схема сможет вернуться в исходное состояние.

Возвращение схемы в исходное состояние вызывает записание лампы  $V_7$ , и линия задержки формирует теперь положительный импульс напряжением длительностью 0,1 мксек. После окончания этого импульса вся схема возвращается в исходное состояние. Однако схема может быть запущена еще до того, как она полностью вернется в исходное состояние, но длительность выходного импульса при



Фиг. 118. Идеализированные диаграммы импульсов тока и напряжения в амплитудном дискриминаторе.

*а* — входные импульсы; *б* — импульсы линии задержки (сетка лампы  $V_2$ ); *в* — анодный ток лампы  $V_3$ .

этом уменьшается, что может внести погрешность в работу последующих регистрирующих цепей.

При работе описанного амплитудного дискриминатора с пересчетной схемой, изображенной на фиг. 120, его мертвое время составляет 0,25 мксек. Это значение было найдено на основании эксперимента с хаотически распределенными импульсами. Увеличение мертвого времени по сравнению с ожидавшимся (0,15—0,2 мксек.) вызвано плохой формой импульсов.

Для нормальной работы схемы длительность входных импульсов должна быть не менее 50 ммксек. Это значение резко отличается от значения 6 ммксек., необходимого для устройства, изображенного на фиг. 115. Схема, показанная на фиг. 117, вероятно, может быть улучшена переходом на лампы со вторичной эмиссией.

**1. Применение амплитудных дискриминаторов.** Амплитудные дискриминаторы применяются при ядерных экспериментах в двух основных случаях.

1. При регистрации числа импульсов от ядерного счетчика, амплитуда которых превышает заданную. Тем самым определяется число ядерных частиц с энергией, превышающей определенную величину. В этом случае после амплитудного дискриминатора должна стоять пересчетная схема. Если измерения производятся с высокой скоростью счета, то в устройстве должен быть использован быстродействующий амплитудный дискриминатор. Длительность импульсов, получаемых от счетчиков, обычно можно регулировать. Ее следует выбирать, исходя из скорости счета. Их длительность обычно выгодно увеличивать (при условии, что каждый импульс успевает спадать до нуля, прежде чем появится следующий). Вообще говоря, длительность нужно выбирать того же порядка, что и мертвое время пересчетной схемы и амплитудного дискриминатора. В частности, если используется схема амплитудного дискриминатора, изображенная на фиг. 110, то длительность импульса, поступающего на вход дискриминатора, может быть не менее  $1/4$  мертвого времени этой схемы.

2. При измерении амплитуд импульсов, превышающих заданный уровень, и интервалов времени между ними. В этом случае основным является требование минимального времени задержки запуска амплитудного дискриминатора. Поэтому для данной цели схемы, использующие лампы со вторичной эмиссией (см. фиг. 114 и 116), предпочтительней, чем схема фиг. 117. Величина мертвого времени при этих измерениях не имеет особо важного значения. Схема, изображенная на фиг. 116, была создана специально для работы с осциллографом, показанным на фиг. 91; в этом случае требовалось, чтобы амплитудный дискриминатор имел регулируемое мертвое время большой величины.

## § 6. БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ПЕРЕСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ

Следующим элементом в установке для ядерных исследований, используемой для счета импульсов, является пересчетная схема, которая регистрирует число импульсов, полученных на выходе предшествующего ей амплитудного дискри-

минатора. Так как импульсы, подлежащие счету, хаотически распределены во времени, то интервалы между ними неодинаковы, и может оказаться, что два импульса расположены очень близко во времени, в то время как другие два — очень далеко <sup>1)</sup>).

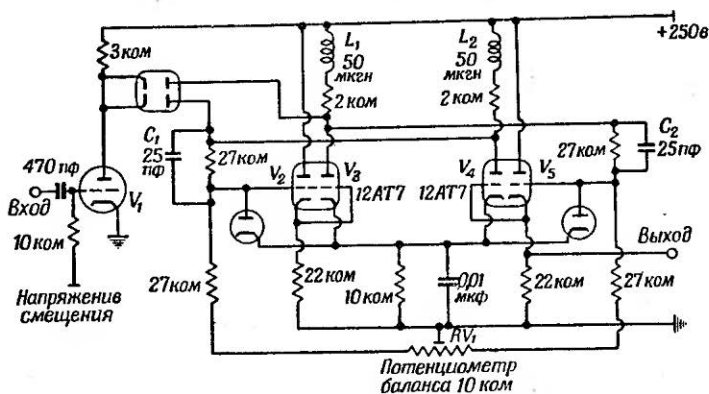
Пересчетные схемы отличаются от схем делителей частоты тем, что они должны быть полностью аperiodическими и должны начинать и кончать счет в соответствии с включением и выключением некоторого ключа. Так как пересчетные схемы имеют мертвое время, а некоторые интервалы между соседними импульсами в случае хаотического их распределения могут приближаться к нулю, то в работе измерительной установки неизбежны просчеты. Однако если величина мертвого времени достаточно мала, то пропуски составляют лишь малую часть общего числа сосчитанных импульсов, причем процент ошибки может быть оценен, если известна величина мертвого времени пересчетной схемы. Как правило, погрешность счета 1% является удовлетворительной, в некоторых случаях приемлемая погрешность может быть увеличена до 10%.

Разработано много пересчетных схем, предназначенных для счета импульсов, следующих не чаще, чем через 2 мксек. Такие схемы могут работать с загрузкой 5000 импульсов в секунду при 1% просчетов. Если уменьшить мертвое время пересчетного устройства до 0,2 мксек., то допустимая загрузка составит 50 000 импульсов в секунду при той же погрешности или 500 000 импульсов в секунду, если допустимая ошибка равна 10%. Уже говорилось о том, что часто перед пересчетным устройством ставится амплитудный дискриминатор; мертвое время быстродействующей пересчетной схемы, как правило, бывает меньше мертвого времени дискриминатора.

В настоящее время используются два типа быстродействующих пересчетных схем. Первая из них разработана Фитчем [292] и представляет собой по существу усовершенствованную низкоскоростную схему пересчета на два. Эта схема изображена на фиг. 119. Триоды  $V_3$  и  $V_4$  обра-

<sup>1)</sup> Для достаточно точного измерения среднего числа импульсов в секунду (с точностью порядка 1%) необходимо сосчитать не менее 10 000 импульсов.

зуют обычную схему пересчета на два, за исключением того, что в цепь обратной связи анод — сетка введены лампы  $V_2$  и  $V_5$ , включенные по схеме катодных повторителей. Они служат для сведения к минимуму влияния паразитных емкостей в цепи обратной связи схемы пересчета. Это позволяет уменьшить емкости связи  $C_1$  и  $C_2$  в соответствии с длительностью запускающих импульсов, что в свою очередь



Фиг. 119. Быстродействующая схема пересчета на два.

уменьшает время восстановления схемы. Влиянием паразитных емкостей анод — сетка в лампах  $V_3$  и  $V_4$  можно пренебречь, так как напряжение на их сетки подается с низкоомных выходных сопротивлений катодных повторителей.

Схема имеет два устойчивых состояния, в которых проводит ток либо лампа  $V_3$ , либо лампа  $V_4$ . Перевод схемы из одного состояния в другое производится коротким отрицательным импульсом, сформированным лампой  $V_1$ , который подается через запускающие диоды. Для правильной работы данной схемы амплитуда запускающего импульса не должна быть больше трети полного изменения напряжения в анодах ламп  $V_3$  и  $V_4$ , а длительность его мала по сравнению с величиной мертвого времени пересчета. Мертвое время пересчетной схемы состоит из времени, необходимого для перехода схемы из одного устойчивого состояния в другое, и времени затухания переходных процессов в реактивных элементах схемы ( $C_1$ ,  $C_2$ ,  $L_1$ ,  $L_2$  и паразитные емкости элек-

тродов лампы на землю). Для надежной работы схему следует балансировать, для чего служит потенциометр  $RV_1$ ; он устанавливается так, чтобы токи ламп  $V_3$  и  $V_4$ , когда они находятся в проводящем состоянии, были равны.

Экспериментально установлено, что, будучи хорошо сбалансирована, схема может пересчитывать периодические импульсы, следующие друг за другом с частотой 15 мГц. Если входные импульсы статистически распределены во времени, то мертвое время схемы после счета каждого импульса менее 0,1 мксек. Длительность запускающих импульсов не должна превосходить 0,05 мксек. (желательно еще меньше), кроме того, должны быть приняты меры для ограничения их амплитуды.

Подобная схема, использующая пентоды вместо триодов для уменьшения емкостей анод — сетка, описана в работе Сесслера и Маскета [293].

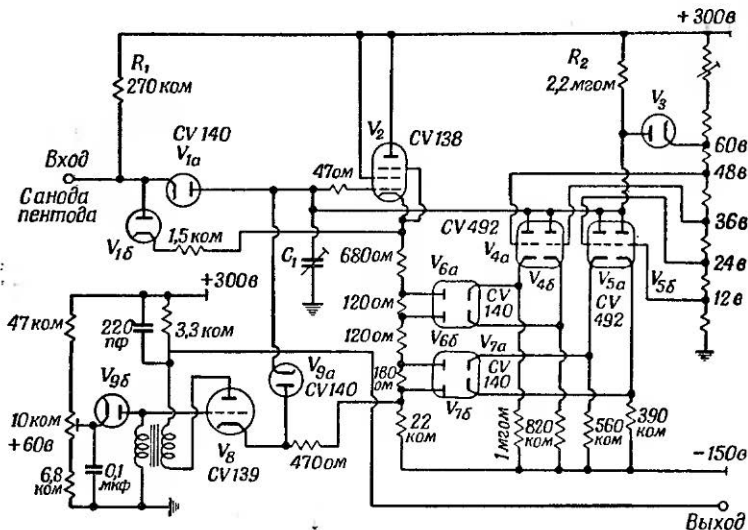
Последовательное соединение  $N$  схем двоичного пересчета дает коэффициент пересчета  $2^N$ . Создать таким способом схему с пересчетом на 10, сохранив малое мертвое время, трудно. Поэтому перед декадными низкоскоростными пересчетными схемами обычного типа ставят схемы с пересчетом на 8.

Другой тип используемой в настоящее время пересчетной схемы, дающий пересчет на 10, состоит из последовательного соединения пересчетной схемы на 5 и схемы пересчета на 2. Схема пересчета на 5, разработанная Уэлсом [291], изображена на фиг. 120.

Эта схема была создана для работы с амплитудным дискриминатором, изображенным на фиг. 117. Скорость пересчета на 5 достаточно высока, чтобы считать все импульсы с выхода амплитудного дискриминатора (который имеет мертвое время порядка 0,25 мксек.).

Описываемая схема является развитием обычной схемы деления частоты; полная аperiodичность работы схемы достигается добавлением специального устройства на лампах  $V_4$  —  $V_7$ . Отрицательные входные импульсы длительностью 0,1 мксек. снимаются непосредственно с анода выходного пентода амплитудного дискриминатора (с активной нагрузки, подключенной к плюсу источника питания), который дает импульсы тока амплитудой 8 ма. Эти импульсы разряжают конденсатор  $C_1$  через диод  $V_{1a}$ , причем величина

$C_1$  выбирается такой, чтобы уменьшение напряжения на нем от каждого входного импульса составляло 12 в. С учетом всех паразитных емкостей величина накопительного конденсатора должна быть порядка 70 пф. В течение длительности запускающего импульса диод  $V_{1b}$  заперт разностью потенциалов между катодом и сеткой лампы катодного



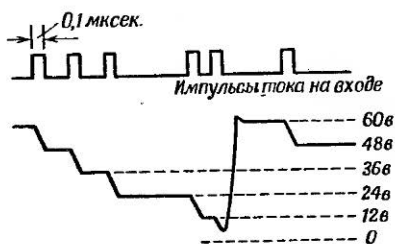
Фиг. 120. Схема пересчета на пять.

повторителя  $V_2$ . Когда импульс тока оканчивается, сопротивление  $R_1$  вызывает рост катодного потенциала  $V_{1a}$  пока  $V_{1b}$  не отперется, и на катоде диода  $V_{1a}$  устанавливается потенциал на 1—2 в выше потенциала катода  $V_2$ . Таким образом, диод  $V_{1a}$  запирается, и конденсатор  $C_1$  оказывается изолированным от входа. В течение этого процесса конденсатор разряжается последовательными ступеньками по 12 в от каждого входного импульса.

Начальный заряд конденсатора  $C_1$  составляет 60 в, таким образом, после пятого входного импульса напряжение между обкладками конденсатора  $C_1$  падает до нуля. Это уменьшение передается через катодный повторитель  $V_2$  на лампу  $V_8$ , тем самым запуская блокинг-генератор, собранный на этой

лампе. В результате лавинообразного процесса потенциалы сетки и катода лампы  $V_8$  скачком возрастают, и конденсатор  $C_1$  заряжается до первоначального уровня через диод  $V_{9a}$ . Возрастание потенциала сетки ограничено с помощью диода  $V_{9b}$  на уровне, который регулируется таким образом, чтобы заряд на конденсаторе  $C_1$  как раз достигал 60 в.

Следует заметить, что, так как потенциал катода  $V_8$  возрастает выше потенциала сетки, анодный ток лампы начинает уменьшаться. Действие становится лавиннонарастающим, и потенциал сетки стремительно падает до потенциала земли. Потенциал катода тоже падает, вследствие чего диод  $V_{9a}$  запирается, и конденсатор  $C_1$  вновь готов к приему входных импульсов. Форма импульсов напряжения на конденсаторе  $C_1$  показана на фиг. 121.



Фиг. 121. Форма напряжения на сетке лампы  $V_2$  в схеме пересчета на пять.

схемы полностью аperiodической. Эти лампы составляют схему фиксации потенциала конденсатора, действие которой состоит в следующем.

Вначале разность потенциалов на конденсаторе  $C_1$  удерживается равной 60 в при помощи сопротивления  $R_2$  и диода  $V_3$ , который подсоединен к точке 60 в делителя. При этом четыре диода  $V_6$  и  $V_7$  отперты, а четыре триода  $V_4$  и  $V_5$  заперты. При поступлении первого входного импульса напряжение на  $C_1$  падает до 48 в, что вызывает запираение диода  $V_{6a}$ . Соответствующий ему триод  $V_{4a}$  отпирается; так как общая анодная нагрузка всех триодов (сопротивление  $R_2$ ) очень велика, то на аноде лампы  $V_{4a}$  (следовательно, и на зарядном конденсаторе) устанавливается потенциал всего на 1—2 в выше потенциала сетки, который фиксирован на уровне +48 в. При поступлении второго входного импульса потенциал на конденсаторе  $C_1$  падает до 36 в, благодаря чему запирается диод  $V_{6b}$  и отпирается триод  $V_{4b}$ . Теперь уже лампа  $V_{4b}$  будет



удерживать потенциал на конденсаторе  $C_1$  на уровне, соответствующем потенциалу ее управляющей сетки (36 в). Диод  $V_{6a}$  отпирается и на катоде лампы  $V_{4a}$  появляется потенциал, превышающий потенциал ее анода, в результате чего триод  $V_{4a}$  запирается. Триоды  $V_{5a}$  и  $V_{5b}$  действуют аналогичным образом в ответ на третий и четвертый входные импульсы и фиксируют напряжение на конденсаторе  $C_1$  на уровне 24 и 12 в соответственно.

Фиксирующая схема необходима при сравнительно малых скоростях счета: когда входные импульсы идут часто, схема фиксации не успевает срабатывать, тем не менее пересчетная схема продолжает нормально работать и влиянием фиксирующей схемы можно пренебречь; наоборот, при малой скорости счета фиксирующая схема поддерживает потенциал конденсатора постоянным в промежутке между двумя импульсами, ликвидируя действие паразитных утечек.

На каждые 5 входных импульсов блокинг-генератор  $V_8$  отвечает одним импульсом, который может быть использован для запуска последующей схемы пересчета на 2. Такое устройство дает пересчет на 10.

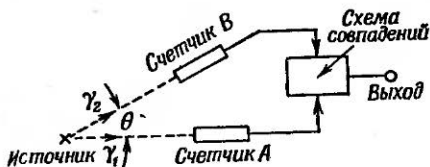
Блокинг-генератор можно заменить триггерной схемой, изображенной на фиг. 51, что позволит считать импульсы, следующие с интервалами меньше 0,25 мксек. (номинальное расчетное мертвое время для рассматриваемой схемы равно 0,25 мксек.). Если схема предназначена для пересчета импульсов, идущих всегда с высокой скоростью, то фиксирующее устройство может быть опущено.

## § 7. СХЕМЫ СОВПАДЕНИЙ

Действие схемы совпадений вкратце состоит в следующем. Пусть имеются два ядерных счетчика, дающих две последовательности импульсов, которые воздействуют на схему совпадений. Последняя должна вырабатывать выходной импульс в том случае, когда импульсы от обоих счетчиков разделены во времени не больше, чем на заданный интервал. Этот интервал времени называется разрешающим временем схемы совпадений. Схемы с разрешающим временем порядка 1 мксек. и больше широко известны, но с развитием сцинтилляционных счетчиков (см. § 3 настоящей главы) возникла необходимость

значительно уменьшить разрешающее время этих схем (до 2 мксек.).

Примером эксперимента, в котором используется схема совпадений с очень малым и стабильным разрешающим временем, может служить измерение угловой корреляции  $\gamma$ -излучения радиоактивных ядер. Некоторые радиоактивные ядра эмиттируют два  $\gamma$ -кванта почти одновременно. При этом представляет интерес определять скорость распада для разных углов между направлениями  $\gamma$ -излучения. Для этой цели применяют два определенных образом расположенных счетчика с направленным действием, как показано на фиг. 122. Схема совпадений дает выходной импульс, когда ядро излучает два  $\gamma$ -кванта в направлении на счетчики (не учитывая погрешностей счетчиков).



Фиг. 122. Схема измерения угловой корреляции.

Пусть  $N$  — среднее число ядерных распадов в секунду. Обозначим через  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  два типа  $\gamma$ -квантов. Тогда число выходных импульсов счетчика А, вызываемых  $\gamma_1$ -квантами, будет составлять  $Ne_1$ , где  $e_1$  — эффективность регистрации счетчика, учитывающая среди других факторов телесный угол, под которым видна рабочая поверхность счетчика из источника излучения. Некоторые из этих ядер дают  $\gamma_2$ -кванты, излучаемые в направлении счетчика В. Таким образом, на выходе схемы совпадений будет получена скорость счета  $Ne_1e_2W(\theta)$ , где  $e_2$  — эффективность регистрации счетчика В, а  $W(\theta)$  — функция угла между направлениями на счетчики. Если направления излучения  $\gamma$ -квантов не коррелируют, то  $W(\theta)$  равно единице. Так как счетчик В также может регистрировать  $\gamma_1$ -кванты и создавать совпадение с импульсами счетчика А, вызванными  $\gamma_2$ -квантами, то полная скорость счета на выходе схемы совпадений составляет

$$N_c = 2Ne_1e_2W(\theta). \quad (7.7)$$

(В предположении, что эффективность регистрации счетчиков по отношению к двум типам  $\gamma$ -квантов одинакова.)

Кроме этих истинных совпадений, ложные совпадения также будут создавать некоторое число сигналов счетчиков, равное

$$N_r = 2N_A N_B \tau, \quad (7.8)$$

где  $N_r$  — число ложных совпадений в единицу времени,  $N_A$  — среднее число импульсов счетчика  $A$  в единицу времени,  $N_B$  — среднее число импульсов счетчика  $B$  в единицу времени,  $\tau$  — разрешающее время схемы совпадений.

Коэффициент 2 в этом выражении появляется вследствие того, что схема совпадений срабатывает, когда импульсы от счетчика  $A$  и от счетчика  $B$  разделены временным интервалом не более  $\tau$ , независимо от последовательности появления импульсов.

Имеем

$$N_A = 2Ne_1 \quad (\gamma_1\text{- и } \gamma_2\text{-квантов}),$$

$$N_B = 2Ne_2 \quad (\gamma_1\text{- и } \gamma_2\text{-квантов}).$$

Подставляя в выражение (7.8), получаем

$$N_r = 8N^2 e_1 e_2 \tau.$$

Используя выражение (7.7), находим

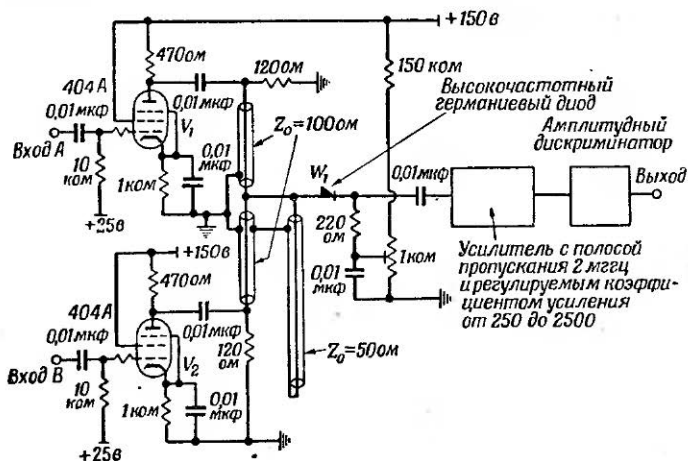
$$\frac{N_c}{N_r} = \frac{1}{4N\tau} W(\theta). \quad (7.9)$$

Необходимо поддерживать  $N$  как можно ббльшим, так чтобы скорость истинных совпадений была достаточно велика для получения большого числа сосчитанных импульсов (10 000) за не слишком большое время эксперимента. Это требование определяется необходимой точностью измерений. Скорость счета пропорциональна телесному углу, ограниченному рабочей поверхностью счетчика. Для получения хорошего углового разрешения желательно этот угол брать малым, что вызывает необходимость увеличивать  $N$  до максимума. Чтобы эксперимент был удовлетворительным, отношение  $N_c/N_r$  должно быть не менее 10. В соответствии с этим разрешающее время схемы совпадений  $\tau$ , как это следует из соотношения (7.9), должно быть сведено к минимуму. Следует отметить, что величина  $N$  может регулироваться количеством радиоактивного материала, используемого в эксперименте.

