

УДК 681.2.084

## ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ТРАКТЫ УСИЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ (обзор)

© 2022 г. Е. А. Пурьга<sup>а,\*</sup>, А. Д. Хильченко<sup>а</sup>, А. Н. Квашнин<sup>а</sup>,  
Д. В. Моисеев<sup>а</sup>, С. В. Иваненко<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11

\*e-mail: e.a.puryga@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 27.08.2021 г.

После доработки 10.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

Работа посвящена разработке усилительных трактов плазменных диагностик, значительная часть которых в качестве датчиков использует полупроводниковые детекторы, формирующие токовые сигналы малой интенсивности. Особенностью указанных диагностик является осциллографическая форма фиксации сигналов датчиков. В тандеме с детекторами для усиления и нормализации сигналов датчиков используются широкополосные трансимпедансные усилители на основе операционных усилителей. Рассматриваются принципы построения таких усилительных трактов с учетом факторов, влияющих на их итоговые шумовые и частотные характеристики. Приводятся практические примеры построения усилительных трактов корпускулярных и нейтронных диагностик плазмы, а также диагностики томсоновского рассеяния, используемых на плазменных установках Института ядерной физики СО РАН.

DOI: 10.31857/S0032816222010207

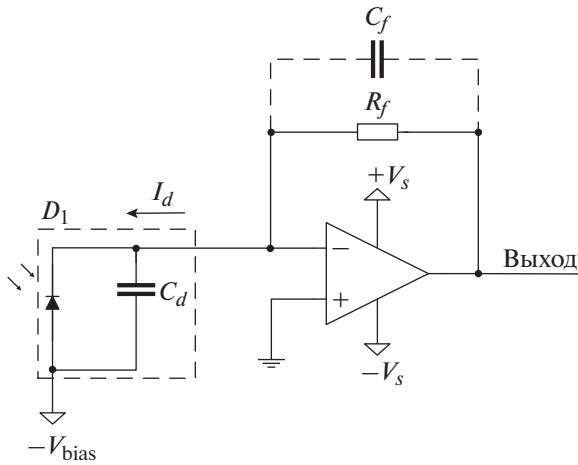
### ВВЕДЕНИЕ

При проведении исследований в области физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза (у.т.с.) широко используются диагностики, ориентированные на фиксацию пространственных распределений параметров плазмы и их временной динамики и на формирование сигналов обратной связи, обеспечивающих стабилизацию положения плазменного шнура в магнитной ловушке, формирование необходимых радиальных профилей его плотности и температуры, а также интенсивности реакций синтеза. К числу таких диагностик можно отнести сверхвысокочастотные (с.в.ч.), оптические, рентгеновские, корпускулярные и иные диагностики, ключевая особенность измерительных трактов которых сопряжена с необходимостью фиксации сигналов датчиков в осциллографической форме. Сложившаяся на сегодня структура элементарного измерительного тракта включает в свой состав датчик, широкополосный усилитель, быстродействующий аналого-цифровой преобразователь (а.ц.п.), цифровой узел на основе программируемой пользователем вентильной матрицы или процессора, формирующе-

го результаты измерений с помощью исполняемых в режиме реального времени процедур цифровой обработки сигналов, а также интерфейсный узел, передающий результаты серверу диагностики и/или соответствующему контроллеру. Значительная часть измерительных трактов, применяемых в исследованиях по физике плазмы и у.т.с., в качестве детекторов использует полупроводниковые диоды, формирующие под воздействием попадающего в их апертуру излучения или частиц широкополосный токовый сигнал малой интенсивности. Для усиления и нормировки таких сигналов традиционно используются трансимпедансные усилители на основе малошумящих широкополосных операционных усилителей (о.у.) [1]. Схема такого усилителя тракта приведена на рис. 1.

### ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА НА ОСНОВЕ ТРАНСИМПЕДАНСНОГО УСИЛИТЕЛЯ

При идеальности характеристик базового о.у. выходное напряжение трансимпедансного усилителя определяется величинами сопротивления обратной связи и тока фотодиода:



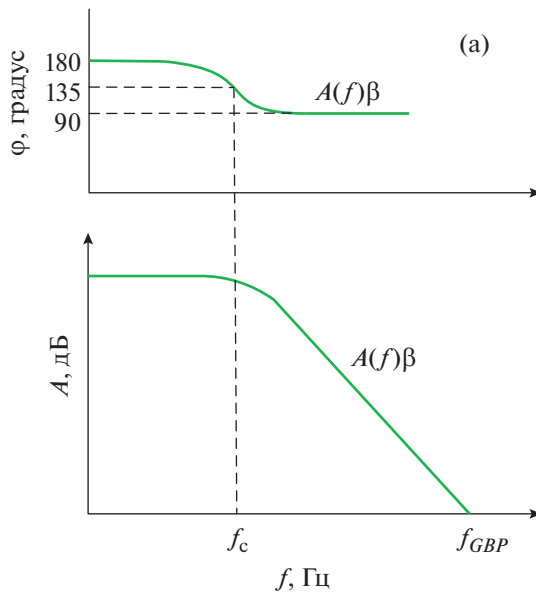
**Рис. 1.** Упрощенная схема трансимпедансного усилителя в тандеме с полупроводниковым фотодиодом.

$$e_0 = i_{sig} K_{\infty} = i_{sig} R_f, \quad (1)$$

где  $i_{sig}$  – ток полупроводникового детектора,  $R_f$  – сопротивление в цепи обратной связи (рис. 1).

Для реальных о.у. это соотношение справедливо только для области низких и средних частот, в которых их коэффициент усиления с разомкнутой обратной связью  $A(f)$  велик и фактически постоянен. С ростом частоты  $A(f)$  уменьшается:

$$A(f) = \frac{A_0}{1 + \frac{jf}{f_c}}, \quad (2)$$



где  $f_c$  – частота среза усилителя. Как следствие, в соотношении (1) появляется дополнительный элемент – коэффициент погрешности  $\frac{\beta A(f)}{1 + \beta A(f)}$  [2]:

$$e_0 = i_{sig} K_u = i_{sig} K_{\infty} \frac{\beta A(f)}{1 + \beta A(f)} = i_{sig} R_f \frac{1}{1 + \frac{1}{\beta A(f)}}, \quad (3)$$

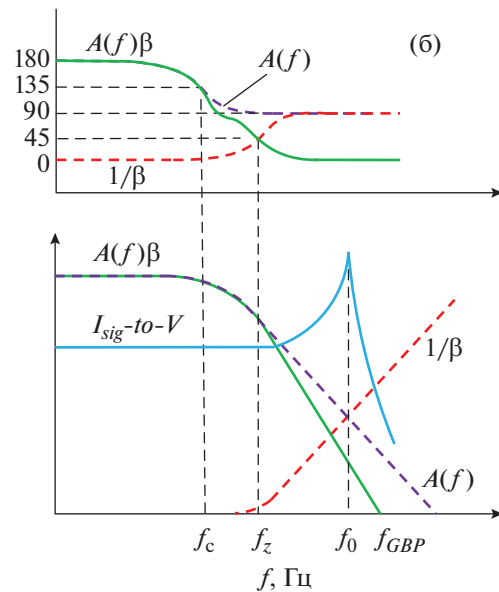
где  $\beta$  – коэффициент обратной связи усилителя. На рис. 2а представлены амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики усилителя (а.ч.х. и ф.ч.х.) при нулевой входной емкости. В этом случае коэффициент обратной связи  $\beta$  представлен константой, а петлевое усиление  $\beta A(f)$  с ростом частоты так же, как и а.ч.х. усилителя, спадает с темпом 20 дБ/декада. Максимальный фазовый сдвиг выходного сигнала составляет 90°. При отличной от нуля входной емкости усилителя, представленной в виде суммы трех компонент:

$$C_{общ} = C_d + C_{in} + C_{dif}, \quad (4)$$

где  $C_d$  – емкость фотодиода,  $C_{in}$  – входная емкость инвертирующего входа усилителя,  $C_{dif}$  – дифференциальная емкость между его входами, характер поведения а.ч.х. и ф.ч.х. кардинально меняется (рис. 2б).

Происходит это из-за того, что коэффициент обратной связи  $\beta$  становится частотнозависимым:

$$\beta = \frac{X_{C_{общ}}}{R_f + X_{C_{общ}}} = \frac{1}{1 + j2\pi f R_f C_{общ}}, \quad (5)$$



**Рис. 2.** Амплитудно-частотная и фазочастотная характеристики усилителя: а – при  $C_{общ} = 0$ , б – при ненулевой входной емкости;  $f_{GBP}$  – частота единичного усиления трансимпедансного усилителя.

