

## ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ СИГНАЛОВ ДЕТЕКТОРОВ БЕЗ ВНУТРЕННЕГО УСИЛЕНИЯ

*Р. Н. Краснокутский, Л. Л. Курчанинов,  
Н. Н. Федякин, Р. С. Шувалов*

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Обзорная статья посвящена проблемам повышения точности измерений амплитуды сигналов с детекторов частиц без внутреннего усиления. Малый уровень сигналов в таких детекторах накладывает жесткие ограничения на шумы электроники, поэтому характеристики предусилителей должны оптимизироваться для каждого конкретного детектора и условий эксперимента. В обзоре рассмотрены проблемы амплитудных измерений в условиях больших скоростей счета, а также при гальванической, кабельной и трансформаторной связи предусилителей с детектором. Показано, что использование время-вариантной фильтрации сигналов позволяет: а) повысить нагрузочную способность измерительного тракта по сравнению с время-инвариантным способом измерения сигналов; б) достигнуть отношения сигнал/шум, отличающегося от оптимального на 4,6 %.

The problems of improving the measurement accuracy of small signal detectors are considered in the paper. The detection of small amount of charge imposes stringent limits on the signal acquisition electronics noise, therefore the latter should be optimized for each detector and experimental conditions. The signal acquisition at high counting rate and problems associated with galvanic, cable and transformer detector-preamplifier couplings are considered in the paper. The noise analysis for an ideal voltage amplifier followed by time-variant filter has been performed. It is shown: i) time-variant measurement allows one to improve counting rate obtained with time-invariant filtering; ii) for the case of whitening filter-switch-double integrator structure ENC is only by 4,6% more than for an optimum filter.

### ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия в физике высоких энергий получили широкое распространение новые детекторы, такие, как жидкоаргоновые калориметры, кремниевые микрополосковые и дрейфовые камеры, германиевые объемные детекторы, черенковские и сцинтилляционные счетчики с фотодиодным (фототриодным) считыванием, быстрые пропорциональные камеры с малым ( $\geq 10^3$ ) усилением, время—проекционные газовые и жидкоаргоновые камеры, ионизационные газовые калориметры высокого давления. Характерной особенностью всех

вышеперечисленных детекторов является малый уровень сигналов, а это требует применения малошумящих усилителей. Характеристики предусилителей (ПУ) должны оптимизироваться для каждого конкретного детектора и условий эксперимента. В табл. 1 на основе данных, представленных в обзорах [1, 2], приводятся характерные сигналы различных детекторов, требующих использования мало-

Таблица 1. Детекторы, использующие малошумящую электронику

Детектор частиц	Уровень сигналов	Емкость детектора $C_1$ , пФ	Длительность сигнала $\tau$ , мкс	Допустимые шумы $e^-$ (RMS)
Телескоп Si-счетчиков	$7,5 \cdot 10^3 e^-/100$ мкм	100—1000	0,03	2300
Ge-детектор (живая мишень)	$18 \cdot 10^3 e^-/100$ мкм	30	0,2	600
Si $\mu$ -полосковый кординатный детектор	$7,5 \cdot 10^3 e^-/100$ мкм	30	0,03	1200
Детектор полного поглощения, прослоенный Si	$272 e^-/\text{кэВ}$	1000	2,0	$(1 \div 5) \cdot 10^3$
Время-проекции-ные газовые камеры (TRC)	$5 \cdot 10^4 \div 10^5 e^-/\text{элемент съема}$	5—10	0,25	500
Многослойная газовая (Xe) ионизационная камера высокого давления	$230 e^-/(\text{см} \cdot \text{атм})$	$10^4$	0,2	$1,8 \cdot 10^5$
ВГО (фотодиодный съем)	$10^3 e^-/\text{МэВ}$	100	2	500
Черенковские счетчики полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла (фототриодный съем)	$15 e^-/\text{МэВ}$	10	1,8	150
Жидкоаргоновый калориметр	$1,9 \cdot 10^4 e^-/\text{МэВ}$	1000	2	$(1-5) \cdot 10^3$

шумящих ПУ, и достижимые уровни шумов при заданных условиях эксперимента: емкости детектора и нагрузочной способности (характерной длительности сигнала). В настоящем обзоре сами детекторы частиц практически не обсуждаются, за исключением разд. 3, где описаны стандартные пропорциональные камеры (ПК), работающие с пониженным коэффициентом усиления и обладающие повышенным быстродействием. Более подробная информация о детекторах и библиография могут быть найдены в обзорах [1, 2], а в [3] отражено состояние дел с производством и применением полупроводниковых детекторов (ПД) частиц в современных экспериментах.

Разнообразие детекторов, условий эксперимента и параметров, описывающих измерительный тракт, делает невозможным оптимизацию последнего без адекватной расчетной модели, разработке которой в настоящем обзоре и уделено основное внимание. В разд. 4 рас-

смотрен зарядочувствительный ПУ с медленным (для измерения амплитуды) и с быстрым (для временных измерений) выходами. Получены выражения для сигналов на этих выходах и для спектральных плотностей (СП) шума при произвольных импедансах детектора и обратной связи (ОС). При емкостно-резистивной ОС анализируемая схема переходит в широко используемый зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ).

В разд. 2 предложена методика отбора головного элемента ПУ, работающего при высоких скоростях счета, предложено несколько практических схем ПУ и представлены экспериментальные результаты работы быстрых ПК. Повышенная загрузочная способность камер была достигнута за счет применения быстрых смесей и использования малошумящих ПУ, что позволило работать с малым коэффициентом газового усиления ( $\geq 10^3$ ) и избежать влияния пространственного заряда. Раздел 3 посвящен методике вычисления эквивалентного шумового заряда (ENC) при время-вариантной (ВВ) фильтрации сигналов. Интерес к ВВ-фильтрам в последнее время возрос в связи с постановкой и подготовкой экспериментов на настоящих и будущих коллайдерах: LEP, DESY, УИИР, SSC, LHC и т.д. Огромное число информационных каналов в центральной части установок на коллайдерах требует адекватной степени интеграции электроники. На основе MOS—VLSI-технологии сейчас уже разработаны две версии монолитных интегральных схем, удовлетворяющие поставленным требованиям [4, 5]. Фильтрация сигнала и шумов осуществляется в них не обычными усилителями на RC-цепочках, а легко реализуемой в данной технологии комбинацией: MOS-ключ и емкость. Поскольку ключ управляется внешним триггером (время пересечения частиц на коллайдерах, как правило, известно), то такой фильтр будет время-вариантным. В разд. 3 показано, что оптимизация измерительного процесса позволяет реализовать преимущества ВВ-фильтра перед время-инвариантными. В разд. 4 рассмотрены проблемы, возникающие при трансформаторной связи детектора и ПУ, и получены соотношения, позволяющие избежать эмпирического подбора большого числа параметров трансформатора и свести оптимизацию к выполнению простых рецептов. В разд. 5 проведен расчет влияния информационных каналов друг на друга из-за наличия общих импедансов во входных цепях каналов, а также индуктивной и емкостной связью.

## 1. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ДЛЯ РАСЧЕТА ШУМОВ ПРИ ГАЛЬВАНИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ДЕТЕКТОРА И ЗЧУ

В настоящем разделе выполнен расчет шумов ЗЧУ при произвольных импедансах нагрузки, обратной связи (ОС) и детектора, что позволяет использовать полученные формулы для анализа шумов детекторов с резистивным съемом информации, при кабельной и трансформаторной связи детектор — усилитель и т.д. При емкостной ОС анализируемая схема переходит в широко используемый ЗЧУ, ко-

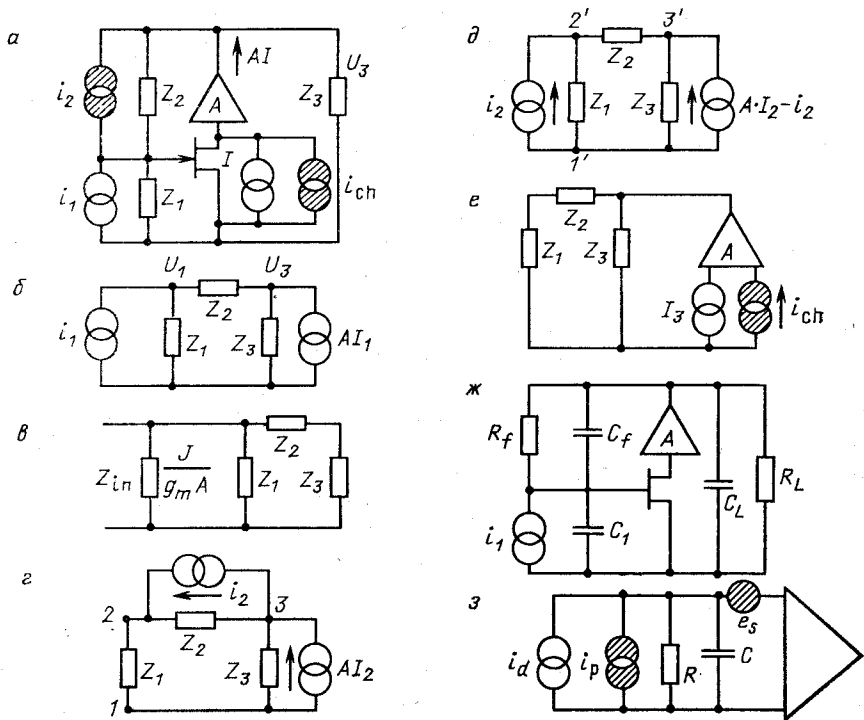


Рис. 1. Эквивалентные схемы для расчета шумов и сигнала детектора на выходе ЗЧУ

торый имеет то же предельное разрешение (ENC), что и усилитель напряжения. Подробно исследованы шумовые характеристики измерительного тракта при кабельной связи детектор—ЗЧУ.

**Передаточные характеристики источников шума и сигнала.** Для анализа выбрана схема, показанная на рис. 1, а, так как она обобщает некоторые из известных схем. Если измерять ток в нагрузке  $Z_3$ , то приходим к схеме работы [6]; если измерять ток на выходе усилителя  $A$ , то — [7]; если измерять напряжение на нагрузке  $Z_3$ , то при  $A = 1$  приходим к обычному ЗЧУ [8]. Предполагается, что усилитель  $A$  имеет нулевое входное и бесконечное выходное сопротивления и не вносит дополнительного шума. В [6,8 — 10] показано, что при  $A > 1$  входное сопротивление ЗЧУ (рис. 1, а) уменьшается. Это может быть полезным, если использовать кабельную или трансформаторную связь между детектором и усилителем.

Спектральные плотности (СП) шумов (рис. 1, а) есть

$$\overline{i_{1,2}^2} = 2 \kappa T \frac{\text{Re}(Z_{1,2})}{|Z_{1,2}|^2}; \quad \overline{i_{ch}^2} = 2kTg_m, \quad (1)$$

где  $g_m$  — крутизна полевого транзистора (ПТ).

Введем обозначения:

$$I = -g_m U_1; \quad (2)$$

$$Z_0 = Z_1 + Z_2 + Z_3. \quad (3)$$

Вычислим индивидуальный вклад источников  $i_{1,2}$  и  $i_{ch}$  в напряжение на нагрузке  $Z_3$  и ток ПТ  $I$ . В силу принципа суперпозиции токи в ветвях  $Z_1, 2$  есть сумма токов от источников  $AI$  и  $i_1$  ( $i_{2, ch}$  при вычислении вклада от  $i_1$  не учитываются):

$$i_{z_1} = \frac{U_1}{Z_1} = AI \frac{Z_3}{Z_0} + i_1 \frac{Z_2 + Z_3}{Z_0}; \quad (4)$$

$$i_{z_3} = \frac{U_3}{Z_3} = AI \frac{Z_1 + Z_2}{Z_0} + i_1 \frac{Z_1}{Z_0}. \quad (5)$$

Используем выражение для тока  $I$  (2) и подставляем его в (4). Входные импеданс и проводимость равны

$$Z_{in} = \frac{U_1}{i_1} = \frac{Z_1(Z_2 + Z_3)}{Z_0 + Ag_m Z_1 Z_3}; \quad (6)$$

$$Y_{in} = \frac{1}{Z_{in}} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2 + Z_3} + \frac{Ag_m Z_3}{Z_2 + Z_3}. \quad (7)$$

Введем обозначение

$$J = (Z_2 + Z_3)/Z_3. \quad (8)$$

Первые два члена в (7) есть входная проводимость схемы рис. 1, б, а последний член отражает влияние генератора тока  $AI$ . Как видно из (7), оно сводится к подключению параллельно входу дополнительного импеданса  $J (Ag_m)^{-1}$  (рис. 1, в).

Преобразуя (4), найдем передаточные функции генератора  $i_1$  по току и напряжению соответственно:

$$G_1(p) = AI_1/i_1 = -Z_{in} Ag_m; \quad (9)$$

$$H_1(p) = \frac{U_3}{i_1} = \frac{Z_{in}}{J} Z_2 \left( \frac{1}{Z_2} - Ag_m \right). \quad (10)$$

Вклад источника шума  $i_2$ , связанного с активной составляющей импеданса ОС  $Z_2$ , в напряжение  $U_3$  и ток  $AI_2$  на выходе ЗЧУ вычисляется по схеме рис. 1, г. Окончательные формулы для передаточных функций по напряжению и току:

$$H_2(p) = U_3/i_1 = -Z_{in} Z_2 A (Z_1^{-1} + Ag_m)/J; \quad (11)$$

$$G'_2(p) = \frac{AI_2}{i_2} = -\frac{Z_1 Z_2 Ag_m}{Z_0 + Z_1 Z_3 Ag_m}.$$

В практических схемах измеряется не величина  $AI_2$ , а полный ток, втекающий через узел 3 в сопротивления  $Z_{2,3}$ , или часть его, текущая в  $Z_3$ , поэтому для дальнейшего анализа перейдем к схеме рис. 1, д. Как нетрудно убедиться, в узлы, 1, 2, 3 схемы рис. 1, г втекают

те же токи, что и в узлы  $I'$ ,  $2'$ ,  $3'$  схемы рис. 1  $\partial$ , и, следовательно, обе схемы эквивалентны. Последняя переопределяет передаточную функцию по току

$$G_2(p) = \frac{AI_2 - i_2}{i_2} = \frac{Z_0 + Z_1(Z_2 + Z_3)Ag_m}{Z_0 + Z_1Z_3Ag_m}. \quad (12)$$

Передаточную функцию генератора теплового шума канала определяем с помощью схемы рис. 1,  $e$ . Наличие дополнительного источника шума  $I_3$  (он вводится в [6] без пояснений) объясняется тем, что шумовой ток канала  $i_{ch}$  через цепь ОС воздействует на затвор, а напряжение на затворе преобразуется в некоторый дополнительный ток. Поэтому полная передаточная характеристика по току может быть записана в виде

$$G_3(p) = \frac{A(I_3 + i_{ch})}{i_{ch}}. \quad (13)$$

Ток  $I_3$  и напряжение  $U_3$  на нагрузке  $Z_3$  связаны соотношениями

$$I_3 = -U_3g_m = -U_3g_mZ_1(Z_1 + Z_2)^{-1}; \quad (14)$$

$$U_3 = A(I_3 + i_{ch})Z_3(Z_1 + Z_2)Z_0^{-1}. \quad (15)$$

Из (14) и (15) следует

$$I_3 + i_{ch} = -I_3Z_0(Z_1Z_3g_mA)^{-1}. \quad (16)$$

Выражая  $I_3$  через  $i_{ch}$  и подставляя в (13), получаем с учетом (6)

$$G_3(p) = AZ_{in}[(Z_2 + Z_3)^{-1} + Z_1^{-1}]. \quad (17)$$

В (17) подставляем значение  $Z_{in}$  и преобразуем его:

$$G_3(p) = \frac{AZ_0}{Z_0 + Z_1Z_3Ag_m} = A \left( 1 - \frac{g_mZ_1Z_3}{Z_0 + Z_1Z_3Ag_m} \right). \quad (18)$$

Второй член в скобках может меняться от 0 ( $Z_0 \gg g_mZ_1Z_3A$ ) до 1 ( $Z_0 \ll g_mZ_1Z_3A$ ). Подставляя (14) в (15), находим передаточную характеристику генератора  $i_{ch}$  по напряжению:

$$H_3(p) = \frac{U_3}{i_{ch}} = A \frac{Z_{in}}{J} \left( 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \right). \quad (19)$$

**Детектор с емкостным импедансом на входе ЗЧУ.** Здесь показано, что при анализе шумов ЗЧУ можно заменить усилителем напряжения, а также вычислить эквивалентный шумовой заряд (ЕНЗ) ЗЧУ при оптимальной фильтрации и для детектора с конечной длительностью сигнала. Предположим, что детектор имеет чисто емкостный импеданс, а цепи ОС и нагрузки — емкостно-резистивный (рис. 1,  $\kappa$ ):

$$Z_1 = (pC_1)^{-1}; Z_2 = [C_f(p + \omega_f)]^{-1}; Z_3 = [C_L(p + \omega_L)]^{-1}. \quad (20)$$

Тогда (8) преобразуется к виду

$$J = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_3} = \frac{C_L + C_f}{C_f} \frac{p + \omega_{z.p.c.}}{p + \omega_f}. \quad (21)$$

В формулах (20) и (21) используются обозначения

$$\omega_f^{-1} = R_f C_f; \omega_L^{-1} = R_L C_L; \omega_{z.p.c.}^{-1} = R_L \| R_f (C_L + C_f).$$

При выполнении условия  $\omega_L = \omega_f = \omega_{z.p.c.}$  (z.p.c.—zero-pole cancellation); происходит компенсации полюса нулем и  $J$  не зависит от частоты:

$$J = (C_L + C_f)/C_f = C_0/C_f. \tag{22}$$

Дальнейшие вычисления сделаны в предположении справедливости условия компенсации полюса нулем.

Найдем выражение для входной проводимости

$$Y_{in} = Z_{in}^{-1} = pC_1 + C_L(p + \omega_{z.p.c.})/J + Ag_m/J. \tag{23}$$

Подставляем в (23) выражение для  $\omega_{z.p.c.}$  и учитываем, что в практических схемах  $R_L \sim 10^6$  Ом, а  $g_m^{-1} \sim 100$  Ом, следовательно,  $(JR_L)^{-1} \ll Ag_m/J$ . Получаем

$$Y_{in} = Z_{in}^{-1} = C_{in}(p + \alpha_{in}), \tag{24}$$

где  $C_{in} = C_1 + C_L/J \approx C_1 + C_f$  — реактивная составляющая импеданса ЗЧУ;  $\alpha_{in}^{-1} = (C_{in}R_{in})$  — постоянная времени входной цепи.

Активная составляющая входного импеданса ЗЧУ не зависит от частоты и равна

$$R_{in} = J/(Ag_m) = C_0/(C_f Ag_m). \tag{25}$$

Отклик входной цепи на сигнал в виде токовой  $\delta$ -функции

$$U_{in}(t) = C_{in}^{-1} \exp(-\alpha_{in}t).$$

Согласно (8) выходной ток ПТ имеет такую же форму:

$$i(t) = -Ag_m/C_{in} \exp(-\alpha_{in}t). \tag{26}$$

Используя выражение для входного импеданса (24), перепишем передаточную характеристику  $G_1(p)$ :

$$G_1(p) = -Z_{in} Ag_m = -J\alpha_{in}/(p + \alpha_{in}), \tag{27}$$

откуда видно, что  $J$  фактически определяет усиление по току.