Нужно также заметить, что, так как  $N_r$  зависит от  $\tau$ , разрешающее время схемы совпадений должно быть стабильным в течение эксперимента. Тогда можно внести поправку в экспериментальные данные, учитывающую наличие ложных совпадений. В результате опыта мы получаем  $(N_c + N_r)$  совпадений; величину  $N_r$  можно измерить, как это описано в п. 1 настоящего параграфа. Вычитая ее из общего числа совпадений, найдем искомую величину  $N_c$ . Эксперимент повторяется для различных углов  $\theta$  между счетчиками, чтобы определить функцию  $W(\theta)$ .

В некоторых случаях число выходных импульсов со счетчика каждого канала намного превышает  $2Ne_1$  и  $2Ne_2$  из-за наличия посторонних излучений или частиц. Необходимость в малом разрешающем времени еще усиливается, так как  $N_r$  возрастает без соответствующего увеличения  $N_c$ .

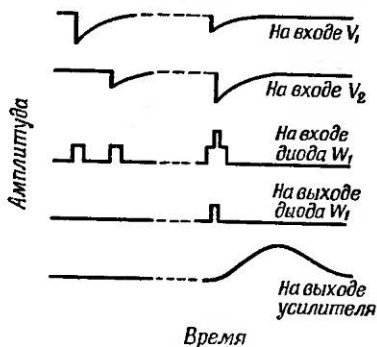
Ниже подробно рассматриваются некоторые схемы совпадений.



Фиг. 123. Быстродействующая схема совпадений.

**1. Ограничитель амплитуд со смесителем на диоде.** Устройство, показанное на фиг. 123, широко использовали Белл и др. [294], Уэлс [295] и т. д. Для запуска схемы требуются отрицательные входные импульсы с крутым передним фронтом и пологим экспоненциальным спадом до нуля.

Лампы  $V_1$  и  $V_2$  в исходном состоянии проводят ток по 20 ма каждая. Когда на сетку одной из ламп приходит импульс достаточной амплитуды, она запирается, и импульс тока 20 ма поступает в анодную цепь, представляющую собой согласованный 100-омный коаксиальный кабель. Импульс распространяется по кабелю в направлении к Т-образному соединению, где он разделяется. Часть поступает в 50-омный кабель, закороченный на другом конце<sup>1)</sup>. Здесь происходит отражение с изменением полярности, и отраженный фронт возвращается к Т-образному соединению. Дальнейших отражений нет, так как два 100-омных кабеля, включенных параллельно, согласованы с 50-омным кабелем. Импульс разделяется на две части, которые идут по 100-омным кабелям и поглощаются на их концах в согласующих сопротивлениях.



Фиг. 124. Диаграммы напряжений в быстродействующей схеме совпадений.

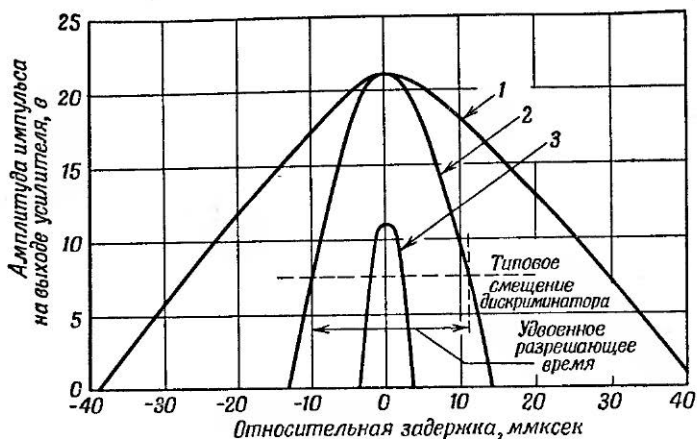
Таким образом, если на схему поступает большой отрицательный входной импульс, то в точке Т-образного соединения вырабатывается положительный импульс с амплитудой около 0,5 в и длительностью, равной удвоенной задержке 50-омного кабеля. Этот импульс запаздывает относительно входного сигнала на время задержки 100-омного анодного кабеля.

Если же на управляющие сетки ламп  $V_1$  и  $V_2$  поступают одновременно два входных сигнала, то происходит суммирование сигналов и в точке Т-образного соединения возникает импульс с амплитудой 1 в. Этот импульс отделяется от полувольтовых импульсов несовпадения с помощью кристаллического диода, запертого соответствующим смещением. Формы напряжений показаны на фиг. 124.

Следует отметить, что так как диод имеет проходную емкость и обратное сопротивление его не бесконечно велико,

<sup>1)</sup> Оставшаяся часть идет по другой 100-омной линии и поглощается в сопротивлении.

то всегда будет некоторое прохождение импульсов несовпадения на выход схемы. Смещение диода  $W_1$  устанавливается таким, чтобы отношение амплитуды импульсов совпадения



Фиг. 125. Характеристика быстродействующей схемы совпадений, снятая для случая воздействия тест-импульсов.

Кривая	1	2	3
Номинальное разрешающее время совпадений, мксек. . . . .	40	10	5
Уменьшение усиления усилителя по сравнению с максимальным, дб. . . . .	18	8	0

к амплитуде импульсов несовпадения на выходе схемы было не меньше 5.

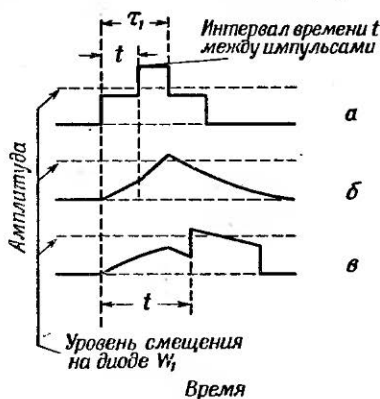
Амплитуда импульса на выходе диода совпадений мала, а его длительность определяется временем перекрытия двух анодных импульсов. Он поступает в усилитель, который может быть сравнительно узкополосным. Если измерять амплитуду усиленного выходного сигнала в зависимости от временного сдвига между двумя входными импульсами, то получится кривая, изображенная на фиг. 125.

Усиление низкочастотного усилителя выбирается таким, чтобы максимум амплитуды выходных импульсов совпадения

был порядка 10—20 в. Последующий амплитудный дискриминатор регулируется таким образом, чтобы срабатывать от одной трети этой амплитуды. Следует заметить, что регулировка дискриминатора существенно меняет величину разрешающего времени схемы совпадений, поэтому порог срабатывания дискриминатора, так же как и усиление усилителя, должны быть стабилизированы.

Разрешающее время можно также менять (как видно из фиг. 124) путем изменения длительности импульсов, сформированных лампами  $V_1$  и  $V_2$ ; эта длительность управляется длиной 50-омного кабеля. При уменьшении разрешающего времени приходится увеличивать усиление низкочастотного усилителя, так как импульсы на выходе диода совпадений становятся более короткими.

Легко видеть, что разрешающее время равно разности между длительностью импульсов на входе диода совпадений и минимальным временем перекрытия, при котором суммарный сигнал, проходящий через диод совпадений, достаточен, чтобы после усиления в усилителе запустить дискриминатор. До сих пор мы предполагали, что импульсы прямоугольные, однако практически имеют место импульсы, показанные на фиг. 126. Это связано с конечной длительностью времени нарастания выходных сигналов, поступающих на сетки ограничительных ламп  $V_1$  и  $V_2$ . На фиг. 126 показаны три типичных случая:



Фиг. 126. Диаграммы напряжений на входе диода совпадений быстродействующей схемы совпадений (см. текст).

а) Оба импульса прямоугольные длительностью  $\tau_1$ . Предположим, что схема совпадений дает выходной импульс, если суммарная амплитуда на входе диода превышает уровень, показанный пунктиром. В этом случае максимальное расстояние между передними фронтами импульсов, при котором на выходе схемы еще вырабатывается сигнал совпадения,

должно быть  $\pm \tau_1$ , т. е. разрешающее время составляет просто  $\tau_1$ .

б) Входные импульсы одинаковой формы с пологими фронтами нарастания и спадания. В этом случае разрешающее время, соответствующее максимальному расстоянию между импульсами, при котором еще вырабатывается импульс совпадения, оказывается значительно меньше  $\tau_1$ . Если время нарастания входных импульсов намного больше  $\tau_1$ , то суммарный сигнал на входе диода даже в случае неполного совпадения может оказаться ниже уровня смещения. Следовательно, схема совпадения не реагирует на совпадение этих импульсов, и ее разрешающее время равно нулю.

в) Один входной импульс прямоугольный, а второй имеет пологие фронты. Если импульс с пологими фронтами опережает прямоугольный, то максимальное расстояние между передними фронтами этих импульсов может даже превысить  $\tau_1$ , прежде чем пропадет импульс совпадения (см. фиг. 126, в). Если же первым поступает прямоугольный импульс, то максимальное расстояние между импульсами должно быть меньше  $\tau_1$ . Соответственно разрешающее время схемы в этом случае может быть и больше и меньше  $\tau_1$ .

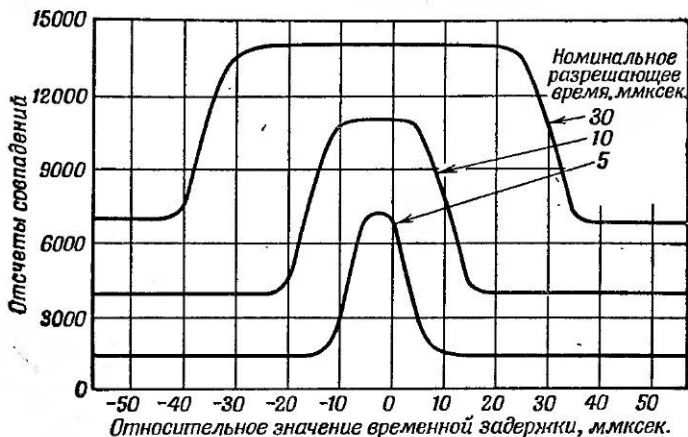
Значения разрешающего времени для всех разобранных случаев должны быть несколько изменены с учетом минимального времени перекрытия, о котором говорилось выше.

В реальных экспериментах входные импульсы на сетки ламп  $V_1$  и  $V_2$  обычно подаются со сцинтилляционных счетчиков и их амплитуды изменяются в широком диапазоне. Время запираения ламп  $V_1$  и  $V_2$  входными импульсами меняется в зависимости от крутизны фронтов последних; таким образом, время нарастания импульсов, поступающих на диод совпадения, меняется от импульса к импульсу. В частности, входные сигналы малой амплитуды будут вырабатывать на входе диода импульсы с пологими фронтами, что соответствует случаю „б“ (фиг. 126, б).

Представим себе, что имеются два сцинтилляционных счетчика, установленные так, что они обнаруживают совпадающее ядерное излучение. Пусть импульсы с одного из них подаются на схему совпадений через линию с регулируемой задержкой. Если задержка линии равна нулю, то схема совпадений будет срабатывать от всех импульсов, дающих на входе диода совпадений достаточно крутые



фронты, т. е. для которых разрешающее время схемы совпадений не равно нулю. При увеличении задержки линии выходные импульсы совпадения будут возникать лишь для тех входных импульсов, для которых разрешающее время схемы больше величины введенной задержки. Совпадения малых по величине входных импульсов будут теряться, как



Фиг. 127. Экспериментальная характеристика быстродействующей схемы совпадений (включающей амплитудный дискриминатор, см. п. 2 настоящего параграфа).

показано на фиг. 126, б, и среднее число импульсов совпадений будет убывать. Когда введенная задержка будет больше номинальной длительности импульсов, то все же будет наблюдаться некоторое количество импульсов совпадений, вызываемых парами, состоящими из большого и малого импульсов (см. фиг. 126, в).

На фиг. 127 показана типичная экспериментально снятая кривая зависимости среднего числа импульсов совпадения от величины задержки линии, где положительные и отрицательные задержки означают, что линия подключена к выходу счетчика А или к выходу счетчика В соответственно.

Если задержка достаточно велика, то все истинные совпадения исчезают; остаются лишь случайные совпадения, которые всегда имеются. Таким образом, введение в измерительное устройство длинной линии задержки дает возмож-

ность экспериментально определить число случайных совпадений в данном опыте. Число случайных совпадений не зависит от величины задержки, если только введение линии не влияет косвенно на разрешающее время схемы.

Кривые, изображенные на фиг. 127, характеризуют свойства схемы совпадений для данного частного эксперимента. Рассмотрение этих кривых дает возможность определить минимальное разрешающее время схемы совпадений, при котором еще нет чрезмерной потери счета для максимума кривой <sup>1)</sup>. Для снятия этих зависимостей использовалась линия в виде отрезка коаксиального кабеля переменной длины. Линия задержки является существенной частью практической конструкции схемы совпадений; она позволяет снимать кривые, подобные кривым, изображенным на фиг. 127, непосредственно перед опытом.

Из приведенного рассмотрения влияния формы входных импульсов на величину разрешающего времени схемы совпадений следует, что для обеспечения минимального возможного разрешающего времени без заметного уменьшения эффективности счета, должны выполняться следующие два условия:

1. Время нарастания импульсов на диоде совпадения должно быть мало, так чтобы длительность этих импульсов можно было уменьшить до минимума. Вместо уменьшения длительности импульсов можно рассчитать последующую схему так, чтобы для ее срабатывания требовалась значительная величина перекрытия импульсов, поступающих на вход схемы совпадений.

2. На схему совпадений должны воздействовать только импульсы, вызванные исследуемыми ядерными процессами. Схема должна быть по возможности защищена от шумовых и всех прочих паразитных импульсов, которые могут вызывать случайные совпадения и привести к ухудшению работы устройства.

Для выполнения первого условия нужно, чтобы входные импульсы как можно быстрее запирали ограничительные лампы, поэтому их амплитуды должны быть большими. Это

---

<sup>1)</sup> Максимум кривых может не соответствовать нулевой задержке, если не одинаковы времена пролета в двух сцинтилляционных счетчиках или если есть небольшая разница во времени вылета двух „совпадающих“ частиц, подлежащих счету.

можно осуществить правильным выбором коэффициента усиления от фотокатода умножителя до входа ограничительных ламп схемы совпадений. Он должен быть таким, чтобы первые 1—2 фотоэлектрона, вылетающие из катода в результате сцинтилляции, давали сигнал порядка 2 в на сетках ламп  $V_1$  и  $V_2$ . Типовые данные приведены в § 3, п. 4 настоящей главы.

Для выполнения второго условия нужно полностью использовать то обстоятельство, что полезные импульсы со счетчиков отличаются по амплитуде от шумовых и посторонних импульсов. В схему может быть включен амплитудный селектор. Такое устройство, разработанное Беллом и др. [294], описано в следующем пункте.

Здесь следует отметить, что при использовании фотоумножителя с высоким коэффициентом усиления для уменьшения разрешающего времени схемы возрастает число шумовых импульсов на выходе фотоумножителя. Их амплитуда достаточно велика, чтобы вызвать появление ложных совпадений; однако амплитуда полезных импульсов все же значительно выше амплитуды шумовых импульсов. Поэтому необходимо применять амплитудный дискриминатор для подавления шумовых сигналов.

**2. Амплитудная селекция импульсов для схемы совпадений.** В измерительной установке должен быть предусмотрен предварительный отбор частиц, попадающих в сцинтилляционные счетчики. Его можно осуществлять на входе сцинтилляционного счетчика при помощи соответствующих фильтров или спектрометрическим методом. Тем не менее в счетчик, кроме полезных, могут попадать и посторонние частицы. Дальнейшее отделение посторонних сигналов может быть достигнуто при помощи амплитудной селекции после счетчика. Применение такой селекции позволяет удовлетворить второму из перечисленных выше условий и представляет собой хорошую меру защиты против шумов фотоумножителя.

Блок-схема всей схемы совпадений, использующей амплитудную селекцию, показана на фиг. 128. После необходимого усиления импульсы подаются на амплитудный дискриминатор (селектор). Усилитель в данном случае может быть выбран сравнительно узкополосным; обычно берется ширина полосы пропускания в пределах 2—5 мгц в соответствии с длительностью входных импульсов.

Для оптимальной работы схемы нужно, чтобы импульс от сцинтилляционного счетчика был пропорционален полному числу электронов, покидающих фотокатод умножителя в результате каждой сцинтилляции. Для этого иногда приходится выходной импульс тока снимать с динода, а не с анода фотумножителя, чтобы избежать насыщения в последних каскадах электронного умножителя [296].



Фиг. 128. Блок-схема всего быстродействующего устройства совпадений.

Выходные импульсы с двух амплитудных селекторов подаются на вспомогательную схему совпадений с разрешающим временем 0,1—0,5 мксек. Выход этой схемы используется для стробирования выходных импульсов быстродействующей схемы совпадений. Таким образом, осуществляется селекция входных импульсов не только по амплитуде, но и по времени, и выходной импульс всего устройства возникает только в том случае, если амплитуда двух входных импульсов превышает порог селекции, а интервал между ними меньше разрешающего времени быстродействующей схемы совпадений. Коэффициенты усиления усилителей регулируются так, чтобы амплитуда импульсов, соответствующих уровню пропускания амплитудного селектора, при подаче на быстродействующую схему совпадений во много раз

превышала минимальное значение, необходимое для ее работы (см. п. 1 настоящего параграфа).

В устройство можно ввести пересчетные схемы для счета выходных импульсов амплитудных селекторов. Это позволяет определить число импульсов в каждом канале, которые вызывают импульсы совпадения на выходе всей установки.

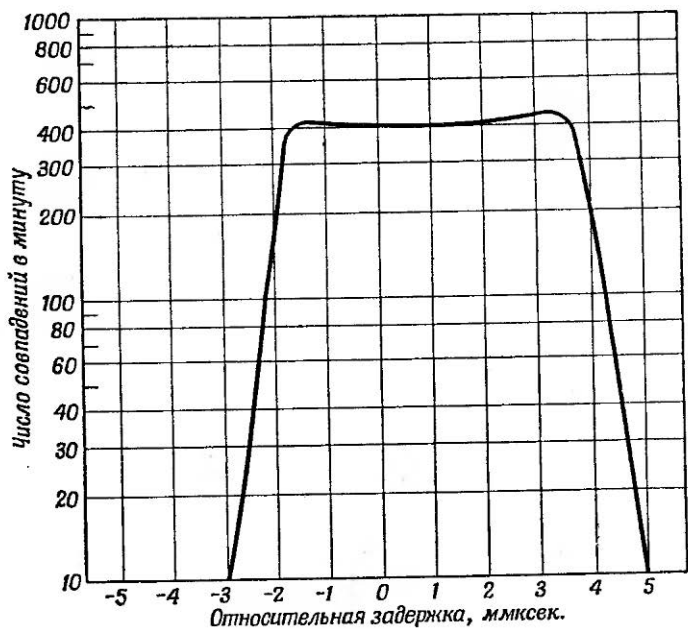
В описанной системе в качестве амплитудного селектора используется обычный дискриминатор. Метод может быть улучшен, если предусмотреть схему амплитудного селектора не только с нижним, но и с верхним порогом ограничения. Селекторы этого типа срабатывают лишь от тех импульсов, амплитуды которых лежат в заданном диапазоне. Когда позволяют условия эксперимента, этот метод может быть применен для улучшения характеристики быстродействующей схемы совпадений.

Если амплитуды входных импульсов, поступающих на схему совпадений, ограничены сверху и снизу в узких пределах, то на сравнивающий диод будут поступать импульсы одинаковой формы, и в этом случае разрешающее время схемы совпадений может быть меньше времени нарастания этих импульсов. Следует заметить, что при импульсах одинаковой формы и амплитуды всегда возможно определить временной сдвиг, даже если его величина значительно меньше времени нарастания импульсов.

На фиг. 129 изображена зависимость числа импульсов совпадения от временного сдвига между импульсами, полученная Мак-Луски и Муди [297] при использовании этого метода.

Описанный косвенный метод введения амплитудной селекции необходим, так как быстродействующая схема совпадений должна управляться импульсами фотоумножителя, полученными от нескольких первых фотоэлектронов, в то время как амплитудный селектор срабатывает от импульсов, пропорциональных полному числу фотоэлектронов. Таким образом, импульс с выхода селектора неизбежно запаздывает относительно импульсов, управляющих быстродействующей схемой совпадений, причем эта задержка меняется с амплитудой импульсов. Поэтому быстродействующую схему совпадений нельзя ставить после амплитудного селектора, как это делают в менее быстродействующих устройствах.

**3. Стабильность схем совпадений.** Как было указано выше, разрешающее время схемы совпадений должно иметь стабильную величину. Для выполнения этого требования анодные токи входных ламп схемы совпадений  $V_1$  и  $V_2$  (см. фиг. 123) нужно стабилизировать. Если средняя частота



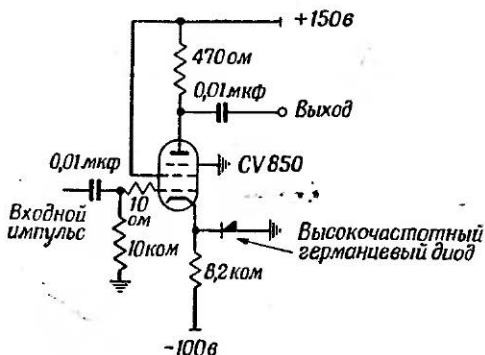
Фиг. 129. Характеристика быстродействующей схемы совпадений с амплитудным селектором.

следования входных импульсов велика, то в качестве входного ограничителя полезно применять схему, изображенную на фиг. 130.

В этой схеме при поступлении на вход импульса катодный ток лампы отводится на землю при помощи кристаллического диода. Если вместо диода поставить конденсатор большой емкости, как в схеме, изображенной на фиг. 123, то, хотя средний катодный ток лампы будет стабилизирован, пиковый анодный ток будет меняться при изменении частоты входных импульсов. Схема с конденсатором приемлема, если средняя

частота следования входных импульсов невелика; схему с кристаллическим диодом следует применять, если средний коэффициент заполнения (отношение сигнала к интервалу) порядка 5% (1 : 20) или больше.

Кристаллический диод совпадений также является источником нестабильности. Обратное сопротивление германиевых кристаллов изменяется при изменении температуры в значительных пределах. Если нагрузка диода велика, то это приводит к нестабильности эффективного смещения. Для стабильной



Фиг. 130. Схема ограничения со стабилизированным током.

работы схемы температура кристалла должна поддерживаться постоянной, а величину нагрузки не следует брать более нескольких сотен ом.

