

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского**

**А.В. Клюев
А.В. Якимов**

ШУМЫ В РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Учебное пособие

Рекомендовано Учёным советом радиофизического факультета для студентов ННГУ, специализирующихся в лаборатории “Лаборатория перспективных квантовых стандартов частоты и систем точного времени” в рамках Программы стратегического академического лидерства “Приоритет 2030”.

Нижний Новгород
2023

УДК 621.391.822

ББК 32.841.171

К52

Рецензенты: д.ф.-м.н., доцент **А.А. Дубков**, к.ф.-м.н., доцент **С.Ю. Медведев**

К52 Клюев А.В., Якимов А.В. ШУМЫ В РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ: Учебное пособие. – Нижний Новгород: ННГУ, 2023. – 65 с.

Цель пособия – ознакомление с методами учёта и описания шумов и флуктуаций параметров в радиоэлектронных приборах (в основном, твердотельных). Пособие предназначено для студентов, специализирующихся в лаборатории “Лаборатория перспективных квантовых стандартов частоты и систем точного времени”. Оно также будет полезно для студентов радиофизического факультета ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки 03.03.03 и 03.04.03 “Радиофизика” (бакалавриат и магистратура), 02.03.02 “Фундаментальная информатика и информационные технологии” (бакалавриат), а также специальности 10.05.02 “Информационная безопасность телекоммуникационных систем”.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, Программа стратегического академического лидерства “Приоритет 2030”, Стратегический проект “Фундаментальные основы технологий будущего”, задача 2.

Ответственный за выпуск:

заместитель председателя методической комиссии радиофизического факультета ННГУ, д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова**.

УДК 621.391.822

ББК 32.841.171

© **А.В. Клюев, А.В. Якимов, 2023**

© **Национальный исследовательский**

Нижегородский государственный

университет им. Н.И. Лобачевского, 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1. Основные виды шумов	5
1.1. Тепловой шум	5
1.2. Дробовой шум.....	6
1.3. Генерационно–рекомбинационный шум	7
1.4. Шум лавинообразования	8
1.5. Взрывной шум	9
1.6. Фликкерный (1/f) шум	9
2. Резисторы	10
2.1. Описание теплового шума.....	10
2.2. Фликкерные флуктуации в металлокерамических резисторах	10
2.3. Флуктуации в металлических резисторах (тонких пленках).....	11
3. Электровакуумные лампы	14
3.1. Естественные шумы. Эквивалентное шумовое сопротивление	14
3.2. Фликкерные флуктуации крутизны.....	17
4. Флуктуации ёмкости конденсаторов.....	22
5. Флуктуации в источниках питания	25
6. Полупроводниковые диоды с $p-n$ переходом	27
6.1. Вольтамперная характеристика диода	27
6.2. Естественные шумы	30
6.2.1. Модель Ван дер Зила	30
6.2.2. Модификация соотношения Ван дер Зила	35
6.3. Фликкерные флуктуации параметров	37
6.3.1. Эффект насыщения шумов (А.Н. Малахова)	38
6.3.2. Эффект А.К. Нарышкина.....	40
6.3.3. Эффект максимизации шумов	43
6.3.4. Проявление флуктуаций сопротивления базы и контактов.....	45
7. Биполярный транзистор.....	46
7.1. Эквивалентная схема транзистора.....	46
7.2. Источники естественных шумов	48
7.2.1. Дробовой шум эмиттерного тока	48
7.2.2. Тепловой шум сопротивления базы	48
7.2.3. Дробовой шум обратного тока коллектора	49
7.2.4. Сравнение источников.....	49
7.3. Фликкерные флуктуации параметров	52
7.3.1. Источники флуктуаций.....	52
7.3.2. Проявление флуктуаций в схеме с общим эмиттером	53
Контрольные вопросы.....	60
Список литературы.....	63

Введение

Цель курса – ознакомление с методами учета и описания шумов и флуктуаций параметров в радиоэлектронных приборах (в основном, твердотельных).

Излагаемый материал опирается на специальные курсы “Физика шумов и флуктуаций” и “Введение в физику шумов”, основные материалы к которым изложены в учебных пособиях [1], [2], [3].

Дополнительную полезную информацию можно найти на сайте G. Vasilescu “References on Noise in Electronics and Biology” [4].

1. Основные виды шумов

В этом разделе приводится краткое описание основных видов шумов, проявляющихся в радиоэлектронных приборах

1.1. Тепловой шум

Этот шум имеет аддитивный характер, то есть его статистические характеристики не зависят ни от тока, протекающего через диссипативный элемент, ни от приложенного к элементу внешнего напряжения. Эти свойства шума, разумеется, относятся к диссипативным элементам, находящимся в термодинамическом равновесии с окружающей средой.

Тепловой шум идеального резистора, обладающего сопротивлением R , можно учесть с помощью двух эквивалентных схем (см. Рис. 1.1.1). Здесь тепловой шум учитывается либо генератором напряжения (ЭДС) $e_T(t)$, либо генератором тока $i_T(t)$, см., например, монографию Ван дер Зила [5].

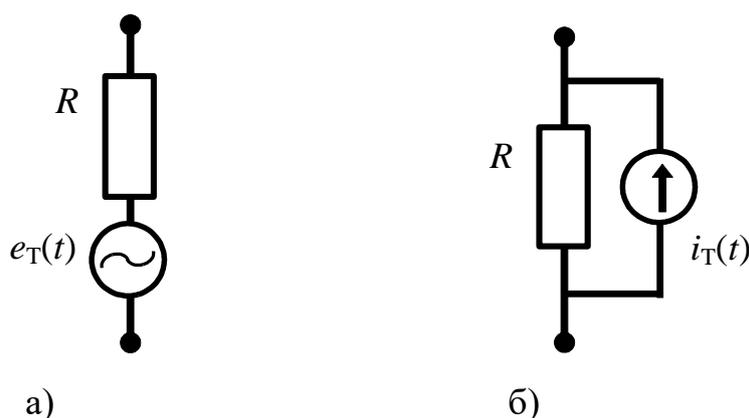


Рис. 1.1.1. Эквивалентные схемы для учёта теплового шума резистора:
(а) генератором напряжения, (б) генератором тока

В большинстве приложений тепловой шум считается «белым», то есть его спектр не зависит от частоты анализа f .

Спектр напряжения теплового шума определяется формулой Найквиста.

В системе единиц СИ спектр напряжения теплового шума имеет вид:

$$\langle e_T^2 \rangle_f = 4kTR \text{ [В}^2\text{/Гц]} . \quad (1.1.1)$$

Здесь $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, выраженная в градусах Кельвина.

При замыкании выводов резистора (Рис. 1.1.1–б) через перемычку потечёт шумовой ток $i_T(t)$.

Формула Найквиста для спектра тока теплового шума выглядит следующим образом:

$$\langle i_T^2 \rangle_f = 4kTG \text{ [A}^2/\text{Гц]}. \quad (1.1.2)$$

Здесь $G = 1/R$ – проводимость резистора, выражаемая в Сименсах [См].

1.2. Дробовой шум

Дробовой шум наблюдается в инжекционных приборах. Он обусловлен дискретностью заряда электрона, $q_e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Полный ток $I(t)$, наводимый во внешней цепи прибора, имеет случайный характер, обусловленный случайностью времён инжекции отдельных электронов:

$$I(t) = I_0 + i_{др}(t). \quad (1.2.1)$$

Здесь $I_0 = \langle I(t) \rangle$ – среднее (по полному ансамблю реализаций) значение тока; $i_{др}(t)$ – дробовой шум.

В простейшем случае спектр дробового шума описывается формулой Шоттки:

$$\langle i_{др}^2 \rangle_f = 2q_e I_0 \text{ [A}^2/\text{Гц]}. \quad (1.2.2)$$

Эта формула справедлива при следующих условиях.

1. Все носители тока в приборе считаются независимыми.
2. Время пролёта носителей через прибор считается пренебрежимо малым.
3. Дробовой шум считается стационарным, то есть средний ток через прибор не модулирован, $I_0 = \text{const}$.

Если носители тока взаимодействуют между собой (нарушено условие 1), происходит депрессия дробового шума. На достаточно низких частотах, спектр шума имеет вид:

$$\langle i_{др}^2 \rangle_f = 2q_e I_0 \Gamma^2 \text{ [A}^2/\text{Гц]}. \quad (1.2.3)$$

Здесь $\Gamma^2 = 0.01 \dots 1.0$ – коэффициент депрессии. Чем сильнее взаимодействуют носители тока, тем сильнее депрессия дробового шума, то есть меньше Γ^2 .

Учёт конечности времени пролёта носителей тока (нарушение условия 2) через прибор даёт:

$$\langle i_{др}^2 \rangle_f = 2q_e I_0 M(\theta) \text{ [A}^2/\text{Гц]}. \quad (1.2.4)$$

Здесь $M(\theta)$ – нормированный спектр энергии импульса тока, наводимого отдельным носителем во внешней цепи; $\theta = 2\pi f\tau_{\text{пр}}$ – угол пролета носителя через прибор, определяемый временем $\tau_{\text{пр}}$ пролёта.

Таким образом, соотношения (1.2.2) и (1.2.3) верны только на относительно низких частотах:

$$f \ll f_{\text{в}} = 1/(2\pi\tau_{\text{пр}}). \quad (1.2.5)$$

Здесь $f_{\text{в}}$ – верхняя частота среза.

Для типичных полупроводниковых приборов $f_{\text{в}} \sim 10^4 \div 10^{10}$ Гц; для типичных электровакуумных ламп $f_{\text{в}} \sim 10^{10} \div 10^{12}$ Гц.

Пусть шум нестационарен, $I_0 = I_0(t)$, то есть нарушено условие 3.

В этом случае вместо формулы Шотки для спектра шума следует использовать флуктуационное уравнение [6] (не учитывающее эффект депрессии):

$$i_{\text{др}}(t) = \sqrt{2q_e \langle I(t) \rangle} \cdot \zeta_s(t). \quad (1.2.6)$$

Здесь $\zeta_s(t)$ – стационарный случайный процесс, нормированный по спектру при $f = 0$ к единице:

$$\langle \zeta_s^2 \rangle_{f=0} = 1 \text{ Гц/Гц}. \quad (1.2.7)$$

Спектр $\langle \zeta_s^2 \rangle_f$ по форме повторяет спектр стационарного дробового шума. Точнее говоря, $\langle \zeta_s^2 \rangle_f = M(\theta)$.