Напряжение на нагрузке  $Z_3$  определяем по формуле (9). Упрощаем выражение в скобках:

$$C_f(p + \omega_f) - Ag_m \approx -Ag_m$$

и пренебрегаем частотами, большими  $Ag_m/C_f \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Тогда выражение для передаточной функции по напряжению источника  $t_1$  примет следующий вид:

$$H_1(p) = -\frac{\alpha_{in}}{C_f} \frac{1}{(p + \alpha_{in})(p + \omega_f)}, \tag{28}$$

т. е. входной импульс напряжения нарастает с постоянной времени входной цепи  $\alpha_{in}^{-1}$  и медленно спадает с постоянной времени  $\omega_f^{-1}$ . Учитывая, что  $C_{in} = C_1 + C_L/J \approx C_1$ , и вводя постоянную

$\lambda = Ag_m C_1^{-1}$ , перепишем выражения для передаточных функций источника шума  $i_2$  резистора обратной связи  $R_f$  по току и напряжению:

$$G_2(p) = -\frac{p+\lambda}{p+\alpha_{1n}}; \quad (29)$$

$$H_2(p) = -\frac{1}{C_f} \frac{p+\lambda}{p+\alpha_{1n}} \frac{1}{p+\omega_f}. \quad (30)$$

Передаточные характеристики генератора  $i_{ch}$  — источника теплового шума канала ПТ находим аналогичным образом:

$$G_3(p) = A \frac{p+\omega_1}{p+\alpha_{1n}}; \quad (31)$$

$$H_3(p) = \frac{A}{C_0} \frac{p+\omega_1}{p+\alpha_{1n}} \frac{1}{p+\omega_f}. \quad (32)$$

Спектральные плотности (СП) шумов генераторов  $i_2$  и  $i_{ch}$  на выходе ЗЧУ можно записать на основании теоремы Карсона в виде

$$\left. \begin{aligned} N_2(\omega) &= 2kTR_f^{-1} |G_2(\omega)|^2; \\ M_2(\omega) &= 2kTR_f^{-1} |H_2(\omega)|^2; \\ N_3(\omega) &= 2kTg_m |G_3(\omega)|^2; \\ M_3(\omega) &= 2kTg_m |H_3(\omega)|^2, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

где  $G_{2,3}$  и  $H_{2,3}$  определяются формулами (29) — (32), если в них заменить переменную Лапласа на  $j\omega$ . Так как источники шума  $i_2$  и  $i_{ch}$  независимы, то полные СП шумов по току и напряжению на выходе ЗЧУ равны сумме их составляющих:

$$\begin{aligned} N(\omega) &= N_2(\omega) + N_3(\omega); \\ M(\omega) &= M_2(\omega) + M_3(\omega). \end{aligned} \quad (34)$$

Сравнение (27) с (29) показывает, что на частотах  $\omega \leq \lambda$  передаточные характеристики  $i_1$  и  $i_2$  совпадают, что наблюдается и в усилителе напряжения (рис. 1, з).

На рис. 2 приведены СП шумов выходных токов  $[N_{2,3}(\omega)]$  и напряжений  $[M_{2,3}(\omega)]$ , вычисленные по формулам (33). Для удобства кривые на одном рисунке отнормированы произвольным образом. Значения параметров ЗЧУ и детектора:

$$C_{in} = 20 \text{ пФ}; \quad g_m = 20 \text{ мА/В}; \quad R_f = 47 \text{ МОм}; \quad C_f = 1,1 \text{ пФ}.$$

Покажем теперь, что если измерять напряжение на выходе ЗЧУ, то при анализе шумов последний можно заменить усилителем напряжения (рис. 1, з). Так как  $M_2(\omega) > M_3(\omega)$  при частотах  $\omega < \omega_c$  [ $\omega_c$  — частота, на которой сравниваются СП шумов  $M_2(\omega_c) = M_3(\omega)$ ], то без заметной погрешности можно принять  $M_3 \approx \text{const}$  в этой области частот. При высоких частотах можно также считать  $M_3 = \text{const}$ , так как при оптимальном выделении сигнала из шума



все равно необходимо отфильтровать все частоты за пределами частотного спектра сигнала. Но, полагая шум канала белым (пунктир на рис. 2), мы как раз и приходим к схеме идеального усилителя напряжения. Для упрощения анализа часто полагают  $\omega_{z.p.c} = \omega_L = \omega_f$ , т. е. заменяют сигнал экспоненциальной формы на ступеньку, параллельный шум ( $i_2$ ) при этом заменяют потоком  $\theta$ -функций. Из рис. 2 можно видеть, что и такое упрощение не приводит к ошибке,

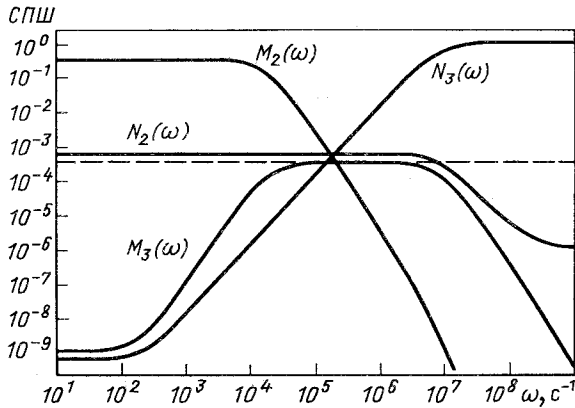


Рис. 2. Спектральные плотности шумов (СПШ) на токовом выходе ЗЧУ —  $N_{2,3}(\omega)$  и зарядовом —  $M_{2,3}(\omega)$

так как СП шума и квадрат модуля фурье-образа сигнала ( $i_1$ ) имеют одинаковую форму и одинаково преобразуются при операции отбеливания: во временной области сигнал будет иметь экспоненциальную форму с постоянной времени  $\omega_c^{-1}$ , а параллельный шум преобразуется в пуассоновский поток таких же экспонент. Как показано в [11], ENC при оптимальной фильтрации сигнала после ЗЧУ (на выходе детектора —  $\delta$ -функция) равен

$$ENC_{opt}^2 = 4kT \frac{C_1}{g_m} \left\{ \frac{g_m}{R_f} \right\}^{1/2}, \tag{35}$$

что совпадает с общеизвестным результатом для усилителя напряжения [12] (т. е. без обратной связи, рис. 1, з).

Если сигнал детектора — экспонента с постоянной времени  $\varepsilon^{-1}$

$$s(t) = \varepsilon \exp(-\varepsilon t), \tag{36}$$

то предельное энергетическое разрешение будет хуже [11]:

$$ENC_{opt}^2(\varepsilon) = 4kT \frac{C_1}{g_m} \left\{ \frac{g_m}{R_f} \right\}^{1/2} \left\{ 1 + \frac{\omega_c}{\varepsilon} \right\}. \tag{37}$$

Из этой формулы видно, что даже при оптимальной фильтрации конечная длительность сигнала детектора вносит ощутимый вклад в энергетическое разрешение «медленных» детекторов без внутреннего усиления, таких, как жидкоаргоновые и сцинтилляционные

с фотодиодным считыванием на основе ВГО, NaI (Tl), CsI (Tl) и другие калориметры.

**Соединение детектора и ЗЧУ при помощи длинной линии.** Из-за больших геометрических размеров современных и будущих детекторов частиц в физике высоких энергий приходится использовать один из следующих вариантов соединения детектора и предусилителя (ЗЧУ), изображенных на рис. 3. В схеме рис. 3, *a* головной элемент (обычно ПТ) монтируется непосредственно на электродах и соединяется с основным усилителем длинной полосковой линией или кабелем. Недостаток этого варианта очевиден — при выходе из строя

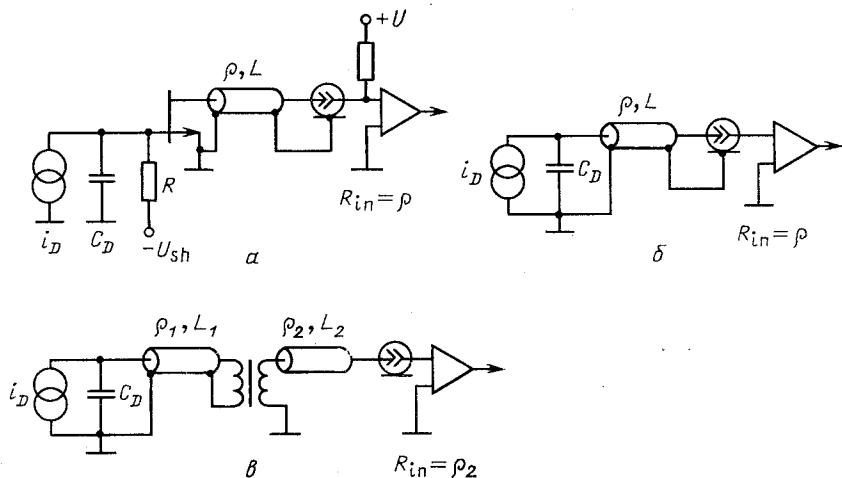


Рис. 3. Три способа соединения детектора и предусилителя при помощи длинной линии

головного элемента приходится разбирать весь детектор, что особенно затруднительно для  $4\pi$ -геометрии детекторов на встречных пучках или больших жидкоаргоновых калориметров. В варианте рис. 3, *б* емкость кабеля подключается непосредственно ко входу ЗЧУ параллельно емкости детектора, что ухудшает отношение сигнал/шум. В схеме рис. 3, *а* для улучшения отношения сигнал/шум используется трансформатор. Этот вариант не может применяться при работе в сильных магнитных полях из-за насыщения феррита. Если длительность сигнала на выходе формирующего усилителя намного больше, чем время пробега сигнала по кабелю, то без большой погрешности можно при вычислении шумовых характеристик заменить кабель сосредоточенной емкостью. Однако требования к быстродействию детекторов непрерывно возрастают и при определенных соотношениях между  $C_d$ ,  $l$  и временем формирования  $\tau$  замена кабеля сосредоточенной емкостью может привести к большим погрешностям при вычислениях сигнал/шум. Рассмотрим передачу

сигнала детектора (токовая  $\delta$ -функция с амплитудой  $I_d$ ) на вход ЗЧУ с емкостно-резистивными обратной связью и нагрузкой (рис. 4, а). В этом случае входной импеданс является чисто активным и определяется выражением (25). Для анализа прохождения сигнала через кабель используем упрощенную схему, представленную на

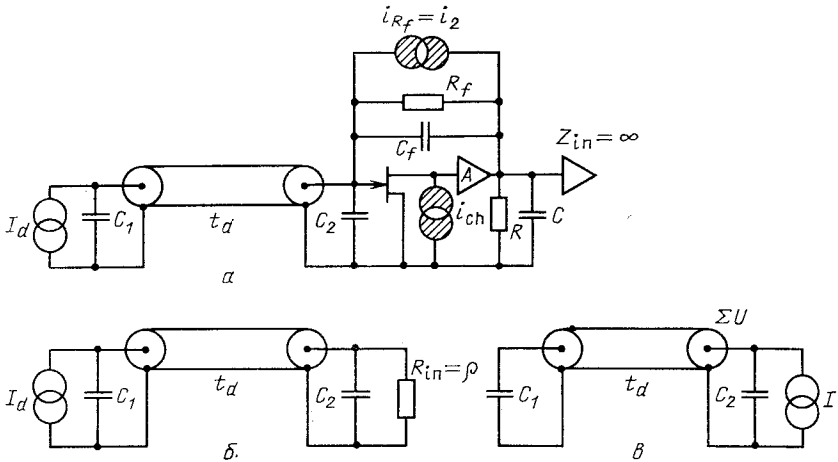


Рис. 4. Эквивалентные схемы для расчета шумов при передаче по кабелю сигнала с детектора  $C_1$  на ЗЧУ с «холодным» сопротивлением:

а — полная схема со всеми источниками сигнала и шума; б — упрощенная, для вычисления сигнала на выходе ЗЧУ; в — схема для вычисления импеданса кабеля, нагруженного на  $C_{1,2}$

рис. 4, б. Входное сопротивление считаем равным волновому сопротивлению кабеля  $R_{in} = \rho$ . Введем обозначения:

$$l_1 = \rho C_1, \quad l_2 = \rho C_2,$$

где  $C_{1,2}$  — емкости детектора и ЗЧУ соответственно.

Преобразование Лапласа напряжения на входе ЗЧУ будет равно

$$U_1(p) = \frac{I_d \rho}{1 + p C_1 \rho} \exp(-p t_d), \tag{38}$$

где  $t_d$  — время распространения сигнала по кабелю.

При наличии емкости  $C_2$  на входе ЗЧУ будут происходить отражения сигнала из-за нарушения согласования импеданса длинной линии с нагрузкой. Учет многократных отражений осуществляется прибавлением новых членов, имеющих вид

$$U_{1n} = \left\{ \frac{1 - p t_1}{1 + p t_1} \frac{-p t_2}{2 + p t_2} \right\}^{n-1} \frac{2 I_d \rho e^{-(1+2n)p t_d}}{(1 + p t_1)(2 + p t_2)}. \tag{39}$$

На рис. 5 показаны расчетные формы импульсов на токовом выходе ЗЧУ после 50-омного кабеля с учетом многократных отражений от входа ЗЧУ. Емкость детектора принималась равной  $C_1 = 400$  пФ,

входная емкость ЗЧУ  $C_2 = 200$  пФ (транзисторы SNJ 3600 и NJ 903L имеют входные емкости  $C_2 = 150$  пФ и  $C_2 = 600$  пФ при токе  $I_d = 20$  мА соответственно [13]). Как видно из рис. 5, вклад многократных отражений, связанных с наличием большой входной емкости, становится тем меньше, чем больше длительность сигнала детектора по сравнению со временем распространения сигнала по кабелю. При

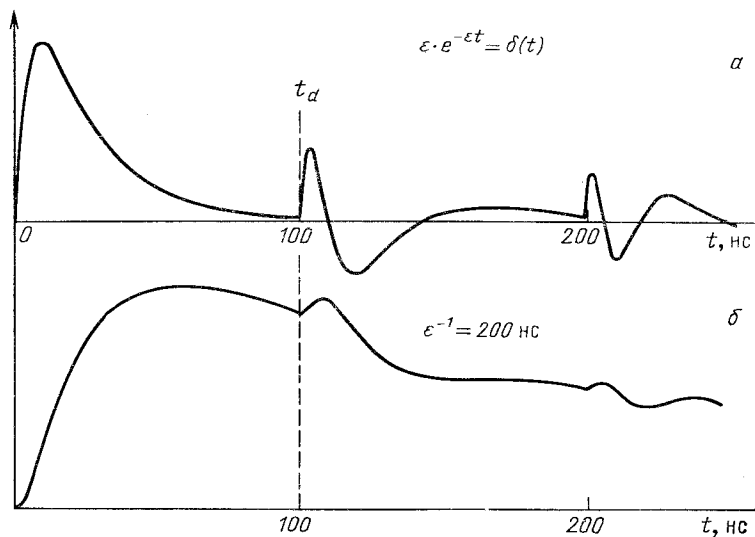


Рис. 5. Формы импульсов на токовом выходе ЗЧУ, искаженные многократными отражениями от концов длинной линии:

*a* — сигнал детектора  $\delta$ -функция; *б* — сигнал детектора — экспонента с постоянной времени  $\varepsilon^{-1} = 200$  нс

полном согласовании кабеля и входного импеданса усилителя (когда  $C_2$  можно пренебречь) вторичных отражений не происходит, и напряжение, создаваемое сигналом, будет определяться (38).

Для вычисления передаточных характеристик шума необходимо свести схему рис. 4, *a* к виду рис. 1, *a*, где  $Z_1$  — импеданс кабеля нагруженного с обеих сторон на емкости  $C_{1,2}$ , а затем использовать выражения (12), (17). Импеданс кабеля с емкостными нагрузками  $C_{1,2}$  вычисляем как отношение напряжения на емкости  $C_2$ , создаваемого заданным источником тока  $I$  и подключенным параллельно  $C_2$ , к величине  $I$ . Начальное значение напряжения на  $C_2$ :

$$U_1 = \frac{I\rho}{1 + \rho t_2}. \quad (40)$$

После отражения сигнала от емкости детектора на  $C_2$  с задержкой  $2t_d$  появится добавка

$$U_2 = \frac{1 - \rho t_1}{\rho t_1 + 1} \frac{2}{\rho t_2 + 1} U_1 e^{-2t_d \rho}. \quad (41)$$

Каждое отражение от нагрузок  $C_1$  и  $C_2$  дает множители

$$\gamma_{1,2} = (1 - pt_{1,2})(1 + pt_{1,2})^{-1}. \quad (42)$$

Задача, таким образом, сводится к суммированию слагаемых

$$U_n = \gamma_1^{n-1} \gamma_2^{n-2} \frac{2I_d \rho}{(1 + pt_2)^2} e^{-2(n-1)t_d p}, \quad n \geq 2, \quad (43)$$

с выражениями (40) и (41). Полное напряжение, создаваемое с учетом всех отражений, может быть приведено к виду

$$\sum U = \left\{ \frac{I\rho}{1 + pt_2} + \frac{\gamma_1}{(1 + pt_2)^2} \frac{2I\rho \exp(-2t_d p)}{1 - \gamma_1 \gamma_2 \exp(-2t_d p)} \right\}. \quad (44)$$

Импеданс кабеля, нагруженного на емкости  $C_{1,2}$ , выражается следующим образом:

$$Z_1 = \frac{\sum U}{I} = \frac{\rho [1 + \gamma_1 \exp(-2t_d p)]}{(1 + pt_2) [1 - \gamma_1 \gamma_2 \exp(-2t_d p)]}. \quad (45)$$

Преобразуем выражение (6) для входного импеданса ЗЧУ:

$$Z_{in}^{-1} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2 + Z_3} + \frac{Ag_m Z_3}{Z_2 + Z_3} \cong \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{\rho}. \quad (46)$$

После подстановки (45) в (46) имеем

$$Z_{in} = \frac{\rho [1 + \gamma_1 \exp(-2t_d p)]}{2 + pt_2 + pt_2 \gamma_1 \exp(-2t_d p)}. \quad (47)$$

В дальнейшем будем считать, что  $t_2 = 0$  (это справедливо в случае  $C_1 \gg C_2$ ), и пренебрегать отражениями сигнала со стороны ЗЧУ. Тогда (47) упрощается:

$$Z_{in} = 0,5 \rho [1 + \gamma_1 \exp(-2t_d p)]. \quad (48)$$

СН шума канала  $i_{ch}$  может быть представлена в следующем виде:

$$S_{ch}(\omega) = G_3(j\omega) G_3(-j\omega) i_{ch}^2, \quad (-\infty < \omega < +\infty), \quad (49)$$

где  $i_{ch}^2 = 2kTg_m$ , а выражение для  $G_3$

$$G_3(p) = AZ_{in} Z_1^{-1} = 0,5A [1 - \gamma_1 \exp(-2t_d p)]. \quad (50)$$

Подставляем (50) в (49) и получаем

$$S_{ch}(\omega) = 2kTg_m A^2 \frac{1 + t_1^2 \omega^2 + c w (t_1^2 \omega^2 - 1) + 2 s w t_1 \omega}{1 + t_1^2 \omega^2}, \quad (51)$$

где введены обозначения  $c w = \cos(2t_d \omega)$ ,  $s w = \sin(2t_d \omega)$ .

Передаточную характеристику  $G_2(p)$  (12) источника тока  $I_2$ , связанного с шумом резистора обратной связи, переписываем:

$$G_2(p) = 1 + \frac{Z_1 Z_2 Ag_m}{Z_0 + Z_1 Z_3 Ag_m} = \frac{J_1 + \gamma_1 J_2 \exp(-2t_d p)}{2}. \quad (52)$$

Вводим обозначения:

$$J_1 = J + 1, \quad J_2 = J - 1; \quad J_3 = J^2 + 1; \quad J_4 = J^2 - 1.$$

Учитывая, что  $i_2^2 = 2kT/R_f$ , получаем выражение для СП шума, пересчитанной на выход ЗЧУ:

$$S_2(\omega) = 2kT/R_f [G_2(j\omega)G_2(-j\omega)] = \\ = 2kT/R_f \frac{(t_1^2\omega^2 + 1)J_3 + c\omega J_4(1 - t_1^2\omega^2) - 2s\omega J_4 t_1\omega}{2(1 + t_1^2\omega^2)}. \quad (53)$$

На рис. 6 представлены зависимости СПШ  $S_{ch}$  и  $S_2$  от частоты при следующих параметрах ЗЧУ и кабеля:

$$A = 1; g_m = 20 \text{ мА/В}; R_f = 4,7 \text{ МОм}; C_1 = 1 \text{ нФ}; \rho = 150 \text{ Ом}; \\ l = 10 \text{ м}.$$

Пунктиром на рис. 6 показана СП шумов ЗЧУ, нагруженного на сосредоточенную емкость. Расчетные зависимости эквивалентного шу-

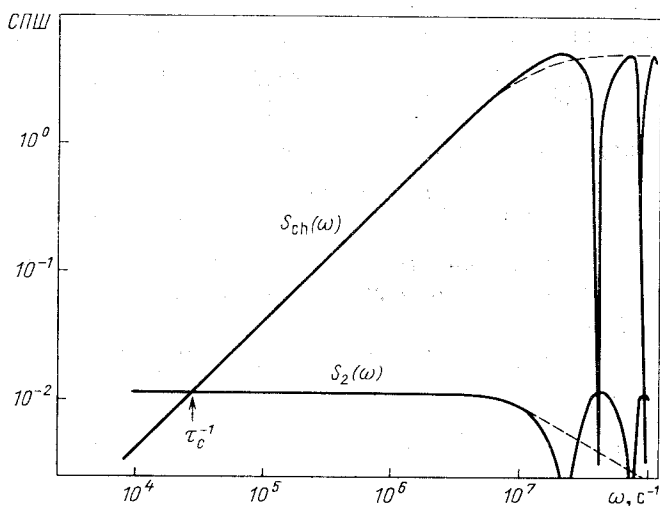


Рис. 6. СП шумов на токовом выходе ЗЧУ при подключении детектора к усилителю через кабель

мового заряда ENC (FWHM)\* от  $C_{tot}$ , где  $C_{tot} = C_1 + C_c$  ( $C_c$  — емкость кабеля), при разных формировках противозащитного фильтра  $(RC)^2$  приведены на рис. 7. Параметры ЗЧУ те же,  $C_1 = 100$  пФ,  $\rho = 50$  Ом. Можно видеть, что: 1) зависимость ENC ( $C_1$ ) в случае сосредоточенной емкости линейная; 2) зависимость ENC ( $C_{tot}$ ) заметно отклоняется от линейной; 3) при больших длинах кабеля ENC ( $C_{tot}$ ) выходит на плато. В [14] изучалось влияние кабельной

\* FWHM — полная ширина на половине высоты спектра.