Другая трудность, с которой практически приходится встречаться, состоит в том, чтобы выдержать постоянство разрешающего времени при изменении длины кабеля задержки. Небольшие изменения разрешающего времени схемы совпадений при изменении задержки возникают по следующим двум причинам:

1. В случае больших задержек затухание в кабеле приводит к ухудшению формы импульса, поступающего на диод совпадения.

2. В случае малых задержек некоторое рассогласование на входе и выходе кабеля вызывает отражения, которые, поступая на диод совпадения до окончания полезного импульса, вносят искажения в его форму.

Первый из этих эффектов может быть сведен к минимуму, если кабель задержки поместить перед ограничительными лампами (если это возможно). Для исключения второго эффекта следует выбирать величину задержки в кабеле больше половины разрешающего времени схемы. Тогда отраженные импульсы не успеют наложиться на полезный сигнал. Последующие отражения могут не приниматься во внимание, так как их амплитуда обычно пренебрежимо мала.

Практически можно получить стабильность разрешающего времени порядка  $\pm 5\%$ , за исключением случаев, когда разрешающее время очень мало. Если к схеме предъявляются более жесткие требования, то должна быть обеспечена высокая стабильность всех основных ее элементов.

**4. Факторы, определяющие минимальное возможное разрешающее время схемы совпадений.** Существуют два обстоятельства, не позволяющие неограниченно уменьшать разрешающее время, если требуется иметь высокую эффективность регистрации истинных совпадений.

1. В п. 1 настоящего параграфа указывалось, что минимальное разрешающее время схемы определяется временем запирания ограничительных ламп (см. фиг. 123). Для увеличения скорости нарастания переднего фронта импульсов счетчика, поступающих на эти лампы, следует увеличивать коэффициент усиления фотоумножителя и последующего усилителя. Тогда время нарастания определяется размытием времени пролета электронов в фотоумножителе в большей степени, чем временем высвечивания фосфора. В принципе разрешающее время схемы совпадений может быть сделано меньше длительности переднего фронта импульсов при использовании амплитудной селекции. Однако величина размытия времени пролета электронов в фотоумножителе меняется от импульса к импульсу, так что время нарастания импульсов все же непостоянно; это кладет предел рациональному уменьшению разрешающего времени схемы совпадений. В фотоумножителе RCA типа 937A размытие времени пролета электронов не превышает 1 ммксек., и в большинстве случаев им можно пренебречь. В фотоумножителе EMI типа 5311 этого сделать уже нельзя, так как размытие времени пролета в нем достигает нескольких миллимикросекунд.

2. Между моментом пролета ядерной частицы в фосфоре



и эмиссией первого фотоэлектрона из фотокатода всегда существует запаздывание, величина которого подвержена случайным изменениям. Это кладет предел уменьшению разрешающего времени.

Пост и Шифф [270] показали, что среднее запаздывание  $\tau_0$  может быть вычислено по формуле

$$\tau_0 = \frac{T}{R} \left( 1 + \frac{1}{R} \right) \quad R \gg 1, \quad (7.10)$$

где  $T$  — средняя продолжительность вспышки (сцинтилляции фосфора),  $R$  — полное число фотоэлектронов, возникающих в результате сцинтилляции.

Если к схеме совпадений предъявляется требование, чтобы вероятность срабатывания ее от импульсов, созданных первыми фотоэлектронами, была не меньше 0,95, то ее разрешающее время должно превышать  $3\tau_0$ .

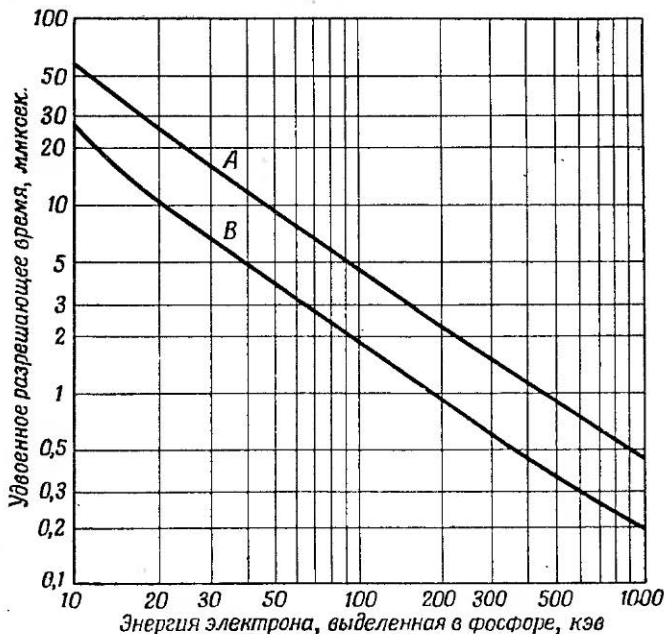
На фиг. 131 приведены кривые Белла, которые дают зависимость минимального разрешающего времени схемы совпадений от энергии электрона, выделенной в фосфоре. Для стилбенового кристалла и электронов с энергией 100 кэВ минимальное разрешающее время схемы равно 1 мксек.

Эксперименты, проведенные для определения минимального разрешающего времени схем совпадений, подтверждают приведенные результаты. Установлено, что второе ограничение играет значительно меньшую роль, когда эксперименты проводятся с частицами, имеющими большую энергию, как, например, в случае счетчиков Черенкова (см. § 3 п. 5 настоящей главы), чем в тех случаях, когда счетчики обнаруживают частицы с низкой энергией. Бей и др. [298] отмечают, что если на схему совпадений подаются импульсы со счетчиков Черенкова, то разрешающее время схемы может быть меньше 1 мксек.

**5. Смесительные схемы.** Схема совпадений, приведенная на фиг. 123, рассмотрена выше очень детально, поскольку она является типовой схемой этого класса. В основном все соображения о форме импульсов и временных сдвигах для этой схемы можно распространить на другие схемы совпадений. Ниже рассматриваются в общих чертах некоторые другие применяющиеся схемы совпадений. Во всех устрой-

ствах может быть предусмотрена амплитудная селекция, описанная в п. 2 настоящего параграфа.

а) *Схемы на кристаллических диодах.* Бей [298, 299], Балдингер и др. [300] и Элмор [301] использовали смесители, построенные на кристаллических диодах, которые работают



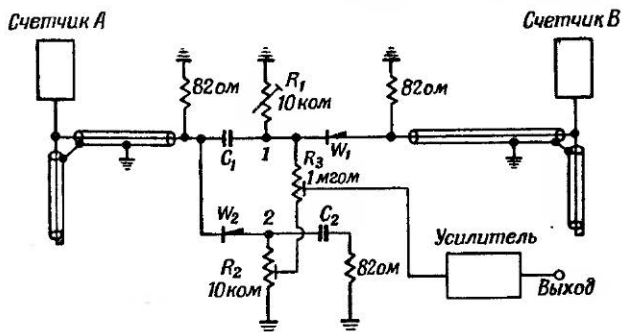
Фиг. 131. Теоретическое значение минимального разрешающего времени схемы совпадений.

Фотоумножители типа 1P21. Вероятность срабатывания схемы совпадений 90%. A — антраценовый фосфор, B — трансстилбеновый фосфор.

непосредственно от выходных импульсов тока сцинтилляционных счетчиков. Такие смесители имеют малую емкость и работают при гораздо более низких амплитудах входных импульсов, чем другие типы смесителей, использующих электронные лампы. Смеситель на кристаллических диодах Бей показан на фиг. 132; работу схемы поясняют временные диаграммы напряжений и токов, приведенные на фиг. 133

Импульсы тока с фотоумножителей подаются на коаксиальные кабели и на их концах образуются отрицательные импульсы.

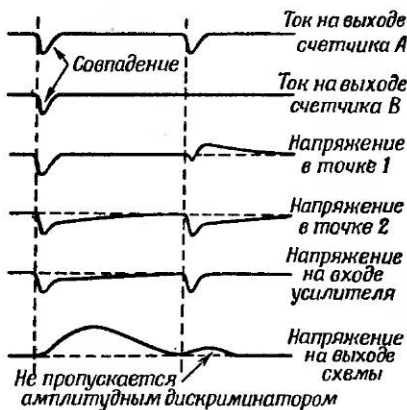
напряжения. Длительность этих импульсов регулируется изменением длины специальных формирующих линий, коротко-



Фиг. 132. Схема совпадений на кристаллических диодах.

замкнутых на конце. Максимальная длительность импульсов напряжения определяется формой импульса тока фотоумножителя, как показано на фиг. 133.

Импульс от счетчика А заряжает конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  через диоды  $W_1$  и  $W_2$ , причем величина сопротивления  $R_1$  подбирается так, чтобы скорости разряда этих конденсаторов были равны. Разность потенциалов, до которой заряжены конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$ , подается на узкополосный усилитель. Потенциометры  $R_2$  и  $R_3$  устанавливаются таким образом, чтобы выходной импульс с усилителя при наличии импульса только от счетчика А был ничтожно мал. Это условие должно выполняться в широком диапазоне амплитуд входных импульсов. Воздействие импульсов от счетчика В при отсутствии импульсов от счетчика А мало, так как они не пропускаются диодом  $W_1$ . Когда одновременно с импульсом



Фиг. 133. Диаграммы напряжений в диодной схеме совпадений.

от счетчика  $A$  появляется и импульс от счетчика  $B$ , то потенциал на конденсаторе  $C_1$  изменяется, баланс схемы нарушается, на выходе усилителя появляется большой импульс.

Разрешающее время этой схемы совпадений зависит от длительности входных импульсов и его можно регулировать путем изменения длины формирующих короткозамкнутых кабелей. Чтобы диоды работали эффективно, амплитуды входных импульсов не должны быть слишком малы. В табл. 12 приведены данные Бея о минимальном необходимом усилении, которое должен давать фотоумножитель. При получении этих данных предполагалось, что схема приводится в действие выходным импульсом с фотоумножителя, полученным от единственного фотоэлектрона, вылетающего из катода сцинтилляционного счетчика.

Таблица 12

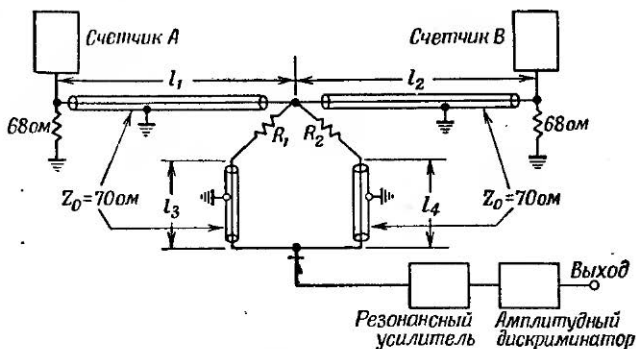
Разрешающее время, мксек.	Минимальное усиление (количество электронов на выходе фотоумножителя)
1,85	$3,5 \cdot 10^7$
0,54	$6 \cdot 10^7$
0,29	$16 \cdot 10^7$

Балдингер и др. [300] описали схему совпадений на кристаллических диодах, которая представляет собой сбалансированный мост, если входные импульсы не совпадают во времени, и разбалансированный для совпадающих импульсов. Схема Элмора [301] тоже осуществлена на кристаллических диодах, но предназначена для более низких скоростей счета.

Ниже описывается еще один смеситель на кристаллических диодах, в котором применен другой принцип балансировки схемы для несовпадающих импульсов.

б) *Метод двойных импульсов.* Упрощенная схема смесителя, использованного Дике [302], показана на фиг. 134. Импульсы счетчика  $A$  проходят по коаксиальному кабелю  $I_1$ , затем ток разветвляется по трем кабелям. Сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  должны быть тщательно согласованы, чтобы обеспечивать равенство токов, текущих по кабелям  $I_3$  и  $I_4$ . Кабели  $I_3$  и  $I_4$  имеют неодинаковые длины; поэтому на вход кристаллического диода поступают два импульса равной амплитуды, разделенные интервалом времени, равным разности задержек

в этих двух кабелях, т. е. пропорциональным разности длин кабелей  $l_4$  и  $l_3$ . Дальнейший путь импульсов таков: импульс, прошедший кабель  $l_3$ , минуя диод, поступает в кабель  $l_4$  и поглощается в сопротивлении  $R_2$ . Сопротивления  $R_1$  и  $R_2$ ,  $l_1$  и  $l_2$  должны быть подобраны таким образом, чтобы линии  $l_3$



Фиг. 134. Схема совпадений, основанная на методе двойных импульсов.

и  $l_4$  в точках присоединения сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$  были согласованы; ослабление импульса на пути из  $l_4$  в  $l_3$  через сопротивления  $R_2$  и  $R_1$  должно составлять не менее 20 дб.

Комбинация из двух последовательных импульсов, разделенных определенным интервалом, подается через кристаллический диод на вход узкополосного резонансного усилителя, настроенного таким образом, чтобы получить минимум выходного импульса (после детектирования). Низшая частота, обеспечивающая выполнение этого условия, такая, при которой разность задержек в кабелях  $l_4$  и  $l_3$  равна половине периода, т. е.

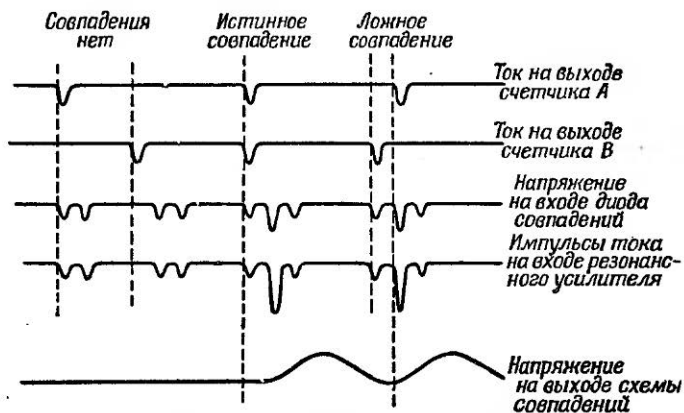
$$f_0 = \frac{1}{2(T_4 - T_3)}, \quad (7.11)$$

где  $f_0$  — частота, на которую настроен усилитель,  $T_3$  — временная задержка в кабеле  $l_3$ ,  $T_4$  — временная задержка в кабеле  $l_4$ .

Если импульсы одинаковы по форме и амплитуды их равны, а частота настройки усилителя равна  $f_0$ , то продетектированный сигнал на выходе усилителя будет весьма мал. Таким образом, если нет совпадения входных импульсов, то каждый

единичный импульс со счетчика *A* или *B* вызывает очень малый сигнал несовпадения на выходе усилителя.

Рассмотрим случай совпадения входных импульсов от счетчиков *A* и *B*. Разница в величинах задержек линий  $I_2$  и  $I_1$  сделана равной разности  $T_4 - T_3$ , так что первый импульс от счетчика *B* накладывается на второй импульс от счетчика *A* (фиг. 135). Если три получающихся импульса подать



Фиг. 135. Диаграммы напряжений и токов в схеме совпадений с двойными импульсами.

непосредственно на усилитель при отсутствии диода, то они не дадут результирующего выходного сигнала; благодаря нелинейности, которой обладает диод, средний импульс дает больший эффект, чем суммарное действие крайних импульсов. Поэтому на выходе усилителя появляется сигнал совпадения. Следует отметить, что такой же выходной сигнал получается в том случае, когда импульс со счетчика *B* поступает раньше импульса со счетчика *A* на время  $2(T_4 - T_3)$ , как показано на фиг. 135. Это дает ложные совпадения и может привести к ошибкам в некоторых экспериментах.

Основная трудность настройки этой схемы состоит в том, чтобы добиться полной идентичности импульсов в каждой паре, поступающей на диод. Это необходимо для того, чтобы сигнал несовпадения на выходе усилителя был пренебрежимо мал по сравнению с сигналом совпадения, даже в том случае, когда импульсы со счетчиков *A* и *B* резко отличаются по

амплитудам (10 : 1). Разрешающее время этой схемы зависит от длительности входных импульсов. Дике приводит следующие экспериментальные данные:

$$\begin{aligned} l_1 &= 486 \text{ см}, & l_2 &= 324 \text{ см}, \\ l_3 &= 320 \text{ см}, & l_4 &= 160 \text{ см}, \\ f_0 &= 62 \text{ мГц}, & \Delta f &= 10 \text{ кГц (полоса} \\ & & & \text{пропускания усилителя).} \end{aligned}$$

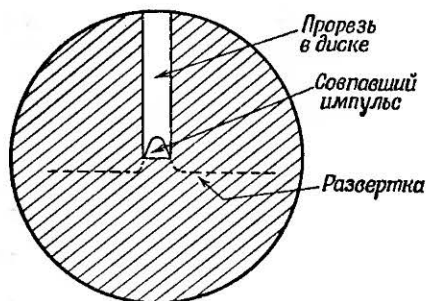
При испытании схемы с помощью тест-импульсов было получено разрешающее время 2 мксек.

в) *Смеситель на лампе с двумя управляющими сетками.* Фишер и Маршалл [303] использовали в качестве смесителя лампу 6BN6 с двумя сетками, управляющими одним электронным потоком. Действие обеих сеток примерно одинаково; на них раздельно подаются положительные импульсы от двух счетчиков. Нормально лампа заперта по обоим сеткам, когда же входные импульсы приходят на обе сетки одновременно, на анодной нагрузке возникает выходной сигнал, который затем усиливается.

Разрешающее время этой схемы совпадений также зависит от длительности входных импульсов и минимального перекрытия, необходимого для работы последующей схемы. Для удовлетворительной работы схемы амплитуда входных импульсов должна быть не меньше 3 в. По данным авторов, при испытании сигналами от импульсного генератора в схеме можно получить разрешающее время порядка 0,3 мксек. Время пролета электронов между двумя управляющими сетками составляет 2 мксек. Это время должно быть скомпенсировано такой же задержкой импульсов, поступающих на вторую управляющую сетку (т. е. ближнюю к аноду).

г) *Схема совпадений на электронно-лучевой трубке.* Управляемый электронный луч редко используется для измерения числа совпадений; одно такое устройство описали Хофштедтер и Макинтайр [304]. Принцип работы его состоит в следующем. Импульс от счетчика А запускает быструю развертку электронно-лучевой трубки, в то время как импульс от счетчика В после соответствующей задержки подается на ее вертикальные отклоняющие пластины (фиг. 136). Весь экран трубки закрыт диском в котором имеется узкая прорезь, позволяющая видеть верхушку импульса, посту-

пающего со счетчика  $B$ , если он совпадает по времени с импульсом от счетчика  $A$ . Свечение экрана в прорези улавливается фотоумножителем. Если импульсы от счетчиков  $A$  и  $B$  не совпадают, то импульс от счетчика  $B$  оказывается смещенным по линии развертки относительно прорези



Фиг. 136. Индикация совпадений на экране электронно-лучевой трубки.

и сигнал совпадения на выходе фотоумножителя отсутствует. Разрешающее время этого устройства определяется длительностью импульса  $B$ , шириной прорези и скоростью развертки. При испытании схемы импульсами от генератора авторы достигли разрешающего времени порядка 0,9 мксек.

Амплитуда импульсов должна быть не меньше 2,5 в, а частота повторения импульсов  $A$  достаточно низка для того, чтобы схема ждущей развертки работала правильно. Практически использовались частоты повторения до 1000 гц при разрешающем времени схемы порядка 50 мксек.

Следует добавить, что устройство, работающее по этому методу, включает собственный амплитудный дискриминатор, или селектор высоты импульсов  $B$ , порог срабатывания которого определяется установкой высоты прорези.

Некоторые другие схемы счета совпадений описаны в работах Гарвина [305], Бея и Пэппа [306], а также Лундби [307].

Ниже мы рассмотрим измерения малых интервалов времени при помощи схем задержанных совпадений.

#### § 8. ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕРВАЛОВ ВРЕМЕНИ ПРИ ПОМОЩИ СХЕМ ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ

Схемы задержанных совпадений по принципу действия подобны схемам, описанным в предыдущем параграфе. Отличительной их особенностью является наличие точно прокалиброванной переменной линии задержки, которая используется для измерения интервалов времени.

Разрешающее время этого устройства определяется длительностью импульса  $B$ , шириной прорези и скоростью развертки. При испытании схемы импульсами от генератора авторы достигли разрешающего времени порядка 0,9 мксек.

Амплитуда импульсов должна быть не меньше 2,5 в, а частота повторения импульсов  $A$  достаточно низка для того, чтобы схема ждущей развертки работала правильно. Практически использовались частоты повторения до 1000 гц при разрешающем времени схемы порядка 50 мксек.

Следует добавить, что устройство, работающее по этому методу, включает собственный амплитудный дискриминатор, или селектор высоты импульсов  $B$ , порог срабатывания которого определяется установкой высоты прорези.

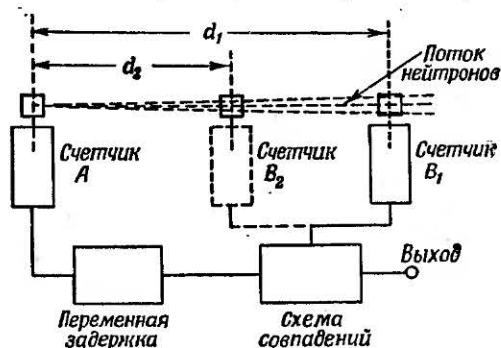
Некоторые другие схемы счета совпадений описаны в работах Гарвина [305], Бея и Пэппа [306], а также Лундби [307].

Ниже мы рассмотрим измерения малых интервалов времени при помощи схем задержанных совпадений.

Ниже мы рассмотрим измерения малых интервалов времени при помощи схем задержанных совпадений.

Ниже мы рассмотрим измерения малых интервалов времени при помощи схем задержанных совпадений.

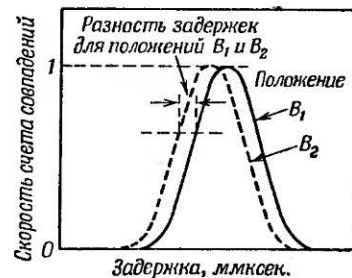
В качестве простейшего примера применения схем задержанных совпадений можно привести эксперимент по определению скорости ядерных частиц путем измерения их вре-



Фиг. 137. Измерение скорости нейтронов.

мени пролета между двумя фиксированными точками. Типичная экспериментальная установка показана на фиг. 137 [296].