1.3. Генерационно–рекомбинационный шум

Генерационно–рекомбинационный шум наблюдается в полупроводниках и обусловлен случайностью процессов рождения и рекомбинации (и захвата ловушками) носителей тока.

Генерационно–рекомбинационные процессы приводят к случайному изменению полного числа носителей в полупроводниковом образце. То есть генерационно–рекомбинационный шум имеет мультипликативный характер. Он проявляется через флуктуации сопротивления образца.

Представим полное сопротивление образца следующим образом:

$$R = (1 + \delta R) \cdot R_0. \quad (1.3.1)$$

Здесь $\delta R = \delta R(t)$ – относительные флуктуации сопротивления; R_0 – невозмущённое сопротивление образца.

Спектр относительных флуктуаций сопротивления, обусловленных генерационно–рекомбинационным шумом, имеет лоренцев вид:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi f\tau_0)^2} \cdot \langle \delta R^2 \rangle. \quad (1.3.2)$$

Здесь τ_0 – время жизни носителей тока; $\langle \delta R^2 \rangle$ – полная мощность (дисперсия) шума, определяемая действующим в образце генерационно–рекомбинационным процессом.

Спектр шума характеризуется частотой среза:

$$f_c = 1/(2\pi\tau_0). \quad (1.3.3)$$

На этой частоте величина спектра убывает вдвое по сравнению с его высотой (на нулевой частоте).

1.4. Шум лавинообразования

Этот шум присутствует в электронных приборах, в которых имеет место лавинное размножение носителей тока.

Шум лавинообразования $i_n(t)$ проявляется аналогично дробовому шуму:

$$I(t) = \langle I(t) \rangle + i_n(t). \quad (1.4.1)$$

Спектр стационарного шума лавинообразования (при $\langle I(t) \rangle = I_0 = \text{const}$) определяется **формулой А.С. Тагера** (см. гл. 6 в [7]):

$$\langle i_n^2 \rangle_f = \frac{2q_e M^2 I_0}{1 + (f / f_n)^2}. \quad (1.4.2)$$

Здесь M – коэффициент размножения носителей тока, $f_n = 1/[2\pi(M-1)\tau_n]$ – характерная частота лавинообразования, определяемая характерным временем развития лавины τ_n .

Если шум нестационарен (то есть $\langle I(t) \rangle \neq \text{const}$), вместо формулы А.С. Тагера следует использовать флуктуационное уравнение [6]:

$$(M-1)\tau_n \cdot \frac{di_n}{dt} + i_n = \sqrt{2q_e M^2 \langle I(t) \rangle} \cdot \zeta(t). \quad (1.4.3)$$

Сюда входит стационарный случайный источник $\zeta(t)$, обладающий спектром $\langle \zeta^2 \rangle_f = 1$ Гц/Гц.

1.5. Взрывной шум

Взрывной шум наблюдается в приборах с p - n переходами, либо с тонкими изолирующими прослойками (например, в конденсаторах). Он обусловлен микропробоями в областях, где присутствуют дефекты структуры. Эти микропробой приводят к изменению сопротивления структуры.

При понижении напряжения, приложенного к структуре, взрывной шум исчезает. Поэтому его нельзя отнести ни к аддитивным, ни к мультипликативным шумам.

Чаще всего взрывной шум имеет характер случайного телеграфного процесса. Однако иногда встречается “многоуровневый” взрывной шум, который считается суперпозицией нескольких случайных телеграфных процессов.

Спектр взрывного шума определяется статистикой времён пребывания соответствующего ему случайного телеграфного процесса в каждом (из двух возможных) состояний. В простейшем случае спектр флуктуаций сопротивления, моделирующих взрывной шум, имеет вид:

$$\langle \Delta R^2 \rangle_f = \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi f \tau_0)^2} \cdot \langle \Delta R^2 \rangle. \quad (1.5.1)$$

Здесь τ_0 – время релаксации шума, как случайного телеграфного процесса.

1.6. Фликкерный ($1/f$) шум

Этот шум имеет мультипликативный характер. Он обусловлен флуктуациями сопротивления (либо другого параметра) радиоэлектронного прибора, см., например, [8].

Отличительной чертой фликкерного шума является форма его спектра, неограниченно нарастающая при уменьшении частоты анализа.

Рассмотрим, например, относительные флуктуации сопротивления резистора $\delta R(t)$. Многочисленные экспериментальные исследования приводят к следующему (эмпирическому) выражению для спектра этих флуктуаций:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = A_R / f^\gamma \text{ [Гц}^{-1}\text{]}. \quad (1.6.1)$$

Параметр A_R в этом выражении специального названия не имеет. Обычно говорят, что он численно равен величине спектра на частоте 1 Гц.

Параметр γ называется “параметром формы спектра” (exponent – англ.). Обычно его величина близка к единице, $\gamma \sim 1$, однако встречаются значения из более широкого диапазона, $\gamma \in (0.6; 2)$.

2. Резисторы

В резисторах действуют, в основном, два случайных процесса: тепловой шум и фликкерные флуктуации сопротивления.

2.1. Описание теплового шума

Согласно результатам Раздела 1.1 для описания теплового шума используется одна из двух эквивалентных схем – с генератором напряжения (ЭДС) $e_T(t)$, либо с генератором тока $i_T(t)$ (см. Рис. 1.1.1).

Спектры шумовых источников $\langle e_T^2 \rangle_f$ и $\langle i_T^2 \rangle_f$ определяются формулой Найквиста, см. (1.1.1) и (1.1.2).

Например, при $T = 290$ К (комнатная температура), для резистора с номиналом $R = 1$ кОм имеем: $\langle e_T^2 \rangle_f \approx 1.6 \cdot 10^{-17}$ В²/Гц, $\langle i_T^2 \rangle_f \approx 1.6 \cdot 10^{-23}$ А²/Гц.

2.2. Фликкерные флуктуации в металлокерамических резисторах

Металлокерамические резисторы обычно представляют собой керамический цилиндр, на который наносится проводящий слой довольно сложного состава. Условно устройство такого резистора изображено на Рис. 2.2.1.

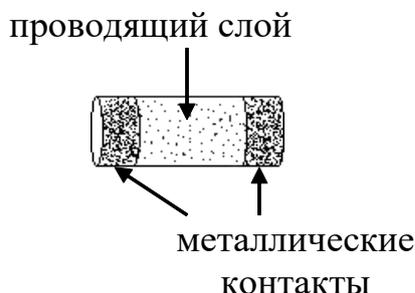


Рис. 2.2.1. Устройство металлокерамического резистора

Проводящий слой резистора неоднороден по двум причинам:

- поверхность цилиндрика даже после отжига далека от идеальной гладкой поверхности;
- проводящий слой, наносимый методом напыления, обычно имеет островковую структуру.

Чем больше неоднородность проводящего слоя, тем более мощным флуктуациям сопротивления подвержен резистор.

Спектр относительных флуктуаций сопротивления непроволочных резисторов обычно имеет фликкерный характер, описываемый соотношением (1.6.1):

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = A_R / f^\gamma \text{ [Гц}^{-1}\text{]}.$$

Величина A_R зависит от номинальных параметров резистора и от технологии его изготовления. Параметр формы спектра у большинства резисторов близок к единице, $\gamma \approx 1$.

Если резисторы изготовлены по одинаковой технологии (то есть обладают одинаковыми характеристиками неоднородности проводящего слоя), то величина его спектра, в среднем, обратно пропорциональна номинальной мощности P_n резистора:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = (B/P_n) / f^\gamma \text{ [Гц}^{-1}\text{]}. \quad (2.2.1)$$

Величина параметра B определяется технологией изготовления резистора и обычно принимает значения в пределах $10^{-15} \div 10^{-13}$ (в системе СИ).

2.3. Флуктуации в металлических резисторах (тонких пленках)

Тонкие металлические пленки используются в различных радиоэлектронных устройствах. Их толщина может составлять 100 нм и менее. Условно структура такой плёнки изображена на Рис. 2.3.1.

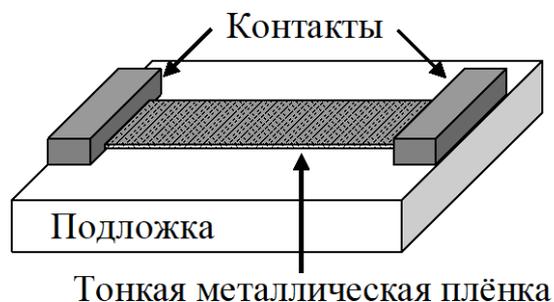


Рис. 2.3.1. Резистор на основе тонкой металлической плёнки

Сопротивление таких пленок флуктуирует. Причиной флуктуаций, по-видимому, является перестройка конфигурации внутренних дефектов (микроскопических границ), диффузия вакансий и внешних примесей.

Спектр относительных флуктуаций сопротивления пленки обычно описывается эмпирической формулой Хоухе [18], [19]:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = \frac{\alpha_n}{Nf}. \quad (2.3.1)$$

Здесь $\alpha_n \sim 10^{-3}$ – феноменологический параметр Хоухе, N – число носителей тока в образце.

Для плёнок из одновалентных металлов (Au, Ag, Ni, ...) можно приблизительно считать

$$N = V_s / a_L^3. \quad (2.3.2)$$

Здесь V_s – объём образца; $a_L \approx 0.4$ нм – постоянная решетки.

Например, образец толщиной 100 нм, длиной 1 мм и шириной 0.1 мм даёт $N \approx 2 \cdot 10^{14}$ и $\langle \delta R^2 \rangle_f \sim 10^{-17}/f$. Такие флуктуации считаются очень слабыми. Отсюда следует вывод, что проволочные резисторы практически не подвержены фликкерным флуктуациям.

Пример 2.1.1.

Имеется резистор с параметрами: сопротивление $R = 100$ кОм; предельно допустимая (номинальная) мощность $P_n = 0.5$ Вт.

Требуется определить максимальную величину фликкерных шумов, которые может генерировать резистор, а также частоту перегиба f_{Π} , выше которой доминирующим является тепловой шум. Считать $A_R = 10^{-14}$, $\gamma = 1$.