в результате чего петлевое усиление описывается двухполюсной функцией:

$$A(f)\beta = \frac{A_0}{\left[1 + \frac{jf}{f_c}\right] (1 + j2\pi f R_f C_{\text{общ}})} \quad (6)$$

Появление дополнительного полюса на частоте  $f_z = \frac{1}{2\pi R_f C_{\text{общ}}}$  приводит к спаду  $A(f)\beta$  в области высоких частот с темпом 40 дБ/декада и дополнительному набегу фазы  $90^\circ$  (рис. 2б). Суммарный набег фазы в момент пересечения графиков  $A(f)$  и  $1/\beta$  становится близким к  $180^\circ$ . Из-за этого переходный процесс приобретает колебательный характер, а на графике коэффициента передачи трансимпедансного усилителя  $I\text{-}to\text{-}V$  появляется резонансный пик.

Предотвратить переход усилителя в колебательный режим можно, уменьшив общий набег фазы за счет уменьшения величин  $R_f$  и  $C_{\text{общ}}$ . Свести к нулю входную емкость, основной компонентой которой является емкость фотодиода, практически невозможно. Уменьшение же номинала сопротивления обратной связи сопряжено с падением коэффициента передачи, что нежелательно.

Традиционный способ стабилизации работы трансимпедансного усилителя основан на использовании корректирующей емкости  $C_f$ , подключаемой параллельно к резистору обратной связи  $R_f$  (рис. 1). Корректирующая емкость меняет характер поведения коэффициента обратной связи  $\beta$ :

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{X_{C_{\text{общ}}}}{R_f \parallel X_f + X_{C_{\text{общ}}}} = \frac{X_{C_{\text{общ}}}}{\frac{R_f X_f}{R_f + X_f} + X_{C_{\text{общ}}}} = \\ &= \frac{1 + j2\pi f R_f C_f}{1 + j2\pi f (C_{\text{общ}} + C_f) R_f}, \end{aligned} \quad (7)$$

который в области высоких частот при  $R_f \gg X_f$  описывается выражением

$$\beta \approx \frac{1}{1 + \frac{C_{\text{общ}}}{C_f}} \quad (8)$$

На рис. 3 приведен график ф.ч.х. усилителя при использовании корректирующей емкости. Она совместно с сопротивлением обратной связи на графике  $\beta A(f)$  на частоте  $f_p = \frac{1}{2\pi R_f C_f}$  формирует дополнительный “ноль”, снижающий результирующий набег фазы.

На рис. 4 приведены графики а.ч.х. и ф.ч.х. при фиксированном  $R_f$  и разных номиналах  $C_f$ . На

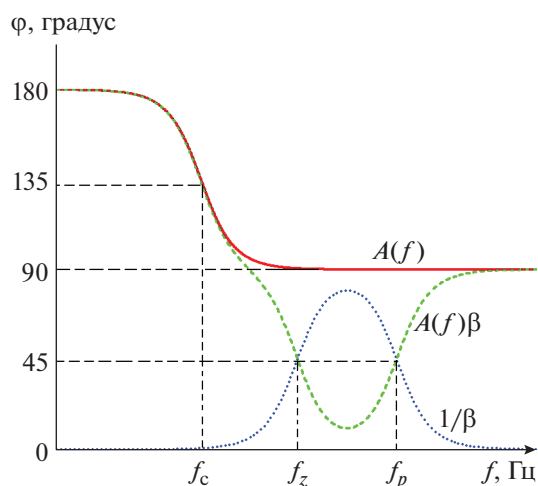


Рис. 3. Фазочастотная характеристика при использовании корректирующей емкости.

рис. 4а коэффициент усиления  $1/\beta$  выходит на плато на уровне примерно  $1 + \frac{C_{\text{общ}}}{C_f}$  намного раньше

точки пересечения с а.ч.х. усилителя  $A(f)$ , что соответствует условию  $f_p \ll f_0$ . Как следствие, запас по фазе в их точке пересечения, соответствующей частоте  $f_0$ , имеет величину более  $45^\circ$ . При этом на интервале  $f_0 - f_p$  график  $A(f)\beta$  изменяет скорость спада с 40 до 20 дБ/декада. Резонансный пик на кривой коэффициента передачи  $I_{\text{sig-to-V}}$  отсутствует или имеет малую величину. В случае выхода коэффициента усиления  $1/\beta$  на плато в момент пересечения с графиком  $A(f)\beta$  при  $f_p = f_0$  (рис. 4б) запас по фазе составляет  $45^\circ$ . На кривой коэффициента передачи  $I_{\text{sig-to-V}}$  появляется явно выраженный резонансный пик, соответствующий частичной фазовой компенсации. При  $f_p > f_0$  (рис. 4в) фазовая компенсация практически отсутствует, запас по фазе составляет менее  $45^\circ$ , а амплитуда резонансного пика фактически совпадает с его амплитудой при отсутствии корректирующей емкости.

По существу  $C_f$  стабилизирует работу трансимпедансного усилителя за счет сужения полосы его рабочих частот. Оптимальная величина корректирующей емкости, соответствующая запасу по фазе в петле обратной связи усилителя в  $65^\circ$ , определяется как

$$C_f = \frac{1}{2\pi(0.707)f_c R_f} \quad (9)$$

Шумы фотодиода и трансимпедансного усилителя являются факторами, прямо влияющими на результирующий амплитудный динамический диапазон детектора. В силу относительно малой ширины запрещенной зоны полупроводниковых

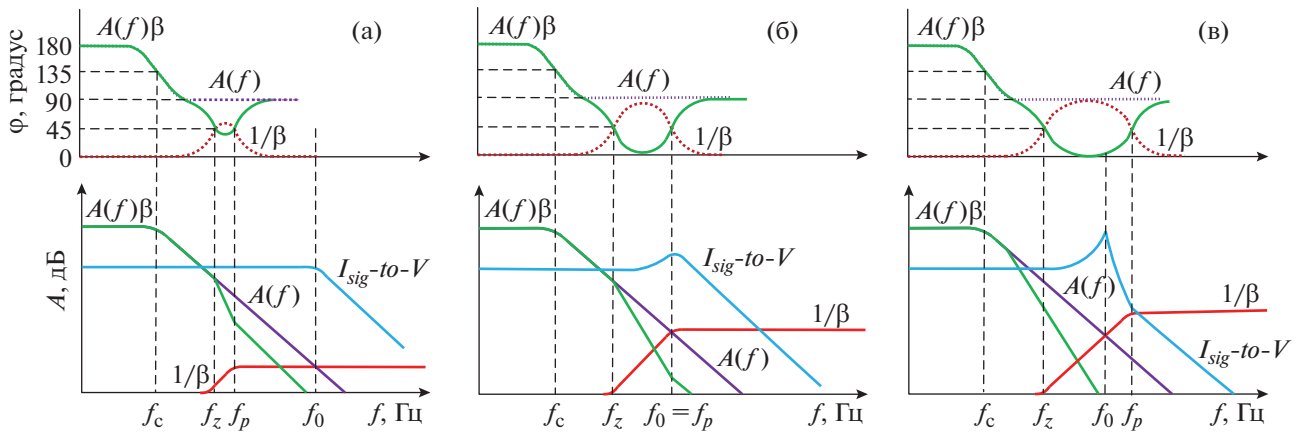


Рис. 4. Графики а.ч.х. с различными номиналами корректирующих емкостей.

фотодиодов (единицы вольт) и высокой энергии фиксируемых ими фотонов и иных частиц (десятки килоэлектронвольт—единицы/десятки мегаэлектронвольт) количество порождаемых в области  $p-n$ -перехода носителей заряда оказывается, как правило, большим, что предопределяет большую величину отношения сигнального тока к темновому. Поэтому шум темнового тока полупроводниковых фотодиодов в большинстве значимых для физики плазмы и у.т.с.-приложений не является фактором, ограничивающим рабочий динамический диапазон детектора. Определяющий вклад в это ограничение вносят шумы усилителя.

На рис. 5 приведена эквивалентная схема частотно компенсированного трансимпедансного усилителя со всеми источниками шума. Зависимость его выходного напряжения от частоты определяется как

$$e_0(f) = i_{sig}K_u(f) + e_{noiseout}, \quad (10)$$

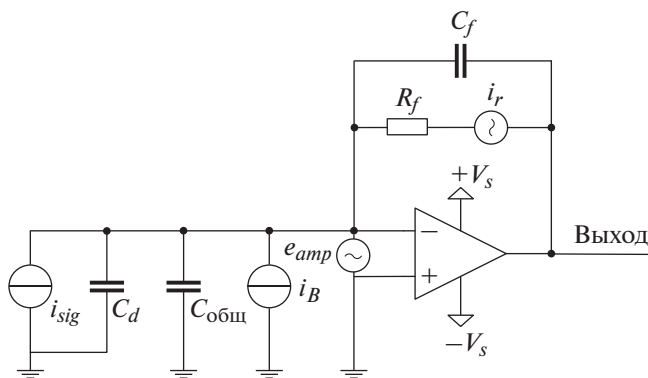


Рис. 5. Эквивалентная схема частотно компенсированного трансимпедансного усилителя.