Поток нейтронов проходит через два сцинтилляционных счетчика  $A$  и  $B$ , находящихся на определенном расстоянии друг от друга. Измеряется скорость счета импульсов на выходе схемы совпадений для различных значений задержки линии. Затем расстояние между счетчиками меняется, и эксперимент повторяется снова. По результатам измерений строятся две кривые, как показано на фиг. 138. По оси абсцисс откладывается задержка линии, по оси ординат — число импульсов совпадения, отнесенное к максимальному значению для данного опыта<sup>1)</sup>. Кривые оказываются одинаковой формы.

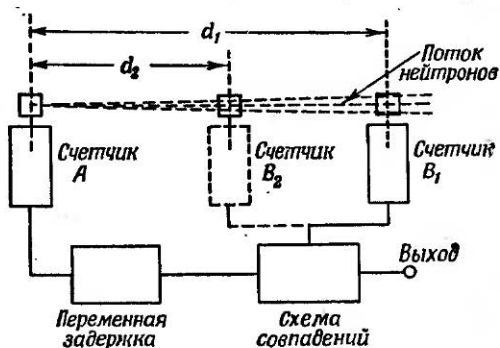


Фиг. 138. Приведенные кривые задержанных совпадений в опыте по измерению скорости нейтронов.

<sup>1)</sup> Число случайных совпадений должно быть измерено и вычтено из полного числа совпадений перед построением кривых,



В качестве простейшего примера применения схем задержанных совпадений можно привести эксперимент по определению скорости ядерных частиц путем измерения их вре-



Фиг. 137. Измерение скорости нейтронов.

мени пролета между двумя фиксированными точками. Типичная экспериментальная установка показана на фиг. 137 [296].

Поток нейтронов проходит через два сцинтилляционных счетчика А и В, находящихся на определенном расстоянии друг от друга. Измеряется скорость счета импульсов на выходе схемы совпадений для различных значений задержки линии. Затем расстояние между счетчиками меняется, и эксперимент повторяется снова. По результатам измерений строятся две кривые, как показано на фиг. 138. По оси абсцисс откладывается задержка линии, по оси ординат — число импульсов совпадения, отнесенное к максимальному значению для данного опыта <sup>1)</sup>. Кривые оказываются одинаковой формы.



Фиг. 138. Приведенные кривые задержанных совпадений в опыте по измерению скорости нейтронов.

<sup>1)</sup> Число случайных совпадений должно быть измерено и вычтено из полного числа совпадений перед построением кривых,

Время задержки между точками двух кривых, имеющими равные приведенные ординаты, равно разности времен пролета между счетчиками *A* и *B* в двух экспериментах. Так как расстояния между счетчиками известны, то можно определить скорость исследуемых частиц. Очевидно, что точность определения скорости тем выше, чем больше разница в двух положениях счетчика *B*. Однако увеличение этого расстояния ограничивается расхождением нейтронного пучка; если пучок расходится, то увеличение расстояния приводит к быстрому уменьшению числа совпадений.

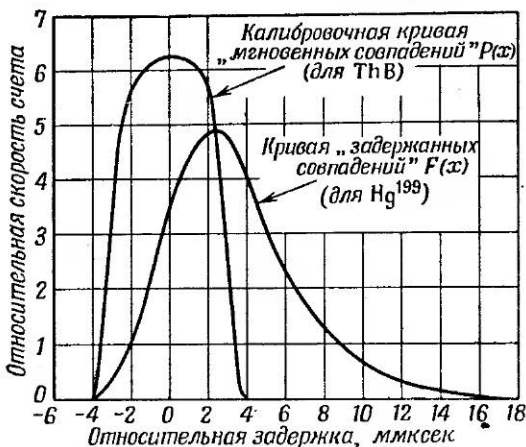
Из фиг. 138 видно, что если измерения производятся на крутых участках кривых, то можно обнаружить очень малые временные различия, порядка нескольких процентов разрешающего времени схемы совпадений. Следует напомнить, что ширина кривой на уровне, равном половине максимального значения, приблизительно равна удвоенному разрешающему времени схемы совпадений.

Описанный метод использовался для измерения энергии нейтронов (поскольку она связана со скоростью), а также для определения скорости  $\gamma$ -квантов (см. [308, 309]). По оценке Бея, при использовании счетчиков Черенкова, как описано в § 7, п. 4 настоящей главы, можно обнаружить временные различия порядка 0,01 мксек. при опытах с частицами, обладающими высокой энергией.

Вторым важным приложением схем задержанных совпадений является использование их при измерении времени полураспада короткоживущих радиоактивных элементов. В качестве иллюстрации можно привести типичный эксперимент, проведенный Беллом.

При распаде атома радиоактивного изотопа золота  $Au^{199}$  излучается одна  $\beta$ -частица и образуется ядро ртути  $Hg^{199}$ . После короткого промежутка времени ядро ртути излучает  $\gamma$ -квант. Измерение временного интервала между моментами вылета  $\beta$ - и  $\gamma$ -частиц позволяет определить время жизни ядра  $Hg^{199}$  в возбужденном состоянии;  $\gamma$ -квант внутренне конвертируется, давая конверсионный электрон, находящийся на *L*-орбите. Это событие может быть выделено  $\beta$ -спектрометром и обнаружено одним сцинтилляционным счетчиком. Второй счетчик устанавливается так, чтобы обнаружить начальное  $\beta$ -излучение, выделенное вторым спектрометром. Выходные импульсы со счетчиков подаются на схему задер-

жанных совпадений. Снимается зависимость числа выходных импульсов схемы совпадений от величины задержки. После этого эксперимент повторяется, но с новым источником ThB (вместо Au<sup>199</sup>), который излучает 2 электрона, разделенные по времени меньше чем на 0,1 мксек. Строится новая кривая задержанных совпадений; она представляет собой калибровочную кривую для „мгновенных совпадений“. Обе кривые



Фиг. 139. Кривые задержанных совпадений для измерения половины времени жизни метастабильного состояния Hg<sup>199</sup>.

показаны на фиг. 139. Из анализа этих кривых можно определить среднее время полураспада ядра Hg<sup>199</sup> по методу Ньютона [310] (см. также [311, 313]), который состоит в следующем.

Пусть  $P(x)$  — кривая „мгновенных совпадений“ (источник ThB),  $F(x)$  — кривая задержанных совпадений (источник Hg<sup>199</sup>), а  $f(t)dt$  — вероятность того, что дочерняя эмиссия  $\gamma$ -кванта произойдет в интервале времени  $dt$ , спустя время  $t$  после первичной эмиссии  $\beta$ -частицы.

Тогда кривая задержанных совпадений для источника Hg<sup>199</sup> может быть представлена в виде

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)P(x-t)dt. \quad (7.12)$$

Для распадающегося изотопа имеем

$$\begin{aligned} f(t) &= \lambda e^{-\lambda t} & \text{для } t > 0, \\ f(t) &= 0 & \text{для } t < 0. \end{aligned}$$

Отсюда

$$F(x) = \int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} P(x-t) dt. \quad (7.13)$$

Замена  $y = x - t$  дает

$$F(x) = \lambda e^{-\lambda x} \int_{-\infty}^x e^{\lambda y} P(y) dy. \quad (7.14)$$

Дифференцируя это выражение, получаем

$$\frac{dF(x)}{dx} = \lambda [P(x) - F(x)], \quad (7.15)$$

или

$$\frac{d \ln F(x)}{dx} = -\lambda \left[ 1 - \frac{P(x)}{F(x)} \right] = -\lambda, \quad (7.16)$$

если  $F(x) \gg P(x)$ .

Из этих уравнений можно сделать следующие выводы относительно свойств кривых  $F(x)$  и  $P(x)$ :

1. Кривые  $F(x)$  и  $P(x)$  начинаются слева в одной и той же точке.

2. Если имеется лишь одно значение времени жизни, то кривые пересекаются в точке, где кривая  $F(x)$  имеет максимум.

3. Если имеется одно значение времени жизни, то кривизна  $\ln F(x)$  нигде не является положительной при условии, что кривизна  $\ln P(x)$  не положительна. В противном случае кривая  $F(x)$  соответствует более чем одному значению времени жизни.

4. Если  $F(x) \gg P(x)$ , то наклон кривой  $\ln F(x)$  определяет постоянную  $\lambda$  и, следовательно, период полураспада изотопа.

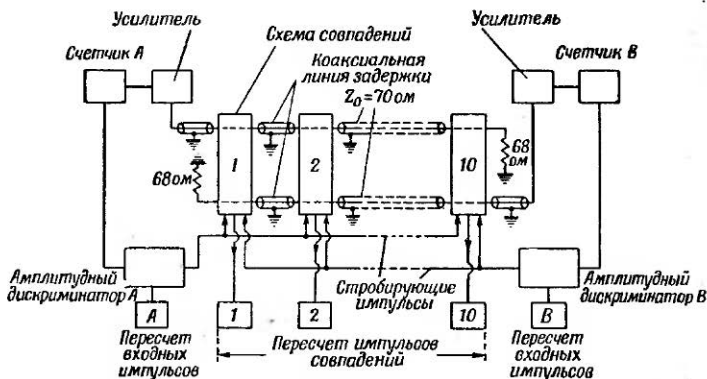
5. Центр тяжести кривой  $F(x)$  смещен по оси  $x$  относительно центра тяжести кривой  $P(x)$  в сторону положительных значений на величину  $1/\lambda$ , равную среднему времени жизни ядра ртути.

Анализируя таким образом экспериментальные кривые, Белл определил, что среднее время жизни ядра  $\text{Hg}^{199}$  в возбужденном состоянии составляет  $2,35 \pm 0,2$  мксек. для этого частного случая  $\gamma$ -перехода.

Рассмотренным методом были измерены периоды полураспада порядка 0,1 мксек.

Измерения облегчаются, а точность их повышается, если используются схемы совпадений с уменьшенным разрешающим временем, при условии сохранения достаточной стабильности; это сокращает число часов, необходимых для накопления достаточного количества экспериментальных данных.

**1. Временные селекторы.** Временные селекторы представляют собой многоканальные схемы задержанных совпадений и создаются для облегчения снятия кривых задержанных совпадений.



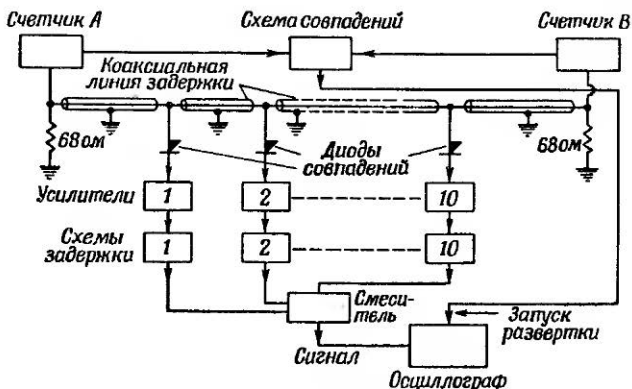
Фиг. 140. Блок-схема временного селектора (многоканального устройства задержанных совпадений).

Выходные импульсы с двух сцинтилляционных счетчиков поступают на несколько схем задержанных совпадений по кабелям различной длины. Число совпадений в каждом канале регистрируется своим счетчиком.

На фиг. 140 изображена блок-схема десятиканального временного селектора, сконструированного Мак-Ласки и Муди [297].

Задержки в каналах устанавливаются в соответствии с экспериментом так, чтобы в результате одного измерения получить 10 точек кривой задержанных совпадений (см. фиг. 139). Применение временных селекторов вместо обычных схем задержанных совпадений резко сокращает время эксперимента. Это обстоятельство имеет особенно важное значение, когда период полураспада исследуемого изотопа мал (того же порядка, что и время самого эксперимента).

**2. Измеритель интервалов времени.** Измеритель интервалов времени также подобен многоканальной схеме задержанных совпадений. Схема была применена Кейффелом



Фиг. 141. Блок-схема «хронотрон» (многоканального устройства для измерения интервалов времени).

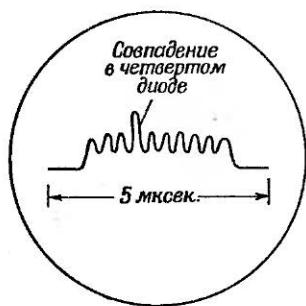
и Неддермейером [314] для измерения интервалов времени между двумя ядерными событиями при использовании искровых счетчиков, описанных в § 4 настоящей главы. Прибор создан для экспериментов с космическим излучением, где исследуемые события случаются очень редко. Поэтому применена методика фотографической записи, чтобы избежать использования пересчетных схем.

Импульсы от счетчиков А и В через линии с разными задержками поступают на 10 диодов (фиг. 141). Задержки между соседними диодами одинаковы и устанавливаются

в соответствии с условиями эксперимента. Устройство, таким образом, представляет собой 10 отдельных схем задержанных совпадений. Выход с каждого диода виден на экране осциллографа в виде импульса, амплитуда которого пропорциональна импульсу на выходе диода. Размещение импульсов по развертке осциллографа осуществляется с помощью задержек разной величины (до нескольких микросекунд), вводимых между выходом каждого диода и общим смесителем.

Импульсы от счетчиков *A* и *B* имеют приблизительно постоянную амплитуду (она определяется характеристикой разряда в счетчике). Длительность этих импульсов устанавливается несколько меньшей, чем задержка между соседними диодами совпадений, соответствующим выбором входных дифференцирующих конденсаторов и связанных с ними цепей. Диоды действуют как пиковые детекторы. Благодаря этому при прохождении импульсов от счетчиков *A* и *B* по распределительному кабелю на выходе каждого диода устанавливается напряжение, пропорциональное большому из этих двух импульсов. Исключение составляет диод того канала, где входные импульсы совпали; выход с этого диода пропорционален сумме амплитуд двух импульсов. Таким образом, диод, на котором импульсы совпали по времени, может быть тотчас же обнаружен по записанной осциллограмме (фиг. 142). Интервал времени между моментами разрядов в счетчиках может быть найден по известной длине кабелей между диодом, где произошло совпадение, и счетчиками.

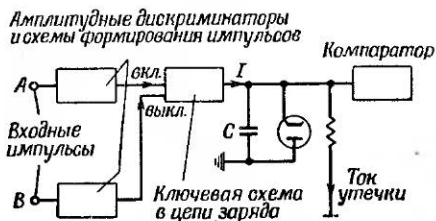
Генератор развертки осциллографа запускается от вспомогательной схемы совпадений, которая дает выходной сигнал каждый раз, когда импульсы от счетчиков *A* и *B* появляются в достаточной близости друг от друга. Интервал между импульсами выбирается равным общей задержке кабеля, соединяющего все 10 каналов.



Фиг. 142. Осциллограмма на экране „хронотрона“.

### § 9. ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕРВАЛОВ ВРЕМЕНИ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Пусть нам нужно измерить промежуток времени между импульсами от счетчиков  $A$  и  $B$ . Допустим, что импульс от счетчика  $A$  опережает импульс от счетчика  $B$ . Импульс от счетчика  $A$  включает ток  $I$ , и конденсатор  $C$  начинает заряжаться (фиг. 143). Импульс от счетчика  $B$  выключает



Фиг. 143. Блок-схема измерителя интервалов времени методом интегрирования.

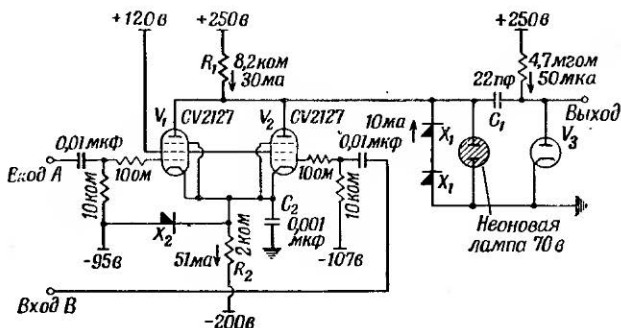
ток заряда конденсатора. В результате на конденсаторе остается напряжение, зависящее от интервала времени между импульсами. Оно должно сохраняться столько времени, сколько требуется для точного его измерения. После этого конденсатор разряжается через большое сопротивление и возвращается в исходное состояние. Для точных измерений необходимо знать задержку, с которой включается (или выключается) ток, относительно момента подачи импульса от счетчика  $A$  (или  $B$ ). Желательно свести это запаздывание к минимуму, чтобы избежать ошибок, связанных с его флюктуацией.

Муди [315] применил этот метод для измерения интервалов времени порядка миллимикросекунд. Входные импульсы воздействуют на два амплитудных дискриминатора на лампах со вторичной эмиссией, являющихся модификацией схемы фиг. 114. После дискриминаторов стоят два триггера, также использующие лампы со вторичной эмиссией (по типу схемы фиг. 51). Триггеры действуют в основном как усилители и вырабатывают импульсы тока с амплитудой  $200 \text{ ма}$ , сравнительно длительные (100 мксек.), с передним фронтом от 2 до 5 мксек. Полное время задержки между передними



фронтами входного импульса и импульса с триггера составляет 6—10 мксек. С триггера *A* используется отрицательный выходной импульс, а с триггера *B* — положительный; затем они подаются на интегрирующую схему, изображенную на фиг. 144.

В состоянии покоя лампа  $V_1$  открыта, а лампа  $V_2$  закрыта. В катод лампы  $V_1$  протекает ток 51 ма, анодный ток лампы составляет 40 ма. Часть его (30 ма) течет по сопротивлению  $R_1$ , а часть (10 ма) — через последовательно соединенные

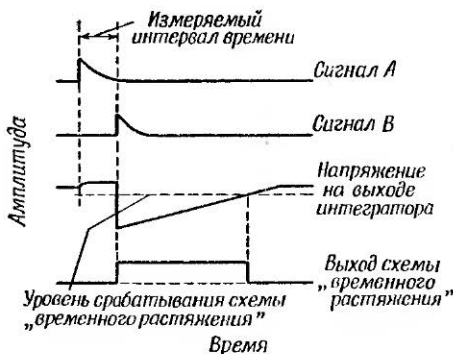


Фиг. 144. Схема интегратора тока.

диоды  $X_1$ . Когда приходит отрицательный импульс с триггера *A*, он запирает лампу  $V_1$ , что вызывает заряд конденсатора  $C_1$  и паразитной емкости лампы через сопротивление  $R_1$ . Напряжение на аноде лампы  $V_1$  начинает нарастать со скоростью 0,75 в/ммксек. Диод  $X_2$  начинает пропускать ток, текущий через  $R_2$ , спустя короткий промежуток времени после прихода импульса (емкость  $C_2$  имеет сравнительно малую величину). Когда приходит положительный импульс с триггера *B*, он отпирает лампу  $V_2$ , и ее анодный потенциал (а следовательно, и анодный потенциал  $V_1$ ) начинает понижаться. В этот момент диод  $V_3$  запирается, и конденсатор  $C_1$  остается заряженным до напряжения, пропорционального интервалу времени между импульсами *A* и *B*.

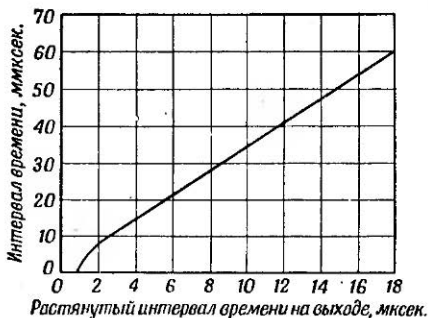
На фиг. 145 приведена диаграмма напряжения на диоде  $V_3$ , амплитуда которого может быть измерена; конденсатор медленно разряжается током утечки 50 мка.

Вместо того чтобы измерять напряжение, до которого заряжается конденсатор  $C_1$ , можно определять время его разряда. Для этой цели в устройство вводится специальный триггер



Фиг. 145. Диаграммы напряжений в интеграторе тока.

гер. Когда потенциал анода диода  $V_3$  падает ниже некоторой малой величины, триггер срабатывает. Обратный переброс схемы наступает тогда, когда напряжение на аноде диода вернется вновь к этому же уровню. В результате получается импульс, длительность которого пропорциональна интервалу времени между входными импульсами  $A$  и  $B$ . Характеристика этой схемы „временного растяжения“ приведена на фиг. 146.



Фиг. 146. Характеристика схемы „временного растяжения“.

Вышеизложенный метод измерения интервалов времени обычно применяется в экспериментах, когда частота повторения входных импульсов сравнительно низка, чтобы схема успевала вернуться в исходное состояние за период между соседними парами входных импульсов. Кроме того, вероят-

ность появления случайных импульсов в интервале времени между импульсами  $A$  и  $B$  должна быть пренебрежимо мала, так как это исключает возможность измерения импульса  $B$ . Если интервал между импульсами  $A$  и  $B$  очень мал, то импульс  $B$  следует задерживать на известную величину перед подачей на схему растяжения, чтобы измерение производилось лишь на линейном участке кривой, изображенной на фиг. 146.

### § 10. ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ОСЦИЛЛОГРАФА С ФОТОПРИСТАВКОЙ

Во всех предыдущих установках для измерения интервалов времени предполагалось, что измеряются импульсы с крутыми передними фронтами и без наложенных колебаний. Это условие не всегда выполняется, поэтому перед началом временных измерений нужно исследовать форму входных импульсов. Обычно это осуществляется при помощи осциллографа с фотоприставкой (см. гл. VI).

Такие осциллографы сами по себе могут использоваться для измерения интервалов времени. В качестве примера рассмотрим вкратце один из многих экспериментов.

Пост и Ширен [316] определяли разброс времени пролета в фотоумножителях при помощи фотографирования формы тока выходных шумовых импульсов, соответствующих вылету одного электрона из фотокатода. Эксперименты производились с фотоумножителем типа 1P21, который питался импульсным напряжением с амплитудой 5 кВ и длительностью импульсов 2 мксек. Импульсы подавались с низкой частотой и одновременно использовались для запуска генератора ждущей развертки осциллографа на время импульса. Выходные импульсы тока с анода фотоумножителя по коаксиальному кабелю поступали на вертикальные отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки осциллографа. Коэффициент усиления умножителя этого типа при таких условиях составлял  $10^8$ , и выходные импульсы были достаточно велики для непосредственного наблюдения на экране осциллографа. Шумовые импульсы на линии развертки располагаются хаотически; из обработки фотоснимков было найдено, что длительность их на уровне 0,5 составляет 0,8 мксек. После внесения поправок на паразитные емкости и индуктивности

схемы было найдено, что обусловленное ими размытие времени пролета в фотоумножителе типа 1P21 равно 0,5 мксек. Импульсный режим питания фотоумножителя был вызван тем, что при постоянном питающем напряжении 5 кВ в фотоумножителе возникает значительная обратная связь (вероятно, обусловленная ионизацией), которая приводит к нестабильной работе умножителя через несколько микросекунд после включения высокого напряжения. Фотоумножитель работает удовлетворительно, если высокое напряжение включается не более, чем на 2 мксек. и выключается после этого на сравнительно большой интервал времени.