Учитывая (7.15) из учебного пособия [3], а также (1.1.1), для спектра шумового напряжения, выделяющегося на резисторе, имеем:

$$\langle u^2 \rangle_f = U_0^2 \cdot \langle \delta R^2 \rangle_f + 4kTR \text{ [В}^2\text{/Гц]}.$$

Здесь первое слагаемое описывает фликкерный шум, второе – тепловой шум; U_0 – напряжение, приложенное к резистору.

Чем больше напряжение U_0 , тем сильнее фликкерный шум.

Максимально допустимое значение напряжения ограничено номинальной мощностью резистора:

$$U_0^2 \leq P_n R.$$

Примем $U_0^2 = 0.5 \text{ [Вт]} \cdot 10^5 \text{ [Ом]} = 5 \cdot 10^4 \text{ В}^2$, то есть $U_0 \cong 224 \text{ В}$. В итоге получим:

$$\langle u^2 \rangle_f = 5 \cdot 10^4 \cdot (10^{-14}/f) + 1.6 \cdot 10^{-15} \text{ [В}^2\text{/Гц]}.$$

Отсюда находим $f_{\Pi} \cong 312 \text{ кГц}$. На более низких частотах преобладает фликкерный шум, а при $f > 312 \text{ кГц}$ – тепловой шум. Полный спектр шума и его компоненты изображены на Рис. 2.3.2.

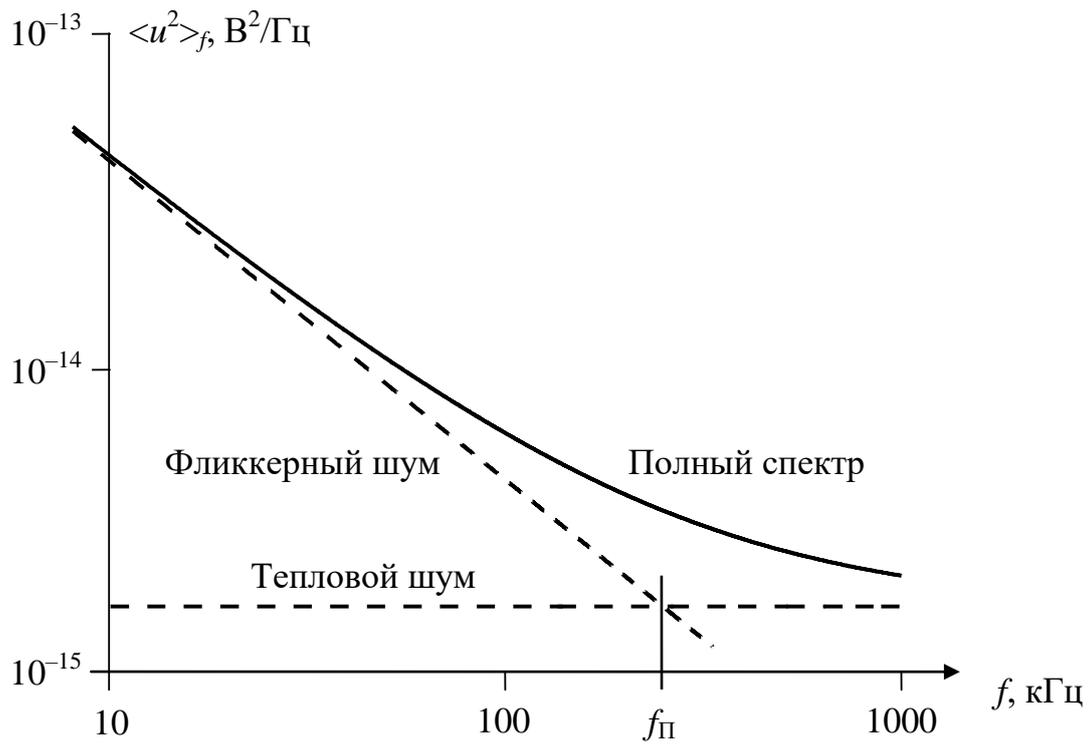


Рис. 2.3.2. Полный спектр шумового напряжения, выделяющегося на резисторе

При уменьшении напряжения на резисторе частота перегиба тоже уменьшается. Например, при $U_0 = 100 \text{ В}$ получим $f_{\Pi} = 62.5 \text{ кГц}$.

3. Электровакуумные лампы

3.1. Естественные шумы. Эквивалентное шумовое сопротивление

Для выявления источников естественных шумов рассмотрим тетрод, включенный в некоторую схему, см. Рис. 3.1.1. У тетрода первым элементом (нижним на рисунке) является катод (к). За ним следует управляющая сетка g_1 (от английского grid – сетка). Затем находится экранирующая сетка g_2 . Верхним, последним, элементом является анод (а).

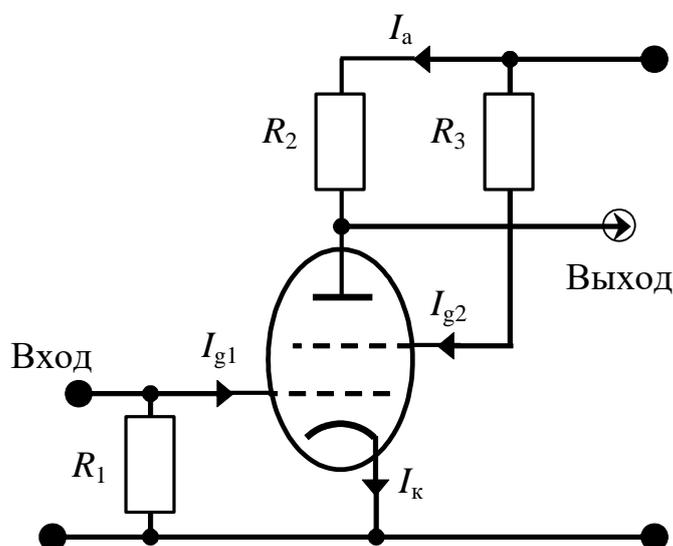


Рис. 3.1.1. Тетрод, включённый в электрическую схему

Здесь R_1 – резистор утечки управляющей сетки g_1 ; R_2 – резистор анодный нагрузки; R_3 – резистор утечки экранирующей сетки g_2 .

Рассматривая процессы в представленной схеме, можно выявить следующие шумовые компоненты анодного тока.

- (1) Дробовой шум (см. Раздел 1.2).
- (2) Наведённый сеточный шум.
- (3) Шум токораспределения.

Здесь указаны два новых источника (2-й и 3-й), проанализируем их подробнее.

Подчёркнём, что рассматривается шум только в цепи анода. При этом полный ток анода I_a состоит из двух компонент:

$$I_a = I_{a0} + i_a(t). \quad (3.1.1)$$

Здесь I_{a0} – невозмущённый ток; компонента $i_a(t)$ обусловлена проявлением всех источников естественного шума.

(2) Наведённый сеточный шум

Этот шум обусловлен случайностью моментов пролета электронов мимо управляющей сетки $g1$.

Каждый электрон, пролетая мимо сетки, наводит в резисторе R_1 двухполярный импульс тока $i_{g1}(t)$, см. Рис. 3.1.2.

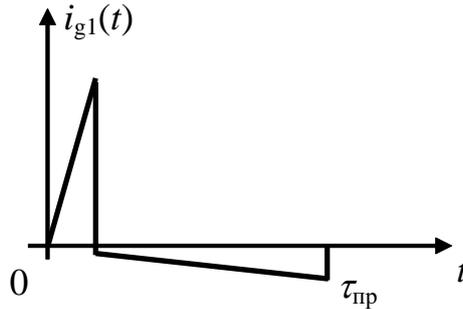


Рис. 3.1.2. Импульс тока через резистор R_1

При приближении к сетке импульс имеет одну полярность, при удалении от нее – другую. Полная площадь импульса равна нулю, так как постоянная составляющая тока через управляющую сетку отсутствует.

Каждый импульс тока, наведенный в резисторе R_1 , приводит к выделению импульса напряжения на этом резисторе. В результате управляющее напряжение на сетке $g1$ флуктуирует, модулируя полный анодный ток.

На частотах, малых по сравнению с обратным временем пролета $\tau_{пр}^{-1}$ электронов через лампу, спектр анодного тока, модулированного наведенным сеточным шумом, пропорционален квадрату частоты:

$$\langle i_a^2 \rangle_f^{g1} = (R_1 S_0)^2 \cdot 2q_e I_{k0} \cdot (\pi f \tau_{пр})^2, \quad f \ll 1/(2\pi \tau_{пр}). \quad (3.1.2)$$

Здесь S_0 – малосигнальная крутизна лампы в рабочей точке; I_{k0} – невозмущённое значение тока катода.

(3) Шум токораспределения

Некоторые электроны, пролетающие мимо экранной сетки $g2$, случайным образом оседают на ней, формируя ток сетки I_{g2} . Полный анодный ток уменьшается, подвергаясь, в общем случае, дополнительной стохастической модуляции.

Компонента анодного тока, обусловленная шумом токораспределения, характеризуется спектром:

$$\langle i_a^2 \rangle_f^{g2} = (1 - \Gamma^2) \cdot 2q_e I_{a0} I_{g2} / I_{k0}. \quad (3.1.3)$$

Здесь Γ^2 – коэффициент депрессии дробового шума (см. Раздел 1.2), I_{a0} – постоянная составляющая анодного тока (невозмущённое значение), I_{g2} – невозмущённое значение тока экранной сетки.

Видим, что шум токораспределения максимален при полной депрессии дробового шума, то есть при $\Gamma^2 = 0$.

Если дробовой шум не депрессирован, $\Gamma^2 = 1$, то шум токораспределения не наблюдается. Это происходит потому, что ток, эмитируемый катодом, обладает максимальной степенью случайности, представляя собой импульсный пуассоновский процесс. Наличие токораспределения приводит лишь к уменьшению постоянной составляющей анодного тока I_{a0} . Анодный ток при $\Gamma^2 = 1$ содержит лишь недепрессированный дробовой шум.

Расчёт естественных шумов электроракуумной лампы, работающей в заданном режиме, представляет достаточно сложную задачу. Поэтому обычно шумы лампы измеряются Производителем, разумеется, в рабочем режиме.