связи детектор — ЗЧУ на шумовые характеристики измерительного тракта и приводится экспериментальная зависимость ENC ( $C_{tot}$ )

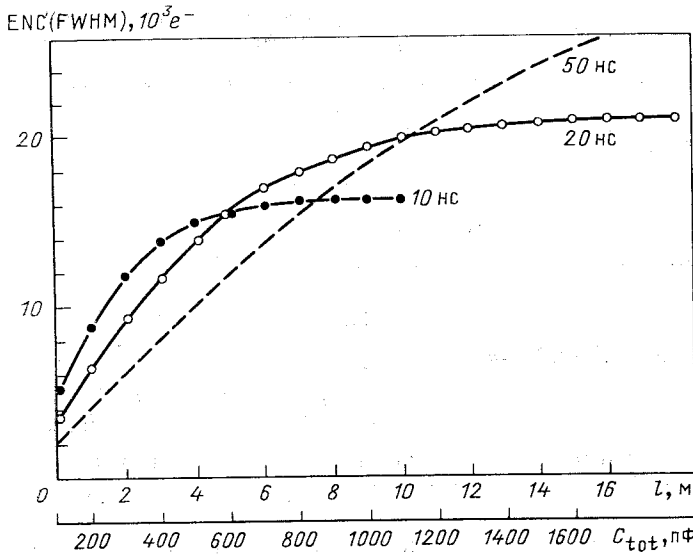


Рис. 7. Зависимость ENC ( $C_{tot}$ ), где  $C_{tot} = C_1 + C_c$  (емкость кабеля  $C_c$  варьируется) при разных длительностях противозащумового фильтра  $(RC)^2$  (цифры около кривых). Параметры, принятые при расчетах:  $C_1 = 100$  пФ;  $q_m = 20$  мА/В;  $R_f = 4,7$  МОм;  $\rho = 50$  Ом

для усилителя, собранного на биполярных транзисторах. Результаты, полученные экспериментально, подтверждают расчетные шумовые характеристики, представленные на рис. 7.

## 2. ЭЛЕКТРОНИКА ДЛЯ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ ДЕТЕКТОРОВ

При высоких скоростях счета ( $>10^5$  имп./с) предусилитель на биполярных транзисторах (БТ) имеет большее отношение сигнал/шум, чем предусилитель на ПТ [15]. В этом разделе рассмотрены шумовые характеристики БТ и приведены четыре схемы малозумящих предусилителей.

**Эквивалентный шумовой заряд биполярного транзистора.** Эквивалентная схема шумящего БТ показана на рис. 8, а. Три источника шумов имеют спектральные плотности:

$$\frac{d}{df} \overline{e_{BB'}^2} = 4kT\Gamma_{BB'}; \tag{54}$$

$$\frac{d}{df} \overline{i_B^2} = 2qI_B; \tag{55}$$

$$\frac{d}{df} \overline{i_c^2} = 2qI_c, \tag{56}$$

где  $I_B$  и  $I_C$  — токи базы и коллектора;  $q$  — заряд электрона. Пересчет СПШ на выход (коллектор) дает [15]:

$$N(\omega) = 2qI_C = \left\{ 1 + \frac{C_D^2}{(C_D + C_B)^2} \frac{\omega^2 \tau_0^2 g_m r_{BB'}}{(1 + \omega^2 \tau_0^2)} + \frac{\beta^2}{B} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \right\}, \quad (57)$$

где  $C_D$  — емкость детектора;  $C_B$  — собственная емкость БТ;

$$g_m = qI_C / (kT) \quad (58)$$

— крутизна БТ;

$$B = I_C / I_B, \quad \beta = dI_C / dI_B; \quad (59)$$

$$\tau_0 = \beta g_m^{-1} (C_D + C_B). \quad (60)$$

Выражение (57) позволяет вычислить ENC БТ:

$$ENC(FWHM) = 2,35 \frac{\left[ 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} N(\omega) |F(\omega)|^2 d\omega \right]^{1/2}}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jt\omega) S(\omega) F(\omega) d\omega \right]_{t_{\max}}}, \quad (61)$$

где  $S(\omega)$  — частотная передаточная характеристика сигнала на выходе БТ, а  $F(\omega)$  — частотная характеристика фильтра, следующего за БТ.

Измерения ENC проводились по схеме рис. 8, б. Генератор прямоугольных импульсов  $\Gamma$  имеет фронт  $\leq 5$  нс, так что на вход БТ

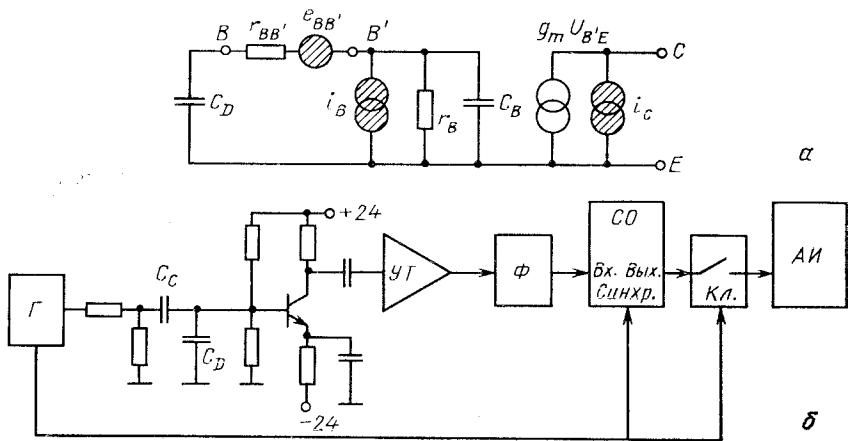


Рис. 8. Эквивалентная схема шумящего БТ (а) и схема измерения ENC (б)

подается импульс тока, имеющий вид  $\delta$ -функции:

$$i_D(t) = Q\delta(t). \quad (62)$$

Если  $U_\Gamma$  — амплитуда сигнала с генератора, то

$$Q = C_C U_\Gamma. \quad (63)$$



Емкость  $C_D$  имитирует емкость детектора. В качестве фильтра  $\Phi$  используется формирователь типа  $RC - CR$  с равными временами интегрирования и дифференцирования  $\tau$ . Стробоскопический осциллограф (СО) является идеальным пиковым детектором [16].

Зависимость ENC от  $C_D$ ,  $\tau$ ,  $I_C$  измерялась для различных типов БТ. Лучшими оказались КТ382 [17], КТ391, КТ399, КТ640, КТ3124 [18], КТ396 [19]. На рис. 9 точками показаны результаты измерений

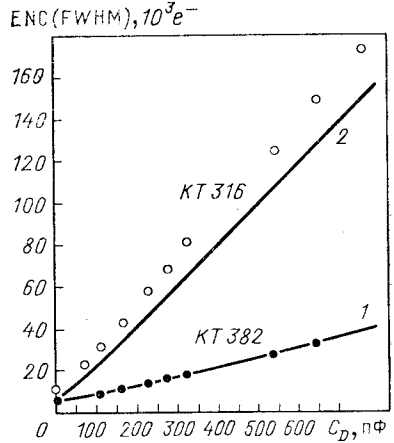
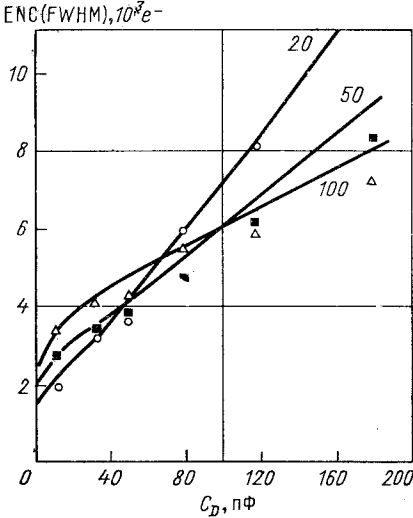


Рис. 9. Зависимость ENC от емкости детектора для транзистора КТ640 при  $I_C = 0,3$  мА:

точки — результат измерений, кривые — расчет по (8); цифры у кривых — значение  $\tau$  в нс

Рис. 10. Зависимость ENC от емкости детектора для транзисторов типа КТ316 ( $r_{BB'} = 300$  Ом) и КТ382 ( $r_{BB'} = 30$  Ом)

ENC для транзистора КТ640 при  $I_C = 0,3$  мА и  $\tau = 20, 50$  и  $100$  нс. Сплошные кривые — результаты расчетов по (61). Видно, что расчет совпадает с измерениями в пределах 10—15%. Неплохое согласие дает возможность провести исследование зависимости ENC от параметров транзистора ( $\beta, r_{BB'}, f_T, I_C$ ) и условий измерения ( $\tau, C_D$ ), не прибегая к трудоемким измерениям.

Подробный анализ проделан в работе [17] и показывает:

1. Существует оптимальное  $\tau$ , растущее при уменьшении  $I_C$ .
2. При фиксированном  $\tau$  существует оптимальный ток  $I_C$ , который уменьшается при увеличении  $\tau$ .
3. При увеличении  $\beta$  зависимость ENC ( $C_D$ ) смещается вниз без изменения наклона.
4. Уменьшение граничной частоты  $f_T$  от 3 до 0,3 ГГц заметно увеличивает ENC лишь в области малых  $C_D < 10$  пФ.

5. Наклон зависимости ENC ( $C_D$ ) увеличивается при увеличении  $r_{BB'}$ . При этом значение ENC при  $C_D = 0$  не изменяется.

На рис. 10 показаны зависимости ENC ( $C_D$ ) при  $\tau = 20$  нс для транзисторов КТ382 ( $r_{BB'} = 30$  Ом, кривая 1) и КТ316 ( $r_{BB'} = 300$  Ом, кривая 2). Видно, что выбор головного элемента с малым значением  $r_{BB'}$  является существенным.

К сожалению, справочные данные не позволяют определить  $r_{BB'}$ . Рекомендованные в литературе методы измерения распределенного сопротивления базы [20, 21] либо слишком трудоемки, либо требуют специальной аппаратуры, которой обычно нет в ядерно-физической лаборатории. При массовом изготовлении малошумящих усилителей необходима отбраковка транзисторов, поэтому метод измерения  $r_{BB'}$  должен быть прост. В [15] нами предложен метод, удовлетворяющий этому условию. Он основан на измерении СПШ/БТ на фиксированной частоте при включении БТ по схеме с общим эмиттером.

Используя этот метод, мы провели измерение  $r_{BB'}$  у 43 типов отечественных БТ ВЧ- и СВЧ-диапазонов [15, 19, 22, 23]. В результате найдены типы БТ, пригодные для использования в качестве голов-

Таблица 2. Характеристики отечественных биполярных транзисторов

Тип БТ	Полярность	$f_T$ , ГГц	$\beta$	$r_{BB'}$ , Ом
КТ368	$n-p-n$	0,9	90—150	20—35
КТ382	$n-p-n$	1,8	100—220	25—45
КТ391	$n-p-n$	6,0	50—130	15—30
КТ399	$n-p-n$	1,8	85—110	5—9
КТ3124	$n-p-n$	6,0	60—150	14—36
КТ3132	$n-p-n$	5,6	100—160	14—20
КТ640	$n-p-n$	4,0	50—170	5—11
КТ3109	$p-n-p$	0,8	40—100	10—30
КТ3127	$p-n-p$	0,6	30—75	20—30
КТ396	$n-p-n$	2,8	150—210	7—15
КТ3121	$n-p-n$	2,5	40—60	8—16
КТ629	$p-n-p$	—	40—70	3,5—5

ного элемента малошумящего предусилителя (табл. 2). Значения  $f_T$  — справочные [24].

На практике лучшие результаты получены с БТ типов NEO21, NE578, NE734, BFT25 [25, 26]. В [27] приведены результаты измерения и расчетов ENC для транзисторов NEO21, NE635, NE645 и NE681. Сравнение с отечественными транзисторами показывает, что КТ640 не уступает по ENC лучшим японским транзисторам.

**Малошумящие усилители на биполярных транзисторах.** Из опубликованных схем малошумящих предусилителей (ПУ) на БТ выделяется своей простотой и техническими характеристиками схема [28], собранная по схеме ОЭ — ОК (первый транзистор включен

по схеме с общим эмиттером, второй — с общим коллектором). Однако для получения высокого быстродействия эта схема требует использования в качестве головного элемента транзистора с очень малой емкостью коллектор — база, что не всегда возможно. Более подходящей является, на наш взгляд, конфигурация ОЭ — ОБ (каскад), которая к тому же отличается высокой устойчивостью и не критичностью к монтажу.

На основе этой конфигурации создано три ПУ, параметры которых приведены в табл. 3, а схемы — на рис. 11—13.

Таблица 3. Параметры разработанных малошумящих усилителей

Схема усилителя	Рис. 11 [29]	Рис. 12 [30]	Рис. 13 [31]
Технология	Тонкопленочная	«РИТМ»	Дискретная
Число каналов на подложке	11	4	16
Размер подложки, мм <sup>2</sup>	40×60	20×50	120×80
Длительность выходного импульса на уровне 0,1 амплитуды, нс	70	20	15
Время нарастания (от уровня 0,1 до 0,9), нс	—	4	4
Коэффициент преобразования при $C_D=0$ , мкВ/электрон	0,086	0,50	1,0
ENC (FWHM) при $C_D=0$ , $10^3 e^-$	4—5	3—4	2,5—3
Потребляемая мощность одного канала, мВт	80	90	110
Входное сопротивление, Ом	380	150	100
Наводка на соседний канал	2%	0,6%	—

Перечисленные предусилители пригодны для использования с любыми детекторами малой емкости, однако электронный канал быстродействующего газового детектора должен содержать усилитель-формирователь, в котором реализованы цепочки, подавляющие гиперболический хвост импульса с детектора (цепочки компенсации полюса нулем [32, 33]).

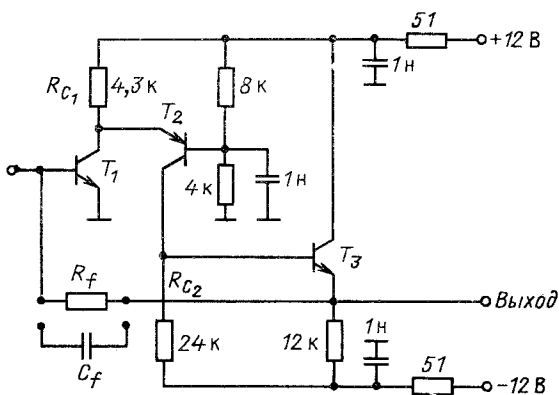


Рис. 11. Принципиальная схема гибридного предусилителя:  
 $T_1, T_2, T_3$  — соответственно КТ384, КТ370, КТ354. Емкость обратной связи  $C_f$  — внешняя,  
 $R_f = 25$  кОм

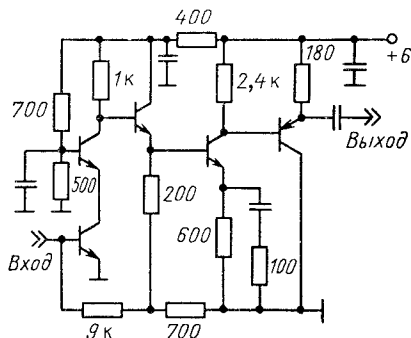


Рис. 12. Принципиальная схема гибридного быстродействующего усилителя.  
 Все *pnp*-транзисторы — типа КТ396, *nnp* — КТ364. Емкости — 10 пФ

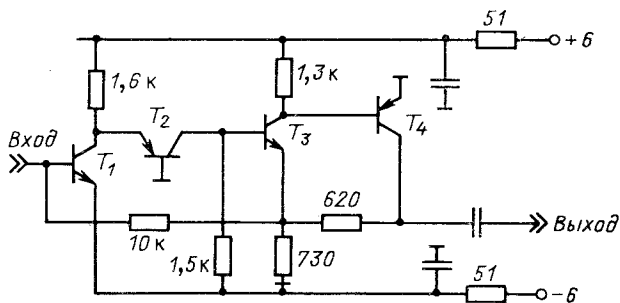


Рис. 13. Принципиальная схема быстродействующего усилителя на дискретных  
 элементах.  $T_1, T_3$  — КТ399,  $T_2, T_4$  — КТ363. Все емкости — 47 пФ

На рис. 14 приведена схема линейной части электронного тракта многопроволочной пропорциональной камеры (МПНК), рассчитанная на работу с малым газовым усилением в условиях больших загрузок. Первые три БТ образуют предусилитель. Емкость  $C_1$  в эмиттере  $T_2$  укорачивает импульсную характеристику предусилителя. Минимальная длительность выходного сигнала 10 нс (на уровне 0,1 амплитуды) достигается при  $C_1 = 130$  пФ.

Транзисторы  $T_4 - T_6$  образуют усилитель-формирователь с входным сопротивлением 50 Ом. Емкость  $C_2$  укорачивает гиперболический спад сигнала и подбирается для конкретных детекторов и газовых смесей.

Импульсная характеристика всего тракта при  $C_2 = 68$  пФ имеет длительность 12 нс и коэффициент преобразования 2 мкВ/электрон.

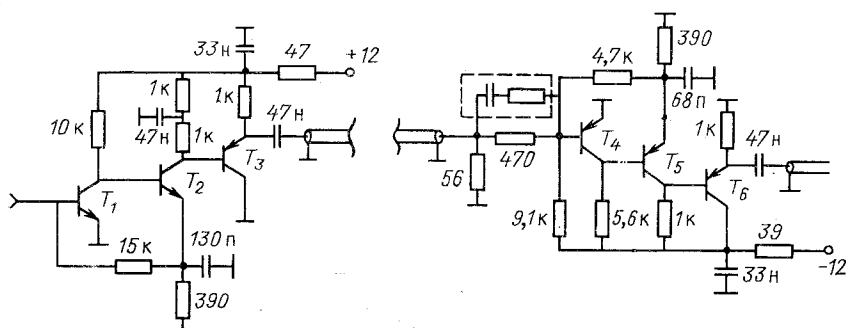


Рис. 14. Принципиальная схема усилителя для быстродействующих газовых детекторов.  $T_1$  — КТ399,  $T_2$  — КТ371,  $T_3 - T_6$  — КТ363

При  $C_D = 0$  шумовой заряд  $ENC = 3 \cdot 10^8 e^-$ . Следует отметить, что данный усилитель, имея такие же временные, амплитудные и шумовые характеристики, что и схема, предложенная в работе [34], намного проще последней. В усилителе [34] используется 20 транзисторов и 52 резистора.

**Быстродействующие газовые детекторы.** Увеличение скорости счета МПНК достигается следующими способами:

1. Уменьшение расстояний анод — анод и анод — катод. Однако это сопряжено со значительными технологическими трудностями.
2. Выбор газовых смесей с большими дрейфовыми скоростями.
3. Уменьшение коэффициента газового усиления (КГУ). Это требует использования малошумящего усилителя.

В работе [34] исследовались различные варианты конструкций МПНК при заполнении их «быстрыми» газовыми смесями на основе фреона-14 ( $CF_4$ ) и углеводородов и была достигнута загрузка  $2 \times 10^6$  част./с на проволочку. В [34] подчеркнуто, что необходимо использовать  $CF_4$  высокой чистоты. Это вызывает сомнения, так как этот газ электроотрицательный. Тем не менее необходимо убедиться, что можно использовать промышленный отечественный  $CF_4$ .