Электронный осциллограф с фотоприставкой находит применение в миллимикросекундном диапазоне в основном в некоторых специальных опытах, подобных описанному выше, и для контроля формы импульсов, подлежащих измерению. Когда форма импульсов известна, можно проводить необходимые временные и амплитудные измерения, используя схемы, описанные в предыдущих разделах. Благодаря этому удается избежать трудоемкого анализа большого количества фотографий осциллограмм. Однако если нужно проводить измерения редких импульсов, то осциллографический метод весьма ценен; число снимков тогда мало, и их можно тщательно изучать, отбрасывая все ложные явления. Например, этот метод применяется при исследовании космических лучей, где импульсы поступают в среднем один раз за 10 мин. или еще реже.

## Глава VIII

### РАЗЛИЧНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

#### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Применение миллимикросекундной импульсной техники для измерений в области ядерных исследований описано в предыдущей главе. Именно в этой области она находит основное применение в настоящее время. Однако использование основных схем не ограничивается экспериментальной ядерной физикой; они могут и должны применяться для электронных измерений во всех областях исследовательской работы. Задача этой книги — обратить внимание физиков и инженеров на возможности современной миллимикросекундной техники. Некоторые примеры такого рода применений описываются в настоящей главе.

#### § 2. ПРИМЕНЕНИЕ ГЕНЕРАТОРА МИЛЛИМИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ СНЯТИЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ УЗКОПОЛОСНЫХ РАДИОПРИЕМНИКОВ

При различных испытаниях узкополосных радиоприемников, в том числе радиолокационных, удобно применять сигнал-генератор, дающий одинаковый уровень выходной энергии в очень широком диапазоне частот. При помощи такого генератора могут, например, быть выполнены измерения отношения сигнала к шуму или настройка супергетеродинных приемников. Для этой цели требуется генератор, создающий очень узкие выходные импульсы. При этом энергия на выходе в заданной полосе частот может быть рассчитана, если известны амплитуды и форма импульса. На фиг. 3 представлен спектр короткого треугольного импульса. По оси ординат отложена относительная амплитуда частотных компонент, приходящаяся на единицу полосы частот. Амплитуда напряжения при  $\omega = 0$  имеет максимальное значение и уменьшается с повышением частоты.

При  $\omega\tau/2\pi = 0,65$  (что соответствует частоте  $650/\tau$  мггц, где длительность импульса  $\tau$  выражена в мксек.) амплитуда напряжения составляет  $1/\sqrt{2}$  (или  $-3$  дб) амплитуды низкочастотных компонент.

Простейший тип импульсного генератора, описанный в гл. IV, § 2, п. 1, может генерировать импульсы длительностью порядка 1 мксек., что соответствует спектру, простирающемуся до  $650$  мггц<sup>1)</sup>. Для некоторых видов применения частота повторения импульсов генератора релейного типа оказывается слишком низкой. В этих случаях может быть применен один из типов ламповых генераторов, описанных в гл. IV. Однако в этих генераторах не могут быть получены импульсы длительностью намного меньше 4 мксек., так что используемый спектр едва достигает  $160$  мггц. Следует заметить, что эти виды применения требуют стабильных выходных импульсов как по амплитуде, так и по форме. Кроме того, если требуются точные измерения характеристик радиоприемника, то нужно иметь возможность регулировать амплитуду импульсов.

### § 3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МИЛЛИМИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В РАДИОЛОКАЦИИ

Деланж [317] производил опыты по передаче очень коротких радиоимпульсов (порядка 3 мксек.) при несущей частоте  $4000$  мггц на расстояние 22 мили. При этом он исследовал изменение времени распространения за период замирания. Наблюдалось наличие различных путей распространения с разбросом времени распространения порядка 7 мксек.

Миллимикросекундные импульсы являются наиболее подходящими для временных измерений такого рода, при которых требуется отличить импульс, пришедший прямым путем, от остальных импульсов, пришедших не прямыми, а потому более длинными путями.

<sup>1)</sup> При увеличении частоты выше значения, соответствующего  $\omega\tau/2\pi = 2$ , спектр снова начинает расти, но амплитуда здесь уже мала,

#### § 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ПРИ ПОМОЩИ ОСЦИЛЛОГРАФА, ПРЕДНАЗНАЧЕННОГО ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Пример использования такого осциллографа (см. гл. VI) дал Инглиш [318]. Он определял скорость формирования коронного разряда между острием и плоскостью. Излучение фотонов вблизи точечного электрода регистрировалось при помощи фотоумножителя. Выходной импульс напряжения подавался на усилитель с распределенным усилением с полосой пропускания 100 мГц (см. гл. V). Картина наблюдалась на экране осциллографа с разверткой длительностью 0,2 мксек. Скорость нарастания излучения фотонов в коронном разряде можно было затем определить по фотографии осциллограмм.

#### § 5. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ЗАТВОР ДЛЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ФОТОГРАФИИ

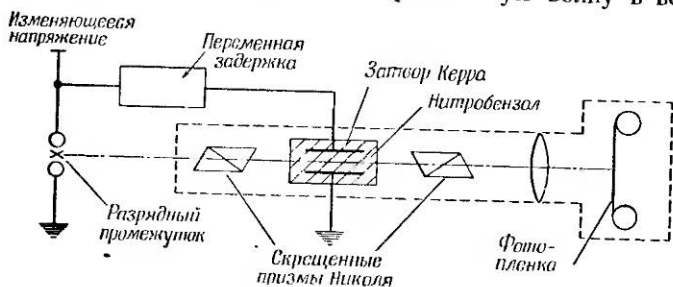
Для ряда исследований требуется фотокамера с затвором, который обеспечивает экспозиции порядка нескольких миллимикросекунд. Например, при изучении электрического разряда, когда нужно фотографировать различные моменты развития процесса; в баллистике, когда требуется сфотографировать снаряд через заданный малый промежуток времени после выстрела, причем пленка не должна быть засвеченной предшествующей интенсивной вспышкой взрыва.

Механические затворы слишком инерционны для столь быстрой работы, и поэтому применяют электронно-оптические методы. В настоящее время наиболее подходящими для этой цели являются два типа электронных затворов, описанных ниже.

**1. Затвор Керра.** Затвор Керра известен и применяется уже в течение многих лет. Зарем и др. [319] дали описание его свойств. Действие его становится понятным из рассмотрения эксперимента, выполненного Даннингтоном [320], который фотографировал развитие искрового разряда (фиг. 147).

Затвор Керра состоит из двух параллельных металлических пластин, помещенных в стеклянный сосуд, заполненный нитробензолом. Свет от разряда направляется между этими пласти-

нами, как показано на фиг. 147. По обе стороны затвора Керра помещены призмы Николя, причем их плоскости поляризации смещены относительно пластин на  $45^\circ$  в разные стороны. В обычных условиях свет через систему не проходит. Однако если к пластинам приложить разность потенциалов, то нитробензол приобретает свойства двойного лучепреломления и превращает плоско поляризованную волну в волну



Фиг. 147. Схема, иллюстрирующая действие фотокамеры с затвором Керра.

с эллиптической поляризацией, которая уже будет частично проходить через вторую призму Николя.

Запаздывание срабатывания затвора Керра относительно момента подачи напряжения очень мало (оно не измерялось), и обычно считают, что затвор мгновенно открывается или закрывается соответственно при включении или выключении электрического поля. Таким образом, может быть получен затвор, обеспечивающий продолжительность экспозиции порядка 1 мксек. при соответствующей длительности управляющего импульса напряжения.

Формула для расчета прохождения света через комбинацию призм Николя и затвора Керра (пренебрегая потерями на поглощение и отражение) имеет вид

$$I = I_0 \sin^2(\pi b l E^2), \quad (8.1)$$

где  $I$  — интенсивность света за затвором Керра,  $I_0$  — интенсивность света, падающего на затвор Керра,  $b$  — постоянная Керра ( $4,1 \cdot 10^{-5}$  для света с длиной волны  $5460 \text{ \AA}$ ),  $l$  — длина пластин (в см) в направлении оптической оси,  $E$  — напряженность электрического поля в единицах CGSE,



В действительности опыт Даннингтона был поставлен несколько иначе. Затвор нормально находился в открытом состоянии для света благодаря тому, что на него было подано напряжение, приложенное к электродам изучаемого искрового разряда. Напряжение медленно увеличивалось до тех пор, пока не зажегся разряд. При этом напряжение резко падало до малой величины. Это изменение напряжения по длинной линии, включенной для получения задержки, передавалось на затвор Керра. Таким образом, через несколько миллимикросекунд после начала искрового разряда изменение напряжения достигало пластин, и затвор закрывался.

Фотокамера фиксирует искру разряда вплоть до момента, определяемого задержкой в линии. Производится серия фотографий при разных задержках. Минимальная задержка, применявшаяся Даннингтоном, составляла 2 ммксек.

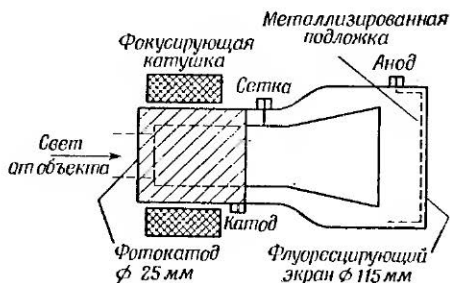
Новые применения этого метода описали Андерсон [321] и Фрум [322]; эксперименты в области баллистики рассмотрели Куинн и др. [323].

Интересное использование методов получения задержки применительно к затвору Керра описали Бимс и Мортон [324]. В их опыте параллельные пластины затвора сделаны очень длинными в направлении оптической оси, так что они образуют линию задержки. Импульс напряжения прикладывается к одному концу пластин и распространяется вдоль них в том же направлении и с той же скоростью, что и луч света, поступающий в затвор. Конечно, для этого нужно, чтобы значение показателя преломления жидкости, заполняющей ячейку, было равно корню квадратному из значения диэлектрической постоянной. Каждый элемент светового луча проходит всю длину ячейки при одних и тех же оптических условиях, так что световой импульс, пропускаемый затвором, без искажений [кроме тех, которые содержатся в формуле (8.1)] воспроизводит форму входного электрического импульса. Этим способом достигается высокая чувствительность системы, благодаря чему можно применять жидкость с меньшим значением постоянной Керра. В некоторых случаях это желательно, так как обычно применяемая жидкость — нитробензол — химически довольно нестабильна и сравнительно мало прозрачна для света в фиолетовой области спектра.

Ниже даются некоторые сведения конструктивного характера для описанного затвора Керра. Пластины алюми-

ниевые длиной 335 см, шириной 15,3 см, с расстоянием между ними 4,6 мм. Волновое сопротивление линии 5 ом; фазовая скорость  $1,3 \cdot 10^{10}$  см/сек. Наполнитель — масло головакс № 1007.

**2. Электронно-оптический преобразователь изображения.** Этот тип электронных трубок впервые предложил Холст [325], а Дженкинс и Чиппендейл [326] дали обзор их



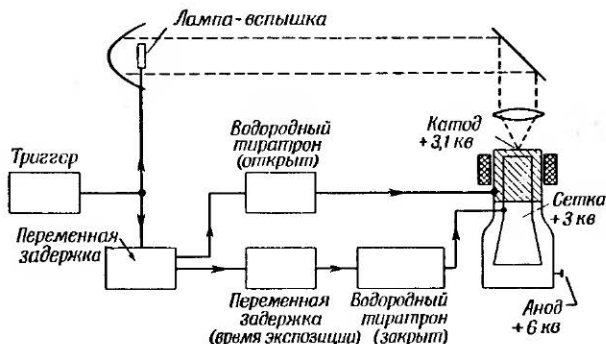
Фиг. 148. Схема трубки — преобразователя изображения (ME 1201).

дальнейшего развития и описали современную конструкцию (фиг. 148), используемую в качестве высокоскоростного затвора для фотокамер.

Изображение объекта, подлежащего фотографированию, проектируется на фоточувствительный катод. Получаемые фотоэлектроны фокусируются на флуоресцирующий экран, расположенный на противоположном конце трубки. Фокусировка производится с помощью комбинации электростатического поля между анодом и катодом и магнитного поля фокусирующей катушки. Ток в этой катушке регулируется таким образом, чтобы получить оптимальную фокусировку; наиболее отчетливое изображение может быть получено при увеличении примерно 4:1. Трубка управляется с помощью управляющего электрода (сетки). Изображение на экране может включаться и выключаться подачей соответствующего напряжения на этот электрод. Изображение, возникающее на экране преобразователя, проектируется на фотопленку. Флуоресцирующий экран сзади металлизирован, чтобы предотвратить прохождение постороннего света через экран

и засвечивание пленки. Типовые рабочие напряжения для трубки  $+3$  кв на управляющем электроде и  $+6$  кв на аноде при заземленном катоде.

Импульсная схема синхронизации работы преобразователя изображения и лампы, дающей световую вспышку, приведена на фиг. 149. Катод трубки нормально поддерживается



Фиг. 149. Схема синхронизации работы преобразователя изображения и лампы.

под потенциалом  $+3,1$  кв, т. е. на  $100$  в выше потенциала управляющего электрода, и электронный поток с катода на экран заперт. Это означает, что затвор закрыт. Он открывается при запуске водородного тиратрона, который снижает потенциал катода до нужной рабочей величины порядка  $60$  в. Спроецированное на фотокатод изображение появляется на экране и фиксируется на фотопленке. При запуске второго тиратрона потенциал управляющего электрода падает ниже потенциала катода и изображение пропадает. Интервал времени между запуском двух тиратронов определяет выдержку затвора; практически получена выдержка  $50$  мксек., но можно получить значительно меньшие выдержки.

Уменьшение выдержки при использовании как затвора Керра, так и электронно-оптического преобразователя изображения обычно ограничивается величиной светового потока, получаемого от фотографируемого объекта. Нужно заметить,

что простой затвор Керра требует импульсного напряжения около 30 кВ, в то время как для преобразователя изображения необходимо в 10 раз меньшее управляющее импульсное напряжение.

### § 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах по изучению очень быстрых процессов электронный импульсный метод дает точные, удобные для интерпретации результаты. Приведенные примеры показывают, как можно использовать миллимикросекундную технику. В этой книге авторы попытались представить сжатый обзор современного уровня знаний в данной области, так чтобы читатель мог применять описанные методы для решения своих конкретных задач.

Миллимикросекундная техника, несомненно, найдет в будущем широкое применение, и мы надеемся, что эта книга сможет в определенной мере способствовать дальнейшему ее развитию.

## ПРИЛОЖЕНИЕ I

### ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ДЛИННЫХ ЛИНИЙ БЕЗ ПОТЕРЬ

Определим, какими основными свойствами должны обладать системы, передающие без потерь электромагнитные колебания, чтобы произвольное возбуждение или сигнал передавались по ним без искажения формы.

Зависимость электрического поля от времени  $f(t)$  в таких линиях должна быть везде одинаковой и может отличаться от точки к точке только задержкой. На характер изменения поля в пространстве априори не накладывается никаких ограничений.

Если  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности электрического поля в данной точке в момент времени  $t$ , то для него справедливо выражение

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}' f(t - T),$$

где  $\mathbf{E}'$  — векторная амплитуда, зависящая только от координат точки,  $T$  — время задержки, скалярная функция координат (как  $\mathbf{E}'$  так и  $T$  зависят от координат данной точки относительно некоторой исходной точки или начала координат). Производя преобразование Лапласа (см. табл. 1), получаем

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E}' e^{-pTf}. \quad (1)$$

Напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$  должна выражаться в такой же форме, причем нет нужды предполагать, что изменение поля во времени  $g(t)$  и задержка  $S$  такие же,

как и для электрического поля; в соответствии с предыдущим выражением можно написать

$$\bar{\mathbf{H}} = \mathbf{H}' e^{-pS} \bar{g}. \quad (2)$$

Уравнения Максвелла для линейного изотропного диэлектрика без потерь, в котором нет объемного распределения заряда, имеют вид

$$[\nabla \bar{\mathbf{H}}] = p \varepsilon \bar{\mathbf{E}}, \quad (3)$$

$$[\nabla \bar{\mathbf{E}}] = -p \mu \bar{\mathbf{H}}, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{H}} = 0, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{E}} = 0, \quad (6)$$

где применены преобразования Лапласа (система единиц МКС).

Подставляя значения  $\bar{\mathbf{E}}$  и  $\bar{\mathbf{H}}$  из выражений (1), (2) в уравнение (3), находим

$$([\Delta \mathbf{H}'] - p [\nabla S \mathbf{H}']) e^{-pS} \bar{g} = p \varepsilon \mathbf{E}' e^{-pT} \bar{f}.$$

Это уравнение должно удовлетворяться для любых значений  $p$ ; отсюда  $S = T$  и  $f = g$ , как и ожидалось. Должны удовлетворяться также следующие уравнения:

$$[\nabla \mathbf{H}'] = 0, \quad (7)$$

$$[\nabla T \mathbf{H}'] = -\varepsilon \mathbf{E}'. \quad (8)$$

Таким образом, вместо выражения (2) можно написать

$$\bar{\mathbf{H}} = \mathbf{H}' e^{-pT} \bar{f}. \quad (9)$$

Подставляя  $\bar{\mathbf{E}}$  и  $\bar{\mathbf{H}}$  в уравнение (4), легко получить

$$[\nabla \mathbf{E}'] = 0, \quad (10)$$

$$[\nabla T \mathbf{E}'] = \mu \mathbf{H}'. \quad (11)$$

Далее, из уравнений (2) и (5) следует, что

$$p \nabla T \cdot \mathbf{H}' - \nabla \mathbf{H}' = 0$$

и так как это уравнение должно быть справедливо для всех значений  $p$ , то

$$\nabla H' = 0, \quad (12)$$

$$\nabla T \cdot H' = 0. \quad (13)$$

Аналогично из уравнений (1) и (6) следует

$$\nabla E' = 0, \quad (14)$$

$$\nabla T \cdot E' = 0. \quad (15)$$

Теперь остается разъяснить физический смысл этих уравнений.

1. Из уравнений (8) и (11) следует, что векторы  $E'$ ,  $H'$  и  $\nabla T$  в каждой точке взаимно перпендикулярны и образуют правовинтовую систему; эти выводы подтверждаются уравнениями (13) и (15).

2. На некоторой поверхности постоянной фазы или постоянной временной задержки функция  $f(t - T)$  постоянна в любой момент времени. Электрическое и магнитное поля для этой поверхности пропорциональны  $E'$  и  $H'$ , и уравнения (7), (10), (12) и (14) показывают, что эти поля являются поэтому чисто электростатическим и магнитостатическим. Таким образом,  $E'$  можно получить из скалярного потенциала обычным путем; то же относится и к  $H'$ . Система должна включать в себя по крайней мере два проводника для поддержания электростатического поля.

Интеграл от  $E'$ , взятый по любому пути на поверхности постоянной задержки, дает разность потенциалов между проводниками, и разрыв нормальной (и единственной) составляющей  $\epsilon E'$  на поверхности проводников определяет плотность заряда. Таким образом, можно найти емкость на единицу длины.

Тангенциальная (и единственная) составляющая вектора  $H'$  на проводниках определяет поверхностный ток, и индуктивность  $L$  на единицу длины может быть получена из уравнения

$$\int \int \int \frac{\mu H^2}{2} d\tau = \frac{1}{2} LI^2,$$

где объемный интеграл берется на единицу длины в соответствующем направлении.

3. Подставляя  $H'$  из (11) в уравнение (8), получаем

$$(\nabla T \cdot E') \nabla T - (\nabla T)^2 E' = -\mu \epsilon E',$$

откуда, используя (15), имеем

$$|\nabla T| = +\sqrt{\mu\varepsilon}. \quad (16)$$

Возвращаясь опять к уравнениям (11) или (8) и подставляя в них полученное значение  $|\nabla T|$ , находим

$$\frac{|E'|}{|H'|} = +\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}.$$

Из уравнений (1) и (9) следует, что  $|\bar{E}|/|\bar{H}|$  и, следовательно,  $|E|/|H|$  также равны  $\sqrt{\mu/\varepsilon}$  в каждой точке в любой момент времени.

Если переместиться вместе с импульсом, т. е. с поверхностью равной задержки на расстояние  $\delta r$  за время  $\delta t$ , то  $\delta t - \delta T = 0$ , поскольку  $f(t - T)$  должна быть постоянной. Но  $\delta T = \nabla T \cdot \delta r$ , поэтому если  $\delta r$  лежит в направлении  $\nabla T$ , т. е. перпендикулярно к поверхности постоянной задержки, то из (16) имеем

$$\frac{|\delta r|}{\delta t} = \frac{1}{|\nabla T|} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}.$$

Отношение  $\nabla T/|\nabla T|$  определяет направление распространения, а  $1/\sqrt{\mu\varepsilon}$  — скорость. Таким образом, из первого пункта следует, что оба вектора поля лежат на поверхности постоянной задержки и перпендикулярны к направлению распространения.

5. В случае распространения только в одном направлении, как в линиях передачи из прямых параллельных проводников, поверхности постоянной задержки представляют собой плоскости поперечного сечения. Если линия выполнена в виде коаксиальных конусов с общей вершиной, но с разными углами при вершине, то в этом случае возникают сферические волны, которые распространяются от вершины конуса к основанию. В промежуточном случае двухмерного распространения можно представить себе возникновение цилиндрической волны, ограниченной двумя бесконечными идеально проводящими плоскостями. Эта волна распространяется радиально во всех направлениях.



## ПРИЛОЖЕНИЕ II

## ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ИМПЕДАНСЫ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ

Большинство приведенных ниже формул взято из статьи Франкеля [20]. Эти же формулы, а также формулы для многих других случаев можно найти в книге Марчанда [60].

Предполагается, что проводники не имеют потерь и помещены в среду, обладающую относительной магнитной проницаемостью  $\chi_m$  и относительной диэлектрической проницаемостью  $\chi_e$ ; тогда выражения для  $Z_0$  (в омах) должны быть умножены на величину  $\sqrt{\chi_m/\chi_e}$ .