Результаты измерений заносятся в паспортные данные лампы путем указания эквивалентного шумового сопротивления R_n . Этот параметр имеет следующий смысл, см. Рис. 3.1.3.

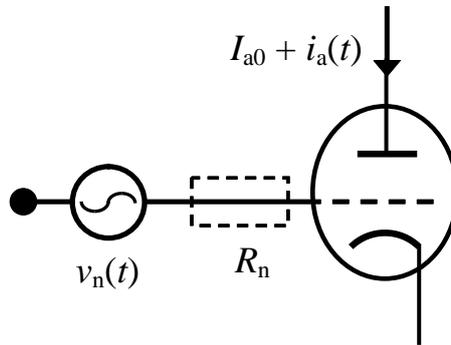


Рис. 3.1.3. Эквивалентное шумовое сопротивление лампы

Шум $i_a(t)$ в анодном токе лампы пересчитывается в эквивалентное шумовое напряжение $v_n(t)$ на её входе в соответствии с малосигнальным уравнением лампы:

$$v_n = i_a / S_0. \quad (3.1.4)$$

Затем этому напряжению ставится в соответствие спектр теплового шума эквивалентного сопротивления R_n :

$$\langle v_n^2 \rangle_f = 4kTR_n \text{ [В}^2\text{/Гц]}. \quad (3.1.5)$$

Таким образом, эквивалентное шумовое сопротивление R_n характеризует шумы лампы, пересчитанные на её вход.

Физически, как резистора, этого элемента в цепи управляющей сетки нет.

Пример 3.1.1. Рассчитаем эквивалентное шумовое сопротивление, соответствующее дробовому шуму лампы.

Спектр дробового шума, с учётом депрессии, согласно (1.2.3) равен:

$$\langle i_a^2 \rangle_f = 2q_e I_{a0} \Gamma^2 [A^2/\Gamma\text{ц}].$$

Пересчитаем этот шум на вход лампы, воспользовавшись малосигнальным уравнением (3.1.4). В результате найдём спектр напряжения шума, пересчитанного на вход лампы:

$$\langle v_n^2 \rangle_f = S_0^{-2} \cdot \langle i_a^2 \rangle_f. \quad (3.1.6)$$

Отсюда получаем выражение для эквивалентного шумового сопротивления, соответствующего дробовому шуму лампы:

$$R_n = I_{a0} \Gamma^2 / (2V_T S_0^2). \quad (3.1.7)$$

Если $I_{a0} = 10$ мА; $\Gamma^2 = 0.01$; $S_0 = 10$ мА/В, то $R_n = 20$ Ом.

Обычно, с учетом всех источников естественного шума, эквивалентное шумовое сопротивление лампы составляет около 100 Ом.

3.2. Фликкерные флуктуации крутизны

Флуктуации эмиссионной способности катода, наблюдающиеся во всех электровакуумных приборах, приводят к флуктуациям крутизны лампы:

$$S = (1 + \delta S) \cdot \langle S \rangle [A/B]. \quad (3.2.1)$$

Здесь $\langle S \rangle$ – невозмущенное (среднее) значение крутизны, $\delta S = \delta S(t)$ – относительные флуктуации крутизны.

Спектр флуктуаций крутизны обычно имеет фликкерный вид:

$$\langle \delta S^2 \rangle_f = A_S / f^\gamma [\Gamma\text{ц}^{-1}]. \quad (3.2.2)$$

Величины A_S и γ зависят от экземпляра лампы, от её типа, а также от режима работы.

Флуктуации крутизны модулируют усилительные свойства лампы.

Пример 3.2.1.

Определим флуктуации амплитуды колебаний в автогенераторе, вызванные флуктуациями крутизны активного элемента (в данном случае – лампы).

С этой целью рассмотрим обобщённое генераторное кольцо, изображённое на Рис. 3.2.1.

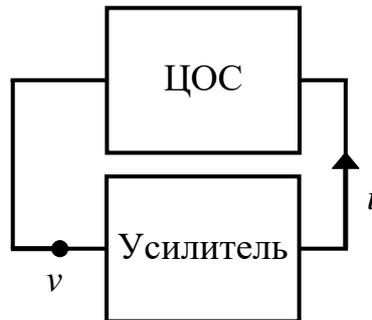


Рис. 3.2.1. Генераторное кольцо

В этом кольце выделены два основных элемента.

- 1) “ЦОС” – линейная цепь обратной связи, содержащая резонатор (колебательный контур), настроенный на частоту f_0 .
- 2) “Усилитель” – безынерционное нелинейное усилительное устройство.

Считаем, что цепь обратной связи обладает высокой селективностью (добротностью), в результате чего на её выходе выделяется гармоническое напряжение:

$$v = V \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_0). \quad (3.2.3)$$

Здесь V – амплитуда, φ_0 – начальная фаза колебаний.

Это напряжение поступает на вход усилителя.

На выходе (нелинейного) усилителя наблюдается ток i , обладающий набором гармоник:

$$i = I_0 + I_1(V) \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_0) + \text{высшие гармоники}. \quad (3.2.4)$$

Зависимость амплитуды $I_1(V)$ первой гармоники выходного тока усилителя от амплитуды V напряжения на его входе называется колебательной характеристикой. С помощью этой характеристики вводится крутизна S_1 усилителя по первой гармонике:

$$S_1(V) = I_1(V)/V. \quad (3.2.5)$$

Цепь обратной связи выделяет первую гармонику тока (3.2.4), поступающего на её вход.

Обозначим через Z_{Q0} коэффициент передачи цепи обратной связи (имеющий размерность сопротивления) на резонансной частоте f_0 . В этом случае амплитуда напряжения на выходе цепи определяется следующим образом:

$$V = I_1(V) \cdot Z_{Q0} . \quad (3.2.6)$$

Соотношения (3.2.5) и (3.2.6) позволяют представить уравнение баланса амплитуд в генераторном кольце в следующем виде:

$$1 = S_1(V) \cdot Z_{Q0} . \quad (3.2.7)$$

Иллюстрация условия баланса амплитуд приведена на Рис. 3.2.2.

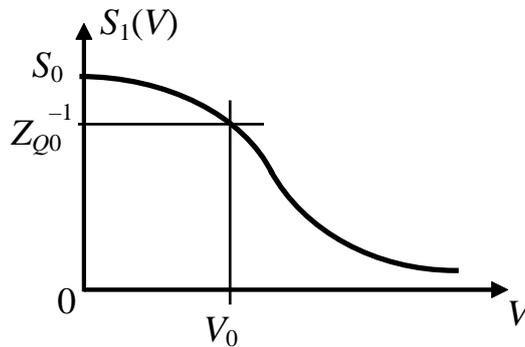


Рис. 3.2.2. Условие баланса амплитуд

На рисунке представлен, так называемый, мягкий режим возбуждения автоколебаний. Через S_0 обозначена малосигнальная крутизна.

Амплитуда стационарных автоколебаний V_0 определяется абсциссой графика крутизны по первой гармонике $S_1(V)$, совпадающей с обратным значением передаточного импеданса.

Учитывая флуктуации полной крутизны (3.2.1) усилительного элемента (лампы), представим крутизну по первой гармонике в следующем виде:

$$S_1(V) = (1 + \delta S) \cdot \langle S_1(V) \rangle . \quad (3.2.8)$$

Считается, что спектр $\langle \delta S^2 \rangle_f$ относительных флуктуаций крутизны известен. В общем случае он может зависеть от режима работы усилительного элемента.

Наличие флуктуаций крутизны, вследствие действия условия баланса амплитуд (3.2.7), приводит к появлению флуктуаций амплитуды автоколебаний:

$$V = (1 + m) \cdot V_0 . \quad (3.2.9)$$

Здесь $m = m(t)$ — относительные флуктуации амплитуды.

В результате уравнение баланса амплитуд принимает вид:

$$1 = (1 + \delta S) \cdot \langle S_1(V_0 + mV_0) \rangle \cdot Z_{Q0}. \quad (3.2.10)$$

Полагая все флуктуации достаточно малыми и линеаризуя соотношение (3.2.10) в окрестности стационарной амплитуды V_0 , найдём относительные флуктуации амплитуды:

$$m(t) = \frac{1}{(1 - \gamma_S)} \cdot \delta S(t). \quad (3.2.11)$$

Здесь введена локальная крутизна колебательной характеристики усиленного элемента (лампы):

$$\gamma_S = 1 + \frac{V_0}{S_1(V_0)} \cdot \left. \frac{dS_1(V)}{dV} \right|_0. \quad (3.2.12)$$

В приведённом соотношении, для компактности используемых обозначений, опущен оператор усреднения $\langle \dots \rangle$, то есть фигурирует невозмущённая крутизна. Производная от крутизны берётся при $V = V_0$.

Если усилительный элемент работает в линейном режиме, то $\gamma_S = 1$. Для существования устойчивых автоколебаний необходимо выполнение условия

$$\left. \frac{dS_1(V)}{dV} \right|_0 < 0. \quad (3.2.13)$$

То есть спонтанное увеличение амплитуды должно приводить к уменьшению крутизны усилительного элемента, а уменьшение амплитуды – к увеличению крутизны. Поэтому в автогенераторе всегда $\gamma_S < 1$. Именно такая ситуация изображена на Рис. 3.2.2.

Используя соотношение (3.2.11), находим спектр относительных флуктуаций амплитуды:

$$\langle m^2 \rangle_F = \frac{1}{(1 - \gamma_S)^2} \langle \delta S^2 \rangle_F. \quad (3.2.14)$$

Здесь вместо обычной частоты анализа f использована частота отстройки от несущей, $F = |f - f_0|$. Это обусловлено тем, что в полном спектре выходного сигнала флуктуации амплитуды проявляются в окрестности частоты автоколебаний f_0 . Соответствующая ситуация обсуждалась в Разделе 7.5 учебного пособия [3].

Из (3.2.14) видим, что приближение усилительного элемента к линейному режиму, то есть $\gamma_S \rightarrow 1_{(-)}$, приводит к увеличению флуктуаций амплитуды.