где  $i_{sig}$  – сигнальный ток,  $K_u(f)$  – коэффициент передачи трансимпедансного усилителя, а  $e_{noiseout}$  – шумовая компонента сигнала на его выходе:

$$e_{noiseout} = \sqrt{e_{rmsi}^2 + e_{rmsR}^2 + e_{rmsamp}^2} = \sqrt{R_f^2 \pi q I_B f_p + 2\pi k T R_f f_p + e_{rmsamp}^2}. \quad (11)$$

В этом выражении  $e_{rmsR}$  – среднееквадратичное значение (RMS) шумовой компоненты напряжения на резисторе обратной связи  $R_f$ ,  $e_{rmsi}$  – шум, обусловленный шумовой компонентой входного тока усилителя  $I_B$ , протекающей через резистор обратной связи  $R_f$ ,  $e_{rmsamp}$  – среднееквадратичное значение остальных компонент шума, приведенное к входу трансимпедансного усилителя.

Первая составляющая в выражении (11) представляет собой дробовой, а вторая – тепловой шум. Обе эти компоненты можно охарактеризовать как “белый” шум. В случае, если петлевое усиление  $|A(f)\beta| \gg 1$ , полоса пропускания этих компонент будет ограничена фильтром низких частот, образованным емкостью  $C_f$  и резистором обратной связи  $R_f$ , с частотой среза  $f_p = \frac{1}{2\pi R_f C_f}$ . Если же входная емкость  $C_{общ}$  велика, то дробовой и тепловой шуму также будут частотно зависимы [3].

Напряжение шума, приведенное к входу усилителя, определяется через спектральную плотность  $e_{amp}$  и коэффициент усиления  $A_{noise}$ :

$$e_{rmsamp}^2 = \int_0^{f_{GBP}} A_{noise}^2(f) e_{amp}^2 df, \quad (12)$$

где

$$A_{noise} = \frac{1 + j2\pi f R_f (C_{общ} + C_f)}{1 + j2\pi f R_f C_f} \frac{1}{1 + \frac{jf}{f_0}}, \quad (13)$$

$f_0 = \frac{f_{GBP} C_f}{C_f + C_{общ}}$ ,  $f_{GBP}$  – частота единичного усиления трансимпедансного усилителя.

На рис. 6 сплошной линией отмечен график коэффициента усиления шума  $A_{noise}$ , штриховой и штрихпунктирной линиями – графики коэффициента передачи усилителя с разомкнутой петлей обратной связи  $A(f)$  и коэффициента обратной связи усилителя  $1/\beta$  соответственно. В области 1 коэффициент усиления шума мал и постоянен, поэтому основной интерес для нас представляют области 2–4.

В области частот от  $f_z = \frac{1}{2\pi R_f (C_f + C_{общ})}$  до

$f_p = \frac{1}{2\pi R_f C_f}$  коэффициент усиления шума растет со скоростью 20 дБ/декада. А в области 4, где  $A_{noise} = A(f)$ , коэффициент усиления шума спадает со скоростью 20 дБ/декада вплоть до частоты  $f_{GBP}$ . В области 3 он выходит на плато и приобретает величину около  $1 + \frac{C_{общ}}{C_f}$ . Это позволяет нам

рассматривать среднеквадратичное значение напряжения шума в диапазоне от  $f_z$  до  $f_0$  или от  $f_p$  до  $f_{GBP}$  как

$$\begin{aligned} e_{rmsamp}^2 &\approx \left( \frac{1 + C_{общ}}{C_f} \right)^2 e_{amp}^2 (f_z - f_0) = \\ &= \left( \frac{1 + C_{общ}}{C_f} \right)^2 e_{amp}^2 (f_p - f_{GBP}). \end{aligned} \quad (14)$$

При работе трансимпедансного усилителя с фотодиодами большой площади преимущественный вклад в  $C_{общ}$  вносит емкость диода  $C_d$ . С ростом  $C_d$  растет и величина коэффициента усиления шума. В области высоких частот, начиная с

$$f_{dominate} = \frac{1}{2\pi e_{amp} C_{общ}} \sqrt{2q i_{sig} + i_{amp}^2 + \frac{4kT}{R_f}}, \quad (15)$$

в трансимпедансном усилителе доминирующим оказывается шум, обусловленный входным напряжением шума о.у.  $e_{amp}$ . Соотношение (15) однозначно указывает на то, что для уверенного детектирования широкополосных сигналов необходимо использовать фотодиоды с минимально возможной величиной емкости  $C_d$ , а также широкополосные о.у. с  $i_{amp} \ll \sqrt{2q i_{sig}}$ , обладающие предельно малыми приведенным ко входу напряжением шума  $e_{amp}$  и входной емкостью  $C_{общ}$ . Резистор в цепи обратной связи  $R_f$  задает величину

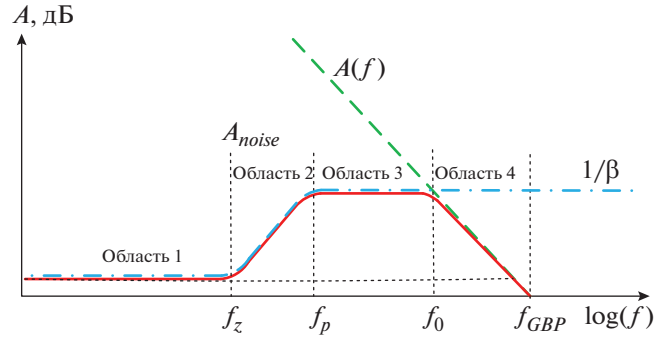


Рис. 6. Спектральная плотность входной шумовой компоненты  $e_{amp}$ .

коэффициента передачи трансимпедансного усилителя в области низких и средних частот. Обычно он имеет большой номинал и в силу этого практически не оказывает существенного влияния на шумовые характеристики усилителя. Выполнить же ключевое условие – минимизировать величину подключенной к входу усилителя паразитной емкости – удается не всегда. К исключениям можно отнести детекторы на основе  $p-i-n$ - и лавинных фотодиодов с малой площадью активной зоны и широкополосных о.у.

## ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ С МАЛОЙ ЕМКОСТЬЮ ПЕРЕХОДА

Однако даже для детекторов с малой емкостью перехода реализовать необходимую для многих приложений полосу рабочих частот при приемлемом отношении сигнал/шум на его выходе чрезвычайно трудно. Объясняется это характеристиками современных широкополосных о.у. и сложностью учета паразитных факторов при проектировании на их основе трансимпедансных усилителей. В связи с этим более привлекательными выглядят появившиеся недавно однокристалльные аналоги трансимпедансных усилителей, интегрирующие в своем составе о.у., элементы петли обратной связи и цепи коррекции. Примером может служить усилитель OPA857 от Texas Instruments, который при резисторе обратной связи с сопротивлением 20 кОм и величине входной емкости 1.5 пФ обеспечивает усиление сигнала в полосе рабочих частот от 0 до 105 МГц [4]. При этом величина приведенного к входу усилителя шумового тока, учитывающего и составляющую вида  $e_{amp} C_{общ}$ , не превышает 15 нА (RMS). OPA857 ориентирован на работу с лавинными или  $p-i-n$ -фотодиодами, имеющими относительно малую площадь активной зоны и соответственно величину емкости перехода  $C_d$  до 4.7 пФ. Важно то, что в указанном диапазоне изменения емкости этот усилитель

устойчив, а его а.ч.х. с замкнутой петлей обратной связи остается практически плоской. Изменяются лишь значение верхней граничной частоты полосы пропускания (от 105 до 80 МГц) и, в относительно небольшом диапазоне (от 15 до 23 нА), величина приведенного к входу усилителя шумового тока. Уникальная совокупность указанных параметров позволяет использовать ОРА857 в составе широкополосных детекторов излучения, например, характерных для диагностики томсоновского рассеяния, ориентированной на измерение плотности и температуры электронной компоненты плазмы в магнитных ловушках [5].

Ключевые особенности диагностики томсоновского рассеяния таковы: малая длительность зондирующего импульса (в диапазоне 1–20 нс) при отношении мощностей зондирующего и рассеянного излучений на уровне  $10^{-15}$ , наличие мощного фонового излучения плазмы, а также излучения лазера, отраженного от стенок вакуумной камеры, попадающих в апертуру детектора. Выделить полезный сигнал в этом случае возможно только при работе измерительных трактов в осциллографическом режиме.