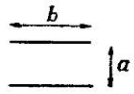
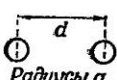
Скорость прямолинейного распространения волн в вакууме составляет около  $3 \cdot 10^8$  м/сек; отсюда для индуктивности и емкости линии имеем следующие выражения:

$$L = \frac{\chi_m Z_0}{300} \text{ мкгн/м,}$$

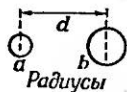
$$C = \frac{\chi_e \cdot 10^4}{3Z_0} \text{ пф/м.}$$

Сведения о линиях других типов можно найти в статьях, перечисленных в начале гл. II, § 2, п. 3.

## ОТКРЫТЫЕ ДВУХПРОВОДНЫЕ ЛИНИИ

<p>Линия из двух параллельных лент</p> 	$377 \frac{a}{b}$	<p>Краевым эффектом пренебрегают <math>a \ll b</math></p>
<p>Линия из двух параллельных проводов</p>  <p>Радиусы <math>a</math></p>	$276 \lg \left[ \frac{d}{2a} + \sqrt{\left(\frac{d}{2a}\right)^2 - 1} \right] \approx \approx 276 \lg \frac{d}{a}$	$a \ll d$

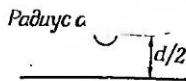
Линия из двух параллельных проводов разных диаметров



$$276 \lg \frac{d}{\sqrt{ab}}$$

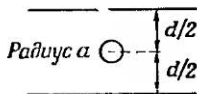
$$\begin{aligned} a &\ll d \\ b &\ll d \end{aligned}$$

Линия из провода, идущего параллельно бесконечной пластине



Половина значения, приведенного для двух параллельных проводов

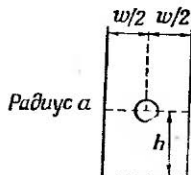
Линия из провода, идущего параллельно двум бесконечным пластинам



$$138 \lg \frac{2d}{\pi a}$$

$$a \ll d$$

Линия из провода и полу-бесконечного прямоугольного желоба

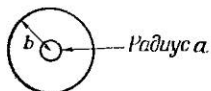


$$138 \lg \left[ \frac{2w \operatorname{th} \frac{\pi h}{w}}{\pi a} \right]$$

$$\begin{aligned} a &\ll h \\ w &\ll h \end{aligned}$$

ЭКРАНИРОВАННЫЕ ЛИНИИ

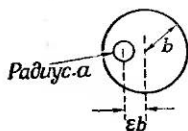
Круглая коаксиальная



$$138 \lg \frac{b}{a}$$

См. также  
график  
фиг. 150

Круглая эксцентрическая



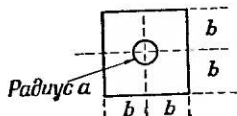
$$138 \lg (u - \sqrt{u^2 - 1}) \approx$$

$$\approx 138 \lg \frac{b}{a} (1 - \epsilon^2), \text{ где}$$

$$u = \frac{a^2 + b^2 (1 - \epsilon^2)}{2ab}$$

См. также  
график  
фиг. 150

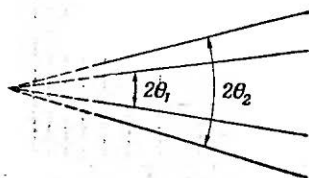
Внешний проводник имеет  
квадратное сечение



$$138 \lg \frac{1,178b}{a}$$

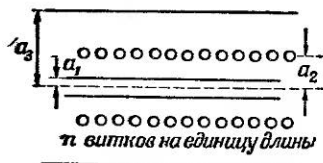
$a \ll b$

Коаксиальные конусы (про-  
дольное сечение)



$$138 \lg \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_2}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_1}{2}}$$

Спираль с внешним экраном и внутренним заземленным стержнем (продольное сечение)

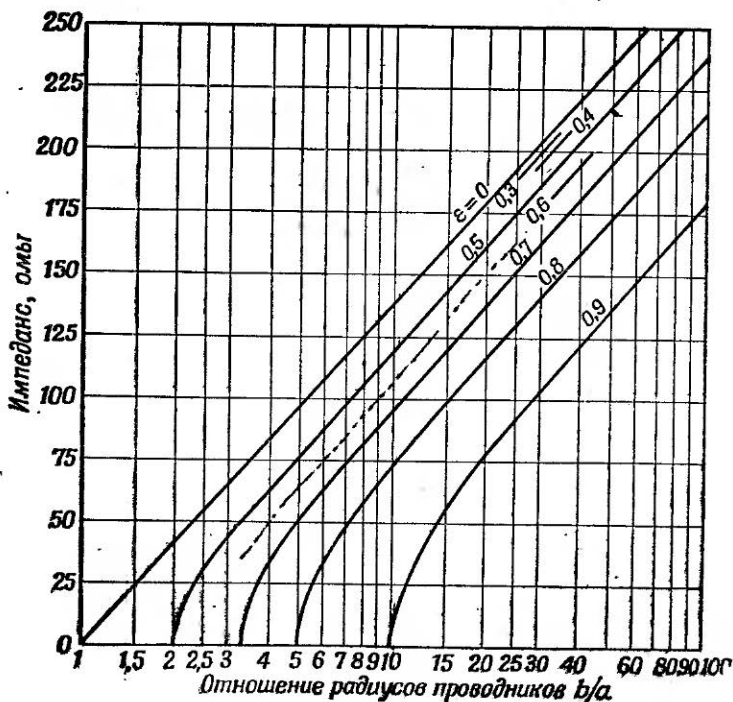


Если внутренний стержень отсутствует, то  $a_1 = 0$ .  
Если наружный провод отсутствует, то  $a_3 \rightarrow \infty$ .

$$C = 0,241 \frac{\lg \frac{a_3}{a_1}}{\lg \frac{a_2}{a_1} \lg \frac{a_3}{a_2}} \text{ пф/см.}$$

$$L = 39,5 \cdot 10^{-3} n^2 \frac{(a_3^2 - a_2^2)(a_2^2 - a_1^2)}{a_3^2 - a_1^2} +$$

$$+ 4,61 \cdot 10^{-3} \frac{\lg \frac{a_2}{a_1} \lg \frac{a_3}{a_2}}{\lg \frac{a_3}{a_1}} \text{ мкгн/см.}$$



Фиг. 150.

### ПРИЛОЖЕНИЕ III

#### ДАННЫЕ НЕКОТОРЫХ ЛАМП

ТИПОВЫЕ РАБОЧИЕ РЕЖИМЫ ЛАМП, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ОСНОВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СХЕМАХ

Тип	Напряжение, в			$I_a$ , ма	$S$ , мс/в	P
	анод	экран	сетка			
12AT7 CV455 двойной триод . . . . .	250	—	—2	10	5,5	55
12AX7 CV492 двойной триод . . . . .	250	—	—2	1,2	1,6	100
6J6 CV858 двойной триод . . . . .	100	—	—0,5	9	5,6	38
EF91 CV138 высокочастотный пентод . . . . .	250	250	—2	10	7,5	—
6CH6 CV2127 выходной пентод . . . . .	250	250	—4,5	40	11	—
EL37 выходной пентод . . . . .	250	250	—13,5	100	11	—
2D21 CV797 тиратрон . . . . .	650 макс.	—	—	500 в им-пульсе	—	—
3C45 CV372 водородный тиратрон . . . . .	3 кв макс.	—	—	35а в им-пульсе	—	—
EF90 пентод со вторичной эмиссией . . . . .	250	250	—2	20	25	*
E2133 CVX2276 пентод со вторичной эмиссией . . . . .	350	250	—1,7	15	19	**

\* При потенциале динода 150 в и токе динода 16 ма.

\*\* При потенциале динода 250 в и токе динода 10 ма.

#### ДАННЫЕ ЛАМП, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЛИНЕЙНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ НАПЯЖЕНИЯ

Тип	$S$ , мс/в	$S_{вх.}$ , пф*	$\tau_{вых.}$ , пф*	Рабочий ток $I_a$ , ма	Показатели качества	
					экономичность $S/I_a$	ширина полосы $S \cdot 10^3$ $2\pi (C_{вх.} + C_{вых.})$ мгц
6AC7 CV660 . . . . .	9	11	5	10	0,9	90
6AK5 CV850 . . . . .	5	4	3	8	0,6	120
EF91 CV138 . . . . .	7,5	7	2	10	0,75	130
404A . . . . .	12,5	7	2,5	13	1,0	210
418A ** . . . . .	25	22		50	0,5	

Продолжение

Тип	S, ма/в	C <sub>вх.</sub> , пф*	C <sub>вых.</sub> , пф**	Рабочий ток I <sub>a</sub> , ма	Показатели качества	
					экономичность S/I <sub>a</sub>	ширина полосы S · 10 <sup>3</sup> 2π (C <sub>вх.</sub> + C <sub>вых.</sub> ), мкс
EFP60 анод . . . .	25	9	6	20	1,3	260
динод . . . .	— 20	9	11	— 16	1,3	160
E2133 CVX2276						
анод . . . . .	19	7,5	3,5	15	1,3	280
динод . . . . .	— 14	7,5	3,5	— 10	1,4	200
Лампа Воллмар-ка [217] . . . . .	25	3	8,5	3	8,0	350

\* Значения емкостей даны для ламп в холодном состоянии. Для горячей лампы значения C<sub>вх.</sub> следует увеличить на 25%. Кроме того, практические значения как C<sub>вх.</sub> так и C<sub>вых.</sub> превышают указанные примерно на 2 пф каждая за счет распределенной емкости проводов.

\*\* Полная емкость лампы 418А уменьшается примерно до 19 пф при удалении металлического экрана.

## ЛИТЕРАТУРА

### ЛИТЕРАТУРА ПО ОБЩИМ ВОПРОСАМ

- Blackburn F., Components Handbook, M. I. T. Rad. Lab. Ser. No. 7, New York, 1949. (Перевод отдельных глав см. в книге: Детали и элементы радиолокационных станций, М., 1952.)
- Brainerd J. G., Koehler G., Reich H. J., Woodruff L. F., Ultra-High-Frequency Techniques, New York, 1942.
- Carslaw H. S., Jaeger J. C., Operational Methods in Applied Mathematics, Oxford, 1947. (См. перевод: Карслоу Х., Егер Ф., Операционные методы в прикладной математике, М., 1948.)
- Chance B., Hughes V., MacNichol E. F., Sayre D., Williams F. C., Waveforms, M. I. T. Rad. Lab. Ser. No. 19, New York, 1949. (См. перевод: Генерирование электрических колебаний специальной формы, М., 1951.)
- Cherry C., Pulses and Transients in Communication Circuits, New York, 1949.
- Gardner M. F., Barnes J. L., Transients in Linear Systems, New York, 1942. (См. перевод: Гарднер М., Бернс Дж., Переходные процессы в линейных системах, М.—Л., 1949.)
- Glascoe G. N., Lebacqz J. V., Pulse Generators, M. I. T. Rad. Lab. Ser. No. 5, 1948. (Перевод почти всех глав см. в книге: Детали и элементы радиолокационных станций, М., 1952.)
- Grover F. W., Inductance Calculations, New York, 1946.
- Guillemin E. A., Communication Networks, Vol. I, „The Classical Theory of Lumped Constant Networks“. Vol. II, „The Classical Theory of Lines, Cables and Filters“, New York, 1931.
- Hercock R. J., The Photographic Recording of Cathode Ray Tube Traces, London, 1947.
- Jackson L. C., Wave Filters, London, 1946.
- Jackson W., High Frequency Transmission Lines, London, 1945.
- Jacob L., An Introduction to Electron Optics, London, 1951.
- Karakash J. J., Transmission Lines and Filter Networks, London 1950.

- Maloff I. G., Epstein D. W., *Electron Optics in Television*, New York, 1938.
- Ramo S., Whinnery J. R., *Fields and Waves in Modern Radio*, New York, 1944. (См. перевод Рамо С., Уиннери Дж., Поля и волны в современной радиотехнике, М. — Л., 1948.)
- Scheikunoff S. A., *Electromagnetic Waves*, New York, 1943.
- Starr A. T., *Electric Circuits and Wave Filters*, London, 1946.
- Valley G. E., Jr., Wallman H., *Vacuum Tube Amplifiers*, M. I. T. Rad. Lab. Ser. No. 18, New York, 1948. (См. перевод: Ламповые усилители, М., 1950.)

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Elmore W. C., *Electronics for the nuclear physicist*, *Nucleonics*, 2, February, 4 (1948); 2, March, 16 (1948).
2. Cheng D. K., A note on the reproduction of pulses, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 40, 962 (1952).
3. Eaglesfield C. C., Transition time and pass band, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 35, 166 (1947).
4. Samulon H. A., Spectrum analysis of transient response curves, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 39, 175 (1951).
5. Di Toro M. J., Pulse and amplitude distortion in linear network, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 36, 24 (1948).
6. Tucker D. G., Bandwidth and speed of build-up as performance criteria for pulse and television amplifiers, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, 94, Pt. III, 218 (1947).
7. Boast W. B., Transpositions and the calculation of inductance from geometric mean distances, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, 69, 1531 (1950).
8. Бразма Н. А., Решение основной задачи распространения электромагнитных процессов в многопроводной системе, *ДАН СССР*, 69, 313 (1949).
9. Бразма Н. А., Новое решение основной задачи распространения электромагнитных явлений в пучке проводов, *ДАН СССР*, 76, 41 (1951).
10. Brüderlink R., On the systematic calculation of the inductances of multiple conductor systems, *Elektrotechn. Zs.*, 70, 233 (1949).
11. Frankel S., Simplified procedure for computing behaviour of multi-conductor lossless transmission lines, *Electr. Commun.*, 25, 286 (1948).
12. Kluss E., Capacitance of multiple-conductor systems. *Capaci-*



- tance effect on adjacent conductors, *Elektrotechn. Zs.*, **71**, 63 (1950).
13. Waidelich D. L., Steady state waves on transmission lines, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, **69**, 1521 (1950).
  14. Anderson G. M., The calculation of the capacitance of coaxial cylinders of rectangular cross-section, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, **69**, 728 (1950).
  15. Barclay W. J., Spangenberg K., Graph of impedance of eccentric conductor cables, *Electronics*, February, 50 (1942).
  16. Brown G. H., Impedance determination of eccentric lines *Electronics*, February, 49 (1942).
  17. Buchholz H., Calculation of the wave impedance and attenuation of high-frequency transmission lines from the field of the (corresponding) perfect conductors, *Arch. f. Elektrotechn.*, **39**, September, 79; December, 202 (1948).
  18. Craggs J. W., Tranter C. J., The capacity of twin cable, *Quart. Appl. Math.*, **3**, 268, 380 (1945).
  19. Frankel S., Characteristic impedance of parallel wires in rectangular troughs, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **30**, 182 (1942).
  20. Frankel S., Characteristic functions of transmission lines, *Communications*, **23**, March, 32 (1943).
  21. Gans R., Lecher wires in a screening tube, *Publ. Fac. Cienc. Fis-Mat., La Plata*, No. 196, 223 (1949).
  22. Lansberg M., A minimum problem as basis for calculating capacitances of cables, *Zs. angew. Math. Mech.*, **28**, May, 143 (1948).
  23. Meinke H. H., The behaviour at high-frequencies of curved homogeneous lines, *Arch. elektr. Übertragung*, **5**, March, 105 (1951).
  24. Parzen J. P., The capacity per unit length and characteristic impedance of coaxial cables with one slightly non-circular conductor, *Journ. Appl. Phys.*, **18**, 774 (1947).
  25. Requa F. L., Resistance and capacitance relations between short cylindrical conductors, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, **64**, 724 (1945).
  26. Rothe P. G., Approximate formulae for the characteristic impedances of some conical transmission lines, *R. A. E. Techn. Note RAD 532*, January, 1953.
  27. Шебес М. Р., Коаксиальный кабель с конфокальными сечениями цилиндров, *Радиотехника*, **4**, июль — август, 36 (1949).
  28. Цейтлин Л. А., Об определении среднего потенциала и емкости систем прямолинейных проводков, *ЖТФ*, **16**, № 1, 123 (1946).
  29. Цейтлин Л. А., Параметры систем прямолинейных и криволинейных проводов, *Электричество*, № 4, 31 (1948).

30. Цейтлин Л. А., Емкость криволинейных проводов, ДАН СССР, 59, 1583 (1948).
31. Wheeler H. A., Transmission line impedance curves, Proc. Inst. Radio Eng., 38, 1400 (1950).
32. Wise W. H., Capacity of a pair of insulated wires, Quart. Appl. Math., 7, 432 (1949).
33. Kenney N. D., Coaxial cable design, Electronics, 18, May, 124 (1945).
34. Smith E. W., Radar cables, Wireless World, 52, April, 129 (1946).
35. Stanford N. C., Quarby R. B., Characteristics of r. f. cables, Wireless Eng., 23, 295 (1946).
36. Zimmerman K. H., High-frequency cable design, Electronics, 21, February, 112 (1948).
37. Reports of conference on radio-frequency cables, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng., 64, Suppl., December, 1945.
38. Bondi H., Kuhn S., Concentric line. Critical wavelength of the higher modes, Wireless Eng., 24, 222 (1947).
39. Whinnery J. R., Jamieson H. W., Equivalent circuits for discontinuities in transmission lines, Proc. Inst. Radio Eng., 32, 98 (1944).
40. Whinnery J. R., Jamieson H. W., Robbins T. E., Coaxial line discontinuities, Proc. Inst. Radio Eng., 32, 695 (1944).
41. Miles J. W., Plane discontinuities in coaxial lines, Proc. Inst. Radio Eng., 35, 1498 (1947).
42. Marcus P. M., The interaction of discontinuities on a transmission line, M. I. T. Rad. Lab. Rep. No. 930, February, 1946.
43. Cornes R. W., A coaxial line support for 0—4000 Mc/s, Proc. Inst. Radio Eng., 37, 94 (1949).
44. Kaden H., Ellenberger G., Reflection-free support discs in coaxial lines, Arch. electr. Übertragung, 3, 313 (1949).
45. Peterson D. W., Note on a coaxial line bead, Proc. Inst. Radio Eng., 37, 1294 (1949).
46. Rowland H. J., The series reactance on coaxial lines, Proc. Inst. Radio Eng., 36, 65 (1948).
47. Garwin R. L., A pulse generator for the millimicrosecond range, Rev. Sci. Instr., 21, 903 (1950).
48. Crosby D. R., Pennypacker C. H., Radio-frequency resistors as uniform transmission lines, Proc. Inst. Radio Eng., 34, 62 (1946).
49. Clemens G. J., A tapered line termination at microwaves, Quart. Appl. Math., 7, 425 (1949).

50. Couanault G., Herreng P., Study of impedance irregularities of coaxial cables by oscillographic observation of pulse echoes, *Câbles et Trans.*, 2, July, 219 (1948).
51. Cox C. R., Design data for beaded coaxial lines, *Electronics*, 19, May, 130 (1946).
52. Fuchs G., Reflections in a coaxial cable due to impedance irregularities, *Inst. Electr. Eng. Monograph*, February, No. 25 (1952); *Proc. Inst. Electr. Eng.*, April, Pt. IV (1952).
53. Herreng P., Ville J., Study of impedance irregularities of coaxial cables by oscillographic observation of pulse echoes, *Câbles et Trans.*, 2, April, 111 (1948).
54. Raymond F., Note on the propagation of an electromagnetic signal along a heterogeneous line, *Compt. Rend. Acad. Sci., Paris*, 222, 1009 (1946); 220, 459 (1945).
55. Сапир И. Л., Расчет переходных процессов в сложных линиях с распределенными и сосредоточенными постоянными, *Электричество*, № 3, 28 (1951).
56. King R., Tomiyasu K., Terminal impedance and generalized two-wire line theory, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 37, 1134 (1949).
57. Tomiyasu K., The effect of a bend and other discontinuities on a two-wire transmission line, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 38, 679 (1950).
58. Oliver M. H., Discontinuities in concentric line impedance measuring apparatus, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, 97, Pt. III, 29 (1950).
59. Marchand N., Complex transmission line network analysis, *Electr. Commun.*, 22, 124 (1944).
60. Marchand N., *Ultra-high frequency transmission and radiation*, New York, 1947, p. 2/1.
61. Miller K. W., Diffusion of electric currents into rods, tubes and flat surfaces, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, 66, 1495 (1947).
62. Sim A. S., The pulse resistance of circular hollow wires, B. T. H. Research Lab. Rep. No. L3846, 1949.
63. Sim A. S., A theory of the transient skin effect, B. T. H. Research Lab. Rep. No. L3901, 1949.
64. Vallese L. M., Density distribution of transient currents in conductors, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 38, 563 (1950).
65. Whinnery J. R., Skin effect formulae, *Electronics*, 15, February, 44 (1942).
66. Smith P. H., Optimum coax diameters, *Electronics*, 23, February, 111 (1950).
67. Moreno T., *Microwave transmission design data*, New York, 1948, p. 201.

68. Williams E. M., Schatz E. R., Design of exponential line pulse transformers, Proc. Inst. Radio Eng. **39**, 84 (1951).
69. Breckinridge R. G., Thurnauer H., Digest of the literature on dielectrics, Publ. Nat. Res. Coun. Nat. Acad. Sci., September, No. 202, 1951.
70. Clogston A. M., Reduction of skin effect losses by the use of laminated conductors, Proc. Int. Radio Eng., **39**, 767 (1951).
71. Black H. S., Mallinckrodt C. O., Morgan S. P., Experimental verification of the theory of laminated conductors, Proc. Inst. Radio Eng., **40**, 902 (1952).
72. Winkler M. R., Kallmann H. E., Discussion on reference 282 below, Proc. Inst. Radio Eng., **35**, 1097 (1947).
73. Frankel S., Contribution to previous discussion, Proc. Inst. Radio Eng., **37**, 406 (1949).
74. Ogland J. W., Transmission line used as a pulse transformer, R. R. D. E., Rep. No. 284, 1945.
75. Palmero A. J., Distributed capacity of single layer coils, Proc. Int. Radio Eng., **22**, 897 (1934).
76. Blewett J. P., Langmuir R. V., Nelson R. B., Rubel J. H., Delay lines., G. E. C. Rep., May, 1943.
77. Blewett J. P., Rubel J. H., Video delay lines, Proc. Inst. Radio Eng., **35**, 1580 (1947).
78. Лошаков Л. Н., Ольдерогге Е. Б., К теории коаксиальной спиральной линии, Радиотехника, **3**, № 2, 11 (1948).
79. Lewis I. A. D., Note on the variations of phase velocity in continuously-wound delay lines, Proc. Inst. Electr. Eng., **98**, Pt. III, 312 (1951).
80. Kallmann H. E., Equalized delay lines, Proc. Inst. Radio Eng., **34**, 646 (1946).
81. Shaw E. A. G., A theoretical study of the delay cable and the concentric cable with a metal foil outer conductor, M. A. P. H. Q., C. R. B. Ref. 47/915, 1943.
82. Erickson R. A., Sommer H., The compensation of delay distortion in video delay lines, Proc. Inst. Radio Eng., **38**, 1036 (1950).
83. Weekes D. F., A video delay line, M. I. T. Rad. Lab. Rep. No. 302, 1943.
84. Di Toro J. J., Phase corrected delay lines, Inst. Radio Engrs National Convention, March, 1948.
85. Lund C. O., A broadband transition from coaxial line to helix, R. C. A. Rev., **11**, March, 133 (1950).