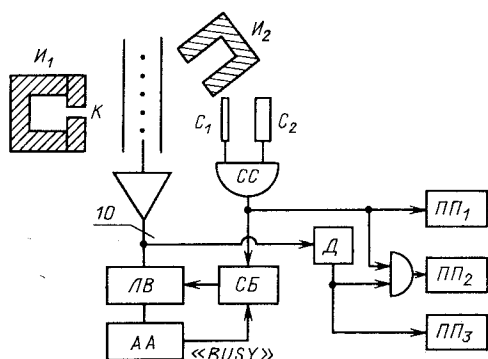


Рис. 15. Схема измерения счетных и амплитудных характеристик камеры

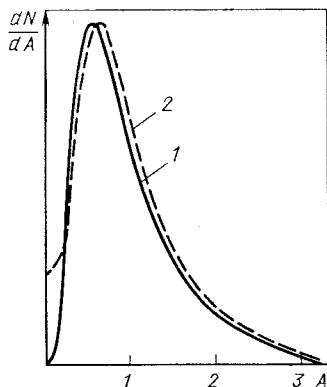


Рис. 16. Амплитудные распределения импульсов с камеры при малой интенсивности (1) и загрузке  $0,5 \cdot 10^6$  част./с на проволочку (2)

Измерения проводились с тремя конфигурациями газовых зазоров на смеси  $\text{CF}_4 + 20\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ . Во всех трех случаях использовался усилитель, изображенный на рис. 14 (с непринципиальными изменениями во втором каскаде).

Измерения счетных и амплитудных характеристик проводились по схеме рис. 15. Источник  $I_1$  ( $^{106}\text{Ru}$ ) имитировал пучок,  $I_2$  ( $^{90}\text{Sr}$ ) создавал фоновую нагрузку. Д — дискриминаторы, СС — схема совпадений, ПП — пересчетный прибор. Амплитудный спектр измерялся 16-канальным 12-битным АЦП (АА). Временное разрешение измерялось по кривой задержанных совпадений. КГУ определялся по амплитуде сигнала от источника  $^{55}\text{Fe}$ .

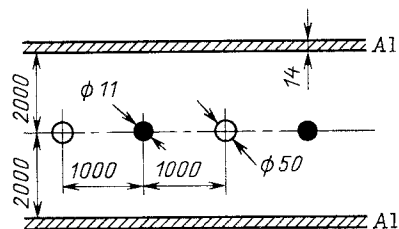


Рис. 17. Конструкция минидрейфовой камеры. Размеры даны в мкм. Катод — алюминиевая фольга толщиной 14 мкм

ствительная область имеет диаметр 12 см.

Плато счетной характеристики начинается от 4 кВ и имеет ширину более 1,5 кВ. КГУ в начале плато  $\approx 10^3$ . Форма импульса на выходе усилителя имеет симметричную колоколообразную форму длительностью 20 нс по основанию. Амплитудный спектр имеет форму, близкую к распределению Ландау, и практически не искажается при фоновой загрузке  $0,5 \cdot 10^6$  част./с на проволочку, что в пересчете на

1. МППК [35]. Зазор анод — катод 4 мм, анод — анод 1 мм, диаметр анодных проволок 10 мкм, катодных — 100 мкм, чув-

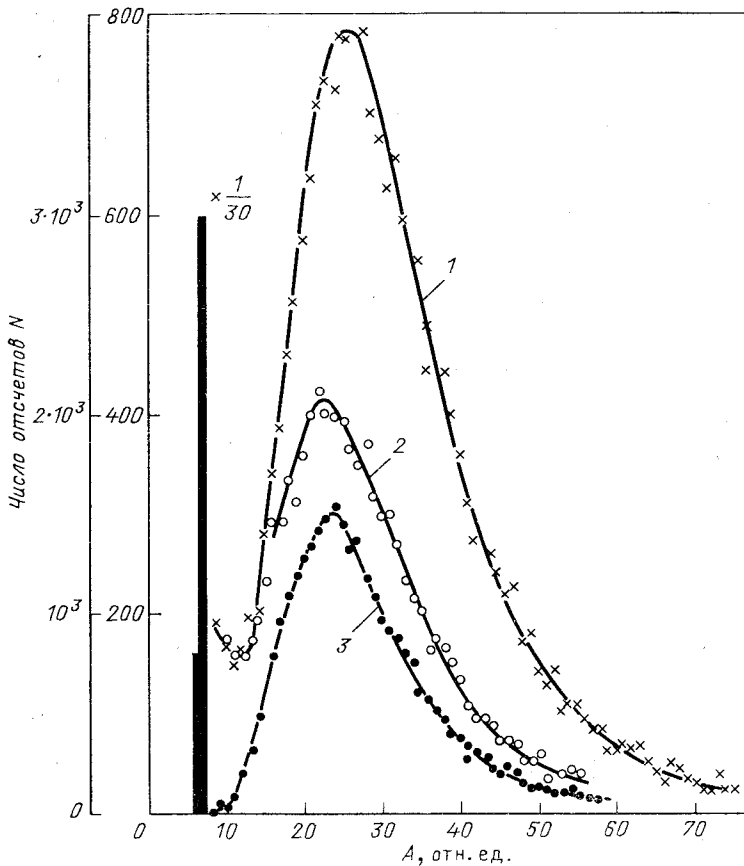


Рис. 18. Амплитудные распределения импульсов с одной проволоочки при малой интенсивности (1) и при загрузке  $1,3 \cdot 10^6$  част./с на проволоочку (2). Кривая (3) — амплитудное распределение при суммировании импульсов с трех проволоочек при малой интенсивности. Зачервлен пьедестал, размытый шумами электроники. Левая шкала оси ординат относится к спектру (2). Напряжение на камере 1700 В

минимально ионизирующие частицы дает  $1,6 \cdot 10^6$  част./с (рис. 16). Временное разрешение (FWHM) равно 6,7 нс. Наводка на соседней проволоочке составляет 20—30 % от амплитуды на сработавшей.

2. *Минидрейфовая камера* [36]. Конструкция камеры схематично изображена на рис. 17. Чувствительная область имеет диаметр 10 см. Длительность сигнала 15 нс с выбросом обратной полярности 20 % от амплитуды. Амплитудный спектр сдвигается в область малых амплитуд на 10% при фоновой загрузке  $1,3 \cdot 10^6$  част./с на проволоочку (рис. 18). Индукционный эффект 3 %. Плато счетной характеристики — от 1680 до 2030 В. Временное разрешение 5 нс.

3. Система пропорциональных трубок [37]. Трубки изготовлены из титана толщиной 50 мкм диаметром 2 мм и длиной 10 см. Анод имеет диаметр 20 мкм. Измерения проводились с системой из 64 трубок. Изменения во втором каскаде усилителя позволили уменьшить длительность отклика до 10 нс. Характеристики трубок аналогичны характеристикам минидрейфовой камеры.

Вопрос о старении детекторов из-за полимеризации остался неизученным, но малое значение КГУ ( $10^3 - 10^4$ ) позволяет надеяться, что детекторы имеют большой ресурс. Данные работы [38] показывают, что смесь  $CF_4 + 20\% C_4H_{10}$  является весьма устойчивой к полимеризации при высоких нагрузках.

Таким образом, использование быстродействующих малозумящих усилителей позволило получить нагрузочную способность  $10^6$  част./с на проволочку и временное разрешение 6 нс, что дает возможность использовать МППК для выработки триггерного сигнала вместо годоскопов сцинтилляционных счетчиков.

### 3. ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛА

Отношение сигнал/шум определяется характеристиками противозумового фильтра. В данном разделе рассмотрены различные типы фильтров.

**Предельная точность амплитудных измерений.** Структура измерительного тракта сигнала с детектора может быть представлена в виде, изображенном на рис. 19. Отношение сигнал/шум  $\eta$ , получаемое на выходе тракта, определяется спектрами сигнала и шума, частотной характеристикой фильтра  $F$  и типом преобразователя  $P$ . Фильтр  $F$ , при котором получается предельно достижимое  $\eta$ , называется оптимальным. В теории оптимальной фильтрации сигнала и шума обычно рассматривается случай, когда  $P$  — пиковый детектор, при этом доказано, что  $\eta$  не может быть больше, чем [39]:

$$\eta \leq \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|U(\omega)|^2}{N(\omega)} d\omega \right]^{1/2}, \quad (64)$$

где  $U(\omega)$  — фурье-образ сигнала, а  $N(\omega)$  — СШШ на входе фильтра. Например, если  $PA$  — зарядочувствительный предусилитель, то равенство в (64) достигается при фильтре  $F$ , имеющем импульсную характеристику вида «сusp»:

$$H(t) = \exp(-|t|/\tau_c). \quad (65)$$



Физически реализуемые фильтры дают эквивалентный шумовой заряд, больший, чем дает оптимальный фильтр:

$$ENC = \kappa ENC_{\text{cusp}},$$

где  $ENC_{\text{cusp}}$  — эквивалентный шумовой заряд, получаемый с фильтром (65), а  $\kappa$  — коэффициент превышения шума. Неравенство (64) означает, что в случае пикового детектора все фильтры кроме *cusp* имеют  $\kappa > 1$ . На практике пиковый детектор используют редко. Чаще работают с преобразователем заряд — цифра, иногда применяют более сложные преобразователи [40—44]. Это связано с тем, что в эксперименте, как правило, присутствует триггерный сигнал, который можно использовать для запуска преобразователя. Однако превзойти ограничение (64) не удавалось. Естественно спросить, возможны ли  $\kappa < 1$  для произвольных  $P$ ? В [45] нами показано, что неравенство (64) верно для произвольного закона преобразования  $P$ , только форма оптимального фильтра будет отличаться от (65).

Действительно, закон преобразования сигнал — цифра можно в общем случае записать в виде

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} P(t, t_m) V(t) dt, \tag{66}$$

где  $P(t, t_m)$  — алгоритм преобразования;  $t_m$  — один или несколько параметров, характеризующих временной масштаб этого преобразования.

Переходя к фурье-образам

$$V(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega) e^{j\omega t} d\omega; \tag{67}$$

$$P(t, t_m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, t_m) e^{j\omega t} d\omega, \tag{68}$$

перепишем (66) в виде

$$S = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega) P^*(\omega, t_m) d\omega. \tag{69}$$

Здесь учтено, что  $P(-\omega, t_m) = P^*(\omega, t_m)$ , так как  $P(t, t_m)$  — действительная функция  $t$ . Если  $h(\omega)$  — частотная характеристика фильтра, то удобно ввести обозначение

$$F(\omega, t_m) = P^*(\omega, t_m) h(\omega) \tag{70}$$

и тогда (69) примет вид

$$S = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) F(\omega, t_m) d\omega, \tag{71}$$

где  $U(\omega)$  — фурье-образ формы импульса на входе  $F$ .

Для шума аналогично:

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} P(t, t_m) \beta(t) dt. \tag{72}$$

Так как  $\langle \beta(t) \rangle = 0$ , то  $\langle N \rangle = 0$ . Тогда дисперсия шума будет

$$D = \langle N^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} dt' P(t, t_m) P(t', t_m) K_{\beta}(t' - t), \tag{73}$$

где  $K_{\beta}(t' - t) = \langle \beta(t) \beta(t') \rangle$  зависит только от разности  $t' - t$ , так как процесс  $\beta(t)$  стационарен.

Переходя от корреляционной функции  $K_{\beta}(t' - t)$  к СПШ  $N_{\beta}(\omega)$ :

$$K_{\beta}(t - t') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} N_{\beta}(\omega) e^{j\omega(t-t')} d\omega, \tag{74}$$

учитывая связь

$$N_{\beta}(\omega) = N_{\alpha}(\omega) |h(\omega)|^2, \tag{75}$$

где  $N_{\alpha}(\omega)$  — СПШ на входе фильтра, подставляя (75) в (74) и (74) в (73) и используя определение (70), получаем

$$D = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} N_{\alpha}(\omega) |F(\omega, t_m)|^2 d\omega. \tag{76}$$

Используя (71) и (76), записываем квадрат отношения сигнал/шум:

$$\eta^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) F(\omega, t_m) d\omega \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} N_{\alpha}(\omega) |F(\omega, t_m)|^2 d\omega}. \tag{77}$$

Введем обозначения

$$\begin{aligned} a(\omega) &= |N_{\alpha}(\omega)|^{1/2} F(\omega, t_m); \\ b(\omega) &= |N_{\alpha}(\omega)|^{-1/2} U(\omega) \end{aligned} \tag{78}$$

и перепишем (77) в виде

$$\eta^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} a(\omega) b(\omega) d\omega \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |a(\omega)|^2 d\omega}. \tag{79}$$

Воспользуемся неравенством Шварца

$$\left[ \int_{-\infty}^{\infty} a(\omega) b(\omega) d\omega \right]^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} |a(\omega)|^2 d\omega \int_{-\infty}^{\infty} |b(\omega)|^2 d\omega. \tag{80}$$

Равенство в (80) достигается при  $a(\omega) = kb^*(\omega)$ , где  $k$  — произвольное число, т. е. согласно (78):

$$[h(\omega)P(\omega, t_m)]_{\text{opt}} = U^*(\omega)/N_\alpha(\omega). \quad (81)$$

При этом

$$[\eta \leq \eta_{\text{max}} = \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|U(\omega)|^2}{N_\alpha(\omega)} d\omega \right]^{1/2}, \quad (82)$$

что точно совпадает с (64).

Таким образом, для любого типа преобразователя  $P$  существует оптимальный фильтр  $F$  с передаточной характеристикой  $h(\omega)$ , определенной в (81). При этом максимальное отношение сигнал/шум такое же, как для оптимальной системы фильтр — пиковый детектор.

**Стробируемый интегратор** Наибольшее распространение в экспериментах, по-видимому, получил преобразователь заряд — цифра (стробируемый интегратор, СИ), закон преобразования которого имеет вид

$$S = \int_{t_0}^{t_0+\Delta} V(t) dt, \quad (83)$$

где  $t_0$  — момент открывания ворот;  $\Delta$  — их длительность.

При оптимизации  $\eta$  необходимо расположить ворота относительно сигнала так, чтобы (83) было максимальным. При фиксированном  $\Delta$  существует оптимальное  $t_0$ . Действительно, дифференцируя (83) по  $t_0$  и приравнявая производную к нулю, получаем условие (стационарный шум от  $t_0$  не зависит):

$$V(t_0) = V(t_0 + \Delta), \quad (84)$$

имеющее простой геометрический смысл: строб-импульс нужно располагать относительно сигнала так, чтобы моменты отпираания  $t_0$  и запираания  $t_0 + \Delta$  соответствовали одному уровню сигнала.

Рассмотрим случай ЗЧУ с СПШ вида

$$N_\beta(\omega) = 2kTg_m^2R_s \frac{1 + \omega^2\tau_c^2}{\omega^2\tau_c^2} |h(\omega)|^2. \quad (85)$$

В этом случае (76) дает

$$D = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} N_\beta(\omega) \frac{4 \sin^2(\omega\Delta/2)}{\omega^2} d\omega. \quad (86)$$

Формула (86) лежит в основе расчетов ЕНС для СИ при RC — CR-фильтрации [46] и для треугольного фильтра [47]. На рис. 20, а показана зависимость  $\kappa$  от времени формирования  $\tau/\tau_c$  и длительности ворот  $\delta = \Delta/\tau$  для RC — CR-фильтра. Цифры у кривых — значение  $\kappa$  — 1 в %. Видно, что существует оптимум при  $\tau = 0,5 \tau_c$  и  $\Delta = 2,5\tau$ . При этом  $\kappa_{\text{min}} = 1,11$ .

При работе с пиковым детектором одним из лучших реализуемых фильтров является фильтр с треугольной импульсной характеристикой. При использовании СИ этот фильтр дает  $\kappa$ , показанное на рис. 20, б. Минимум достигается при  $\Delta = 0$  (СИ переходит в пиковый детектор) и  $\tau_{opt} = \tau_c \sqrt{3}$ . При этом  $\kappa_{min} = 1,075$ . Интересно

замечать, что  $\kappa$  имеет второй минимум в правой части рис. 20, б, но здесь  $\kappa \approx 1,14$ .

Одним из преимуществ СИ перед пиковым детектором является уменьшение ошибки наложений [46]. Рис. 21 иллюстрирует, насколько важно правильно выбрать относительную длительность ворот и постоянную фильтра для уменьшения длительности сигнала. Во всех случаях, показанных на рис. 21,  $\kappa$

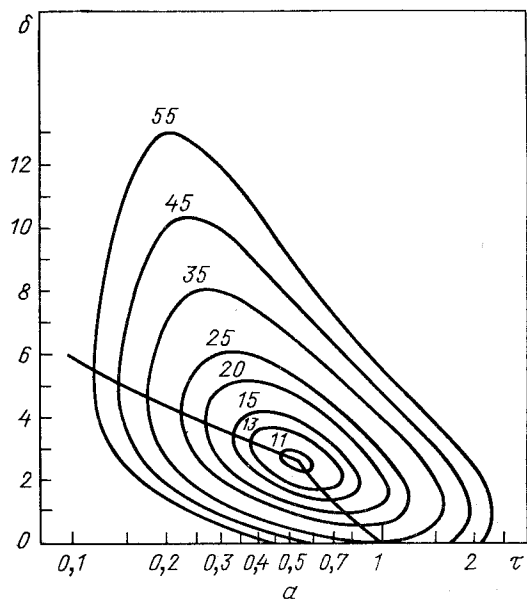
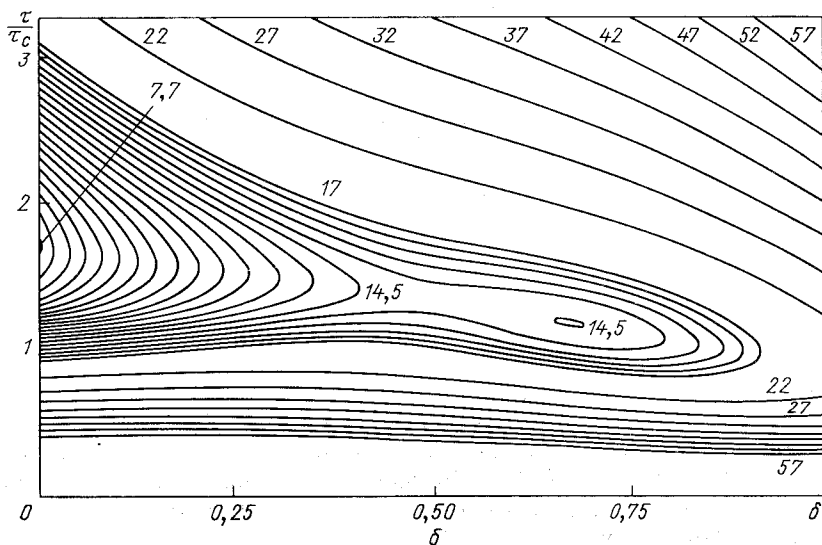


Рис. 20. Зависимость  $\kappa$  от  $\tau/\tau_c$  и  $\delta = \Delta/\tau$  для СИ:  
 а — при RC — CR-фильтрации;  
 б — для треугольного фильтра



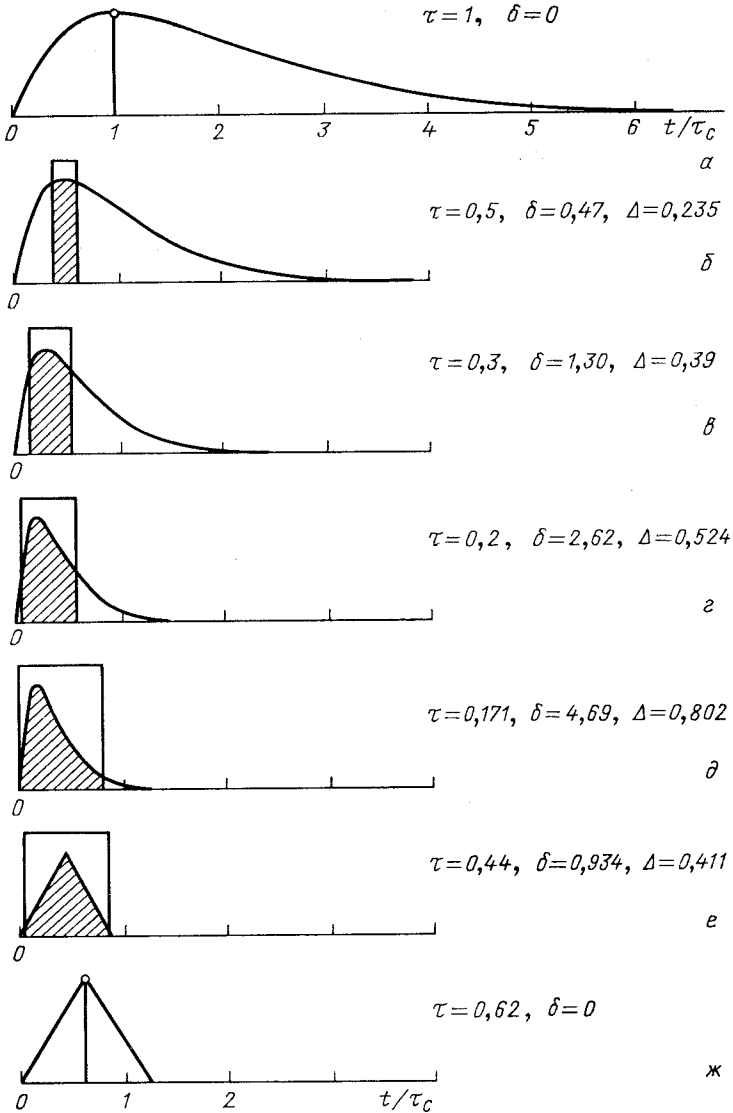


Рис. 21. Формы сигналов на входе СИ и относительные положения строб-импульсов (заштрихованные области), при которых  $\kappa = e/2$  для RC — CR фильтра (a — d) и треугольного фильтра (e, ж)

одинаково и равно  $e/2$  ( $e = 2,718\dots$ ). Минимальная длительность достигается при  $\tau = 0,17\tau_c$  для RC — CR-фильтра и  $\tau = 0,44\tau_c$  для треугольного фильтра. Сравнение рис. 21, d, e и рис. 21, a показы-

вает, что использование СИ вместо пикового детектора позволяет в 4—5 раз увеличить загрузочную способность детектора без ухудшения отношения сигнал/шум.