В частности, в диагностике томсоновского рассеяния на аксиально-симметричной магнитной газодинамической ловушке (ГДЛ) Института ядерной физики СО РАН [6] в качестве источника излучения используется неодимовый лазер, генерирующий импульс с энергией 1.7 Дж и длительностью около 10 нс. Лазер работает в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов до 10 Гц. Оптическая система диагностики ориентирована на измерение температуры плазмы в шести пространственных точках. Каждой точке соответствует свой измерительный тракт, включающий в свой состав спектрометр с шестью фотодетекторами. Количество фотонов в импульсе рассеянного плазмой зондирующего излучения в каждой пространственной точке составляет примерно  $(2-3) \cdot 10^4$ , что соответствует примерно  $5 \cdot 10^3$  фотонам, попадающим в апертуру детектора. Величина сигнального тока детектора, в качестве которого используется лавинный фотодиод S11519-15 фирмы Hamamatsu, определяется как

$$I_{sig} = \frac{M\eta en_{PH}}{t} \approx 2 \text{ мкА}, \quad (16)$$

где  $M$  – коэффициент лавинного усиления (25),  $\eta$  – квантовая эффективность фотодетектора на длине волны лазерного излучения (1.06 мкм),  $e$  – заряд электрона,  $t$  – длительность лазерного импульса,  $n_{PH}$  – количество фотонов. Используя указанные параметры, можно оценить среднеквадратичное значение шумового тока фотодиода:

$$i_{лфд} = \sqrt{2e(I_{sig}M + I_T M^2)f_{лфд}} \approx 63 \text{ нА}, \quad (17)$$

где  $I_T$  – темновой ток лавинного фотодиода (он примерно равен 9 нА),  $f_{лфд}$  – частота среза его коэффициента передачи (примерно 100 МГц).

На рис. 7 приведена схема усилительного тракта детектора диагностики томсоновского рассеяния. Она трехкаскадная. Первый каскад усиления построен на основе трансимпедансного усилителя ОРА857. Емкость перехода лавинного фотодиода, подключенная к его входу, имеет величину примерно 3 пФ. Обусловленный ею, а также паразитными емкостями инвертирующего входа усилителя ( $C_{общ}$ ), ток шума (RMS), приведенный к этому входу, не превышает 18 нА во всей полосе рабочих частот (0–100 МГц). Величина приведенной к входу ОРА857 шумовой компоненты тока, с учетом одноименной составляющей тока фотодиода, равняется

$$i_{дет} = \sqrt{i_{лфд}^2 + i_{усил}^2} = \sqrt{63^2 + 18^2} = 65.5 \text{ нА}. \quad (18)$$

Видно, что основной вклад в  $i_{дет}$  вносит шумовая компонента тока лавинного фотодиода  $i_{лфд}$ . Она же определяет и величину результирующего отношения амплитуды сигнала к среднеквадратичному значению шума, характеризующую разрешение детекторного узла:

$$S/N = \frac{I_{sig}}{i_{дет}} \approx 30.5. \quad (19)$$

Результат приемлемый, но не впечатляющий. Следует заметить, что он соответствует полосе рабочих частот детектора 0–100 МГц, которая с физической точки зрения в диагностике томсоновского рассеяния является избыточной. Дело в том, что для определения температуры плазмы в данной диагностике необходимо знать уширение спектральной линии зондирующего излучения, обусловленное его рассеянием на энергичных электронах. Решить эту задачу можно двумя способами: восстанавливая форму спектральной линии рассеянного излучения по амплитудам сигналов рассеяния, фиксируемых детекторами в наборе соседних окон спектрометра, либо по интегральным значениям этих сигналов. Очевидно, что с метрологической точки зрения второй способ является предпочтительным, так как в его рамках эффективно подавляются высокочастотные компоненты наложенных на сигналы рассеяния шумов и наводок. Операция интегрирования с радиотехнической точки зрения эквивалентна процедуре фильтрации высокочастотных компонент сигнала, в нашем случае – снижению до приемлемого уровня верхней граничной частоты полосы пропускания усилительного тракта. Выполняется эта операция во всех каскадах усилительного тракта: в трансимпедансном усилителе и промежуточном каскаде усиления – с помощью корректирующих емкостей в цепях обратной связи, в выходном каскаде – за счет его построения



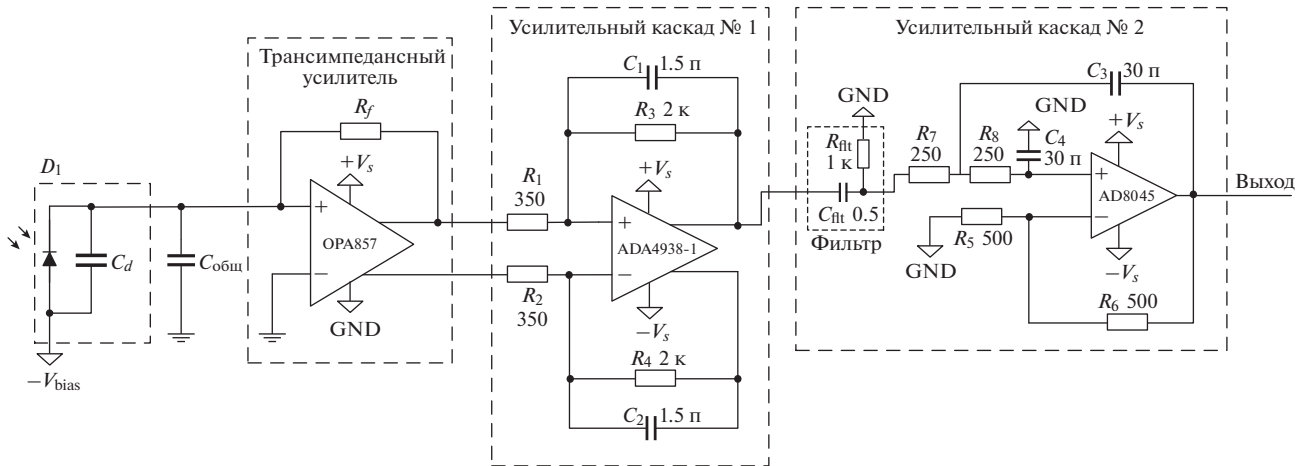


Рис. 7. Усилительный тракт для диагностики томсоновского рассеяния на установке ГДЛ.

на основе активного двухполюсного фильтра. Частоты среза а.ч.х. указанных звеньев и элементов идентичны и равны 60 МГц, что обеспечивает крутизну спада а.ч.х. усилительного тракта в высокочастотной области на уровне 80 дБ/декада. Сигнальная полоса пропускания при этом ограничена сверху (на уровне  $-3$  дБ) частотой 26 МГц, а полоса частот усиления шума – частотой 29.5 МГц. Эти значения практически в четыре раза меньше значений аналогичных частот среза элементов усилительного тракта без цепей коррекции и фильтрации. За счет этого почти в два раза улучшается результирующее отношение сигнал/шум на выходе усилителя – с 30 до 60. Последующие процедуры обработки сигналов детекторов возлагаются на тракты их оцифровки и цифровой фильтрации. На рис. 8 приведены выходные сигналы детекторов диагностики томсоновского рассеяния, полученные в реальном эксперименте при длительности импульса зондирующего излучения около 50 нс. Временной сдвиг сигналов друг относительно друга обусловлен конструкцией спектрометра.

#### ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ С БОЛЬШОЙ ЕМКОСТЬЮ ПЕРЕХОДА

При попытке использовать в детекторе фотодиод с большей площадью перехода и, соответственно, с большей паразитной емкостью  $C_d$  характеристики усилительных трактов, строящихся на основе трансимпедансных усилителей, резко ухудшаются. Сначала, пропорционально величине этой емкости, начинает расти амплитуда шумовой компоненты выходного сигнала, а затем, при превышении этой емкостью некоторого критического значения, усилитель теряет устойчивость и перестает выполнять свои функции.

Поэтому расширить полосу пропускания усилительного тракта, работающего в тандеме с фотодиодом, обладающим относительно большой емкостью перехода, можно лишь за счет изменения схемотехники этого тракта, например, используя “каскадную” схему его построения (рис. 9), в которой функции приемника фототока выполняет транзистор, включенный по схеме с общей базой. Относительно низкое входное сопротивление этого транзистора в паре с емкостью фотодиода формируют на а.ч.х. усилительного тракта полюс с частотой среза  $f_c = \frac{1}{2\pi C_d r_e}$ , где  $r_e$  – динамическое сопротивление эмиттерного перехода. Коллекторная же цепь транзистора, нагрузкой которой яв-

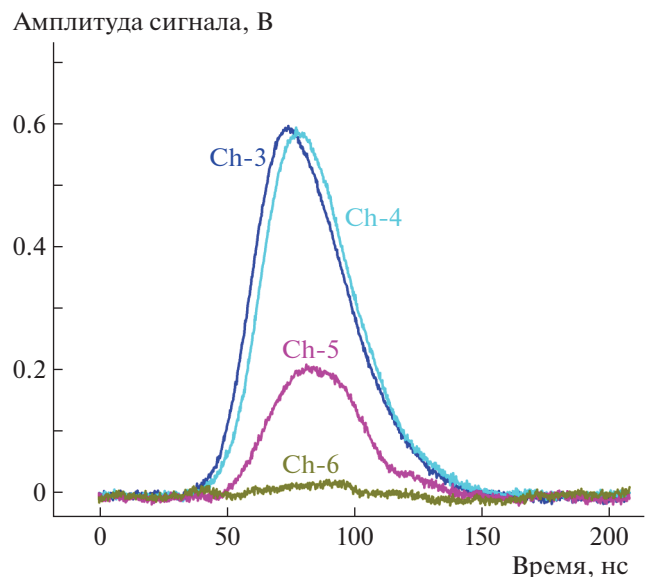


Рис. 8. Сигналы детекторов диагностики томсоновского рассеяния установки ГДЛ.