86. Essen L., The propagation constants of delay cables, M. A. P./N. P. L. Rep. No. 16, 1943.
87. Hodelin J. A., Coaxial cable with high characteristic impedance, Radio Franc., February, 23 (1949).
88. Kallmann H. E., High impedance cable, Proc. Inst. Radio Eng., 34, 348 (1946).
89. Rubel J. H., Stevens H. E., Troell R. E., Design of delay lines, G. E. C. Rep., October, 1943.
90. Zimmerman K. H., Spiral delay lines, Electr. Commun., 23 327 (1946).
91. Hebb M. H., Horton C. W., Jones F. B., On the design of networks for constant time delay, Journ. Appl. Phys., 20, 616 (1949).
92. Kallmann H. E., Spencer R. E., Singer C. P., Transient response, Proc. Inst. Radio Eng., 33, 169 (1945).
93. Thomson W. E., Delay networks having maximally flat frequency characteristics, Proc. Inst. Electr. Eng., 96 (Pt. 111), 487 (1949).
94. Trevor J. B., Artificial delay line design, Electronics, June, 135 (1945).
95. Wheeler H. A., Murnaghan F. D., Theory of wave filters containing a finite number of sections, Phil. Mag., 6, July, 146 (1928).
96. Dawes C. L., Thomas C. H., Drought A. B., Impulse measurements by repeated structure networks, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng., 69, Pt. 1, 571 (1950).
97. Giacoletto L. J., Optimum resistive terminations for single section constant- $k$  ladder type filters, R. C. A. Rev., 8, September, 460 (1947).
98. Ferguson A. J., A note on phase correction in electrical delay networks, Canad. Journ. Res., 25A, January, 68 (1947).
99. Golay M. J. E., The ideal low-pass filter in the form of a dispersionless lag line, Proc. Inst. Radio Eng., 34, 138 (1946).
100. Fano R. M., Theoretical limitations to the broadband matching of arbitrary impedances, Journ. Franklin Inst., 249, 57, 139 (1950).
101. Marshall J., Transmission line reflection doubling amplifier, Rev. Sci. Instr., 21, 1010 (1950).
102. Hadlock C. K., Some studies of pulse transformer equivalent circuits, Proc. Inst. Radio Eng., 39, 81 (1951).
103. Maurice D., Minns R. H., Very wide-band radio-frequency transformers, Wireless Eng., 24, 168, 209 (1947).

104. Melville W. S., Theory and design of high-power pulse transformers, Journ. Inst. Electr. Eng., 93, Pt. IIIA, 1063 (1946).
105. Moody N. F., A treatise on the design of pulse transformers for handling small powers, T. R. E., Techn. Monograph, No. 5A, 1943.
106. Moody N. F., Low power pulse transformers, Journ. Inst. Electr. Eng., 93, Pt. IIIA, 311 (1946).
107. Moody N. F., McLusky C. J. R., Deighton M. O., Millimicrosecond Pulse techniques, Electronic Eng., 24 (1952): p. 214, Part I. An introduction to techniques and the development of basic circuits.  
p. 289, Part III. Time expansion for millimicrosecond pulse intervals.
108. Rudenberg R., Electric oscillations and surges in subdivided windings, Journ. Appl. Phys., 11, 665 (1940).
109. Rudenberg R., Surge characteristics of two-winding transformers, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng., 60, 1136 (1941).
110. Rudenberg R., Electromagnetic waves in transformer coils treated by Maxwell's equations, Journ. Appl. Phys., 12, 219 (1941).
111. Slater J. C., Microwave transmission, New York, 1942, p. 69.
112. Frank N. H., Reflections from sections of tapered transmission lines and waveguides, M. I. T. Rad. Lab. Rep. No. 17 (Sec. 43), January, 1943.
113. Pierce J. R., Note on the transmission line equations in terms of impedance, Bell Syst. Techn. Journ., 22, 263 (1943).
114. Walker L. R., Wax N., Non-uniform transmission lines and reflection coefficients, Journ. Appl. Phys., 17, 1043 (1946).
115. Bolinder F., Fourier transforms in the theory of inhomogeneous transmission lines, Trans. Royal Inst. Techn. (Stockholm), No. 48, 1951.
116. Carson J. R., Propagation of periodic currents over non-uniform lines, Electrician, 86, March, 272 (1921).
117. Ильин В. А., Длинные линии с изменяющимися по длине параметрами, Электричество, № 2, 54 (1950).
118. Raymond F. H., Propagation in a non-homogeneous line, Journ. Phys. Rad., 7, Sér. 8, June, 171 (1946).
119. Zin G., Equations of incident and reflected waves in non-uniform lines under stationary conditions, Alta Frequenza, 10, 149 (1941).
120. Zin G., Transients in non-uniform lines, Alta Frequenza, 10, 707 (1941).

121. Burrows C. R., The exponential transmission line, *Bell Syst. Techn. Journ.*, **17**, 555 (1938); Exponential transmission line, *Communications*, **18**, October, 7, 23 (1938); **18**, November, 11, 17 (1938).
122. Wheeler H. A., Transmission lines with exponential taper, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **27**, 65 (1939).
123. Ruhrmann A., Improvements of the transformation properties of exponential lines by compensation arrangements, *Arch. electr. Übertragung*, **4**, 23 (1950).
124. Milnor J. W., The tapered transmission line, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, **64**, 345 (1945).
125. Wheeler H. A., Murnaghan F. D., Theory of wave filters containing a finite number of sections, *Phil. Mag.*, **6**, July, 146 (1928).
126. Ogland J. W., Transmission line used as a pulse transformer, *R. R. D. E. Rep. No. 284*, 1945.
127. Schatz E. R., Williams E. M., Pulse transients in exponential transmission lines, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **38**, 1208 (1950).
128. Williams E. M., Schatz E. R., Design of exponential line-pulse transformers, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **39**, 84 (1951).
129. Gent A. W., Wallis P. J., Impedance matching by tapered transmission lines, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, **93**, Pt. IIIA, 559 (1946).
130. Ballantine S., Non-uniform lumped electric lines, *Journ. Franklin Inst.*, **203**, 561 (1927).
131. Starr A. T., The non-uniform transmission line, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **20**, 1052 (1932).
132. Arnold J. W., Bechberger P. F., Sinusoidal currents in linearly tapered loaded transmission lines, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **13**, 304 (1931).
133. Arnold J. W., Taylor R. C., Linearly tapered loaded transmission lines, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **20**, 1811 (1932).
134. Christiansen W. N., An exponential transmission line employing straight conductors, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **35**, 576 (1947).
135. Brown A. H., Networks for balanced to unbalanced impedance transformation, *R. A. E. Techn. Note No. Rad 427*, 1948.
136. Marchand N., Transmission line conversion transformers, *Electronics*, **17**, December, 142 (1944).
137. Marchand N., *Ultra-high frequency transmission and radiation*, New York, 1947, p. 279.
138. Fubini E. G., Sutro P. S., A wide-band transformer from an unbalanced to a balanced line, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **35**, 1153 (1947).

139. Lewis I. A. D., Whitby H. C., A simple inverting transformer for millimicrosecond pulses, A. E. R. E. Rep. G/R 751, 1951, Pat. Applicn No. 29038/51: Improvements in or relating to electrical phase inversion systems.
140. Rochelle R. W., Transmission line pulse inverter, Rev. Sci. Instr., 23, 298 (1952).
141. Fuchs M., Intercoupled transmission lines at radio frequencies, Electr. Commun., 21, 248 (1944).
142. Bloch A., Mutual capacitance and inductance of parallel lines, Wireless Eng., 21, 280 (1944).
143. Karakash J. J., Mode D. E., A coupled coaxial transmission line band-pass filter, Proc. Inst. Radio Eng., 38, 48 (1950).
144. Crout P. D., A method of virtual displacements for electrical systems with applications to pulse transformers, Proc. Inst. Radio Eng., 35, 1236 (1946).
145. Lewis I. A. D., Analysis of a helical transmission line with thermionic valve action, A. E. R. E. Rep. G/R 611, January, 1950, Analysis of a transmission-line type of thermionic amplifier valve, Inst. Electr. Eng., Monograph No. 57, December, 1952; Proc. Inst. Electr. Eng., Pt. IV, 1953.
146. Marson A. E., Adcock M. D., Radiation from helices, Overseas Res. Rep. D. S. I. R. 209/51, Off. Techn. Serv. Washington PB. 101175.
147. Mathews W. E., Travelling-wave amplification by means of coupled transmission lines, Proc. Inst. Radio Eng., 39, 1044 (1951).
148. Humphreys B. L., Kite L. V., James E. G., Phase velocity of waves in a double helix, G. E. C. Rep. No. 9507, 1948.
149. Rudenberg H. G., Pulse transformer considered as a wide-band network, Proc. Inst. Radio Eng., 39, 306 (1951).
150. Rudenberg H. G., The distributed transformer, Research Division, Raytheon Manufacturing Co., April, 1952.
151. Wells F. H., Millimicrosecond pulse circuits, Journ. Brit. Inst. Radio Eng., 11, 491 (1951).
152. Espley D. C., Generation of very short pulses, Journ. Inst. Electr. Eng., 93, Pt. IIIA, 314 (1946).
153. Espley D. C., Cherry E. C., Levy M. M., The pulse testing of wide-band networks, Journ. Inst. Electr. Eng., 93, Pt. IIIA, 1176 (1946).
154. White E. L. C., The use of delay networks in pulse formation, Journ. Inst. Electr. Eng., 93, Pt. IIIA, 312 (1946).



155. Brown J. T. L., Pollard C. E., Mercury contact relays, *Electr. Eng.*, 66, 1106 (1947).
156. Moody N. F., McLusky G. J. R., Deighton M. O., Millimicrosecond pulse techniques, *Electronic Eng.*, 24, 214 (1952): Part I. An introduction to techniques and the development of basic circuits.
157. Garwin R. L., A pulse generator for the millimicrosecond range, *Rev. Sci. Instr.*, 21, 903 (1950).
158. Whitby H. C., Improvements in or relating to switch mechanisms, *Prov. Pat. Applic.*, No. 3502/52, 11256/52.
159. Fletcher R. C., Impulse breakdown in the  $10^{-9}$  sec. range of air at atmospheric pressure, M. I. T. Lab. for Insulation Res. *Techn. Rep. No.* 20, 21, 1949.
160. Goodman D. H., Sloan D. H., Trau E., A high voltage high speed square wave surge generator, *Rev. Sci. Instr.*, 23, 766 (1952).
161. Ives R. L., The relay oscillator and related devices, *Journ. Franklin Inst.*, 242, 243 (1946).
162. McAlister K. R., A variable length radio-frequency transmission line section, *Journ. Sci. Instr.*, 28, 142 (1951).
163. Brown D. R., An interim report on tests to study the long term stability of braided r. f. cables, R. A. E. *Techn. Note No.* RAD 476, 1950.
164. Finch T. R., An impulse generator electronic switch for visual testing of wide-band networks, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 38, 657 (1950).
165. Birnbaum M., A method for the measurement of ionization and deionization times of thyratron tubes, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, 67, 209 (1948).
166. Chance J. C. R., Note on the ionization and de-ionization times of gas-filled thyratrons, *Journ. Sci. Instr.*, 23, 50 (1946).
167. Knight H. de B., Herbert L., The development of mercury vapour thyratrons for radar modulator service, *Journ. Inst. Electr. Eng.*, 93, Pt. IIIA, 949 (1946).
168. Knight H. de B., Hot cathode thyratrons: practical studies of characteristics, *Proc. Inst. Electr. Eng.*, 96, 361, 379 (1949).
169. Mullin C. J., Initiation of discharge in arcs of thyratron type, *Phys. Rev.*, 70, 401 (1946).
170. Romanowitz H. A., Dew W. G., Statistical nature and physical concepts of thyratron de-ionization time, *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, 69, 368 (1950).

171. Webster E. W., Note on the ionization time of an argon filled relay, *Journ. Sci. Instr.*, **24**, 299 (1947).
172. Wittenberg H. H., Thyratrons in radar modulator service, *R. C. A. Rev.*, **10**, March, 116 (1949).
173. Yu Y. P., Christaldi P. S., Kallmann H. E., Progress report on millimicrosecond oscillography, *Proc. Nat. Electronics Conf.*, **6**, 360 (1950).
174. Fowler C. S., A narrow pulse generator, *Wireless Eng.*, **27**, 265 (1950).
175. Knight H. de B., Hooker O. N., The hot cathode hydrogen filled thyatron, *B. T. H., Res. Lab. Rep. No. RLP 203*.
176. Heins H., The hydrogen thyatron, *Instruments*, **19**, April, 211, 250 (1946).
177. Woodford J. B., Williams E. M., The initial conduction interval in high-speed thyratrons, *Journ. Appl. Phys.*, **23**, 722 (1952).
178. Healea M., Bibliography; Counting circuits and secondary emission, *Nucleonics*, **2**, March, 66 (1948).
179. Allen J. S., Recent applications of electron multiplier tubes, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **38**, 346 (1950).
180. Kepp D. N., Wide-band logarithmic amplifier using secondary emission valves, *A. S. R. E. Techn. Note TX/50/9*, 1950.
181. Mueller C. W., Receiving tubes employing secondary electron emitting surfaces exposed to the evaporation from oxide cathodes, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **38**, 159 (1950).
182. Overbeek A. J. W. M. van, Voltage controlled secondary emission multipliers, *Wireless Eng.*, **8**, 114 (1951).
183. Diemer G., Jonker J. L. H., Secondary-emission valve, Wideband amplification for decimetre waves, *Wireless Eng.*, **27**, 137 (1950).
184. Wells F. H., Fast pulse circuit techniques for scintillation counters, *Nucleonics*, **10**, April, 28 (1952).
185. Hasted J. B., Millimicrosecond pulse generation by electron bunching, *Proc. Phys. Soc.*, **60**, 397 (1948).
186. Adler R., The 6BN6 gated beam tube, Part I. The laboratory prototype and its circuit applications, *Proc. Nat. Electronics Conf.*, **5**, 408 (1949).
187. Haase A. P., The 6BN6 gated beam tube, Part II. The commercial realization of the 6BN6, *Proc. Nat. Electronics Conf.*, **5**, 417 (1949).
188. Miller C. F., MacLean W. S., New design for a secondary-emission trigger tube, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **37**, 952 (1949).

189. Benjamin R., Blocking oscillators, Journ. Inst. Electr. Eng., 93, Pt. IIIA, 1159 (1946).
190. O'Dell D. T., A reflex peak voltmeter for very short pulses, A. S. R. E. Techn. Note GX/51/2, 1951.
191. Hussey L. W., Non-linear coil generators of short pulses, Proc. Inst. Radio Eng., 38, 40 (1950).
192. Melville W. S., The use of saturable reactors as discharge devices for pulse generators, Proc. Inst. Electr. Eng., 98, Pt. III, 185 (1951).
193. Boella M., Behaviour of high resistances at radio frequencies, Alta Frequenza, 3, 132 (1934).
194. Howe G. W. O., Behaviour of high resistances at high frequencies, Wireless Eng., 12, 291 (1935).
195. Howe G. W. O., Behaviour of resistors at high frequencies, Wireless Eng., 17, 471 (1940).
196. Pavlasek T. J. F., Howes F. S., R. F. characteristics of JAN-R-11 Type fixed composition resistors, McGill University, Dept. Electr. Eng., 1948; Defence Research Board Canada Report D. R. 9.
197. Puckle O. S., Behaviour of high resistances at high frequencies: Boella effect, Wireless Eng., 12, 303 (1935).
198. Simmonds J. C., Apparatus for measurements on balanced-pair h. f. cables in the range 10—200 Mc/s, Journ. Inst. Electr. Eng., 92, Pt. III, 282 (1945).
199. Pavlasek T. J. F., Howes F. S., The effect of frequency characteristics of JAN-R-11 composition resistors on power dissipated under pulsed conditions, McGill University, Dept. Electr. Eng., 1948; Defence Research Board Canada Report D. R. 10.
200. Planer G. V., Planer F. E., High stability carbon resistors, Electronic Eng., 18, 66, 97 (1946).
201. Grisdale R. O., Pfister A. C., Teal G. K., Borocarbon film resistors, Proc. Nat. Electronic Conf., 6, 441 (1950).
202. Heritage R. J., Metal film resistors, Electronic Eng., 24, 324 (1952).
203. Dawes C. L., Thomas C. H., Drought A. B., Impulse measurements by repeated structure networks, Trans. Amer. Inst. Eng., 69, 571 (1950).
204. Roosbrock W. van, H. F. deposited carbon resistors, Bell. Lab. Record, 26, 407 (1948).
205. Elliott J. S., Coaxial attenuation standards, Bell Lab. Record, 27, 221 (1949).

206. Kohn C., The design of an r. f. coaxial resistor, S. R. D. E. Techn. Memo., No. 94, 1948.
207. Burkhardtmaier W., The production of pure ohmic resistances independent of frequency for short waves, Funk u. Ton, August, 381 (1948).
208. Carlin H. J., Broad-band dissipative matching structures for microwaves, Proc. Inst. Radio Eng., 37, 644 (1949).
209. Selby M. C., High frequency voltage measurements, Nat. Bureau of Standards, Washington, Rep. CRPL-8-2, 1948.
210. Emms E. T., A critical survey of high-slope pentodes for television and f. m. reception, Mullard Res. Lab. Rep. No. 34, 1949.
211. Ferris W. R., Input resistance of vacuum tubes as u. h. f. amplifiers, Proc. Inst. Radio Eng., 24, 82 (1936).
212. Moody N. F., McLusky G. J. R., Deighton M. O., Millimicrosecond pulse techniques, Electronic Eng., 24, 214 (1952), Part I. An introduction to techniques and the development of basic circuits.
213. Deighton M. O., Note on a resonance effect in Hi-K ceramic disc condensers, N. R. C., Canada, Rep. ELI-2.
214. Ford G. T., The 404A, a broadband amplifier tube, Bell Lab. Record, 27, 59 (1949).
215. Ford G. T., Walsh E. J., The development of electron tubes for a new coaxial transmission system, Bell Syst. Techn. Journ., 30, 1103 (1951).
216. Walsh E. J., Fine wire type vacuum tube grid, Bell Lab. Record, 28, 165 (1950).
217. Wallmark J. T., An experimental high-transconductance tube using space charge deflection of the electron beam, Proc. Inst. Radio Eng., 40, 41 (1952).
218. Hansen W. W., On the maximum gain-bandwidth product in amplifiers, Journ. Appl. Phys., 16, 528 (1945).
219. Herold E. W., H. F. correction in resistance coupled amplifiers, Communications, 18, August, 11, 22 (1938).
220. Seal P. M., Square wave analysis of compensated amplifiers, Proc. Inst. Radio Eng., 37, 48 (1949).
221. Bedford A. V., Fredendall G. L., Transient response of multistage video-frequency amplifiers, Proc. Inst. Radio Eng., 27, 277 (1939).
222. Giacoletto L. J., Optimum resistive terminations for single section constant- $k$  ladder type filters, R. C. A. Rev., 8, September, 460 (1947).

223. Borg H., A note on wide-band amplifiers covering a frequency range up to 150 Mc/s, A. S. R. E. Techn. Note R4/50/18, 1950.
224. Percival W. S., Improvements in and relating to electron discharge devices, Pat. Spec. No. 464977, 1937.
225. Espley D. C., Generation of very short pulses, Journ. Inst. Electr. Eng., 93, Pt. IIIA, 314 (1946).
226. Ginzton E. L., Hewlett W. R., Jasberg J. H., Noe J. D., Distributed amplification, Proc. Inst. Radio Eng., 36, 956 (1948).
227. Horton W. H., Jasberg J. H., Noe J. D., Distributed amplifiers: practical considerations, Proc. Inst. Radio Eng., 38, 748 (1950).
228. Steinberg J. L., On the theory of semi-distributed amplifiers, Onde Electr., 30, March, 121 (1950).
229. Weber J., Distributed amplification: additional considerations, Proc. Inst. Radio Eng., 39, 310 (1951).
230. Copson A. P., A distributed power amplifier, Electr. Eng., 69, 893 (1950).
231. Cormack A., Distributed amplification, Electronic Eng., 24, 144 (1952).
232. Kelley G. G., High speed synchroscope, Rev. Sci. Instr., 21, 71 (1950).
233. Kennedy F., Rudenberg H. G., Wide-band chain amplifier, Electr. Manufacturing, November, 1949.
234. Myers G. F., Short pulse amplifier, Electronics, 25, January, 128 (1952).
235. Rudenberg H. G., Kennedy F., 200 Mc/s travelling-wave chain amplifier, Electronics, 22, December, 106 (1949).
236. Scharfman H., Distributed amplifier covers 10—360 Mc/s, Electronics, 25, July, 113 (1952).
237. Tyminski W. V., Wide-band chain amplifier for TV, Radio-Electronic Eng., 14, April, 14, 29 (1950).
238. Yu Y. P., Kallman H. E., Christaldi P. S., Millimicrosecond oscillography, Electronics, 24, July, 106 (1951).
239. Lewis I. A. D., Analysis of a helical transmission line with thermionic valve action, A. E. R. E. Rep. G/R 611, January, 1950, Analysis of a transmission-line type of thermionic amplifier valve, Inst. Electr. Eng. Monograph No. 57, December, 1952; Proc. Inst. Electr. Eng., Pt. IV, 1953.
240. Fowler V. J., Transmission line tubes, Proc. Nat. Electronics Conf., 7 (1951) [Electronics, 25, January, 214 (1952)].