**Другие типы преобразователей.** Выявленные преимущества СИ позволяют предположить, что другие типы преобразователей также могут иметь свои преимущества. В [48] рассмотрена структура измерительного тракта, изображенная на рис. 22.  $F_1$  — фильтр,  $F_2$  — блок, реализующий закон преобразования входного сигнала в цифру. Схема работает следующим образом. В момент времени  $t = 0$  ключ  $SW_1$  замыкается и на выходе  $F_2$  наблюдается возрастающий

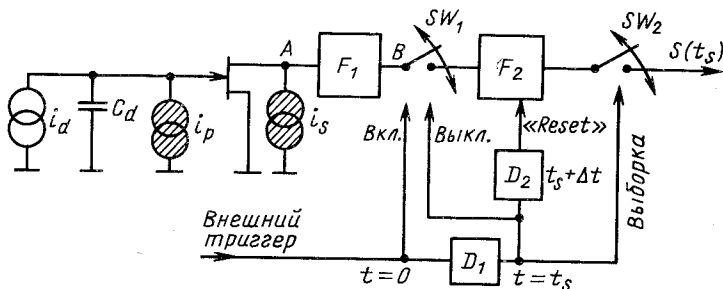


Рис. 22. Структура измерительного тракта

с течением времени сигнал  $s(t)$  и шум с нулевым средним и возрастающей дисперсией. В момент времени  $t_s$  ключ  $SW_2$  замыкается на бесконечно короткое время, т. е. на его выходе измеряется мгновенное значение смеси сигнала и шума. После этого по команде «Reset»  $F_2$  возвращается в исходное состояние. Будем искать оптимальное  $t_s$  и оптимальное расположение сигнала относительно момента  $t = 0$  для разных типов  $F_1$  и  $F_2$ .

1.  $F_1$  — идеальный дифференциатор. Если  $h(t)$  — импульсная характеристика фильтра  $F_2$ , то дисперсия шума конечна только при

$$h(0) = h(t_s) = 0, h'(0) < \infty, h'(t_s) < \infty. \quad (87)$$

ENC записывается как квадратичный функционал  $h(t)$ . Решение вариационной задачи дает импульсную характеристику оптимального  $F_2$  [48]:

$$h_{\text{opt}}(t) = \frac{\text{sh}(t/\tau_c)}{\text{sh}(t_s/2\tau_c)}, \quad (88)$$

причем сигнал должен появиться в момент времени  $\gamma t_s$ , где  $\gamma_{\text{opt}} = 1/2$ . При этом

$$\kappa^2 = \frac{\text{sh}(2t_s/\tau_c)}{2 \text{sh}^2(t_s/\tau_c)} \rightarrow 1 \text{ при } t_s \rightarrow \infty, \quad (89)$$

т. е. оптимальный фильтр в этом случае реализовать нельзя, как и в случае пикового детектора.

Одним из реализуемых законов преобразования является треугольный:

$$h(t) = \begin{cases} 2t/t_s, & 0 < t < t_s/2; \\ 2 - 2t/t_s, & t_s/2 < t < t_s. \end{cases} \quad (90)$$

Как показали вычисления, для него

$$\kappa = [t_s/6\tau_c + 2\tau_c/t_s]^{1/2}, \quad (91)$$

минимум достигается при  $t_s = 3,6 \tau_c$  и составляет

$$\kappa_{\min} = 1,075.$$

2.  $F_1$  — отбеливатель шума. Для ЗЧУ он имеет передаточную характеристику дифференциатора с постоянной времени  $\tau_c$ . Условие (87) теперь выполнять необязательно. В [48] рассмотрено три

Таблица 4. Факторы превышения шума  $\kappa$  для различных фильтров с импульсными характеристиками  $h(t)$

$h(t)$	$\kappa$	$\kappa_{\min}$
$(t_s - t) \exp(t/\tau_c),$ $0 < t < t_s$	$\frac{\exp(t_s/\tau_c)}{[\exp(2t_s/\tau_c) - 1]^{1/2}}$	1 при $t_s \rightarrow \infty$
$\text{sh}(2t_s/\tau_c),$ $t > 0$	$\frac{[\text{sh}(2t_s/\tau_c) - 2t_s/\tau_c]^{1/2}}{\text{sh}(2t_s/\tau_c) - (t_s/\tau_c) \exp(-t_s/\tau_c)}$	1 при $t_s \rightarrow \infty$
$t,$ $0 < t < t_s$	$\frac{(t_s/6\tau_c)^{1/2}}{1 - \frac{\tau_c}{t_s} [1 - \exp(-t_s/\tau_c)]}$	1,016 при $t_s = 2,1 \tau_c$

типа преобразователей для этого фильтра. В табл. 4 выписаны выражения для  $h(t)$ ,  $\kappa$  и  $\kappa_{\min}$ .

Для последнего случая (структура: отбеливатель — ключ — двойной интегратор) получился лучший на сегодня результат:

$$\kappa_{\min} = 1,016.$$

Таким образом, преобразователь заряд — цифра позволяет в несколько раз увеличить загрузочную способность по сравнению с пиковым детектором без ухудшения отношения сигнал/шум. Лучшее  $\eta$  среди реализуемых фильтров имеет, по-видимому, система отбеливатель — двойной интегратор, которая может быть реализована по твердотельной технологии.

#### 4. АМПЛИТУДНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ ТРАНСФОРМАТОРНОЙ СВЯЗИ ДЕТЕКТОРА И УСИЛИТЕЛЯ

Трансформаторы широко используются в ядерной электронике для согласования емкости детектора частиц и предусилителя [49—53]. Однако оптимизация параметров трансформатора (типоразмер феррита, числа витков и их отношения, форма и длительность противозумового фильтра) производится эмпирически, так как существующие методы расчета шумов трансформатора [51—55] грубы и мало пригодны для практического использования. Предположение бесконечной индуктивности обмоток трансформатора, используемое в перечисленных работах, автоматически приводит: 1) к расходимости интеграла СП шума и 2) к аperiodическому отклику трансформатора, хотя возможен и другой режим — колебательный. В силу

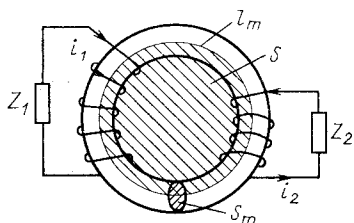


Рис. 23. Трансформаторная связь для согласования импедансов детектора  $Z_1$  и предусилителя  $Z_2$ ;  $S_m$ ,  $l_m$  — эффективные сечение и длина сердечника,  $S$  — площадь контура  $l_m$

перечисленных причин существующая теория, представленная в работах [51—55], не способна дать какие-либо рекомендации по оптимизации параметров трансформатора. В настоящем разделе достаточно строго рассмотрен метод расчета шумов трансформатора, устраняющий расходимость интеграла СП, отмеченную в [53, 54], а также выработаны практические рекомендации по выбору параметров трансформатора (тип феррита, числа витков в обмотках) и формирующей цепи (тип фильтра и его постоянная времени) в зависимости от условий эксперимента. В значительной мере материал настоящего раздела опирается на [56—59].

**Трансформатор как диссипативный четырехполюсник.** Трансформатор является диссипативным элементом, так как в сердечнике и омических сопротивлениях обмоток теряется энергия. В силу флуктуационно-диссипативной теоремы [60—62] трансформатор является и источником шума. Один из способов вычисления СП шума самого сердечника (феррита) заключается в использовании методов теории флуктуаций электрического поля [61, 62]. Вводим сторонние случайные электрический  $j_e$  и магнитный  $j_m$  токи. Тогда уравнения Максвелла запишутся в симметричном виде:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_e; \quad (92)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_m. \quad (93)$$



Так как в проводнике ток смещения пренебрежимо мал по сравнению с током проводимости, то в (93) можно отбросить член  $\partial \mathbf{D} / \partial t$ . Выделим в трансформаторе два контура  $L_m$  (эффективная длина сердечника) и  $L$  (длина одного витка) с натянутыми на них поверхностями  $S$  и  $S_m$  соответственно (рис. 23). Тогда, предполагая, что магнитное поле равномерно в сечении и отсутствует за его пределами, применим к (92) и (93) теорему Стокса и, переходя в частотную область, получим

$$\varepsilon_i = \frac{j\omega\mu'HS_m}{c} - \frac{4\pi}{c} S_m j m_i; \quad (94)$$

$$L_m H = (i_1 n_1 + i_2 n_2) 4\pi/c, \quad (95)$$

где  $\varepsilon_i = \oint E dL$  — ЭДС, индуцируемая в одном витке;  $\mu'$  — действительная часть магнитной проницаемости;  $i_1$  и  $i_2$  — токи, а  $n_1$  и  $n_2$  — число витков в первичной и вторичной обмотках соответственно. Учитывая, что

$$\varepsilon_i n_{1,2} = i_{1,2} Z_{1,2}, \quad (96)$$

из (94) — (96) получаем

$$\varepsilon_i = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{j\omega S_m \mu'}{L_m} \varepsilon_i \left( \frac{n_1^2}{Z_1} + \frac{n_2^2}{Z_2} \right) - \frac{4\pi}{c} j m S_m. \quad (97)$$

Вводя  $L_0$  — индуктивность на один виток:

$$L_0 = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{j\omega S_m \mu'}{L_m}, \quad L_{1,2} = L_0 n_{1,2}^2, \quad (98)$$

преобразуем (97) к виду

$$\varepsilon_i = \frac{4\pi}{c} \frac{j m S_m}{1 + j\omega L_1/Z_1 + j\omega L_2/Z_2}. \quad (99)$$

Для вычисления флуктуаций шумовых напряжений на импедансах  $Z_{1,2}$  используем известное выражение [62] для пространственных корреляций флуктуационных магнитных токов

$$\overline{j_m(r) j_m(r')} = kT\omega\mu''\delta(r-r')/4\pi^2, \quad (100)$$

где  $\mu''$  — мнимая часть магнитной проницаемости;  $r, r'$  — координаты магнитных токов;  $\delta(r-r')$  — дельта-функция Дирака.

Усреднив (100) по объему феррита  $V_m = S_m L_m$ , получим

$$\overline{j_{mv}^2} = kT\omega\mu''/(4\pi^2 S_m L_m). \quad (101)$$

Токи, протекающие в первичном и вторичном контурах, есть

$$i_{1,2} = \varepsilon_i n_{1,2}/Z_{1,2}. \quad (102)$$

Тогда, учитывая (99) и (101), СШ шумового тока во вторичном контуре запишется в виде

$$\overline{i_2^2(\omega)} = \frac{n_2^2}{|Z_2^2|} \overline{\varepsilon_i^2} = \frac{2kT\omega L_2 \operatorname{tg} \delta}{|Z_2^2| |1 + j\omega L_1/Z_1 + j\omega L_2/Z_2|^2}, \quad (103)$$

где  $\operatorname{tg} \delta = \mu''/\mu'$  — тангенс потерь сердечника. Легко видеть, что интеграл СП тока сходящийся. Если же рассматривать идеальный

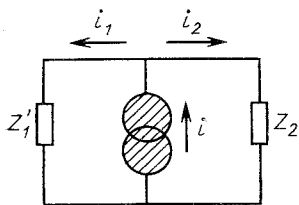


Рис. 24. Упрощенная эквивалентная схема для расчета теплового шума трансформатора при  $\omega L_{1,2} \gg |Z_{1,2}|$

трансформатор с очень большими  $L_{1,2}$ , такими, что  $\omega L_{1,2}/|Z_{1,2}| \gg 1$ , то

$$\overline{i_2^2}(\omega) = 2kT \frac{1}{\omega L_2} \operatorname{tg} \delta \frac{|Z_1'|^2}{|Z_2 + Z_1'|^2}, \quad (104)$$

где  $Z_1' = Z_1 n^2$  и интеграл от (104) будет иметь логарифмическую расходимость.

Из формулы (104) следует также эквивалентная схема рис. 24, в которой СП шума есть

$$\overline{i_2^2}(\omega) = 2kT \operatorname{tg} \delta / (\omega L_2). \quad (105)$$

Это результат, который использовался в [53—55].

В радиотехнике часто используют для повышения добротности и избирательности контуров сердечники с воздушным зазором. Такой прием позволяет действительно уменьшить тангенс потерь  $\operatorname{tg} \delta' = \operatorname{tg} \delta(\mu'/\mu)$ , где  $\mu'$ ,  $\mu$  — начальная и эффективная проницаемости сердечника, а  $\operatorname{tg} \delta$  — потери без зазора, однако шумовые характеристики от этого не улучшаются, как это следует из формулы (105).

**Подкритическое демпфирование трансформатора.** В настоящем разделе рассмотрен ЗЧУ, демпфирующий колебания трансформатора. Как показано в [57, 58], трансформатор в колебательном и аперiodическом режимах дает потенциально одинаковый ЕНС при оптимальной фильтрации. Расчетная схема для анализа шума и сигнала приведена на рис. 25, а. Здесь  $i_d$  и  $C_1$  — соответственно ток и емкость детектора [если особо не оговаривается, то  $i_d = \delta(t)$ ];  $E_{1,2}$  — шумовые генераторы напряжения первичной и вторичной обмоток. СП шумов первичной и вторичной обмоток, а также шум канала ПТ есть соответственно

$$\overline{E_{1,2}^2} = 2kTr_{1,2}; \quad \overline{i_{ch}^2} = 2kTg_m, \quad (106)$$

где  $r_{1,2}$  — омические сопротивления первичной и вторичной обмоток, а  $g_m$  — крутизна ПТ. При численных расчетах для ПТ предполагались параметры ПТ 2N4861:  $g_m = 20$  мА/В;  $C_2 = 20$  пФ. Зависимость описывающих тепловые потери в обмотках сердечника сопротивлений  $r_{1,2}$  от частоты не принималась во внимание (если обмотки выполнены из многожильного литцендрата  $\varnothing 40$  мкм, то

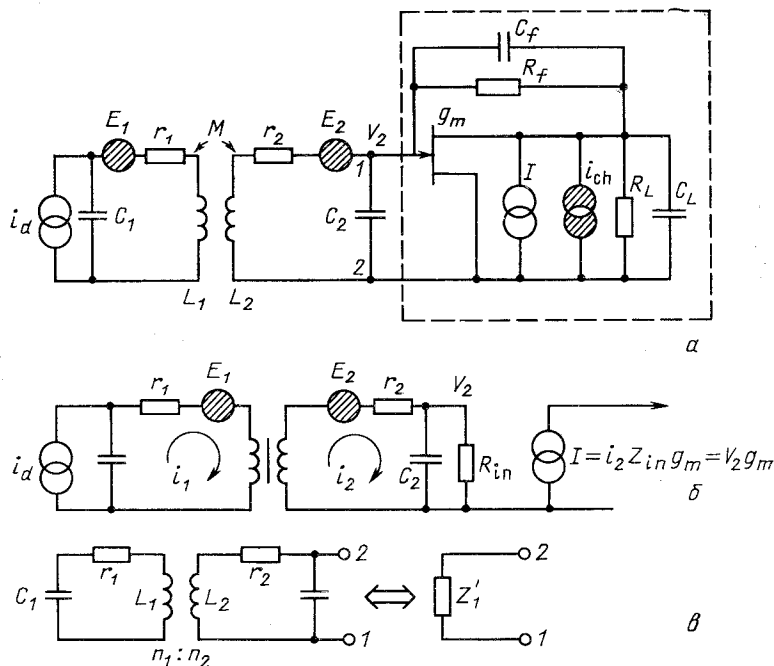


Рис. 25. Эквивалентные схемы для анализа тепловых шумов обмоток  $E_{1,2}$  и канала ПТЗЧУ при трансформаторной связи с детектором:

$a$  — полная;  $b$  — упрощенная, включающая только  $E_{1,2}$  и сигнал  $i_d$ ;  $c$  — для расчета вклада шума канала ПТ

$r_{1,2}$  будут частотно-независимы вплоть до 10 МГц), а  $E_1$  и  $E_2$  считались полностью некоррелированными. В схеме рис. 25,  $a$  отсутствует источник шума, описывающий магнитные потери в сердечнике, так как при оценке его вклада будет использовано выражение для флуктуаций контурного тока (103). Шум резистора обратной связи  $R_f$  можно также не учитывать, так как трансформатор, подключенный ко входу ЗЧУ, шунтирует  $R_f$  эквивалентным сопротивлением  $r_{1,2}Q^2$ , где  $Q$  — добротность трансформатора. В практических схемах [49, 50] условие  $R_f \gg r_{1,2}Q^2$ , как правило, выполнено с большим запасом. Магнитную проницаемость сердечника считаем достаточно высокой,  $\mu \gg 1$ , чтобы коэффициент магнитной связи между обмотками можно было положить равным единице.