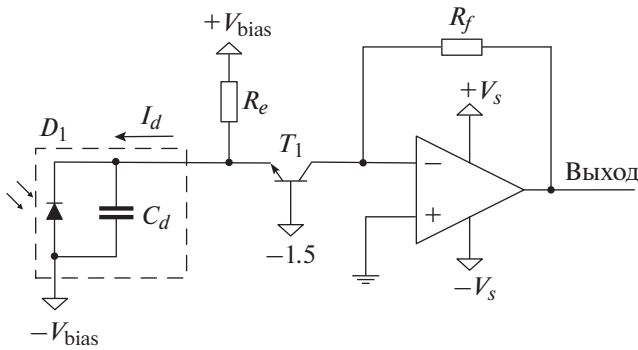


Рис. 9. Каскодная схема усилителя фототока.

ляется инвертирующий вход трансимпедансного усилителя, имея близкий к единице коэффициент передачи сигнала тока, эффективно изолирует этот вход от емкости фотодиода.

По существу в каскодной схеме емкость фотодиода на входе классического трансимпедансного усилителя замещается емкостью перехода коллектор–база транзистора, которая может иметь величину в доли пикофарад. Как следствие, трансимпедансный усилитель в полном объеме реализует совокупность своих лучших характеристик: широкую полосу пропускания и малую величину приведенной к его входу токовой шумовой компоненты. Основным элементом, определяющим не только полосу пропускания, но и шумовые характеристики каскодного усилителя, становится входной транзистор, а точнее – величина его тока покоя  $I_0$ . Она определяет величину входного динамического сопротивления эмиттерного перехода  $r_e = \frac{\Phi}{I_0}$ , где  $\Phi = \frac{kT}{e} \approx 25$  мВ при комнатной температуре, а также постоянную времени входной цепи  $t = r_e C_d = \frac{\Phi}{I_0} C_d$ . Величина шумового тока коллектора тоже зависит от тока покоя  $I_0$  как  $I_n = \sqrt{2eI_0 F}$ . Здесь  $F$  – верхняя граничная частота полосы пропускания сигнального тракта. В последнем выражении не учитывается влияние на величину шума сопротивления базы транзистора, поскольку его вклад при величинах  $I_0 \ll 1$  мА пренебрежимо мал. Величины шумового тока транзистора  $I_n$  и его тока покоя  $I_0$  связаны друг с другом простой зависимостью:

$$I_n = I_0 \sqrt{\frac{e}{\pi \Phi C_d}} = 1.42 I_0 \cdot 0.001 \sqrt{\frac{1}{C_d}}, \quad (20)$$

где  $C_d$  – величина емкости фотодиода в единицах пикофарад. Из этого соотношения следует, что при емкости фотодиода 10 пФ и среднеквадратичном значении шумового тока транзистора, сопоставимом с шумовым током трансимпедансно-

го усилителя (15 нА), величина  $I_0$  не должна превышать 36 мкА. При этом верхняя граничная частота полосы пропускания входного тракта, из-за относительно большой величины входного сопротивления транзистора ( $r_e \approx 700$  Ом), ограничена величиной 23 МГц. Ценой увеличения тока покоя транзистора до 100 мкА ее можно увеличить до 64 МГц при одновременном росте величины шумовой токовой компоненты входного каскада (до 45 нА) и результирующей величины шумового тока (RMS), приведенного к входу усилителя, до 47 нА. При амплитуде сигнального тока фотодиода 10 мкА результирующее отношение сигнал/шум достигает примерно 212, что уже приемлемо для многих приложений. Таким образом, каскодная схема усиления эффективна при работе с фотодиодами, обладающими емкостью на уровне десятка пикофарад. Возможность же ее использования с фотодиодами, обладающими большей емкостью перехода, все еще остается под большим вопросом. Попробуем модифицировать эту схему с тем, чтобы она была способна решать поставленную задачу. Очевидно, что для снижения влияния емкости фотодиода на характеристики усилителя необходимо избавиться, если не полностью, то хотя бы частично, от самой этой емкости. Сделать это можно, запретив ее перезарядку сигнальным током. Для этого достаточно с помощью вспомогательных элементов стабилизировать величину напряжения на фотодиоде – например, с помощью повторителя напряжения и схемы смещения уровня сигнала, поддерживающих равенство перепадов напряжения на обоих его выводах (рис. 10).

Такое решение рассматривалось в работе [7]. Оно базируется на передаче перепада напряжения с эмиттера входного транзистора, к которому подключен сигнальный вывод фотодиода, на его второй вывод. Для этого используются эмиттерный повторитель напряжения на транзисторе  $T_2$  и резистивно-емкостная цепь смещения уровня его выходного сигнала  $R_3, R_4, C_2$ . Указанные элементы исключают перезаряд паразитной емкости фотодиода  $C_d$  в диапазоне частот, в котором величина выходного сопротивления транзистора  $T_2$  намного меньше реактивного сопротивления этой емкости:  $r_e \ll X_{C_d}$ . Поэтому при фиксированной величине емкости фотодиода расширить полосу рабочих частот модифицированной каскодной схемы усиления можно лишь за счет уменьшения величины  $r_e$ , что эквивалентно увеличению тока покоя  $I_{0T_2}$  транзистора  $T_2$ . При этом следует иметь в виду, что рост тока покоя  $I_{0T_2}$  неизбежно приводит к росту тока базы  $I_{bT_2}$  транзистора  $T_2$ , который из-за необходимости стабилизировать величину шумовой компоненты входного каскада на уровне  $\sqrt{2eI_{0T_2} F}$  должен быть намного меньше тока по-



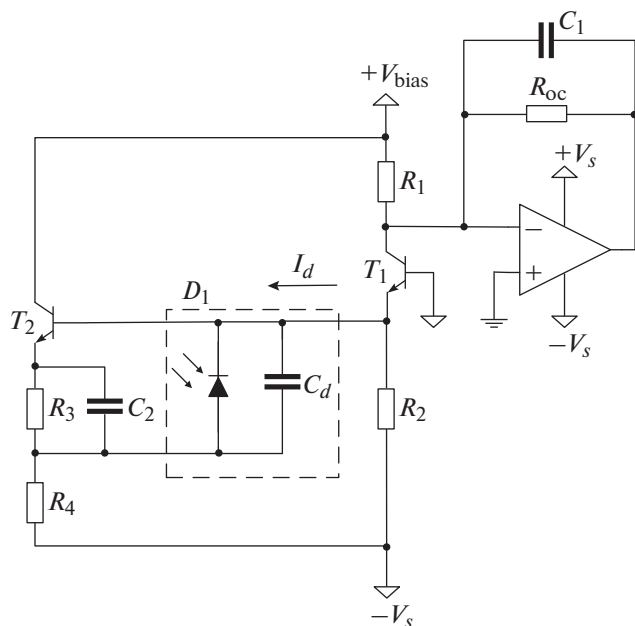


Рис. 10. Использование эмиттерного повторителя для исключения перезарядки емкости фотодиода сигнальным током.

коя входного каскада  $I_{0T_1}$ . Это противоречие разрешается при построении повторителя на основе биполярного с.в.ч.-транзистора с большим коэффициентом усиления по току или на основе малошумящего высокочастотного полевого транзистора с высокой крутизной, например, ATF55143. В случае биполярного транзистора полоса рабочих частот усилителя на основе модифицированной каскодной схемы увеличивается по сравнению с ее предыдущей версией в  $I_{0T_2}/I_{0T_1}$  раз при сохранении величины спектральной плотности шумовой компоненты на уровне, близком к  $\sqrt{2eI_{0T_1}}$ , вплоть до частоты  $F = \frac{\sqrt{I_{0T_2}/I_{0T_1}}}{2\pi r_e C_d}$ . Начиная с этой частоты ток покоя транзистора  $T_2$  начнет вносить определяющий вклад в шумовую компоненту тока, приведенную к входу трансимпедансного усилителя. Аналогичные соотношения, при замене  $r_e$  на  $1/s$ , где  $s$  — крутизна передаточной характеристики, справедливы и в случае построения повторителя сигнала на основе полевого транзистора.