Заметим, что для описания автогенераторов часто используется понятие “прочность предельного цикла”:

$$p = (1 - \gamma_S) \cdot B. \quad (3.2.15)$$

Здесь B – полуполоса пропускания резонатора. Таким образом, соотношение (3.2.14) обычно представляется в следующем виде:

$$\langle m^2 \rangle_F = \frac{B^2}{p^2} \langle \delta S^2 \rangle_F. \quad (3.2.16)$$

При $\gamma_S \rightarrow 1_{(-0)}$, прочность предельного цикла, оставаясь положительной, стремится к нулю $p \rightarrow (+0)$. На Рис. 3.2.2 эта ситуация соответствует уменьшению передаточного импеданса, $Z_{Q0}^{-1} \rightarrow S_0$. В результате уменьшается запас по самовозбуждению, приводящий к уменьшению амплитуды автоколебаний V_0 .

Завершая рассмотрение данного примера, заметим, что проведённый анализ выполнен в квазистатическом приближении. Поэтому результат (3.2.16) верен только для относительно низких частот, $|F| \ll p$.

Допустим, что частотная характеристика передаточного импеданса, имеет вид, типичный для колебательного контура. В этом случае, как можно показать, спектр относительных флуктуаций амплитуды есть:

$$\langle m^2 \rangle_F = \frac{B^2}{p^2 + F^2} \langle \delta S^2 \rangle_F, |F| \ll f_0. \quad (3.2.17)$$

То есть при повышении частоты отстройки F начинает проявляться инерционность генераторного кольца, приводящая к уменьшению флуктуаций амплитуды.

4. Флуктуации ёмкости конденсаторов

Фликкерные флуктуации, наблюдающиеся практически во всех радиоэлектронных элементах, проявляются в конденсаторах в виде флуктуаций ёмкости.

Чтобы понять природу этих флуктуаций, рассмотрим соотношение, определяющее ёмкость C плоского конденсатора:

$$C = \frac{\varepsilon A}{d}. \quad (4.1.1)$$

Здесь ε – диэлектрическая проницаемость изолирующей прокладки, A – площадь обкладки, d – расстояние между обкладками, см. Рис. 4.1.1.

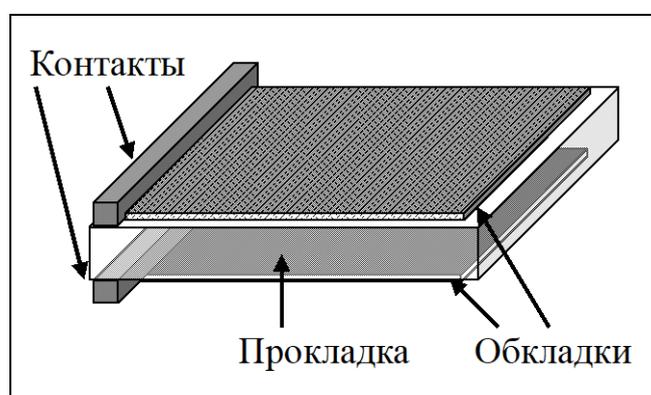


Рис. 4.1.1. Структура конденсатора

Флуктуации ёмкости могут быть вызваны следующими процессами.

Если обкладки конденсатора выполнены методом напыления, то может флуктуировать их полная площадь A . Такие обкладки состоят из “микроостровков” напылённого металла, контактирующих между собой. Диффузионное движение атомов металла может приводить к нарушению отдельных перемычек между островками, приводя к флуктуациям площади обкладок.

Кроме площади обкладок может флуктуировать расстояние d между ними за счёт диффузионного роста металлических “усов” через дефекты в диэлектрике.

Может флуктуировать и диэлектрическая проницаемость ε за счёт диффузии в диэлектрик различных примесей (газов, паров воды и т.д.).

В результате всех этих процессов ёмкость конденсатора флуктурует:

$$C = (1 + \delta C) \cdot C_0. \quad (4.1.2)$$

Эти флуктуации описываем относительными изменениями $\delta C = \delta C(t)$.

Сложность измерения флуктуаций ёмкости заключается в том, что конденсатор, в отличие от резистора, не пропускает постоянный ток. Тем не менее, методы измерения флуктуаций ёмкости разработаны, и проведен ряд измерений, см., напр., [20],[21].

Исследованные конденсаторы оказались подвержены фликкерным флуктуациям ёмкости со спектром

$$\langle \delta C^2 \rangle_f = A_C / f^\gamma, \text{ Гц}^{-1}. \quad (4.1.3)$$

Типичные экспериментальные данные представлены в Таблице 4.1.1. Помимо параметров, характеризующих спектр (4.1.3), здесь указана номинальная ёмкость C_0 конденсатора и рабочее напряжение $V_{\text{раб}}$.

Таблица 4.1.1

Тип конденсатора	C_0 (пФ)	$V_{\text{раб}}$ (В)	A_C	γ
КСО-1	110±5%	250	$5 \cdot 10^{-13}$	1.6
КД-2	110±5%	250	$3 \cdot 10^{-15}$	1.5
КСО-1	360±5%	250	$5 \cdot 10^{-14}$	1.6
КМ-5	1500±5%	75	$5 \cdot 10^{-15}$	1.3
КМ-6	2400±5%	75	$1 \cdot 10^{-15}$	1.4

Следует отметить, что приближение напряжения на конденсаторе к значению $V_{\text{раб}}$ приводит к появлению флуктуаций ёмкости типа взрывного шума (см. Раздел 1.5). Эти флуктуации, по-видимому, обусловлены локальными пробоями диэлектрика. Поэтому в прецизионной аппаратуре на конденсаторы следует подавать напряжение не выше $(0.2 \dots 0.3)V_{\text{раб}}$.

Пример 4.1.1. Рассмотрим проявление флуктуаций ёмкости в колебательном контуре, обладающем индуктивностью L и ёмкостью C .

Собственная частота контура равна $f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

Допустим, что ёмкость контура флуктуирует, как это представлено соотношением (4.1.2). Тогда будет флуктуировать и собственная частота:

$$f_1 \equiv (1 + \delta f_1) \langle f_1 \rangle = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}\sqrt{1 + \delta C}} = \left(1 - \frac{1}{2}\delta C\right) \langle f_1 \rangle. \quad (4.1.4)$$

Здесь введено невозмущенное значение собственной частоты:

$$\langle f_1 \rangle = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_0}}.$$

Таким образом, для относительных флуктуаций частоты, обусловленных флуктуациями ёмкости, имеем:

$$\delta f_1 = -\frac{1}{2}\delta C. \quad (4.1.5)$$

Для абсолютных флуктуаций частоты получим:

$$\Delta f = f_1 \cdot \delta f_1 = -\frac{1}{2}f_1 \cdot \delta C. \quad (4.1.6)$$

Использование такого контура в автогенераторе приведёт к возникновению флуктуаций частоты автоколебаний. При этом увеличение собственной частоты f_1 колебательного контура (резонатора) приводит к пропорциональному увеличению абсолютных флуктуаций частоты.

При использовании контура в усилителе, либо в дискриминаторе, флуктуации его собственной частоты приведут к модуляции фазы выходного сигнала.

5. Флуктуации в источниках питания

Все существующие источники питания обладают флуктуациями напряжения.

На Рис. 5.1.1 изображён источник питания с нагрузкой.

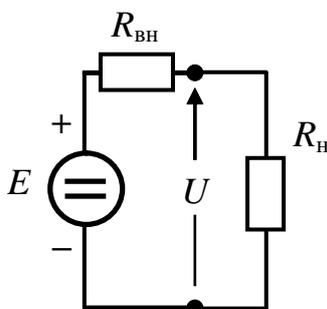


Рис. 5.1.1. Источник питания с нагрузкой

Здесь E – ЭДС; U – напряжение на выходе источника; $R_{\text{вн}}$ – внутреннее сопротивление источника; $R_{\text{н}}$ – сопротивление нагрузки.

Учёт флуктуаций напряжения U источника осуществляем следующим образом:

$$U = (1 + \delta U) \cdot U_0. \quad (5.1.1)$$

Здесь, как обычно, введены относительные флуктуации $\delta U = \delta U(t)$. Эти флуктуации, как правило, имеют фликкерный характер, то есть обладают спектром:

$$\langle \delta U^2 \rangle_f = A_U / f^\gamma \text{ [Гц}^{-1}\text{]}. \quad (5.1.2)$$

Флуктуации сетевого напряжения, например, могут возникать из-за случайного включения и выключения потребителей и из-за флуктуационных процессов, сопровождающих генерацию электрического тока на станциях. Известно, что уровень воды в реках флуктуирует фликкерным образом, процесс горения разных видов топлива тоже имеет флуктуационный характер. Разумеется, эти процессы тоже влияют на величину генерируемого электростанциями тока и напряжения.

Химические источники тока подвержены флуктуациям из-за случайного хода химических реакций, в которых, кроме основных компонентов, участвуют и загрязняющие примеси.

Теоретических работ по исследованию флуктуаций в источниках питания практически нет. Экспериментальных данных тоже не очень много. Поэтому при разработке и использовании прецизионной аппаратуры необходимо специально

исследовать флуктуации питающих напряжений и анализировать влияние этих флуктуаций на работу аппаратуры.

Для оценок приведём некоторые данные, полученные для разных источников питания, см. монографию А.Н. Малахова [8], с. 141.

Сетевое напряжение: $A_U \sim 10^{-7}$; $\gamma \sim 1.3$.

Выпрямитель с электронным стабилизатором: $A_U \sim 10^{-10}$; $\gamma \sim 2.2$.

Наименьшим флуктуациям подвержены свежезаряженные аккумуляторы с минимальным током нагрузки. Для них можно ожидать $A_U \sim 10^{-16}$; $\gamma \sim 2.0$.

При увеличении тока нагрузки шумы, как аккумуляторов, так и сухих элементов, возрастают.

6. Полупроводниковые диоды с $p-n$ переходом

Полупроводниковый диод является нелинейным элементом, используемым, в основном, для детектирования и преобразования частоты сигналов.

Для выяснения механизмов проявления естественных шумов и флуктуаций параметров рассмотрим сначала вольтамперную характеристику (ВАХ) диода. Генераторные типы диодов здесь анализироваться не будут.

6.1. Вольтамперная характеристика диода

Рассмотрим диод с $p-n$ переходом, в котором основным механизмом токопере-носа является диффузия неосновных носителей тока.