Ток  $I$  отражает реакцию ПТ на напряжение на его затворе  $I = V_2 g_m$ . При вычислении  $V_2$  от источников  $i_d, E_{1,2}$  будем считать, что ЗЧУ (обведен на рис. 25,  $a$  пунктирной линией) можно заменить «холодным» резистором  $R_{in} = C_L / (C_f g_m)$ . Таким образом, мы приходим к эквивалентной схеме, показанной на рис. 25,  $b$ . Уравнения

для контурных токов  $i_{1,2}$ :

$$Z_1 i_1 + p M i_2 = E_1 + i_d / (p C_1); \quad (107)$$

$$Z_2 i_2 + p M i_1 = E_2, \quad (108)$$

где  $M = K (L_1 L_2)^{0,5}$ ,  $K = 1$  — коэффициент взаимной индукции обмоток, а  $Z_1 = p L_1 + r_1 + 1/(p C_1)$ ,  $Z_2 = p L_2 + r_2 + Z_{in}$  — полные последовательные сопротивления первичного и вторичного контуров. С учетом входной емкости ПТ  $C_2$  полный входной импеданс ЗЧУ равен [см. формулу (24)]:

$$Z_{in} = [C_2 (p + \beta_{in})]^{-1}, \text{ где } \beta_{in} = (R_{in} C_2)^{-1}.$$

Решая систему уравнений (107) — (108), запишем вклады в контурный ток  $i_2$  от различных источников:

$$i_2(i_d) = \frac{i_d M}{C_1 A(p)}; \quad i_2(E_1) = \frac{E_1 p M}{A(p)}; \quad i_2(E_2) = \frac{E_2 Z_1}{A(p)}, \quad (109)$$

где

$A(p) = Z_1 Z_2 - p^2 M^2$ ;  $Z_1 = p L_1 + r_1 + 1/(p C_1)$ ;  $Z_2 = p L_2 + r_2 + Z_{in}$ . Составляющие тока ПТ ЗЧУ от различных источников сигнала и шума согласно формулам (9), (12), (17):

$$\left. \begin{aligned} I(i_d) &= i_2(i_d) Z_{in} g_m; \\ I(E_1) &= i_2(E_1) Z_{in} g_m; \\ I(E_2) &= i_2(E_2) Z_{in} g_m. \end{aligned} \right\} \quad (110)$$

Рассмотрим вклад шума канала ПТ. Пусть  $Z_1$  — импеданс входной цепи, который «видит» ЗЧУ, т. е. импеданс со стороны клемм 1, 2 (рис. 25, в). Нетрудно показать, что

$$Z_1 = (Z'_1 Z'_2 - Z'_1 Z_c - p^2 M^2) (Z'_1 Z'_2 - p^2 M^2)^{-1} Z_c, \quad (111)$$

где

$$Z'_{1,2} = p L_{1,2} + r_{1,2} + 1/(p C_{1,2}), \quad Z_c = 1/(p C_2).$$

Тогда согласно (18) на выходе ЗЧУ источник тока  $i_{ch}$  даст следующий отклик:

$$I(i_{ch}) = i_{ch} \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_1 Z_2 g_m}, \quad (112)$$

где  $Z_2 = R_f \parallel C_f$ ,  $Z_3 = R_L \parallel C_L$ , а  $Z_1$  определяется выражением (111). Вклад шума феррита в выходной ток ЗЧУ находим, используя формулу (100) для наводимой на одном витке ЭДС  $\varepsilon_i$ . Величина  $\varepsilon_i$  связана с импедансами  $Z''_{1,2}$  нагрузок первичной и вторичной обмоток соотношением

$$\varepsilon_i = \frac{4\pi}{c} \frac{U_f}{1 + p L_1 / Z''_1 + p L_2 / Z''_2}, \quad (113)$$

где

$$\begin{aligned} \overline{U_f^2} &= 2kT \omega L_2 \operatorname{tg} \delta; \quad \operatorname{tg} \delta = \mu''/\mu', \\ Z''_1 &= r_1 + 1/(p C_1); \quad Z''_2 = r_2 + Z_{in}. \end{aligned}$$

На выходе ЗЧУ шумовая ЭДС  $\varepsilon_i$  даст следующее значение тока:

$$I(f) = \varepsilon_i \frac{n_2 g_m Z_{in}}{r_2 + Z_{in}}. \quad (114)$$

СП отдельных составляющих шума получаются после перехода от переменной Лапласа  $p$  к  $j\omega$  и перемножения выражений (110), (112) и (114) на комплексно-сопряженные (отмечены \*):

$$\left. \begin{aligned} H^2(E_1) &= I(E_1) I(E_1)^*; \\ H^2(E_2) &= I(E_2) I(E_2)^*; \\ H^2(i_{ch}) &= I(i_{ch}) I(i_{ch})^*; \\ H^2(f) &= I(f) I(f)^*. \end{aligned} \right\} \quad (115)$$

Поскольку все источники шума независимы, то СП полного шума равна сумме СП его составляющих:

$$N(\omega) = H^2(E_1) + H^2(E_2) + H^2(i_{ch}) + H^2(f). \quad (116)$$

На рис. 26, *a* представлены СП отдельных составляющих шума на токовом выходе ЗЧУ, вычисленные по формулам (115). Параметры, принятые при расчетах, перечислены в подписи к рис. 26. Суммарная СП шумов обмоток трансформатора и канала ПТ (кривая  $I + 2 + ch$ ), СП теплового шума феррита (кривая  $f$ ) и энергетический спектр сигнала ( $S$ ) приведены на рис. 26, *б*. Минимум полной СПШ достигается на частоте  $\Omega_T = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  — резонансной частоте трансформатора, нагруженного на емкости  $C_{1,2}$ . Глубина этого минимума определяется суммой шумов канала ПТ и сердечника трансформатора. Частота  $\omega_0$  — собственная частота колебаний во вторичном контуре. Видно, что для феррита марки К1 (его характеристики приведены в табл. 5) и выбранных параметрах трансформатора и

**Таблица 5. Характеристики ферритов. Определения:  $f'$ ,  $f''$  — частоты, при которых  $\text{tg } \delta = \mu''/\mu'$  равен 0,1 и 0,02 соответственно;  $\mu''$  и  $\mu'$  — действительная и мнимая части магнитной проницаемости;  $\mu_i$  — начальная магнитная проницаемость**

Марка феррита	Производитель	$f'$ , МГц	$f''$ , МГц	$\mu_i$
K1	Siemens	25	18	80
3B7 (N28)	Philips (Siemens)	0,6	0,2	2300
3D3 (M33)	Philips (Siemens)	1,5	0,8	650
50BЧ2	СССР	60	35	50

ЗЧУ собственным шумом феррита можно пренебречь во всем частотном диапазоне. В [59] приводится следующий критерий по выбору типа феррита при заданной полосе головного элемента ЗЧУ  $\omega_T$  и желаемой длительности сформированного сигнала детектора на выходе ЗЧУ  $\Omega_T^{-1}$ . Тангенс потерь сердечника должен удовлетво-

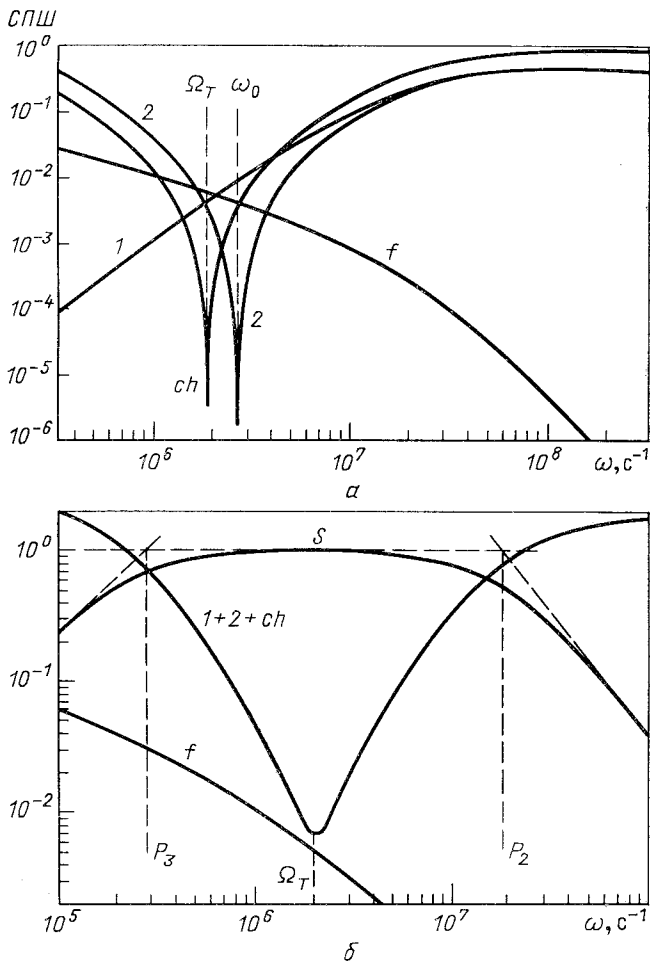


Рис. 26. Результаты расчетов шумовых и частотных характеристик усилителя при трансформаторной связи с детектором:

$\alpha$  — СП шумов первичной и вторичной обмоток (кривые 1 и 2 соответственно), канала ПТ (ch) и феррита (f);  $\delta$  — энергетический спектр сигнала (S) и СП суммы шумов канала ПТ и обеих обмоток ( $1 + 2 + ch$ ), (f) — СП феррита К1.

Параметры ЗЧУ и трансформатора:

$$C_2 = 20 \text{ пФ}; q_m = 20 \text{ мА/В}; C_1 = 2 \text{ пФ}; L_2 = 0,7 \text{ мГн}; n_2/n_1 = 141/20$$

рять соотношению

$$\text{tg } \delta \leq 10\Omega_T/\omega_T. \tag{117}$$

При этом вклад в полное разрешение, обусловленный тепловым шумом сердечника, будет меньше суммарного вклада шумов обмоток и канала ПТ. На том же рис. 26, б помещен энергетический спектр сигнала (S). Видно, что минимум шума на частоте  $\Omega_T$  соответствует

максимуму спектра сигнала, поэтому ясно, что простые фильтры типа  $RC - CR$  и  $(RC)^2 - (CR)^2$  будут предпочтительнее остальных. Полюсы  $p_{2,3}$ , характеризующие полосу пропускания сигнала, могут быть оценены по формулам

$$p_2 = -0,5/(R_{in}C_2); p_3 = -R_{in}/L_2.$$

**Оптимизация трансформатора для усилителя с холодным резистором.** Оптимизация трансформатора производится по двум параметрам:

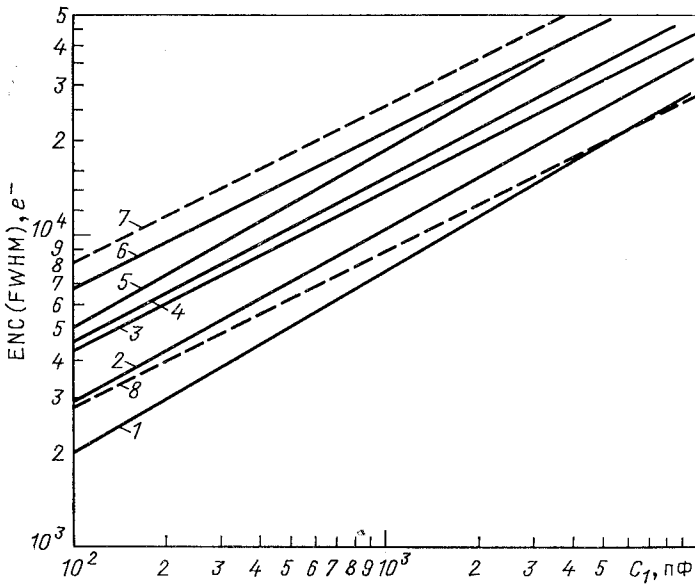


Рис. 27. Зависимость ENC от емкости детектора и параметров трансформатора и фильтра при трансформаторной (1-6) и гальванической (7, 8) связях:

1 —  $L_2 = 35$  мГн;  $R_{in} = 200 \div 2000$  Ом; 2 —  $L_2 = 3,5$  мГн;  $R_{in} = 200 \div 2000$  Ом; 3 —  $L_2 = 0,35$  мГн,  $R_{in} = 1400$  Ом; 4 —  $L_2 = 0,35$  мГн,  $R_{in} = 200$  Ом, для кривых (1 ÷ 4) фильтр типа  $(RC)^2 - (CR)^2$ ; 5 —  $L_2 = 35$  мГн,  $R_{in} = 200$  Ом, фильтр типа  $RC - CR$ ; Кривые (1-6) относятся к ферриту К1; 6 —  $L_2 = 3,5$  мГн,  $R_{in} = 2000$  Ом, фильтр  $(RC)^2 - (CR)^2$ ; 7 —  $R_{in} = 200$  Ом; 8 —  $R_{in} = 2000$  Ом. Кривые 7, 8 относятся к гальванической связи ЗЧУ и детектора с последующим  $RC$ -фильтром, постоянная времени которого равна  $R_{in}C_1$ .

рам: энергетическое разрешение (ENC) и нагрузочная способность, т. е. длительность сигнала.

Вычисления ENC проводились по формуле (61), где  $N(\omega)$  определяется выражением (116),  $S(\omega)$  — фурье-образ сигнала детектора на выходе ЗЧУ [первое из выражений (110)],  $F(\omega)$  — передаточная характеристика фильтра [ $RC - CR$  или  $(RC)^2 - (CR)^2$ ].

**Выбор параметров фильтра.** На рис. 27 приведена расчетная зависимость ENC от емкости детектора  $C_1$  для трех значений индуктивности  $L_2$  и двух значений «холодного» сопротивления ЗЧУ  $R_{in}$ .

Кривые 1—4 соответствуют фильтру  $(RC)^2 - (CR)^2$ , а 5 —  $RC - CR$ . Видно, что использование двухкаскадного интегратора-дифференциатора позволяет примерно вдвое улучшить ENC по сравнению с однокаскадным. В табл. 6 приведена зависимость полного шумо-

Таблица 6. Зависимость ENC (FWHM)  $10^3 e^-$  и отдельных его составляющих от положения максимума передаточной характеристики фильтра  $(RC)^2 - (CR)^2$  относительно минимума  $\Omega_T$  СП шума. ENC (1), ENC (2), ENC (ch), ENC (f) — соответственно составляющие ENC, обусловленные первичной и вторичной обмотками, канала ПТ и феррита. Индуктивность вторичной обмотки  $L_2 = 4,4$  мГн, коэффициент трансформации  $(n_2/n_1 = C_1/C_2)^{0,5} = 7$ , феррит типа К1,  $R_{in} = 1$  кОм,  $C_1 = 1$  нФ,  $C_2 = 20$  пФ,  $g_m = 20$  мА/В,  $r_2 = 25$  Ом. Сигнал  $\delta$ -функция. Полосы фильтра — кратные  $\tau_{RC} = \tau_{CR} = \tau$ .

$\tau^{-1}$	ENC (1)	ENC (2)	ENC (ch)	ENC (f)	ENC
$\Omega_T$	3,4	3,2	7,5	3,2	9,3
$0,5\Omega_T$	2,4	8,0	10,8	6,1	15,0
$2\Omega_T$	4,2	3,7	10,8	1,7	12,3

вого заряда и отдельных его составляющих для  $(RC)^2 - (CR)^2$ -фильтра.

Положение максимума передаточной характеристики фильтра  $\tau$  варьируется относительно минимума СП шума. Из табл. 6 видно:

минимум ENC достигается при  $\tau^{-1} = \Omega_T$ , что и следовало ожидать, исходя из симметрии СП шума (рис. 2б, б), поэтому ниже без специальных оговорок всегда будем считать  $\tau^{-1} = \Omega_T$ ;

наибольший вклад в ENC дает при использовании ВЧ-феррита шум канала ПТ;

ENC не критичен к небольшим отклонениям  $\tau^{-1}$  от  $\Omega_T$ , что существенно упрощает настройку практических схем.

*Сравнение трансформаторной и гальванической связей детектора и преусилителя.* Сравнение различных вариантов только по ENC явно недостаточно, так как при высоких скоростях счета погрешность определяется в большей мере шумом наложений, который, в свою очередь, зависит от формы и длительности выходных сигналов фильтра. Чтобы уменьшить число параметров, желательно ввести определение длительности сигнала, игнорирующее его форму. В качестве такого определения мы выбрали длительность на уровне  $+0,1$  или  $-0,1$  максимального значения (выбирается наибольшее). Конечно, такое определение имеет элемент произвола, зато удобно при измерениях.

Проведем сравнение фильтров типа  $RC - CR$  или  $(RC)^2 - (CR)^2$  при трансформаторной связи и  $RC$ -типа при гальванической. В обоих случаях используется токовый выход ЗЧУ. Осциллограммы сигнала



лов одинаковой длительности на выходах этих фильтров приведены на рис. 28, где по оси абсцисс отложены безразмерные единицы  $\Omega t$ ,

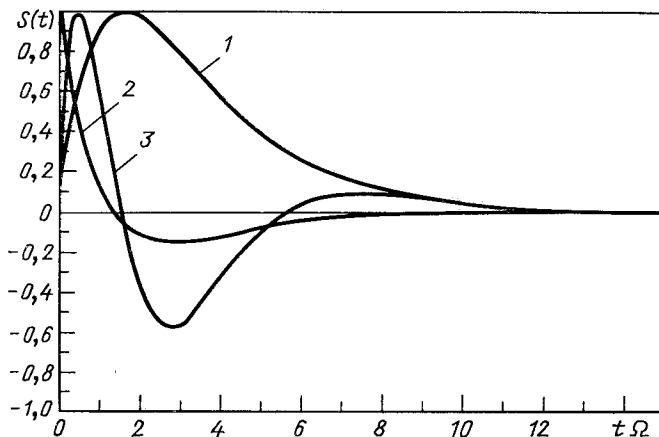


Рис. 28. Формы сигналов на выходах фильтров: 1 — гальваническая связь, 2 и 3 относятся соответственно к  $RC - CR$  и  $(RC)^2 - (CR)^2$ -фильтрам. По оси абсцисс отложены безразмерные величины  $\Omega t$

$\alpha t$ , а  $\Omega = 1,6\alpha$ ,  $\alpha^{-1} = R_{in}C_1$ . Длительность фильтра во всех случаях соответствует минимуму СПШ —  $\Omega_T^{-1}$ . На рис. 29 сравниваются

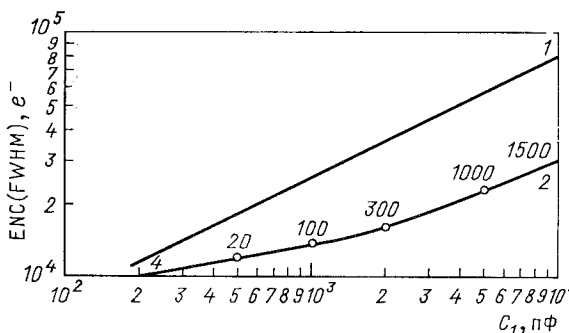


Рис. 29. Зависимости ENC ( $C_1$ ) при трансформаторной (2) и гальванической (1) связях. Цифры около кривой 2 — число витков  $n_2$  во вторичной обмотке. Сопротивление на виток составляет  $\rho = 0,058$  Ом. Для всех случаев  $R_{in} = 200$  Ом, фильтры типа  $(RC)^2 - (CR)^2$  и  $RC$  соответственно для трансформаторной и гальванической связей

по ENC гальваническая связь (кривая 1) и трансформаторная с применением ВЧ-феррита марки К1 (кривая 2) при одинаковой длительности сигнала. Индуктивность  $L_2$  варьировалась, цифры вдоль кривой 2 показывают число витков, при котором выполняется условие одинаковой длительности сигналов  $\Omega_T^{-1} = 0,6 R_{in}C_1$ .

Роль «холодного» сопротивления ЗЧУ. Из рис. 27 следует, что при трансформаторной связи  $R_{in}$  практически не влияет ни на ENC, ни на длительность сигнала. Однако при уменьшении  $R_{in}$  можно

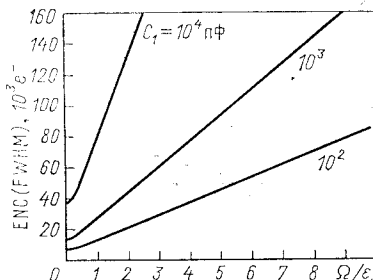


Рис. 30. Зависимость ENC от отношения  $\Omega_T/\epsilon$ , где  $\Omega_T$  — частота, на которой СПШ минимальна,  $\epsilon^{-1}$  — постоянная времени сигнала детектора при различных значениях  $C_1$

уменьшить  $L_2$ , а следовательно, и габариты трансформатора, соблюдая при этом условие демпфирования  $L_2 \geq 8R_{in}^2 C_2$  ( $C_2$  — входная емкость ЗЧУ). Длительность при этом уменьшается как  $L_2^{-1/2}$ , но так как  $ENC \sim L_2^{-1/6}$ , то выигрыш в длительности может оказаться

Таблица 7. ENC (FWHM),  $10^3 e^-$  для двух значений  $R_{in}$  и двух типов ферритов в зависимости от емкости детектора  $C_1$ . Сопротивления обмоток выбраны равными  $r_2 = \rho n_2$ ,  $r_1 = r_2 (n_1/n_2)^2$ ,  $\rho = 0,058$  Ом. Индуктивность  $L_2 = var$ , при этом требовалось выполнение условия  $\Omega_T^{-1} = 0,6 R_{in} C_1$  для обоих ферритов

$C_1$ , пФ	К1		N28	
	$R_{in} = 40$ Ом	$R_{in} = 1000$ Ом	$R_{in} = 40$ Ом	$R_{in} = 1000$ Ом
200	34,5	6,1	145	24,5
500	31,6	6,8	124	16,2
1000	31,9	7,8	117	12,4
2000	33	9,2	113	11
5000	34,7	12,4	102	11
10 000	36,7	16,4	85	12

более важным, чем небольшой проигрыш в ENC. Так, например, для феррита марки К1 и  $C_1 = 10$  пФ (результаты расчетов приведены в табл. 7) ENC увеличился в 2 раза, а длительность сигнала уменьшилась в 25 раз при уменьшении  $R_{in}$  от 1000 до 40 Ом. Таким образом,

ЗЧУ с малым  $R_{in}$  полезно использовать при больших емкостях и высоких скоростях счета.