Модифицированная каскодная схема усиления фототока использована на установке ГДЛ в диагностике интенсивности потока протонов, порождаемых в рамках ядерной реакции:  $D + D = p + T + 4.032 \text{ МэВ}$ .

Корпускулярная диагностика плазмы основана на фиксации интенсивности потока частиц, возникающих в процессе взаимодействия плазмы с инжектируемыми в нее пучками нейтральных

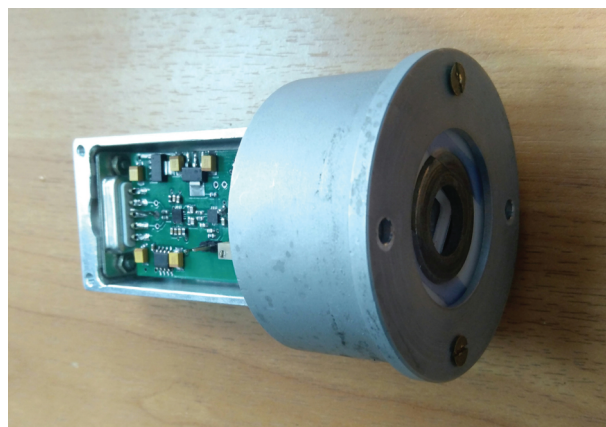


Рис. 11. Детектор интенсивности потока протонов.

атомов. Особенность установки ГДЛ заключается в том, что концентрация захваченных частиц в центральном пробкотроне относительно мала, однако в области пробок их плотность существенно возрастает. Как следствие, интенсивность частиц, фиксируемых диагностикой, может изменяться в широких пределах, что предполагает необходимость работы измерительных трактов как в счетном (при малой плотности плазмы), так и в осциллографическом режиме (высокая плотность плазмы), в котором характер поведения интенсивности потока частиц, покидающих плазму, фиксируется во времени.

В корпускулярной диагностике на установке ГДЛ протоны фиксируются кремниевым диодом D1A производства фирмы СНИИП-ПЛЮС (Россия, Москва) с площадью поверхности  $100 \text{ мм}^2$ , имеющим при напряжении смещения  $40 \text{ В}$  емкость обратно смещенного перехода, по порядку равную  $100 \text{ пФ}$ . Диод из-за интенсивного взаимодействия протонов с остаточным газом, формирующим “шубу” плазменного шнура, и с материалом стенок вакуумной камеры располагается вместе с коллиматором в вакуумном объеме. С усилителем-формирователем (рис. 11), размещаемым вне этого объема в экранированном блоке, диод сопрягается с помощью вакуумно-плотного разъема и проводных соединений длиной до нескольких сантиметров.

При энергии образования электрон-дырочной пары  $3.66 \text{ эВ}$  каждый протон, образовавшийся в плазме в рамках  $D-D$ -реакции, порождает в кремниевом диоде заряд, примерно равный  $100 \text{ фКл}$ . Столь малая величина этого заряда, относительно большая емкость диода и тяжелые условия его эксплуатации — ключевые факторы, определяющие схемотехнику усилителя-формирователя.

Этот усилитель состоит из двух последовательно включенных компонент: из модифицированного каскодного усилителя (рис. 12) и выходного

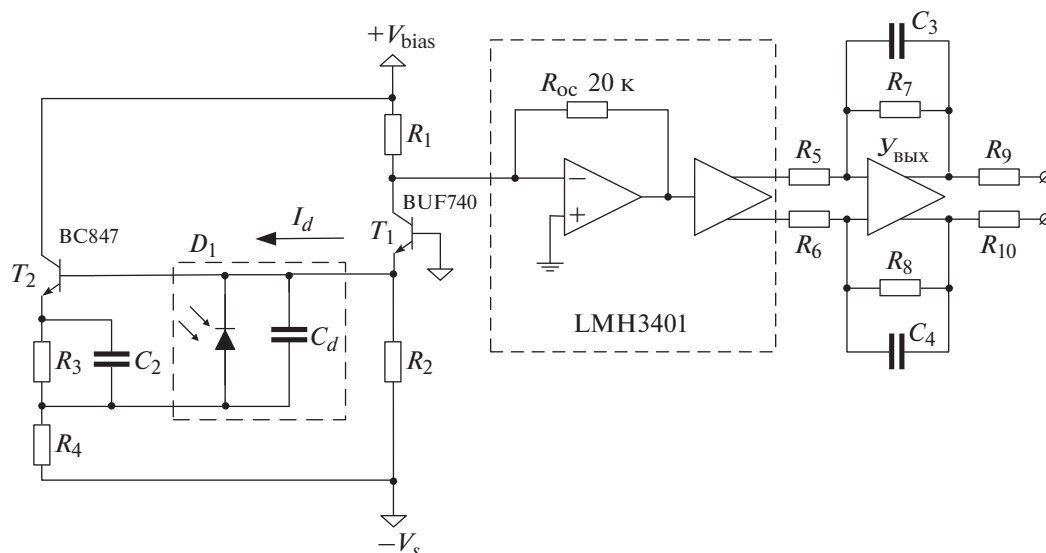


Рис. 12. Схема усилителя-формирователя для детектора интенсивности потока протонов.

усилителя-формирователя  $U_{\text{ВЫХ}}$ , построенного на основе о.у. с дифференциальными входами и выходами. Верхняя граничная частота LMH3401 при паразитной входной емкости на уровне примерно 1.5 пФ и величине эквивалентного сопротивления обратной связи 20 кОм достигает 250 МГц. В этой полосе частот приведенная к его входу величина шумового тока (RMS) не превышает 49 нА. Входной каскад каскодного усилителя построен на основе малощумящего с.в.ч.-транзистора BUF740 ( $T_1$ ) с током покоя  $I_{0T_1} = 25$  мкА, а каскад стабилизации напряжения на фотодиоде — на основе высокочастотного транзистора BC847 ( $T_2$ ) с током эмиттера 1 мА.

Полоса рабочих частот каскодного усилителя, в которой приведенная к входу спектральная плотность шумовой компоненты тока постоянна и определяется величиной тока  $I_0$ , ограничивается сверху величиной

$$F = \frac{\sqrt{I_r}}{2\pi r_c C_d} = \frac{\sqrt{1}}{2 \cdot 3.14 \cdot 25 \cdot 10^{-9}} = \frac{6.32}{6.28 \cdot 25 \cdot 10^{-9}} = 40 \text{ МГц.} \quad (21)$$

В этой полосе частот величина шумовой компоненты входного тока для всего усилителя, с учетом приведенных ранее оценок для каждого каскада, не превышает 27 нА (RMS), что соответствует отношению сигнал/шум на уровне 370. Проблема в том, что полоса рабочих частот каскада с общей базой и трансимпедансного усилителя намного шире. Поэтому, чтобы получить искомый результат и исключить влияние на результи-

рующее отношение сигнал/шум тока покоя эмиттерного повторителя и в.ч.-компоненты шумового тока входного транзистора и трансимпедансного усилителя, полоса рабочих частот усилительного тракта ограничивается с помощью вспомогательного фильтра. Роль фильтра выполняет выходной формирователь, построенный на основе дифференциального усилителя. Он подобно активному фильтру детектора диагностики томсоновского рассеяния ограничивает сверху полосу пропускания рабочих частот усилительного тракта частотой среза  $F$  и увеличивает коэффициент передачи последнего в 5 раз. Задают указанную частоту среза резистивно-емкостные звенья контуров обратной связи выходного каскада усилителя-формирователя.

На рис. 13 представлен сигнал-отклик описанного усилителя на попадание в апертуру детектора  $\alpha$ -частицы с энергией около 5 МэВ. Также на рисунке приведена осциллограмма сигнала-отклика на попадание такой же  $\alpha$ -частицы в детектор с аналогичным усилителем-формирователем и кремниевым диодом D4.5А, имеющим в четыре раза большую площадь активной зоны и, соответственно, величину паразитной емкости перехода  $C_d$ .

### ПОСТРОЕНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ УДАЛЕННО

Детекторы на основе искусственного алмаза, в отличие от кремниевых, — радиационно стойкие, работают при больших напряжениях смещения (сотни вольт), благодаря высокой подвижности носителей и малой ширине  $p$ - $n$ -перехода имеют субнаносекундную длительность сигнала-откли-

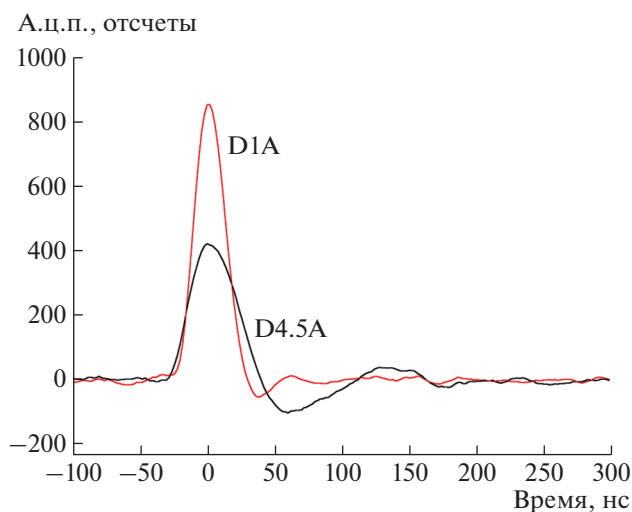


Рис. 13. Сигнал-отклик при попадании в аперттуру детектора  $\alpha$ -частицы.

ка, обладают приемлемым для термоядерных приложений энергетическим разрешением (на уровне процента и менее). Атомы углерода алмазного детектора имеют относительно большое сечение взаимодействия с высокоэнергичными нейтронами. Детекторы на их основе благодаря конструктивным особенностям характеризуются намного меньшим сечением взаимодействия с энергичными  $\gamma$ -квантами. В силу этого алмазные детекторы используются для регистрации нейтронных событий на установках, характеризующихся тяжелой радиационной обстановкой и, соответственно, интенсивными потоками термоядерных нейтронов. Примерами могут служить WEST (Франция, Кадараш), JET (Великобритания, Калхэм), ITER (Франция, Кадараш). Вместе с коллиматорами и элементами электромагнитной защиты детекторы размещаются в непосредственной близости от экспериментального комплекса и сопрягаются с предусилителями-формирователями, вынесенными за элементы биологической защиты, линиями на основе радиационностойкого кабеля длиной до нескольких десятков метров (рис. 14).

По этим же линиям на детекторы от соответствующих источников через балластные сопротивления подается напряжение смещения. Входы

предусилителей изолированы от кабельных линий и источников напряжения смещения по постоянному току развязывающими емкостями [8].

Суммарный заряд, порождаемый термоядерным нейтроном (14 МэВ) в результате ядерных реакций в алмажном детекторе, относительно невелик – чуть более 100 фКл. При прохождении по длинной кабельной линии связи из-за дисперсии исходный субнаносекундный сигнал-отклик детектора трансформируется в импульс тока длительностью 10–15 нс, что предопределяет возможность его работы с нейтронными потоками достаточно высокой интенсивности ( $\geq 10^7$  событий/с). Реализуется эта возможность в том случае, если постоянная времени интегрирования  $\tau$  усилителя-формирователя соизмерима с характерной длительностью импульса тока на выходе кабельной линии, а его входное сопротивление  $r$  равно характеристическому сопротивлению этой линии. Эти условия предопределяют не только высокое значение частоты среза а.ч.х. предусилителя, но и необходимость исключения отражений в сигнальном тракте и, как следствие, относительно большую величину спектральной плотности шумового тока, генерируемого согласующим резистором или его эквивалентом на приемном конце кабельной линии связи. При согласовании линии резистором номиналом 50 Ом спектральная плотность шумового тока имеет большую величину  $i \approx \sqrt{\frac{4kT}{R}} = 18 \frac{\text{пА}}{\sqrt{\text{Гц}}}$ . На интервале интегри-

рования, длительность которого соизмерима с характерной длительностью импульса на выходе кабельной линии (15 нс), она формирует шумовой заряд величиной около 2.6 фКл, который лишь в 35–40 раз меньше заряда, формируемого термоядерным нейтроном при попадании в алмазный детектор. Как следствие, энергетическое разрешение сигнального тракта оказывается плохим. Несколько улучшить положение дел позволяет замена резистивного согласования кабельной линии на его менее шумящий аналог. Функции последнего может выполнять динамическое сопротивление  $r_c$  перехода база–эмиттер транзистора, включенного по схеме с общей базой (рис. 15).

Такое согласование, благодаря зависимости динамического сопротивления перехода эмит-

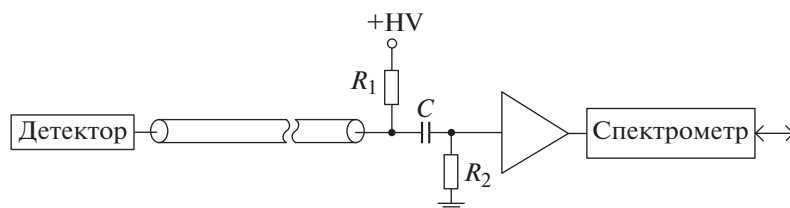


Рис. 14. Схема измерительного тракта нейтронной диагностики на основе алмазного детектора.

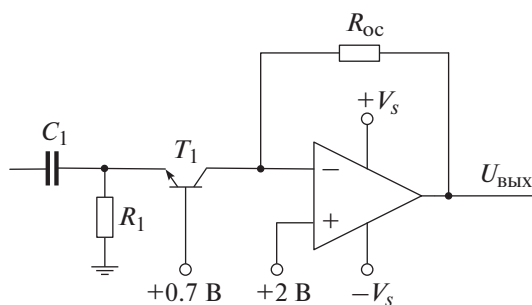


Рис. 15. Использование сопротивления  $r_e$  в качестве согласующего сопротивления.

тер–база транзистора  $r_e$  от тока эмиттера  $I_e$  ( $r_e = \varphi/I_e$ , где  $\varphi$  – температурный потенциал), при токе эмиттера транзистора  $I_e = 0.5$  мА позволяет в  $\sqrt{2}$  раз уменьшить шум, обусловленный резистивным согласованием. Видно, что каскодная схема усилителя-формирователя сигнала в тандеме с алмазным детектором, как и в предыдущих случаях, обладает определенными преимуществами. Она снижает уровень приведенной к входу усилителя-формирователя шумовой компоненты, но не обеспечивает стабильности входного сопротивления. Обусловлено это тем, что динамическое сопротивление перехода эмиттер–база транзистора модулируется сигнальным током алмазного детектора. Как следствие, в зависимости от амплитуды сигнала меняется и уровень его отражения на приемном конце кабельной линии. Учитывая случайный характер сигналов, формируемых алмазным детектором, можно сделать заключение, что уровень отражений прямо влияет на результирующее отношение сигнал/шум, нивелируя выигрыш, полученный за счет изменения схемы согласования кабельной линии. Таким образом, на первый план в усилителе-формирователе сигналов алмазного детектора выходит задача минимизации уровня модуляции его входного сопротивления сигнальным током. Решить эту задачу позволяет входной каскад на транзисторах разной проводимости  $T_1$  и  $T_2$ , включенных по схеме с общей базой (рис. 16).

Сигнал с кабельной линии на переходы эмиттер–база этих транзисторов подается через развязывающие емкости, изолирующие их от источника напряжения смещения. По отношению к источнику сигнала эти переходы включены параллельно. Динамическое сопротивление каждого из них величиной 100 Ом реализуется при токе покоя эмиттера  $I_0 = 0.25$  мА. Изменения сигнального тока в эмиттерной цепи транзисторов одинаковы и равны  $I_s/2$ , но противоположны по знаку. Поэтому сопротивления переходов эмиттер–база транзисторов под воздействием сигнального тока изменяются практически на одну и ту же величину, но в разную сторону. В транзисторе, в котором сигнальный ток суммируется с током покоя, это сопротивление уменьшается, а во втором, в котором сигнальный ток вычитается из тока покоя, это сопротивление растет. Поскольку переходы база–эмиттер транзисторов включены параллельно по отношению друг к другу, указанные изменения их динамических сопротивлений фактически компенсируют друг друга. Как следствие, модуляция входного сопротивления усилительного тракта сигнальным током эффективно подавляется. Что касается отношения сигнал/шум, то его величина остается неизменной. Обусловлено это тем, что вдвое меньшие токи покоя в двухтранзисторной схеме согласования совместно формируют такой же шумовой ток, как и ток покоя ее однотранзисторного аналога. Относительно низкое отношение сигнал/шум на входе и большие, зависящие от загрузки детектора, флуктуации положения нулевой линии сигналов на выходе усилительного тракта – ключевые факторы, влияющие на результирующее энергетическое разрешение нейтронной диагностики. Снизить влияние первого из них, как это уже отмечалось ранее, можно за счет фильтрации высокочастотных компонент выходного сигнала усилительного тракта, а второго – за счет устранения из этого сигнала “усредненной” на интервале его регистрации составляющей. Последнее действие эквивалентно исключению из сигнала его низкочастотных спектральных компонент. Напрашивается очевидный вывод: основные процедуры по обработке выходного сигнала усилительного тракта нейтронной диагностики желательно выполнять с его цифровым эквивалентом, представленным в спектральной или, что по сути одно и то же, амплитудно-частотной форме.