Исследуем сначала ток I_d , обусловленный диффузией носителей через пере-ход, а также генерацией носителей в области пространственного заряда (ОПЗ) перехода. Этот ток является основной компонентой, обеспечивающей работо-способность диода.

Зависимость тока I_d от напряжения V , приложенного к переходу, имеет сле-дующий вид:

$$I_d = I_s \cdot [\exp(V/V_T) - 1]. \quad (6.1.1)$$

Здесь I_s – (обратный) ток насыщения перехода; $V_T = kT/q_e$ – тепловой потенциал, равный при комнатной температуре ($T = 290$ К) примерно 25 мВ.

Для понимания механизмов шумообразования необходимо учесть все ком-поненты полного тока через диод.

Рассмотрим ток I_p , обусловленный рекомбинацией в ОПЗ электронов и ды-рок, диффундирующих навстречу друг другу.

Вольтамперная характеристика этого тока имеет вид:

$$I_p = I_{p0} \cdot [\exp(V/2V_T) - 1]. \quad (6.1.2)$$

Здесь I_{p0} – характерный ток рекомбинации.

В полупроводниковых диодах есть компонента тока I_y , связанная с утечкой носителей по внешней поверхности, то есть по периметру перехода, описывае-мая сопротивлением утечки R_y .

Ток утечки, в общем случае, нелинеен. Но в некоторых диодах этой нели-нейностью можно пренебречь. В этом случае ток утечки есть

$$I_y = V/R_y. \quad (6.1.3)$$

Учтём наличие объёмного сопротивления базы R_δ (включающего в себя сопротивление омических контактов). Через это сопротивление протекает полный ток диода I . Поэтому полное напряжение U на диоде равно

$$U = V + R_\delta \cdot I. \quad (6.1.4)$$

Полный ток через диод состоит из описанных выше трех компонент:

$$I = I_d + I_p + I_y. \quad (6.1.5)$$

Уравнения (6.1.1)–(6.1.5) определяют вольтамперную характеристику диода. Им соответствует эквивалентная схема, изображенная на Рис. 6.1.1.

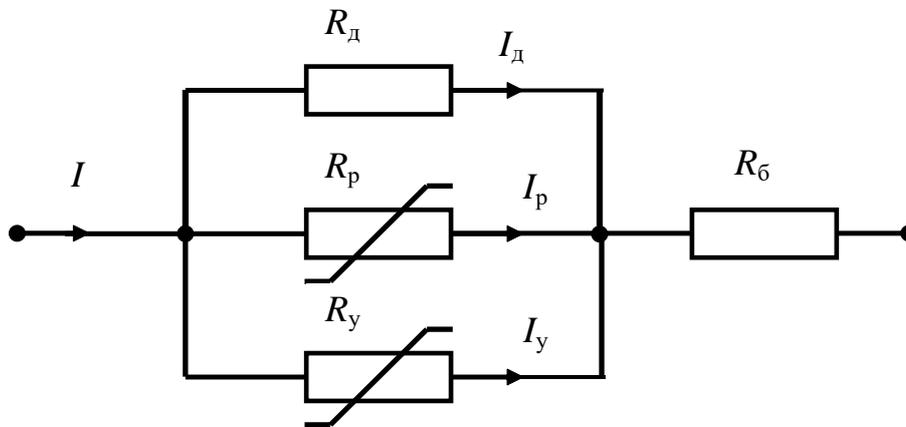


Рис. 6.1.1. Эквивалентная схема диода

Здесь введены следующие дифференциальные сопротивления.

Дифференциальное сопротивление R_d , соответствующее диффузионной компоненте тока через переход:

$$R_d = (dI_d/dV)^{-1} = V_T/(I_d + I_s). \quad (6.1.6)$$

Дифференциальное сопротивление R_p , соответствующее рекомбинационной компоненте тока через переход:

$$R_p = (dI_p/dV)^{-1} = 2V_T/(I_p + I_{p0}). \quad (6.1.7)$$

Рассмотрим качественный вид прямой ветви ВАХ диода.

Примем, что диффузионная и рекомбинационная компоненты тока через диод достаточно велики:

$$I_d \gg I_s; I_p \gg I_{p0}.$$

Это означает, что рассматривается область “больших” напряжений на переходе, $V > 4V_T$.

Ток утечки I_y для простоты учитывать не будем.

При таких предположениях ВАХ диода имеет вид, изображенный на Рис. 6.1.2. Здесь использован полулогарифмический масштаб.

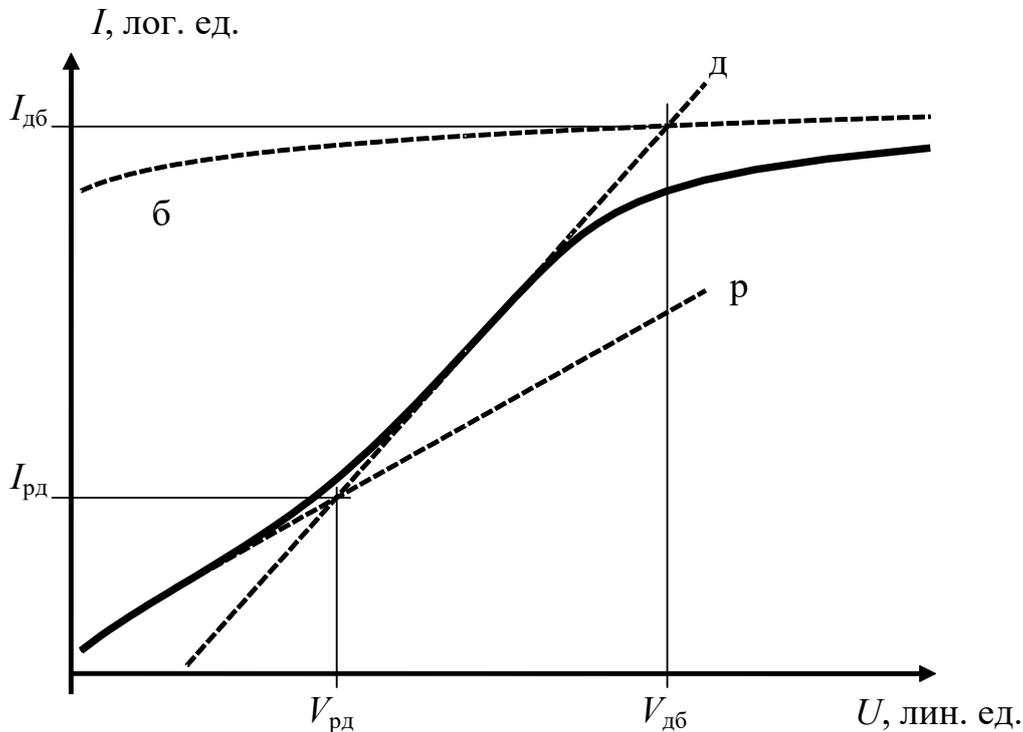


Рис. 6.1.2. ВАХ диода при больших токах

На рисунке тремя штриховыми линиями изображены различные токовые компоненты.

Линией “д” представлен диффузионный ток, описываемый соотношением (6.1.1). Линия “р” – рекомбинационный ток (6.1.2).

Вследствие использованного полулогарифмического масштаба обе компоненты в области достаточно больших токов представлены на графике прямыми линиями, различающимися наклоном в два раза.

Кривой “б” изображена линейная характеристика, соответствующая току, протекающему через сопротивление базы R_b при условии, что напряжение U выделяется на этом сопротивлении, а $p-n$ переход отсутствует.

Для анализа ВАХ диода введём характерное напряжение

$$V_{рд} = 2V_T \cdot \ln(I_{р0}/I_s). \quad (6.1.8)$$

При $V = V_{рд}$ величины диффузионной и рекомбинационной компонент тока совпадают и принимают значение

$$I_{рд} = I_{р0}^2 / I_s. \quad (6.1.9)$$

В области малых токов, то есть при $I \ll I_{рд}$, ток через диод имеет рекомбинационный характер, $I = I_p$. В области средних и больших токов, при $I \gg I_{рд}$, преобладает диффузионный ток, $I = I_d$.

В области больших токов, при $I \geq I_{дб}$, начинает сказываться падение напряжения на объёмном сопротивлении базы $R_б$, включающем в себя сопротивление омических контактов.

Координаты точки перегиба ВАХ, в окрестности которой начинает сказываться падение напряжения на $R_б$, определяются из условия равенства слагаемых в правой части соотношения (6.1.4):

$$V_{дб} = R_б \cdot I_{дб}. \quad (6.1.10)$$

Ток $I_{дб}$ определяется из (6.1.1), где пренебрегаем обратным током насыщения:

$$I_{дб} = I_s \cdot \exp(V_{дб}/V_T). \quad (6.1.11)$$

Система уравнений (6.1.10)–(6.1.11) является трансцендентной. На практике величины тока $I_{дб}$ и напряжения $V_{дб}$ определяются из анализа ВАХ, полученной экспериментально.

Если через диод текут большие токи, т.е. $I \gg I_{дб}$, то его ВАХ становится линейной:

$$I = U/R_б. \quad (6.1.12)$$

Здесь не учитывался ток утечки I_y , который при прямых смещениях диода обычно пренебрежительно мал. Ток утечки лучше всего виден при обратном смещении, когда $p-n$ переход диода заперт.

На этом анализ вольтамперной характеристики диода завершён. Перейдём к исследованию его шумов и флуктуаций параметров.

6.2. Естественные шумы

6.2.1. Модель Ван дер Зила

Здесь приводится анализ естественных шумов “идеального” диода, вольтамперная характеристика которого определяется только диффузионной компонентой (6.1.1).

В соответствии с рассмотрением, предложенным А. Ван дер Зилом [5], полный ток I через диод можно разбить на три слагаемых:

$$I = I_1 - I_2 + I_3. \quad (6.2.1)$$

Их смысл иллюстрируется на Рис. 6.2.1.