*Ограничение на индуктивность из-за конечной длительности сигнала детектора.* До сих пор предполагалось, что сигнал детектора есть  $\delta$ -функция. При конечной длительности сигнала необходимо увеличивать индуктивность  $L_2$ , так как частоты, меньшие  $R_{in}/L_2$ , не пропускаются трансформатором (рис. 26, б). Допустим, что сигнал детектора — экспонента с постоянной времени  $\varepsilon^{-1}$ . Индуктивность  $L_2$  должна быть такова, чтобы выполнялось условие  $\varepsilon \geq \Omega_T$ , так как при  $\varepsilon \leq \Omega_T$  ЕНС линейно возрастает с увеличением длительности сигнала детектора (рис. 30). Это обстоятельство затрудняет изготовление трансформатора для согласования детектора с медленным откликом (например, на чистом аргоне) с ЗЧУ.

*Вклад сопротивлений обмоток.* Увеличение индуктивности обмоток, желательное в ряде приложений, может быть достигнуто за счет увеличения габаритов сердечника или числа витков. Первый путь не всегда приемлем, а, кроме того, параметры сердечника выбраны так, что индуктивность на один виток  $A_L$  слабо возрастает с увеличением габаритов. Поэтому остается только второй путь, а это приводит к намотке тонким проводом. Расчеты показывают, что для феррита N28 ( $A_L = 1600$  пГн,  $n_2/n_1 = 350/32$ ) при емкости детектора  $C_1 = 2$  нФ и параметрах ЗЧУ  $C_2 = 20$  пФ,  $g_m = 20$  мА/В,  $R_{in} = 200$  Ом ЕНС возрастает с 7 до 10 тыс. электронов при увеличении  $\rho$  от 0,0145 до 0,58 Ом.  $\rho = 0,58$  Ом есть сопротивление одной жилы литцедрата диаметром 40 мкм, а  $\rho = 0,0145$  Ом — сопротивление 40 таких жил, соединенных параллельно.

*Выбор числа витков.* В случае идеального трансформатора ( $L_{1,2} = \infty$ ,  $r_{1,2} = 0$ ) легко показать, что минимум ЕНС достигается при отношении витков  $K = n_2/n_1$ , удовлетворяющем условию согласования емкости детектора и предусилителя

$$K_{opt} = (C_1/C_2)^{0,5}. \tag{118}$$

При этом собственные частоты в контурах обеих обмоток равны. Как показано в [63], при наличии параллельного шума в головном элементе ЗЧУ оптимум для  $K$  может существенно отличаться от (118). Однако все выводы в [63] основываются на предположении идеальности сердечника ( $L_{1,2} = \infty$ ,  $r_{1,2} = 0$ , шум феррита отсутствует). Для реального трансформатора зависимость ЕНС ( $n_1$ ,  $n_2$ ) была исследована численно. На рис. 31 представлены результаты вычислений ЕНС ( $n_1$ ,  $n_2$ ) для феррита марки К1 при емкостях  $C_1 = 200$  и  $C_2 = 20$  пФ. Предполагалось, что сигнал, взятый с токового выхода ЗЧУ, проходит через фильтр  $(RC)^2 - (CR)^2$  с постоянной времени  $\Omega_T^{-1}$ . Основные выводы, которые можно сделать из рис. 31 и анализа результатов расчетов, представленных в [59] для сердечников из ферритов N28 и К1 при емкостях  $C_1 = 200$  пФ и 2 пФ:

1. ЕНС не очень критичен к отклонению  $K$  от  $K_{opt}$ ; уменьшение  $n_2$  вдвое по сравнению с оптимальным увеличивает ЕНС на 20 %.

2. Для низкочастотного феррита выгодно уменьшать  $K$  по сравнению с  $K_{\text{опт}}$  за счет увеличения  $n_1$ .

*Сравнение расчетов с экспериментом.* Наличие характерного провала в спектральной характеристике шума позволяет очень просто сравнить расчеты с экспериментом. На рис. 32 показаны результаты измерений и расчетов СП шума для феррита марки 50ВЧ2.

Измерения были выполнены селективным вольтметром В6 - 1, который измеряет не СП, а эффективное значение шума в узкой полосе частот (10 кГц). Поэтому на рис. 32 по ординате отложены корни

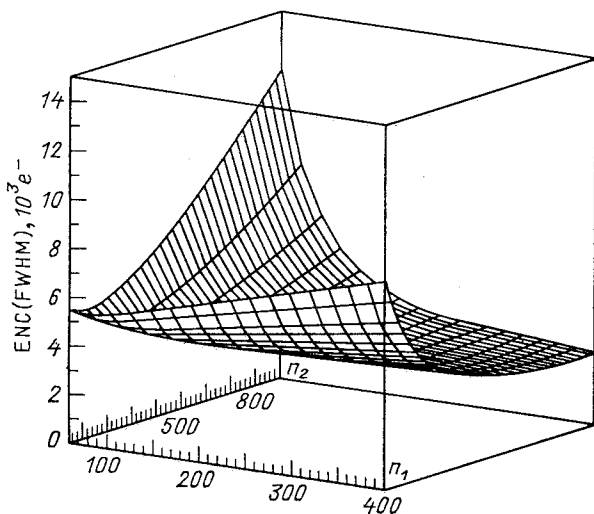


Рис. 31. Зависимость ENC ( $n_1$ ,  $n_2$ ) для трансформаторной связи на феррите марки К1

квадратные из вычисленных СП шумов. Точками показаны измеренные значения. Абсолютных измерений СП не проводилось; измеренные значения сдвигались по ординате относительно расчетных так, чтобы получить лучшее — на глаз — согласие. Видно, что положения и глубины экспериментальных минимумов совпадают с расчетными, хотя формы кривых и различны.

На рис. 33, а приведены расчетные и экспериментальные величины ENC для феррита 3В7 и стандартного ЗЧУ [50] с последующей формировкой  $(RC)^2 - (CR)^2$  ( $\tau_{CR} = 1,7$  мкс,  $\tau_{RC} = 240$  нс). Калибровочный импульс имитировал сигнал детектора на жидком аргоне — экспонента с постоянной времени 250 нс. Экспериментальные данные получены Г. Спандре и Ф. Серджамплетри (ИНФН, г. Пиза, Италия) и приводятся здесь с их любезного разрешения. Авторами были получены подобные шумовые характеристики для ВЧ-феррита марки К1 (индуктивности обмоток  $L_2$  и  $L_1$  равны:  $L_2 = 900$  мкГн,  $L_1 = 32$  мкГн) при связи между детектором и предусилителем. Емкость детектора фикс-

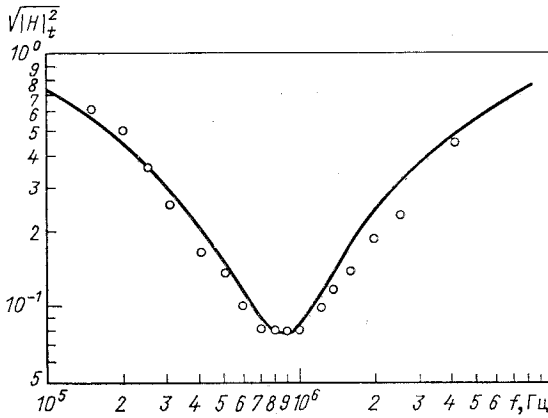


Рис. 32. Квадратные корни из СП шумов на выходе ЗЧУ. Кривые — расчет, точки — измеренные значения. Параметры трансформатора и схемы:  $n_1/n_2 = 23/230$ ; индуктивность на виток составляет  $A_L = 35$  нГн;  $C_1 = 100$  пФ;  $R_{in} = 300$  Ом

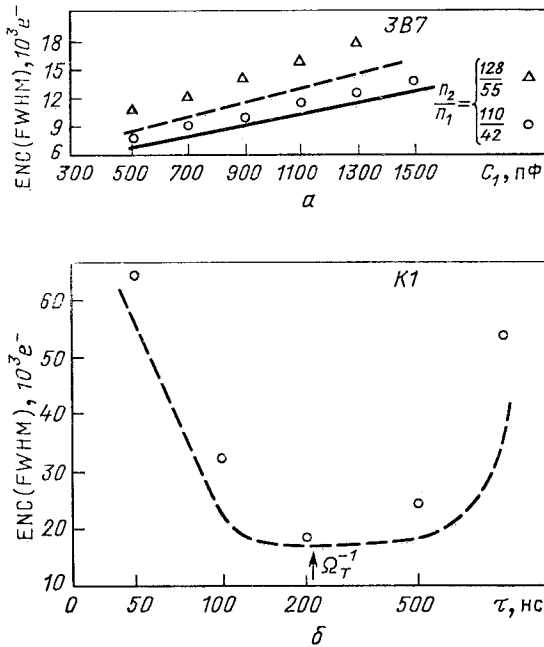


Рис. 33. Экспериментальные данные по шумовым характеристикам при трансформаторной связи:

$a$  — зависимость  $ENC/(C_1)$  для низкочастотного феррита марки 3B7 при двух отношениях витков: 128/55 ( $\Delta$ ) и 110/42 ( $\circ$ ). Сплошная линия и пунктир — расчет;  $b$  — сравнение расчетной зависимости  $ENC(\tau)$  (пунктир) с экспериментом ( $\circ$ ), где  $\tau$  — постоянная времени фильтра  $(RC)^2 - (CR)^2$ .  $C_1 = 1,8$  нФ

сирована  $C_1 = 1,8$  нФ, ЗЧУ аналогичен описанному в [50]. Сигнал, взятый с токового выхода ЗЧУ, подавался на фильтр с регулируемой постоянной времени. На рис. 33, б показана зависимость ENC от времени формирования при фиксированных параметрах детектора, трансформатора и предусилителя, где она сравнивается с расчетной. Видно, что минимум ENC достигается при длительности формирования, соответствующей обратной частоте мицциума СП шумов.

### ВЫВОДЫ

Выше была сделана попытка ответить на ряд практических вопросов, возникающих при проектировании трансформаторной связи детектора с предусилителем. Основной результат можно сформулировать кратко: свободы выбора практически нет, расчет сводится к следующим простым правилам.

1. Если принять, что емкость детектора  $C_1$ , длительности импульсов детектора  $\varepsilon^{-1}$  и фильтра  $T_\Phi$  заданы условиями эксперимента, то индуктивности обмоток трансформатора при соблюдении условий демпфирования определяются наиболее жестким из двух соотношений:

$$\varepsilon^{-1} \leq \Omega_T^{-1} = (L_1 C_1)^{0,5}, \quad T_\Phi \cong 7\Omega_T^{-1}.$$

Свободными параметрами являются: входное сопротивление ЗЧУ, зависящее от конфигурации схемы  $R_{in} \cong 0,2 \div 2$  кОм, крутизна транзистора  $g_m = 5 \div 50$  мА/В и его входная емкость  $C_2 = 5 \div 50$  пФ. Последние два параметра связаны.

Длительность выходного сигнала фильтра определяет и возможный набор типов феррита, а именно: необходим феррит, для которого выполняется условие (117)

$$\operatorname{tg} \delta \leq 10\Omega_T / \omega_T.$$

Суммарный шум канала ПТ и обмоток ENC  $\sim L_2^{-1/6}$ , т. е. слабо зависит от типа феррита.

4. При  $C_1 \leq 300$  пФ использование трансформатора нецелесообразно.

5. Если по условиям эксперимента допустимы низкие скорости счета, то использование трансформатора может оказаться вредным — трансформатор не позволяет уменьшить ENC.

6. Наоборот, при высоких скоростях счета полезно использовать трансформаторную связь для уменьшения шума наложений.

### 5. ПЕРЕКРЕСТНЫЕ ПОМЕХИ В ИОНИЗАЦИОННЫХ КАЛОРИМЕТРАХ

Ионизационный калориметр представляет собой систему электродов, сегментированных как продольно, так и поперечно (по направлению движения частиц), т. е. фактически составлен из большого числа отдельных ионизационных камер, каждая из которых нагру-

жена на свой усилитель. В идеальном случае камеры не знают друг о друге, в реальности же, если через  $i$ -ю камеру проходит частица, то в  $k$ -м канале электроники может появиться сигнал. Это явление принято называть перекрестными помехами (cross-talk). Следует отметить, что перекрестные помехи в отличие от шумов электроники и флуктуаций электромагнитных каскадов растут пропорционально энерговыделению в калориметре. Поэтому полное энергетическое и координатное разрешения спектрометров полного поглощения, работающих в пучках высокоэнергичных частиц, будет очень критично к уровню перекрестных помех в каналах электроники.

Можно выделить следующие основные причины возникновения перекрестных помех.

**1. Падение напряжения на общих импедансах каналов.** В принципе его можно избежать, если для каждой ионизационной камеры сделать отдельный контур анод — усилитель — катод. Но такой способ дорог, так как требуется на каждую камеру ставить свой высоковольтный блокировочный конденсатор и использовать два гермоввода. Если блокировочный конденсатор располагается снаружи криостата, то один из гермовводов должен быть высоковольтным, что в большинстве случаев неприемлемо. Если же поместить конденсатор внутрь, то возникают следующие трудности: во-первых, конденсатор должен выдерживать охлаждение (в случае наполнения детектора конденсированным благородным газом), во-вторых, при этом его емкость должна оставаться большой по сравнению с емкостью зазора, в-третьих, в жидкостях с электронной проводимостью всегда имеются свободные электроны и/или ионы, которые под действием поля перемещаются по поверхности конденсатора и вызывают тем самым избыточный шум. Этот эффект сильно зависит от типа диэлектрика и практически не изучен. Кроме того, перераспределение зарядов на поверхности конденсатора приводит к пробое, и, например, в жидком аргоне пробивное напряжение становится в несколько раз ниже, чем в жидком азоте. В работе [50] описан жидко-аргоновый калориметр, в котором блокировочный конденсатор, общий для 16 камер, располагается снаружи криостата, а высокое напряжение вводится через один общий гермоввод. При этом возникает напряжение на общем импедансе, который образован собственно емкостным сопротивлением конденсатора, конечным омическим сопротивлением проводников и индуктивностью образованного контура, возникающего из-за конечных размеров конденсатора. Схема соединений показана на рис. 34, а. Если считать, что ЗЧУ с «холодным» сопротивлением имеет активное входное сопротивление  $R$  и входную емкость  $C'$ , то измерительный тракт можно представить в виде эквивалентной электрической схемы рис. 35, а. Введем обозначения:  $N$  — число каналов с общим импедансом  $Z_0$ ,  $C$  — емкость одной камеры,  $I_k$  — сигнал в  $k$ -й камере:

$$R_p = R/(N - 1); C_p = C(N - 1); C'_p = C'(N - 1). \quad (119)$$

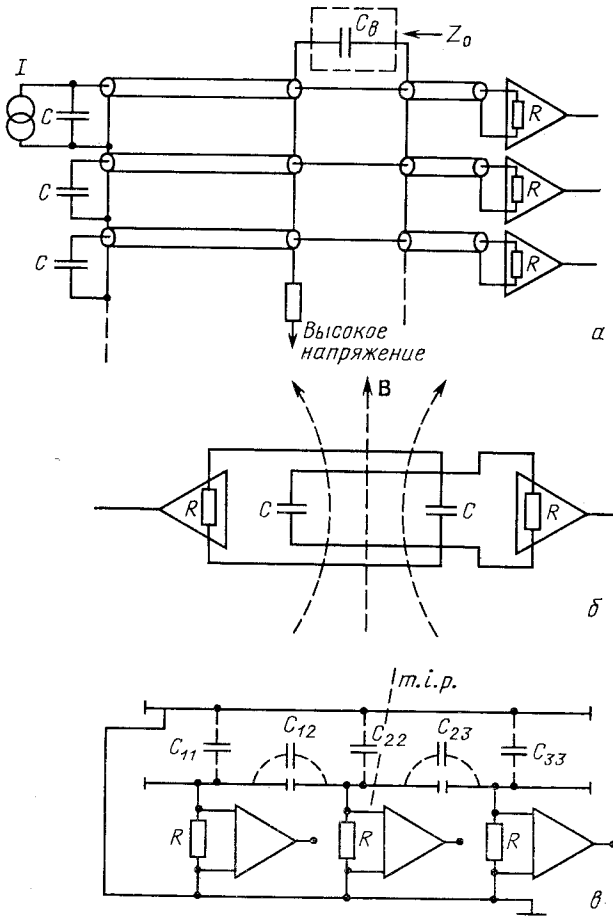


Рис. 34. Возникновение перекрестных помех в соседних каналах: а — падение напряжения на общем импедансе  $Z_0$ ; б — общий магнитный поток (индуктивная связь); в — паразитная емкостная связь ( $C_{12}$ ) и индукционный эффект

При появлении сигнала  $I$  появляются контурные токи  $I_n$  в остальных каналах:

$$\left. \begin{aligned} I_h &= I (pC)^{-1} (R + Z_0 \parallel Z_p)^{-1}; \\ I_n &= I (pC)^{-1} (R + Z_0 \parallel Z_p)^{-1} Z_0 (Z_0 + Z_p)^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (120)$$

где  $Z_p = R_p + (pC_p)^{-1}$ , а емкостью  $C'$  пренебрегается. Передаточные функции наводки в соседних каналах по току и напряжению есть

$$K_I(p) = \frac{I_n}{I_h} = \frac{Z_0}{Z_0 + Z_p}; \quad (121)$$

$$K_U(p) = \frac{U_n}{U_h} = \frac{K_I(p)}{N-1} = \frac{1}{N-1} \frac{Z_0}{Z_0 + Z_p}. \quad (122)$$



Или в случае импеданса  $Z_0 = pL_0$ :

$$K_I(p) = \frac{pL_0}{pL_0 + R_p + (pC)^{-1}} = \frac{p^2}{(p-p_1)(p-p_2)}. \quad (123)$$

Если полюсы  $p_{1,2}$  находятся далеко за пределами полосы противозумового фильтра, то (123) можно существенно упростить:

$$K_I(p) = p^2/(p_1p_2) = L_0C_p p^2. \quad (124)$$

При этом наводка в соседних каналах будет иметь форму второй

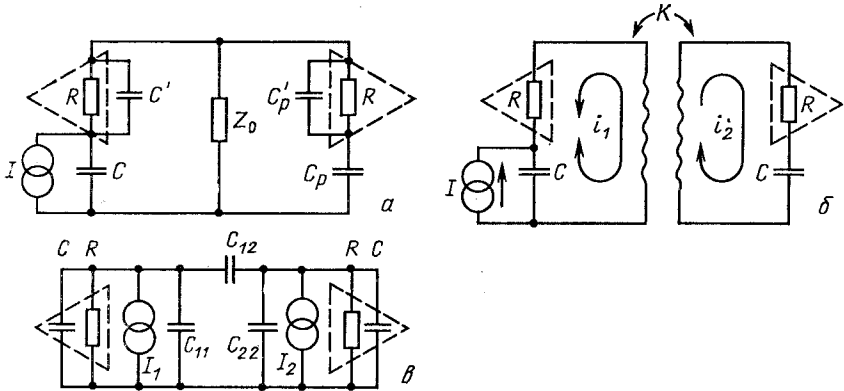


Рис. 35. Эквивалентные электрические схемы замещения для расчета передаточных функций наводок рис. 34, а—в соответственно

производной сигнала во времени

$$U_n(t) = L_0C_p \dot{U}_h(t)/(N-1) = L_0C \dot{U}_h(t). \quad (125)$$

Случай общего импеданса  $Z_0 = pL_0 + (pC_0)^{-1}$  наиболее широко распространен на практике. Для него

$$K_I(p) = \frac{pL_0 + (pC_0)^{-1}}{pL_0 + R_p + (pC_t)^{-1}} = \frac{p^2 + (L_0C_0)^{-1}}{p^2 + pR_p/L_0 + (L_0C_t)^{-1}}, \quad (126)$$

где  $C_t = C_0C_p(C_0 + C_p)^{-1}$  — эквивалентная емкость контура. Полюсы есть

$$p_{1,2} = -\frac{R_p}{2L_0} \left\{ 1 \mp \sqrt{1 - \frac{4L_0}{R_p^2 C_t}} \right\}. \quad (127)$$

Если  $p_{1,2}$  находятся далеко за пределами полосы противозумового фильтра, то (126) упрощается:

$$K_I(p) = [p^2 + (L_0C_0)^{-1}]/(p_1p_2) = L_0C_t p^2 + C_t/C_0. \quad (128)$$

Наводка на соседние каналы складывается из двух функций, одна из которых имеет форму сигнала, а другая пропорциональна вто-

рой его производной:

$$U_n(t) = L_0 C_t \ddot{U}_k(t) + C_t / C_0 U_k(t). \tag{129}$$

Повторяя те же выкладки для случая  $Z_0 = pL_0 + R_0$ , получаем

$$U_n(t) = R_0 C [L_0 / R_0 \ddot{U}_k(t) + \dot{U}_k(t)]. \tag{130}$$

Приведем выражения для передаточных характеристик наводок, обусловленных падением напряжения на индуктивности  $L_0$

$$K_{U1}(p) = \frac{p^2}{(p-p_1)(p-p_2)}, \tag{131}$$

емкости  $C_0$

$$K_{U2}(p) = \frac{C_t}{C_0} \frac{p_1 p_2}{(p-p_1)(p-p_2)}, \tag{132}$$

активном сопротивлении  $R_0$

$$K_{U3}(p) = \frac{R_0}{R_p} \frac{p_2 p}{(p-p_1)(p-p_2)}. \tag{133}$$

Диаграммы Боде передаточных характеристик (131) — (133) приведены на рис. 36, а (кривые 1—3 соответственно). Пунктир на этом рисунке показывает возникновение резонанса (что может быть крайне нежелательным) при увеличении индуктивности  $L_0$  или уменьшении входного сопротивления усилителя  $R$ .