241. Fowler V. J., Transmission line tubes, University of Illinois, Electr. Eng. Res. Lab. Techn. Rep. No. 15, September, 1951.
242. Pierce J. R., Travelling-wave tube, Van Nostrand, 1950.
243. Mathews W. E., Travelling-wave amplification by means of coupled transmission lines, Proc. Inst. Radio Eng., **39**, 1044 (1951).
244. Adler R., Miniature travelling-wave tube, Electronics, **24**, October, 110 (1951).
245. Lee G. M., A three beam oscillograph for recording at frequencies up to 10 000 Mc/s, Proc. Inst. Radio Eng., **34**, No. 3, 121 (1946).
246. Ardenne M. von., Der Elektronen Mikro-oscillograph, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, **54**, No. 6, 181 (1939).
247. Hollman H. E., The travelling-wave cathode ray tube, Proc. Inst. Radio Eng., **39**, No. 2, 194 (1951).
248. Pierce J. R., Travelling wave oscilloscope, Electronics, **22**, No. 11, 97 (1949).
249. Owaki K., Terahata S., Heda T., Nakamura T., The travelling-wave cathode ray tube, Proc. Inst. Radio Eng., **38**, No. 10, 1172 (1950).
250. Smith S. T., Talbot R. V., Smith C. H., Cathode ray tube for recording high speed transients, Proc. Inst. Radio Eng., **40**, No. 3, 297 (1952).
251. Langmuir D. B., Theoretical limitations of cathode ray tubes, Proc. Inst. Radio Eng., **25**, No. 8, 977 (1937).
252. Maloff I. G., Epstein D. W., Electron optics in television, New York, 1938.
253. Moss H., The electron gun of the cathode ray tube, Journ. Brit. Inst. Radio Eng., **5**, No. 1, 10 (1945); **6**, No. 3, 99 (1946).
254. Liebmann G., The image formation in cathode ray tubes and the relation of fluorescent spot size and final anode voltage, Proc. Inst. Radio Eng., **33**, No. 6, 381 (1945).
255. Dudding R. W., Aluminium-backed screens for cathode ray tubes, Journ. Brit. Inst. Radio Eng., **11**, No. 10, 455 (1951).
256. Pierce J. R., After Acceleration and Deflection, Proc. Inst. Radio Eng., **29**, No. 1, 28 (1941).
257. Allard L. S., An ideal post deflexion accelerator C. R. T., Electronic Eng., **22**, No. 273, 461 (1950).
258. Rogowski W., Fiegler E., Buss K., Die Leistungsgrenze des Kathoden-oscillographen, Arch. f. Elektrotechnik, **24**, 563 (1930).
259. Hercock R. J., The photographic recording of cathode ray tube traces, London, 1947.

260. Howells G. A., Atomic Energy Research Establishment Harwell, England. Частное сообщение.
261. Kelley G. G., High Speed Synchroscope, Rev. Sci. Instr., **21**, No. 1, 71 (1950).
262. Moody N. F., McLusky G. J. R., Millimicrosecond Pulse Techniques (Part 2), Electronic Eng., **24**, No. 292, 287 (1952).
263. Bauer R. E., Nethercot W., A new oscillograph for the recording of very fast electrical transients, Brit. Electr. and Allied Industr. Res. Association Techn. Rep. U/T115, 1949.
264. Smith D. O., A sweep system for the micro-oscillograph, Laboratory for Insulation Research, M. I. T. Cambridge, Mass. U. S. A., March, 1950.
265. Prime H. A., Ravenhill P., The design of a high speed oscillograph, Journ. Sci. Instr., **27**, July, 192 (1950).
266. Wells F. H., Fast pulse circuit techniques for scintillation counters, Nucleonics, **10**, No. 4, 28 (1952).
267. Janssen J. M. L., An experimental stroboscopic oscilloscope for frequencies up to about 50 Mc/s, Philips Techn. Rev., **12**, No. 2, 52 (1950); **12**, No. 3, 73 (1950).
268. McQueen J. G., The monitoring of high speed waveforms, Electronic Eng., **24**, No. 296, 436 (1952).
269. Coltman J. W., The scintillation counter, Proc. Inst. Radio Eng., **37**, No. 6, 671 (1949).
270. Post R. F., Schiff L. I., Statistical limitations on the resolving time of a scintillation counter, Phys. Rev., **80**, 1113 (1950).
271. Collins G. B., Decay times of scintillations, Phys. Rev., **74**, 1543 (1948).
272. Post R. F., Shiren N. S., Decay time of stilbene scintillations as a function of temperature, Phys. Rev., **78**, 80 (1950).
273. Lundby A., Scintillation decay times, Phys. Rev., **80**, 477 (1950).
274. Bittman L., Furst M., Kallmann H., Decay times fluorescent efficiencies and energy storage properties for various substances with gamma-ray or alpha particle excitation, Phys. Rev., **87**, 83 (1952).
275. Allen J. S., Engelder T. C., Scintillation counting with an E. M. I. 5311 photomultiplier tube, Rev. Sci. Instr., **22**, No. 6, 401 (1951).
276. Rajchman J. A., Snyder R. L., An electrically focussed multiplier phototube, Electronics, **13**, No. 12, 20 (1940).
277. Rodda S., Photoelectric Multipliers, Journ. Sci. Instr., **26**, No. 3, 65 (1949).

278. Greenblatt M. H., Green M. W., Davison P. W., Morton G. A., Two new photomultipliers for scintillation counting, *Nucleonics*, **10**, No. 8, 44 (1952).
279. Smith L. G., Magnetic electron multipliers for detection of positive ions, *Rev. Sci. Instr.*, **22**, No. 3, 166 (1951).
280. Wells F. H., Fast pulse circuit techniques for scintillation counters, *Nucleonics*, **10**, No. 4, 28 (1952).
281. Черенков П. А., Световое излучение, вызываемое электронами, движущимися в среде со скоростями, превосходящими скорость света, *Phys. Rev.*, **52**, 378 (1937).
282. Marshall J., Particle counting by Čerenkov radiation, *Phys. Rev.*, **86**, 685 (1952).
283. Greinacher H., Über einen hydraulischen Zähler für Elementarstrahlen, *Helv. Phys. Acta*, **7**, 360 (1934).
284. Stuber R., Über die Wirkungsweise des Funkenzählers, *Helv. Phys. Acta*, **12**, 109 (1939).
285. Chang W. Y., Rosenblum S., A simple counting system for alpha-ray spectra and the energy distribution of Po alpha particles, *Phys. Rev.*, **67**, 222 (1945).
286. Keuffel J. W., Parallel Plate Counters, *Rev. Sci. Instr.*, **20**, No. 3, 202 (1949).
287. Madansky L., Pidd R. W., Some properties of the parallel plate spark counter II, *Rev. Sci. Instr.*, **21**, No. 5, 407 (1950).
288. Robinson E., Spark Counters for short time interval cosmic ray measurements, *Proc. Phys. Soc.*, **66**, Pt. I, No. 397A, **73** (1953).
289. Moody N. F., Millimicrosecond pulse techniques, Pt. I, *Electronic Eng.*, **24**, No. 291, 214 (1952).
290. Howells G. A., Atomic Energy Research Establishment, Harwell England. Частное сообщение.
291. Wells F. H., A fast amplitude discriminator and scale of ten counting unit for nuclear work, *Journ. Sci. Instr.*, **29**, No. 4, 111 (1952).
292. Fitch V., A high resolution scale of four, *Rev. Sci. Instr.*, **20**, No. 12, 942 (1949).
293. Sessler W. M., Masket A. V., High speed electronic scaler, *Rev. Sci. Instr.*, **21**, No. 5, 494 (1950).
294. Bell R. E., Graham R. L., Petch H. E., Design and use of coincidence circuit of short resolving time, *Canad. Journ. Phys.*, **30**, No. 1, 35 (1952).
295. Wells F. H., Pulse circuits for the millimicrosecond range, *Brit. Inst. Radio Eng.*, **11**, No. 11, 491 (1951).



296. Beghian L. E., Allen R. A., Calvert J. M., Halban H., A fast neutron spectrometer, *Phys. Rev.*, **86**, 1044 (1952).
297. McLusky G. R. J., Moody N. F., Millimicrosecond pulse techniques (Part. 4), *Electronic Eng.*, **24**, No. 293, 330 (1952).
298. Bay Z., Cleland M. R., McLernon F., Fast coincidences with Čerenkov counters, *Phys. Rev.*, **87**, 901 (1952).
299. Bay Z., A new type of high-speed coincidence circuit, *Rev. Sci. Instr.*, **22**, No. 6, 397 (1951).
300. Baldinger E., Huber P., Meyer K. P., High-speed coincidence circuit used for multipliers, *Rev. Sci. Instr.*, **19**, No. 7, 473 (1948).
301. EIlmore W. C., Coincidence circuit for a scintillation detector of radiation, *Rev. Sci. Instr.*, **21**, No. 7, 649 (1950).
302. Dicke R. H., A high-speed coincidence circuit, *Rev. Sci. Instr.*, **18**, No. 12, 907 (1947).
303. Fischer J., Marshall J., The 6BN6 geted beam tube as a fast coincidence circuit, *Rev. Sci. Instr.*, **23**, No. 8, 417 (1952).
304. Hofstadter R., McIntyre J. A., Note on the detection of coincidences and short time intervals, *Rev. Sci. Instr.*, **21**, No. 1, 52 (1950).
305. Garwin R. L., A useful fast coincidence circuit, *Rev. Sci. Instr.*, **21**, No. 6, 569 (1950).
306. Bay Z., Papp G., Coincidence device of  $10^{-8}$  to  $10^{-9}$  second resolving power, *Rev. Sci. Instr.*, **19**, No. 9, 565 (1948).
307. Lundby A., Delayed coincidence circuit for scintillation counters, *Rev. Sci. Instr.*, **22**, No. 5, 324 (1951).
308. Cleland M. R., Jastram P. S., The velocity of gamma rays in air, *Phys. Rev.*, **84**, 271 (1951).
309. Luckey D., Weil J. W., Velocity of 170 Mev gamma rays, *Phys. Rev.*, **85**, 1060 (1952).
310. Newton T. D., Decay constants from coincidence experiments *Phys. Rev.*, **78**, 490 (1950).
311. Bay Z., Calculation of decay times from coincidence experiments, *Phys. Rev.*, **77**, 419 (1950).
312. Bay Z., Meijer R. R., Papp G., On measuring very short, half-lives, *Phys. Rev.*, **82**, 754 (1951).
313. Keuffel J. W., A simplified chronotron-type timing circuit, *Rev. Sci. Instr.*, **20**, No. 3, 197 (1949).
314. Neddermeyer S. H., Althaus E. J., Allison W., Schatz E. R., The measurement of ultra-short time intervals, *Rev. Sci. Instr.*, **18**, No. 7, 488 (1947).

315. Moody N. F., Millimicrosecond pulse techniques (Part. 3), *Electronic Eng.*, **24**, No. 292, 289 (1952).
316. Post R. F., Shiren N. S., Performance of pulsed photomultiplier, *Phys. Rev.*, **78**, 81 (1950).
317. Delange O. E., Propagation studies at microwave frequencies by means of very short pulses, *Bell Syst. Techn. Journ.*, **31**, No. 1, 91 (1952).
318. English W. N., Photon pulses from point to plane corona, *Phys. Rev.*, **77**, 850 (1950).
319. Zarem A. M., Marshall F. R., Poole F. L., An electro-optical shutter for photography, *Electr. Eng.*, **68**, No. 4, 282 (1949).
320. Dunnington F. G., The electro-optical shutter — its theory and technique, *Phys. Rev.*, **38**, 1506 (1931).
321. Anderson W. C., Measurement of the velocity of light, *Rev. Sci. Instr.*, **8**, No. 7, 239 (1937).
322. Froome D. K., Fundamental studies of the cathode spot formation in the arc discharge, *Journ. Sci. Instr.*, **25**, No. 11, 371 (1948).
323. Quinn H. F., McKay W. B., Bourque O. J., A Kerr-cell camera and flash illumination unit for ballistic photography, *Journ. Appl. Phys.*, **21**, No. 10, 995 (1950).
324. Beams J. W., Morton H. S., Transmission line Kerr cell, *Journ. Appl. Phys.*, **22**, No. 4, 523 (1951).
325. Holst G., *Brit. Pat. No. 326200*.
326. Jenkins J. A., Chippendale R. A., The application of image converters to high speed photography, *Journ. Brit. Inst. Radio Eng.*, **11**, No. 11, 505 (1951).

#### ЛИТЕРАТУРА, ДОБАВЛЕННАЯ РЕДАКТОРАМИ

- Айзинов М. М., *Переходные процессы в элементах радиоустройств*, М., 1955.
- Бонч-Бруевич А. М., *Применение электронных ламп в экспериментальной физике*, М.—Л., 1954.
- Иццоки Я. С., *Импульсная техника*, М., 1949.
- Конторович М. И., *Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях*, М.—Л., 1955.
- Меерович Л. А., Зеличенко Л. Г., *Импульсная техника*, М., 1953.
- Ризкин А. А., *Основы теории усилительных устройств*, М., 1951.
- Санин А. А., *Радиотехнические средства исследования излучения*, М.—Л., 1951.
- Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М., *Электронные умножители*, М.—Л., 1954.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редакторов . . . . .	5
Предисловие авторов . . . . .	7
<b>Глава I. Введение в теорию цепей . . . . .</b>	<b>11</b>
§ 1. Основные законы анализа цепей . . . . .	11
§ 2. Синусоидальные токи . . . . .	13
§ 3. Анализ Фурье в приложении к импульсным сигналам . . . . .	14
§ 4. Единичная ступенчатая функция . . . . .	18
§ 5. Преобразование Лапласа . . . . .	19
1. Основы метода (20). 2. Приближенные методы преобразования Лапласа (22).	
§ 6. Простые схемы с переменными параметрами . . . . .	25
§ 7. Цепи с распределенными постоянными . . . . .	26
<b>Глава II. Линии передачи . . . . .</b>	<b>29</b>
§ 1. Введение . . . . .	29
§ 2. Однородные линии передачи . . . . .	30
1. Общие свойства (30). 2. Анализ (32). 3. Выводы (34). 4. Оконечные нагрузки и неоднородности линий (35). 5. Линии передачи как элементы схем (45). 6. Потери (52).	
§ 3. Спиральные линии . . . . .	56
1. Формула для индуктивности на единицу длины (57). 2. Емкость на единицу длины (62). 3. Фазовые искажения (63). 4. Выводы (66).	
§ 4. Линия задержки с сосредоточенными постоянными . . . . .	68
1. Фильтры с постоянным $k$ (68). 2. Фильтры с использованием индуктивной связи между элементами (71).	
<b>Глава III. Трансформаторы . . . . .</b>	<b>76</b>
§ 1. Введение . . . . .	76
§ 2. Простейшие согласующие устройства . . . . .	77

§ 3. Импульсные трансформаторы с сосредоточенными постоянными . . . . .	78
1. Эквивалентная схема (78). 2. Ограничения параметров (79).	
§ 4. Линии с переменным сечением . . . . .	81
1. Четвертьволновый трансформатор (81). 2. Анализ линий передачи с плавно изменяющимся сечением (81).	
3. Гауссова линия (95). 4. Экспоненциальная линия (98). 5. Коаксиальные линии с линейно изменяющимися размерами (109). 6. Другие законы изменения импеданса (111).	
§ 5. Линия передачи в качестве инвертора импульсов . . . . .	112
1. Принцип работы (113). 2. Устройство с использованием спиральной линии (116).	
§ 6. Связанные линии в качестве трансформаторов . . . . .	120
<b>Глава IV. Импульсные генераторы . . . . .</b>	<b>123</b>
§ 1. Введение . . . . .	123
§ 2. Импульсные генераторы, использующие разряд длинной линии . . . . .	124
1. Механические реле (126). 2. Тиратронные импульсные генераторы (133). 3. Разрядная линия переменного сечения (138).	
§ 3. Импульсные генераторы, использующие лампы со вторичной эмиссией . . . . .	142
1. Простая спусковая схема (144). 2. Практическая схема (145).	
§ 4. Дальнейшие возможности . . . . .	148
§ 5. Атенюаторы . . . . .	149
1. Работа сопротивлений в области высоких частот (149). 2. Простые аттенюаторы с сосредоточенными параметрами (151). 3. Усовершенствования для работы в области высоких частот (151). 4. Атенюаторы в виде передающих линий с потерями (155).	
§ 6. Чувствительный пиковый ламповый вольтметр . . . . .	156
1. Принцип действия (157). 2. Конструкция трансформатора блокинг-генератора (159).	
<b>Глава V. Усилители . . . . .</b>	<b>161</b>
§ 1. Введение . . . . .	161
§ 2. Свойства ламп . . . . .	161

	1. Высокочастотные ограничения (162). 2. Требования к лампам. Параметр $F$ (165). 3. Некоторые типы ламп (168).	
§ 3.	Междукаскадная связь в многоламповых усилителях	169
	1. Практическая схема (169). 2. Использование динода в лампах со вторичной эмиссией (172). 3. Заключение (173).	
§ 4.	Усилители с распределенным усилением . . . . .	174
	1. Элементарная теория (176). 2. Дальнейшие соображения (183). 3. Примеры практических схем (194).	
§ 5.	Специальные лампы . . . . .	201
	1. Лампы с линиями передачи (201). 2. Лампы с бегущей волной (203).	
 <b>Глава VI. Электронно-лучевые осциллографы . . . . .</b>		<b>205</b>
§ 1.	Введение . . . . .	205
§ 2.	Расчет параметров электронно-лучевой трубки . . . . .	206
	1. Ограничения, налагаемые временем пролета электронов (206). 2. Вводы к отклоняющим пластинам (209). 3. Общие частотные ограничения обычных отклоняющих систем (213). 4. Методы уменьшения искажений изображения за счет отклоняющей системы (217). 5. Размер пятна и чувствительность по отклонению (224). 6. Яркость (229). 7. Ускорение луча после отклонения (231). 8. Сравнение отпаянной и неотпаянной электронно-лучевых трубок для фотографической записи (232). 9. Техника фотографирования (234). 10. Параметры некоторых электронно-лучевых трубок (234).	
§ 3.	Схемы осциллографов для записи однократных сигналов	234
	1. Схема задержки (235). 2. Схемы развертки (237). 3. Вспомогательные устройства (245). 4. Фотокамера (247).	
§ 4.	Осциллографы для наблюдения повторяющихся сигналов	247
§ 5.	Осциллографы для наблюдения повторяющихся сигналов с использованием опорных импульсов . . . . .	248
	1. Смесительные схемы (251). 2. Частотные ограничения, налагаемые длительностью опорного импульса (252). 3. Схемы осциллографов (255). 4. Яркость изображения (258). 5. Заключение (258).	

<b>Глава VII. Применения в ядерной физике</b> . . . . .	259
§ 1. Введение . . . . .	259
§ 2. Основные задачи измерений . . . . .	259
§ 3. Сцинтилляционные счетчики . . . . .	260
1. Форма импульсов тока (261). 2. Характеристики существующих сцинтилляционных счетчиков (265).	
3. Размытие времени пролета в фотоумножителях (265).	
4. Выходные схемы для сцинтилляционных счетчиков (267). 5. Счетчик частиц, использующий излучение Черенкова (271). 6. Импульсные испытания фотоумножителей (272).	
§ 4. Искровые счетчики . . . . .	274
§ 5. Амплитудные дискриминаторы . . . . .	275
1. Применение амплитудных дискриминаторов (283).	
§ 6. Быстродействующие пересчетные схемы . . . . .	283
§ 7. Схемы совпадений . . . . .	289
1. Ограничитель амплитуд со смесителем на диоде (292).	
2. Амплитудная селекция импульсов для схемы совпадений (299). 3. Стабильность схем совпадений (302).	
4. Факторы, определяющие минимальное возможное разрешающее время схемы совпадений (304). 5. Смесительные схемы (305).	
§ 8. Измерение интервалов времени при помощи схем задержанных совпадений . . . . .	312
1. Временные селекторы (317). 2. Измеритель интервалов времени (318).	
§ 9. Измерение интервалов времени методом интегрирования . . . . .	320
§ 10. Измерения при помощи осциллографа с фотоприставкой . . . . .	323
<b>Глава VIII. Различные применения</b> . . . . .	324
§ 1. Введение . . . . .	324
§ 2. Применение генератора миллимикросекундных импульсов для снятия характеристики узкополосных радиоприемников . . . . .	325
§ 3. Использование миллимикросекундных импульсов для исследования распространения радиоволн в радиолокации . . . . .	326

## Оглавление

§ 4. Исследование электрического разряда при помощи осциллографа, предназначенного для регистрации переходных процессов . . . . .	327
§ 5. Электронно-оптический затвор для высокоскоростной фотографии . . . . .	327
1. Затвор Керра (327). 2. Электронно-оптический преобразователь изображения (330).	
§ 6. Заключение . . . . .	332
Приложение I. Основные свойства длинных линий без потерь . . . . .	333
Приложение II. Характеристические импедансы передающих линий . . . . .	337
Приложение III. Данные некоторых ламп . . . . .	341
Литература . . . . .	343

И. Льюис и Ф. Уэлс

**МИЛЛИМИКРОСЕКУНДНАЯ  
ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНИКА**

Редактор *Н. Л. ТЕЛЕСНИН*

Художник *Н. Н. Румянцев*

Технический редактор *Н. И. Смирнова*

Сдано в производство 28/VIII 1956 г.

Подписано к печати 20/XI 1956 г.

Бумага  $84 \times 108 \frac{1}{2} = 5,8$  бум. л. 18,9 печ. л.

Уч.-изд. л. 17,7. Изд. № 2/2922

Цена 13 р. 90 к. Зак. 1413

---

ИЗДАТЕЛЬСТВО

ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

Москва, Ново-Алексеевская, 52.

---

Министерство культуры СССР.

Главное управление полиграфической  
промышленности.

4-я тип. им. Евг. Соколовой.

Ленинград, Измайловский пр., 29.