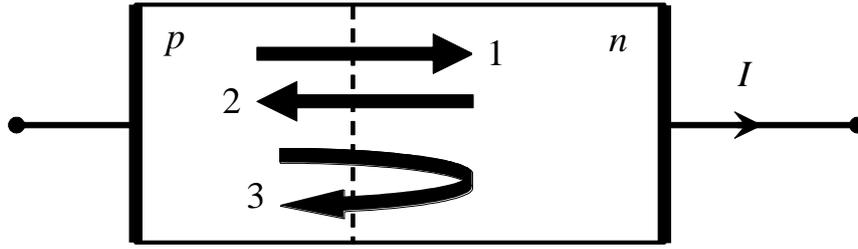


Рис. 6.2.1 Компоненты полного тока через диод

Прямой ток I_1 обусловлен диффузией неосновных носителей через переход. Поскольку данная компонента является однонаправленной, этот ток сопровождается дробовым шумом $i_1(t)$, см. Раздел 1.2. Спектр шума равен

$$\langle i_1^2 \rangle_f = 2q_e \langle I_1 \rangle .$$

Обратный ток I_2 обусловлен тепловой генерацией носителей в ОПЗ и их дрейфом под воздействием запирающего электрического поля. Этому току соответствует дробовой шум $i_2(t)$, обладающий спектром

$$\langle i_2^2 \rangle_f = 2q_e \langle I_2 \rangle .$$

Третья компонента тока I_3 связана с носителями, которые из-за случайности процесса диффузии возвращаются назад. Скорость этих носителей не обладает выделенным направлением. Поэтому ток I_3 заметен только на высоких частотах и не влияет на величину постоянной составляющей тока.

Так как ток I_3 имеет диффузионный характер, ему соответствует тепловой шум $i_3(t)$, имеющий спектр

$$\langle i_3^2 \rangle_f = 4kT \cdot [G(f) - G_0] .$$

Здесь $G(f)$ – высокочастотная дифференциальная проводимость диода; $G_0 = G(f=0) = R_d^{-1}$ – низкочастотная проводимость (по постоянному току).

Поскольку здесь учитывается лишь диффузионная компонента (6.1.1) полного тока, считаем

$$I \equiv I_d = I_s \cdot [\exp(V/V_T) - 1] .$$

В этом случае

$$I_1 = I_s \cdot \exp(V/V_T) = I + I_s ; I_2 = I_s .$$

Введенные выше шумы некоррелированы, так как обусловлены различными физическими процессами. Поэтому спектр результирующего шумового тока равен сумме всех трех спектров:

$$\langle i^2 \rangle_f = 2q_e \cdot (I + I_s) + 2q_e I_s + 4kT \cdot [G(f) - G_0] .$$

Здесь и ниже в выражениях для спектров знак усреднения токов опускается для компактности записи.

Таким образом, спектр токового шума диода равен:

$$\langle i^2 \rangle_f = 2q_e \cdot (I + 2I_s) + 4kT \cdot [G(f) - G_0]. \quad (6.2.2)$$

Исследуем разные частные случаи.

а) Диод без смещения, $I = 0$. Из (6.2.2) имеем

$$\langle i^2 \rangle_f = 4q_e I_s + 4kTG(f) - 4kTG_0.$$

Учтем, что согласно (6.1.6)

$$G_0 = R_d^{-1} = [dI/dV]_{I=0} = [(I + I_s)/V_T]_{I=0} = q_e I_s / (kT).$$

Видим, что последние первое и последнее слагаемые в выражении для спектра (6.2.2) взаимно сокращаются:

$$4q_e I_s = 4kTG_0.$$

В итоге получаем

$$\langle i^2 \rangle_f = 4kTG(f).$$

То есть несмещённый диод генерирует тепловой шум, спектр которого определяется формулой Найквиста. Этот результат полностью согласуется с флуктуационно–диссипационной теоремой.

б) НЧ шум диода при большом прямом токе.

Так как рассматривается НЧ шум, в (6.2.2) считаем $G(f) = G_0$.

Условие большого прямого тока имеет вид $I \gg I_s$. В результате спектр шума описывается формулой Шотки:

$$\langle i^2 \rangle_f = 2q_e I.$$

Таким образом, в режиме большого тока на низких частотах шум имеет дробовой характер.

Коэффициент шума в этом режиме $F_n = 0.5$, то есть меньше единицы. Действительно, согласно определению (см., например, [3]) находим:

$$F_n = \frac{2q_e I}{4kTG_0} = \frac{I}{2V_T G_0} = \frac{I}{2V_T} \cdot \frac{V_T}{I} = \frac{1}{2}.$$

Ничего парадоксального в этом результате нет.

Коэффициент шума выражает спектр шума прибора в “единицах спектра теплового шума” идеального эквивалентного резистора. В рассматриваемом случае диод генерирует дробовой шум, а тепловой шум отсутствует.

в) НЧ шум запертого диода.

Когда на $p-n$ переход подано большое обратное (запирающее) напряжение, через переход протекает только обратный ток насыщения, то есть $I = -I_s$. В этом случае низкочастотная компонента спектра (6.2.2) равна

$$\langle i^2 \rangle_f = 2q_e I_s.$$

То есть диод опять генерирует только дробовой шум.

Перейдем к анализу полной эквивалентной схемы диода с источниками естественных шумов (Рис. 6.2.2).

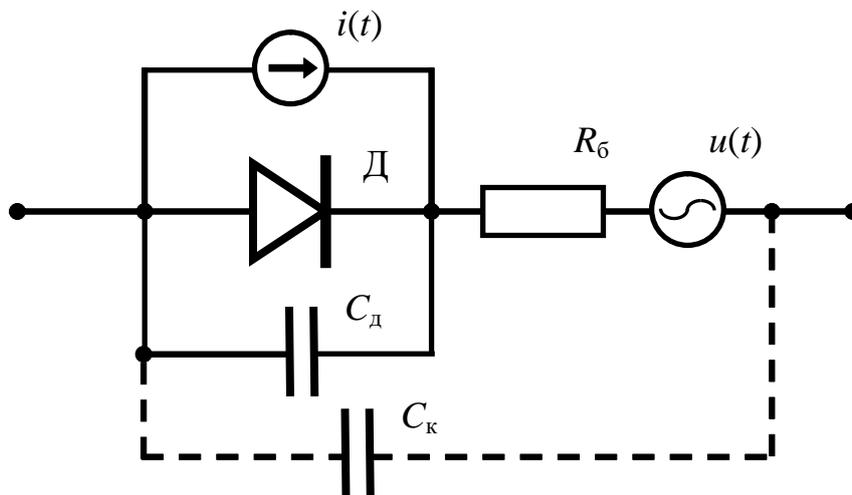


Рис. 6.2.2. Полная эквивалентная схема диода с источниками естественных шумов

Здесь генератор шумового тока $i(t)$ шунтирует идеальный диод “Д” (без шумов); спектр этого тока определяется соотношением (6.2.2).

Учтён тепловой шум $u(t)$ сопротивления $R_б$ базы (и контактов). Его спектр определяется формулой Найквиста (при условии линейности сопротивления):

$$\langle u^2 \rangle_f = 4kTR_б. \quad (6.2.3)$$

Для полного описания естественных шумов необходимо учесть ёмкость $p-n$ перехода C_d . Эта ёмкость обусловлена наличием заряженных доноров и акцепторов в области пространственного заряда.

Кроме того, надо учесть ёмкость C_k контактов и подводящих проводов. Учёт этих емкостей приводит к удовлетворительному описанию спектра естественных шумов диода.

Пример 6.2.1.

Исследуем спектр шумового напряжения, выделяющегося на диоде.

Для простоты учтем только шумовой ток $i(t)$, генерируемый в $p-n$ переходе, пренебрежём сопротивлением базы R_b и генерируемым им тепловым шумом $u(t)$.

Ограничимся также анализом достаточно низких частот, то есть пренебрежём зависимостью проводимости $p-n$ перехода от частоты f , полагая:

$$G(f) = G_0 = R_d^{-1} = (I + I_s)/V_T.$$

Допустим, что диод характеризуется следующими параметрами.

Обратный ток насыщения $I_s = 10^{-10}$ А, ёмкость перехода (включая ёмкость C_k монтажных элементов) $C_d = 10$ пФ.

Вычислим спектр $\langle u_d^2 \rangle_f$ шумового напряжения u_d , выделяющегося на диоде. Для этого найдём шумовое напряжение u_d , учитывая, что импеданс диода определяется параллельным соединением дифференциального сопротивления диода R_d (6.1.6) и ёмкости C_d :

$$u_d = (R_d^{-1} + j\omega C_d)^{-1} \cdot i.$$

Принимая во внимание упрощенное, с учетом сделанных предположений, выражение для спектра токового шума (6.2.2), получим следующее выражение для спектра $\langle u_d^2 \rangle_f$ шумового напряжения, выделяющегося на диоде:

$$\langle u_d^2 \rangle_f = \frac{R_d^2}{1 + (f / f_c)^2} \cdot 2q_e (I + 2I_s).$$

Здесь, согласно (6.1.6), $R_d = V_T / (I + I_s)$; частота перегиба $f_c = 1 / (2\pi R_d C_d)$.

Спектр шумового напряжения при различных токах через диод изображен на Рис. 6.2.3.

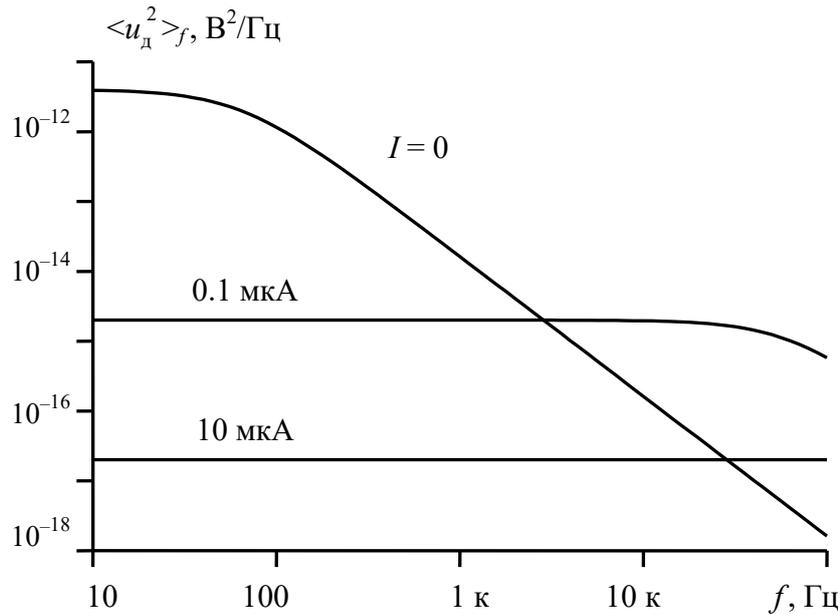


Рис. 6.2.3. Спектр шумового напряжения при различных токах через диод

Следует учесть, что при нулевом токе через диод, $I=0$, при сделанных предположениях, дифференциальное сопротивление диода составляет $R_d = 250 \text{ МОм}$, что приводит к частоте перегиба $f_c = 64 \text{ Гц}$. Пропускание тока через диод приводит к уменьшению дифференциального сопротивления и увеличению частоты перегиба.