**2. Индуктивная связь между каналами.** Возникает, когда два (несколько) канала пронизывает общий магнитный поток, индуцирующий ЭДС в канале, где нет энерговыделения от частиц (рис. 34, б). Способ подавления очевиден — уменьшение площадей контуров и правильная ориентация в пространстве, использование для сое-

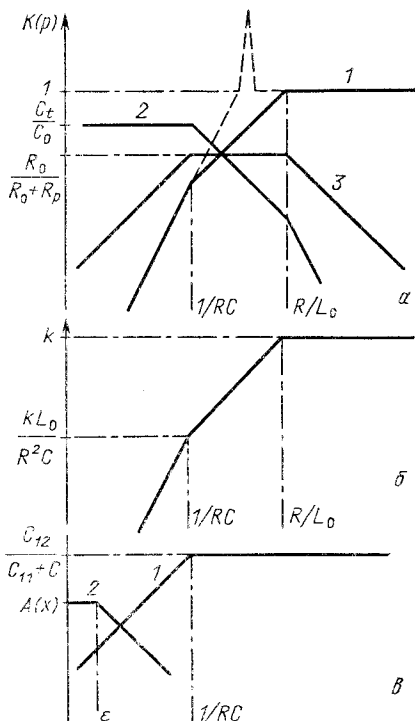


Рис. 36. Диаграммы Боде передаточных характеристик наводок:

а — на общем импедансе  $Z_0$ . Кривая 1 соответствует случаю  $Z_0 = pL_0$ , 2 —  $Z_0 = pL_0 + (pC_0)^{-1}$ ; 3 —  $Z_0 = pL_0 + r_0$ ; б — при индуктивной связи между каналами.  $L_0$  — индуктивность проводов, образующих общий магнитный поток,  $k$  — коэффициент потокоопределения; в — из-за паразитной емкости  $C_{12}$  между регистрирующими каналами (кривая 1) и индукционного эффекта (кривая 2).  $e^{-1}$  — характерная длительность наводимого от частиц сигнала

динений коаксиальных кабелей. Последний способ обладает рядом недостатков:

емкость кабеля может быть сравнимой или даже больше емкости отдельной камеры, что приведет к возрастанию вклада шумов электроники;

изоляция кабеля может отравлять рабочую среду электроотрицательными примесями (высокая степень очистки требуется в ряде приложений, например, для Time—Projection — Chamber).

Эквивалентная схема для анализа наводок приведена на рис. 35, б. Уравнение для контурных токов в операторной форме есть

$$Z_1 i_1 + p M i_2 = I / (p C), \quad (134)$$

$$Z_2 i_2 + p M i_1 = 0, \quad (135)$$

где  $I$  — ток в детекторе;  $C$  — емкость детектора;  $Z_{1,2}$  — полные импедансы контуров:

$$Z_{1,2} = Z = p L + R + 1 / (p C),$$

$L_{1,2} = L$  — индуктивности контуров,  $M = k \sqrt{L_1 L_2}$  — взаимная индуктивность,  $k$  — коэффициент магнитной связи.

Отношение токов  $i_1$  и  $i_2$  дает передаточную функцию помехи на соседнем канале:

$$K_I(p) = \frac{i_2}{i_1} = \frac{p^2 M C}{p^2 L C + p R C + 1} = k \frac{p^2}{p^2 + p R / L + 1 / (L C)}. \quad (136)$$

При глубоком демпфировании  $4L \ll R^2 C$  полюсы (136):

$$p_1 = -1 / (R C); \quad p_2 = -R / L,$$

однако при  $4L_1 > R^2 C$  наступает резонанс. Диаграммы Боде передаточных функций помех изображены на рис. 36, б.

**3. Индукционный эффект.** В этом случае электромагнитное поле дрейфующих электронов индуцирует ток сразу в нескольких соседних электродах. Эффект тем больше, чем больше отношение зазора катод — анод к ширине электрода, и тем меньше, чем меньше длина дрейфа электронов. Эффект может быть полезен — в работе [64] показано, что можно восстановить координаты трека частицы, анализируя форму индуцированных токов. Однако он может приводить и к ошибкам, например, в тех случаях, когда координата электрона (фотона) восстанавливается по соотношению зарядов в соседних камерах. На практике индукционный эффект проявляется не в чистом виде, а в сочетании с емкостной помехой.

**4. Емкостный эффект.** Обусловлен наличием ненулевого сопротивления усилителя. Из-за этого при протекании тока через одну камеру потенциал ее анода (катода) изменяется и через емкостную связь с соседними электродами наводит на них сигнал. На рис. 34, в проиллюстрировано появление индукционной и емкостной помех в случае ионизационной камеры с плоской геометрией электродов,

при прохождении через нее минимально ионизирующей частицы (*m.i.p.*), а на рис. 35, *в* приведена эквивалентная электрическая схема для расчета помех такого вида в том случае, когда частица наводит ток только в трех центральных электродах (большое соотношение ширина электрода — зазор). Тогда для этих проводников можно записать согласно [65, 66] систему уравнений, связывающую наведенные токи  $I_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) с токами  $i_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), текущими во внешнюю цепь электродов:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \beta_{11} \frac{dU_1}{dt} + \beta_{21} \frac{dU_2}{dt} + i_1, \\ I_2 &= \beta_{12} \frac{dU_1}{dt} + \beta_{22} \frac{dU_2}{dt} + \beta_{23} \frac{dU_3}{dt} + i_2, \\ I_3 &= \beta_{23} \frac{dU_2}{dt} + \beta_{33} \frac{dU_3}{dt} + i_3, \end{aligned} \right\} \quad (137)$$

где  $U_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — падение напряжения на входных импедансах усилителей, а  $\beta_{ik}$  — емкостные коэффициенты.

Методика вычисления индукционных токов для калориметров с плоской геометрией электродов следующая. От точечного заряда  $Q$ , находящегося между бесконечными проводящими электродами камеры, плотность распределения наведенного заряда  $\rho(x)$  дается формулой [67, 68]:

$$\rho(x) = \frac{Q}{2d} \frac{\cos(\pi y/d)}{\operatorname{ch}(\pi x/d) - \sin(\pi y/d)}, \quad (138)$$

где  $d$  — зазор между анодом и катодом;  $x$  — координата вдоль электродов камеры (заряд  $Q$  имеет  $x = 0$ );  $y$  — координата положения заряда, перпендикулярная плоскости электродов и отсчитываемая от середины зазора между плоскостями. Для трека, перпендикулярного плоскости камеры, при полном сборе электронов ионизации на анод, когда в зазоре камеры остается «столбик» положительных ионов, плотность наведенного на катод заряда можно записать в виде

$$\rho(x) = \frac{Q_1}{\pi d} \ln \left[ \frac{\operatorname{ch}(\pi x/d) + 1}{\operatorname{ch}(\pi x/d) - 1} \right], \quad (139)$$

где  $Q_1$  — ионный заряд трека от частицы, нескомпенсированный электронами. Считая  $Q_1$  функцией времени и интегрируя (139) по координате  $x$  в пределах, определяемых шириной электродов, нетрудно найти токи, наводимые на электродах. В случае детекторов с более сложной конфигурацией электрического поля индукционные токи можно вычислить, например, с помощью теоремы Рамо — Шокли [69, 70].

При движении точечного заряда относительно системы заземленных проводников в цепи  $k$ -го электрода возникает наведенный ток, определяемый выражением

$$I_k(t) = Qv \operatorname{grad}_V \{ \psi_k [x(t), y(t), z(t)] \}, \quad (140)$$

где  $v$  — скорость движения заряда  $Q$ ;  $\psi_k$  — функция, удовлетворяющая уравнению Лапласа и принимающая на  $k$ -м электроде значение, равное единице, а на остальных — нулю;  $\text{grad}_v \{\psi_k\}$  — проекция градиента на направление скорости;  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $z(t)$  — координаты точки нахождения заряда  $Q$ .

По формулам (138) и (139) были выполнены расчеты токов  $I_1 - I_2$  для геометрии детектора МАРС-2 [71] (у которого отношение ширины электрода к зазору равно 10 см/2,8 см). Рассматривалось два случая — чистый и грязный ( $\epsilon^{-1} = 650$  нс) аргон, предполагалось, что частица пересекает электроды перпендикулярно их плоскости. Положение частицы вдоль оси  $x$  варьировалось. Показано, что форма импульса, наводимого в соседнем канале, практически от  $x$  не зависит и может быть аппроксимирована в случае чистого аргона — параболой, а грязного — функцией  $t \exp(-te)$ . Амплитуда импульса, наводимого на соседнем канале, как показывают расчеты, сильно зависит от координаты прохождения частицы и представляется в виде

$$A(x) = C_1 \exp(C_2 x),$$

где  $C_{1,2}$  — константы, зависящие от геометрии электродов.

Рассмотрим систему уравнений (137) только для первого и второго электродов (частица проходит через второй). Пренебрегаем членами при коэффициентах  $\beta_{12,23}$  во втором уравнении системы и перепишем (137) в виде

$$\begin{aligned} I_1 &= \beta_{11} \frac{dU_1}{dt} + \beta_{21} \frac{dU_2}{dt} + i_1, \\ I_2 &= \beta_{22} \frac{dU_2}{dt} + i_2. \end{aligned} \quad (141)$$

В случае грязного аргона  $I_{1,2}$  имеют вид:

$$I_1 = A(x) E(\epsilon t) \exp(-\epsilon, t); \quad (142)$$

$$I_2 = E \exp(-\epsilon t), \quad (143)$$

где  $E = V_d dQ/dx$  — амплитуда наводимого тока;  $dQ/dx$  — плотность заряда трека от минимально ионизирующей частицы;  $v_d$  — скорость дрейфа электронов. Отличие эквивалентной схемы рис. 35,  $\epsilon$  от приводимой в работе [72] заключается в наличии второго источника тока  $I_2$ , зависящего от координаты прохождения частицы ( $I_1$  — сигнал от частицы на электроде, через который прошла частица). Токи  $i_{1,2}$  и напряжения  $U_{1,2}$  связаны входным импедансом предусилителя

$$U_{1,2} = i_{1,2} R (1 + pRC')^{-1} = i_{1,2} [C' (p + \alpha_{in})]^{-1}, \quad (144)$$

где  $C' = C + C_{11} = C + C_{22}$ ;  $C$  — входная емкость предусилителя;  $\alpha_{in} = 1/(RC')$ .

Совершаем преобразование Лапласа (141) с учетом формул

(142) — (144) и получаем

$$U_2(p) = \frac{E}{C'} \frac{1}{p+\varepsilon} \frac{1}{p+\alpha_{in}}, \quad (145)$$

$$U_1(p) = \gamma \frac{E/C'p}{(p+\varepsilon)(p+\alpha_{in})^2} + A(x) \frac{E}{C'} \frac{\varepsilon}{(p+\varepsilon)^2(p+\alpha_{in})}, \quad (146)$$

где  $\gamma = \frac{C_{12}}{C'} = \frac{C_{12}}{C+C_{11}}$ .

Передаточная характеристика помехи, возникающей на соседнем электроде, имеет вид

$$K_U(p) = \frac{U_1(p)}{U_2(p)} = \gamma \frac{p}{p+\alpha_{in}} + A(x) \frac{\varepsilon}{p+\varepsilon}. \quad (147)$$

На частотах  $\omega > \alpha_{in}$  первое слагаемое в последнем выражении дает производную сигнала, что и отмечалось в [72]. Второе слагаемое в (147) носит чисто индукционный характер, поэтому зависит от мест прохождения частицы и определяется конкретной геометрией ионизационной камеры.

Как следует из формулы (147), емкостная наводка пропорциональна частичной емкости  $C_{12}$  и сопротивлению усилителя, а индукционная от импеданса не зависит. Диаграмма Боде передаточной функции наводки представлена на рис. 36, в.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Manfredi P. F., Ragusa F. // Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A235. P. 345—354.
2. Манфреди П. Ф. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. Вып. 5. С. 982—996.
3. Акимов Ю. К., Игнатьев О. В., Калинин А. И., Кушнирук В. Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. Litke A., Adolphsen C., Schwarz A. S. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1988. Vol. A265. P. 93—98.
5. Buttler W., Hosticka B. J., Lutz G., Zimmer G. // Nucl. Instrum. and Methods. 1987. Vol. A253. P. 439—443.
6. Millard J. K., Blalock T. V., Hill N. W. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1972. Vol. NS-19. P. 388—395.
7. Avondo G. P., D'Angelo P., Jarron P. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A241. P. 107—114.
8. Radeka V. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. Vol. NS-21. P. 51—64.
9. Gatti E., Manfredi P. F. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1978. Vol. NS-25. P. 66—74.
10. Karlovac N., Mayhugh T. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1977. Vol. NS-24. P. 327—334.
11. Краснокутский Р. Н., Федякин Н. Н., Шувалов Р. С. Препринт ИФВЭ 86-37. Серпухов, 1986.
12. Rehak P. Detectors and Signal Processing for High Energy Physics. BNL 30214 OG599, 1981.
13. Bertolaccini M., Padovini G., Camin D. V. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1988. Vol. A264. P. 399—406.
14. Краснокутский Р. Н., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-132, Серпухов, 1989.
15. Краснокутский Р. Н., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. // Приб. техн. эксп. 1986. № 6. С. 111—114.

16. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др.// Приб. техн. эксп. 1989. № 4, С. 140—143.
17. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др.// Приб. техн. эксп. 1988. № 3. С. 129—133.
18. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 88-116. Серпухов, 1988.
19. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-49, Серпухов, 1989.
20. Столярекий Э. Измерение параметров транзисторов. М.: Сов. радио, 1976.
21. Транзисторы. Параметры, методы измерений и испытаний/Под ред. И. Г. Бергельсона, Ю. А. Каменецкого, И. Ф. Николаевского. М.: Сов. радио, 1968.
22. Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В., Шувалов Р. С.// Приб. техн. эксп. 1988. № 1. С. 142—144.
23. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др.// Приб. техн. эксп. 1988. № 5. С. 118—120.
24. Полупроводниковые приборы: транзисторы: Справочник/Под ред. Н. Н. Горюнова. М.: Энергоатомиздат, 1986.
25. Нејне Е., Jarron P.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-29, N 4. P. 405—409.
26. D'Angelo P., Hrisoho A. T., Jarron P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 193. P. 533—538.
27. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 88-196. Серпухов, 1988.
28. Jarron P., Goyot M.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 156—162.
29. Ивочкин В. Г., Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л. и др. Препринт ИФВЭ 86-229. Серпухов, 1986.
30. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-206. Серпухов, 1989.
31. Головин В. М., Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л. и др. Препринт ИФВЭ 89-231. Серпухов, 1989.
32. Краснокутский Р. П., Пищальников Ю. М., Шувалов Р. С. Препринт ИФВЭ 83-142. Серпухов, 1983.
33. Boie R. A., Hrisoho A. T., Rehak P.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28, N 4. P. 603—609.
34. Fischer J., Hrisoho A. T., Radeka V., Rehak P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A238. P. 249—264.
35. Костромин П. П., Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л. и др.// Приб. техн. эксп. 1988. № 6. С. 40—43.
36. Курчанинов Л. Л., Мялицын В. К., Супков В. В., Шувалов Р. С. Препринт ИФВЭ 89-131. Серпухов, 1989.
37. Гушин Е. Н., Курчанинов Л. Л., Мусиенко Ю. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-232. Серпухов, 1989.
38. Henderson R., Faszer W., Opeskaw R. e.a. Preprint TRI-PP-88-97. Vancouver, 1988.
39. Radeka V., Karlovac N.//Nucl. Instrum. and Methods. 1967. Vol. 52, N 1. P. 86—92.
40. Conrad M.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1968. Vol. NS-15. P. 268—282.
41. Radeka V.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1968. Vol. NS-15. P. 455—470.
42. Goulding F. S.//Nucl. Instrum and Methods. 1972. Vol. 100. P. 493—504.
43. Deighton M. O.//Nucl. Instrum. and Methods. 1968. Vol. 58. P. 201—212.
44. Goulding F. S., Landis D. A.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-29, N 4. P. 1125—1158.
45. Краснокутский Р. П., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-50. Серпухов, 1989; Nucl. Instrum and Methods. 1990. Vol. A 291. P. 634—636.

46. Краснокутский Р. Н., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др.//Приб. Техн. Эксп. 1989. № 1. С. 140—143.
47. Краснокутский Р. Н., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-133. Серпухов, 1989.
48. Краснокутский Р. Н., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-46. Серпухов, 1989; Nucl. Instrum and Methods. 1990. Vol. A 292. P. 450—454.
49. Willis W. J., Radeka V.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 120. P. 221—236.
50. Cerri C., Denisov S. P., Gennaro G. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 214. P. 217—235.
51. Chase R. L., Gruhn C. H., Hrisoho A. e.a.//Proc. 2nd ISPPRA Nuclear Electronics Symposium. 1975. P. 29—40.
52. Radeka V. Calorimeter notes. BNL Report. Sept. 1973.
53. Gatti E., Manfredi P. F. //Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 142—155.
54. Gatti E., Manfredi P. F., Marioli D.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 193. P. 539—547.
55. Gatti E., Manfredi P. F.//La Rivista del Nuovo cimento. 1986. Vol. 9. Ser. 3, N 1.
56. Краснокутский Р. Н., Федякин Н. Н., Шувалов Р. С. Препринт ИФВЭ 86-9. Серпухов, 1986.
57. Краснокутский Р. Н., Федякин Н. Н., Шувалов Р. С. Препринт ИФВЭ 86-33. Серпухов, 1986.
58. Краснокутский Р. Н., Федякин Н. Н., Шувалов Р. С. Препринт ИФВЭ 86-199. Серпухов, 1986.
59. Краснокутский Р. Н., Федякин Н. Н., Шувалов Р. С. Препринт ИФВЭ 87-108. Серпухов, 1987.
60. Callen H. V., Welton T. A.//Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 34—40.
61. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. 3-е изд. М.: Наука, 1991.
62. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967.
63. Gatti E., Manfredi P. F., Ripamonti G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1987. Vol. A257. P. 331—338.
64. Balbekov V. I., Baranov A. M., Krasnokutsky R. N. e.a. Preprint ИФВЭ 79-125, Serpukhov, 1979.
65. Прохин В. П., Шехтман Л. А.//Журн. техн. физ. 1967. Т. 37, № 8. С. 1387—1393.
66. Краснокутский Р. Н., Курчанинов Л. Л., Тихонов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 89-48. Серпухов, 1989; Nucl. Instrum and Methods. 1990. Vol. A 292. P. 445—449.
67. Mathieson E., Gordon J. S.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 227. P. 267—276.
68. Лебедев П. К., Максимов А. В., Муравьев С. В., Федотович Г. В. Препринт ФИАИ 63. М. 1989.
69. Shockley W.//J. Appl. Phys. 1938. Vol. 9. P. 635.
70. Ramo S.//Proc. IRE. 1939. Vol. 27. P. 584.
71. Cerri C., Denisov S. P., Gennaro G. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 227. P. 227—236.
72. Chase R. L., Richer J. P.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. Vol. NS-31, N 1. P. 258—263.