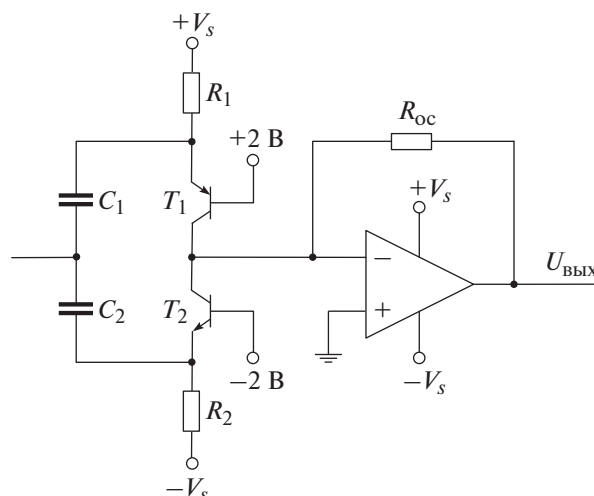


Рис. 16. Модифицированная схема согласования с кабельной линией.



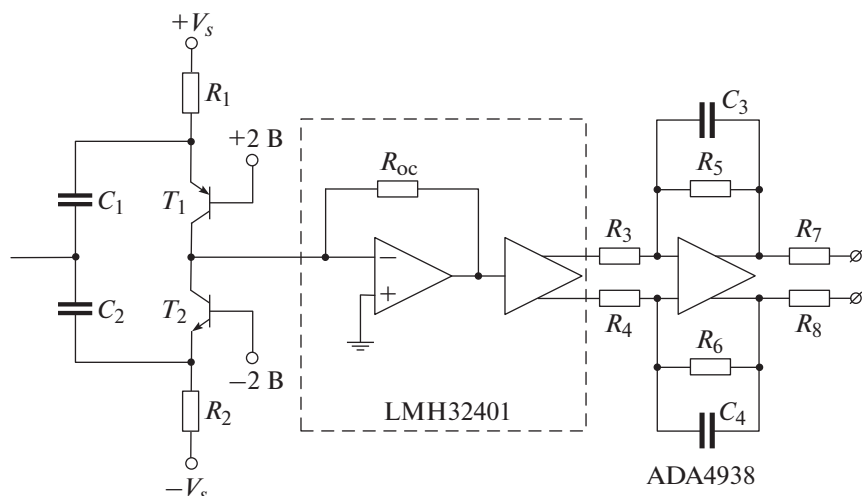


Рис. 17. Схема усилительного тракта нейтронной диагностики.

Вернемся к усилительному тракту. Для того, чтобы указанные выше процедуры обработки стали реальными, он должен сформировать выходной сигнал с максимально возможным отношением сигнал/шум, пригодный для оцифровки быстродействующим а.ц.п. Поскольку результат работы нейтронной диагностики представляется в виде энергетического спектра частиц или интенсивности потока нейтронов с определенной энергией, попавших в апертуру детектора, определяющее влияние на результирующие характеристики усилительного тракта оказывают два ключевых фактора. Это предельно допустимая нагрузка детектора и максимально возможная длительность его выходного сигнала, исключая резкий рост мертвого времени диагностики из-за наложения событий. При нагрузке детектора в несколько миллионов событий в секунду, что типично для нейтронных диагностик многих плазменных установок, характерная длительность выходного сигнала усилительного тракта детектора на полувысоте лежит в диапазоне 20–70 нс. Более широкие сигналы предпочтительны, поскольку необходимое для их формирования ограничение полосы пропускания усилительного тракта в области высоких частот трансформируется в увеличение результирующего отношения сигнал/шум. Кроме того, в случае “длинных” сигналов существенно ослабляются требования к быстродействию а.ц.п., преобразующих текущие амплитудные значения этих сигналов в цифровой эквивалент.

Схема усилительного тракта нейтронной диагностики, за исключением входного каскада, повторяет схему усилителя диагностики томсоновского рассеяния. Она приведена на рис. 17. Его основной каскад усиления построен на основе трансимпедансного усилителя LMH32401, кото-

рый при сопротивлении резистора обратной связи 20 кОм в полосе частот от 0 до 250 МГц имеет приведенную к входу спектральную плотность шумового тока  $I_n = 3.2 \frac{nA}{\sqrt{Гц}}$ . По величине она на-

много меньше спектральной плотности шумового тока согласующего каскада и поэтому практически не оказывает влияния на результирующее отношение сигнал/шум усилителя-формирователя (естественно, при условии, что его полоса пропускания ограничена сверху указанной ранее частотой среза). Решает эту задачу выходной каскад усилителя-формирователя, построенный на основе о.у. с дифференциальными входами ADA4938. Ограничивают полосу пропускания сигнального тракта на заданном уровне корректирующие емкости в цепях его обратной связи.

Результирующая длительность выходного сигнала и отношение сигнал/шум зависят от номиналов корректирующих емкостей. На рис. 18 приведена характерная осциллограмма выходного сигнала усилительного тракта нейтронной диагностики.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача построения усилительных трактов для полупроводниковых детекторов плазменных диагностик, несмотря на кажущуюся простоту, не является тривиальной. На итоговую характеристику сигнал/шум усилительного тракта, а также на его частотные характеристики, помимо параметров трансимпедансного усилителя (входной ток, входное напряжение, полоса пропускания и т.д.), существенное влияние оказывают входная емкость детектора, дифференциальная емкость и входная емкость на неинвертирующем входе усилителя. Методы решения данной задачи сильно



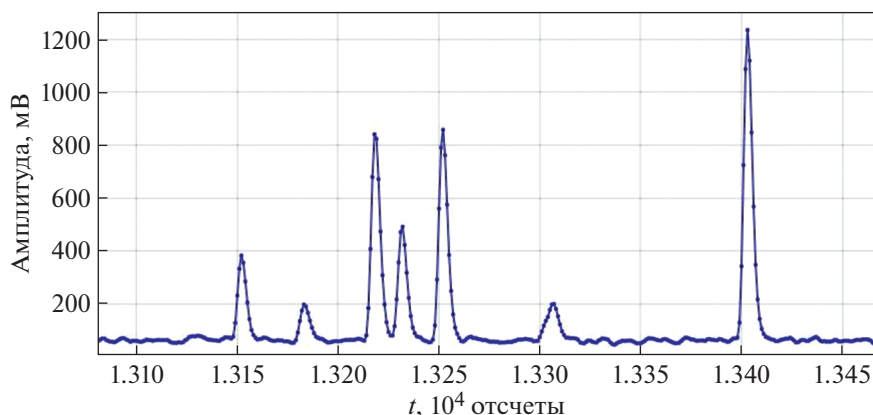


Рис. 18. Осциллограмма выходного сигнала усилительного тракта нейтронной диагностики. Отсчет а.д.п. — 4 нс.

зависят от целей, которых стремится достигнуть разработчик: увеличение полосы пропускания или увеличение отношения сигнал/шум. В большинстве случаев необходимо прийти к компромиссу между допустимой полосой пропускания в конкретной задаче и соответствующей величиной отношения сигнал/шум.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФ № 21-79-20201.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jerald G.* Gain Technology Corporation, McGraw Hill Professional, 1996. P. 252.
2. Texas Instruments, application report sboa122 – November 2009. [https://www.ti.com/lit/an/sboa122/sboa122.pdf?ts=1633412199726&ref\\_url=https%253A%252F%252Fwww.google.com%252F](https://www.ti.com/lit/an/sboa122/sboa122.pdf?ts=1633412199726&ref_url=https%253A%252F%252Fwww.google.com%252F)
3. *Достал И.* Операционные усилители. М.: Мир, 1982.
4. OPA857, Texas Instruments, December 2013—revised August 2016, ti.com. [https://www.ti.com/lit/ds/sym-link/opa857.pdf?ts=1633413283858&ref\\_url=https%253A%252F%252Fwww.google.com%252F](https://www.ti.com/lit/ds/sym-link/opa857.pdf?ts=1633413283858&ref_url=https%253A%252F%252Fwww.google.com%252F)
5. *Puryga E.A., Ivanenko S.V., Khilchenko A.D., Kvashnin A.N., Zubarev P.V., Moiseev D.V.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. V. 47. Iss. 6. P. 2883. <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2910795>
6. *Иванов А.А., Приходько В.В.* // Успехи физ. наук. Приборы и методы исследований. 2017. Т. 187. № 5. С. 547. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037967>
7. *Philip C.D.* // Optics & Photonics News. April 2001. V. 12. Iss. 4. P. 44. <https://doi.org/10.1364/OPN.12.4.000044>
8. *Nikolaeva D., Portone S., Mironova E., Semenov I., Golachev V., Khilchenko A., Zubarev P., Tolokonsky A.* // IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series. 1094. 2018 P. 012007. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012007>