При токе 10 мкА и выше шум диода в отображенном диапазоне частот (до 100 кГц) имеет характер белого шума.

6.2.2. Модификация соотношения Ван дер Зила

Вернёмся к анализу соотношения Ван дер Зила (6.2.2) для спектра токового шума диода.

Это соотношение справедливо только для диодов, обладающих “идеальной” вольтамперной характеристикой (6.1.1). Однако ВАХ большинства диодов выглядит иначе:

$$I_d = I_s \cdot \{ \exp[V/(\eta V_T)] - 1 \}. \quad (6.2.4)$$

Здесь η – коэффициент неидеальности ВАХ, $\eta \geq 1$.

При нулевом токе через диод, то есть в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой, соотношение (6.2.2) должно трансформироваться в формулу Найквиста [9] для спектра теплового шума. Проверим, выполняется ли это условие, (см. также [10] и [11]).

Ограничимся анализом достаточно низких частот, при которых можно пренебречь зависимостью дифференциальной проводимости диода от частоты.

Дифференциальная проводимость G_d диода, обладающего “неидеальной” ВАХ (6.2.4), есть

$$G_d = \frac{dI_d}{dV} = \frac{q_e(I_d + I_s)}{\eta kT}. \quad (6.2.5)$$

Начальная дифференциальная проводимость G_{d0} (при $I_d = 0$) составляет

$$G_{d0} = \frac{q_e I_s}{\eta kT}. \quad (6.2.6)$$

Спектр шумового тока $i(t)$ в рамках подхода А. Ван дер Зила [5], согласно (6.2.2), имеет вид:

$$\langle i^2 \rangle_f = 2q_e \cdot (I_d + 2I_s). \quad (6.2.7)$$

Примем в этом соотношении ток равным нулю, $I_d = 0$, а также воспользуемся соотношением (6.2.6) для начальной дифференциальной проводимости.

В результате получим следующее выражение для спектра шумов диода, находящегося в термодинамическом равновесии с окружающей средой:

$$\langle i^2 \rangle_f = 4q_e I_s = \eta \cdot 4kT G_{d0}. \quad (6.2.8)$$

Известно, что любое устройство, которое находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой, генерирует только тепловой шум. Поэтому результат (6.2.8) противоречит формуле Найквиста, за исключением “идеального” случая $\eta = 1$.

Таким образом, соотношение Ван дер Зила (6.2.2) не применимо для описания естественных шумов диодов, у которых коэффициент неидеальности ВАХ отличается от единицы. Данное несоответствие объясняется отсутствием учёта механизмов токопереноса при $\eta > 1$.

Необходимый анализ представлен в работах [10] и [11], где предложена следующая модификация соотношения Ван дер Зила:

$$\langle i^2 \rangle_f = (2q_e / \eta) \cdot (I_d + 2I_s). \quad (6.2.9)$$

Выполнена экспериментальная проверка этого соотношения, подтвердившая его справедливость.

На этом анализ естественных шумов диода может быть завершён.

Перейдём к анализу фликкерных шумов.

6.3. Фликкерные флуктуации параметров

Для моделирования фликкерных шумов надо обратиться к эквивалентной схеме диода, изображенной на Рис. 6.1.1.

Здесь все эквивалентные резисторы подвержены флуктуациям:

$$R_\lambda = (1 + \delta R_\lambda) \cdot \langle R_\lambda \rangle, \lambda = \text{д, р, у, б}. \quad (6.3.1)$$

Как обычно, выделены относительные флуктуации эквивалентных сопротивлений $\delta R_\lambda = \delta R_\lambda(t)$, а также их невозмущённые значения.

Введённые относительные флуктуации удобны тем, что они отражают только процессы, происходящие в связи со спонтанной перестройкой структуры прибора. Поэтому их спектры не зависят от режима работы диода.

$$\langle \delta R_\lambda^2 \rangle_f = \text{const}(I), \lambda = \text{д, р, у, б}. \quad (6.3.2)$$

Поскольку полупроводниковый диод является нелинейным элементом, шумы в нём проявляются иначе, чем в резисторе. Для их анализа переопределим компоненты полного тока, определяемые соотношениями (6.1.1)–(6.1.5), приняв во внимание флуктуации эквивалентных сопротивлений (6.3.1).

Теперь вместо (6.1.1) для диффузионной компоненты тока имеем:

$$I_\text{д} = (1 - \delta R_\text{д}) \cdot I_\text{с} \cdot [\exp(V/V_\text{T}) - 1]. \quad (6.3.3)$$

Флуктуации сопротивления $\delta R_\text{д} = \delta R_\text{д}(t)$ входят сюда со знаком “минус”, так как рост сопротивления прибора приводит к уменьшению тока через него. Напомним, что $I_\text{д}$ является основной компонентой тока диода.

Для рекомбинационной компоненты тока получим:

$$I_\text{р} = (1 - \delta R_\text{р}) \cdot I_\text{р0} \cdot [\exp(V/2V_\text{T}) - 1]. \quad (6.3.4)$$

Сопротивление утечки, для простоты, считаем линейным. Его флуктуации проявляются как в обычном линейном резисторе:

$$I_\text{у} = (1 - \delta R_\text{у}) \cdot V/R_\text{у}. \quad (6.3.5)$$

Точно так же проявляются и флуктуации $\delta R_\text{б}$ объёмного сопротивления базы и контактов.

В результате выражение (6.1.4) для полного напряжения на диоде принимает вид:

$$U = V + (1 + \delta R_\text{б}) \cdot R_\text{б} \cdot I. \quad (6.3.6)$$

Как уже отмечалось ранее (см., например, учебное пособие [3]), в соотношениях, содержащих флуктуации сопротивления и его невозмущённое значение,

знак статистического усреднения опускается для упрощения записей. Такой подход использован и здесь. Например, в (6.3.6) величина R_6 имеет смысл $\langle R_6 \rangle$.

Соотношения (6.3.3)–(6.3.6), с учетом (6.3.2), полностью описывают проявление фликкерных флуктуаций эквивалентных сопротивлений диода.

Исследуем проявление этих флуктуаций в диоде, через который пропускается фиксированный ток.

6.3.1. Эффект насыщения шумов (А.Н. Малахова)

Начнем анализ с учета $\delta R_d(t)$ – относительных флуктуаций диффузионного сопротивления диода. Согласно (6.3.3), диффузионный ток через диод представим в виде:

$$I_d = I_d(V) + i_d(t) .$$

Здесь $I_d(V) = \langle I_d \rangle$ – невозмущённое значение тока. Вторая компонента представляет шумовой ток:

$$i_d(t) = -\delta R_d(t) \cdot \langle I_d \rangle . \quad (6.3.7)$$

Пренебрежем для простоты другими компонентами тока через диод, то есть примем $I = I_d$.

Эквивалентная схема диода, позволяющая учесть флуктуации диффузионного сопротивления, изображена на Рис. 6.3.1.

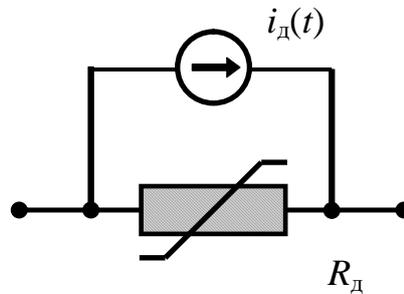


Рис. 6.3.1. Учёт флуктуаций диффузионного сопротивления диода

Здесь R_d – среднее (невозмущённое) значение сопротивления, определяемое соотношением (6.1.6).

Вычислим $u_n(t)$ – шумовое напряжение, выделяющееся на диоде. Согласно представленной схеме, получим:

$$u_n(t) = -R_d \cdot i_d(t) .$$

Здесь введен дополнительный знак “минус”, так как считается, что полярность $u_n(t)$ совпадает с полярностью прямого напряжения V на переходе. С

другой стороны ясно, что увеличение сопротивления прибора ($\delta R_d > 0$) должно приводить к увеличению падения напряжения на нём ($u_n > 0$).

Преобразуем полученное соотношение, учитывая (6.1.6) и (6.3.7):

$$u_n(t) = V_T \frac{I_d}{I_d + I_s} \delta R_d(t).$$

Представим этот результат в следующем виде:

$$u_n(t) = V_{нд} \cdot \delta R_d(t). \quad (6.3.8)$$

Здесь введён коэффициент преобразования, имеющий размерность напряжения:

$$V_{нд} = V_T \cdot I_d / (I_d + I_s). \quad (6.3.9)$$

Этот коэффициент определяет вид токовой зависимости спектра генерируемого шумового напряжения:

$$\langle u_n^2 \rangle_f = V_{нд}^2 \cdot \langle \delta R_d^2 \rangle_f. \quad (6.3.10)$$

Исследуем токовую зависимость коэффициента $V_{нд}$, см. Рис. 6.3.2.

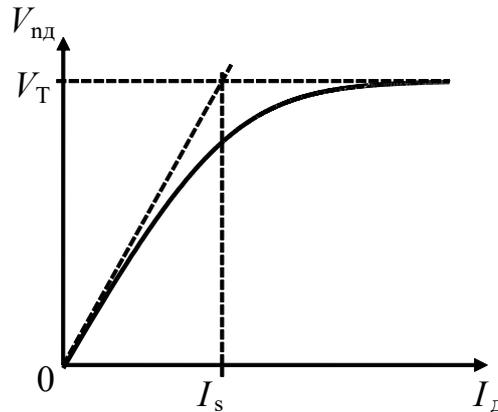


Рис. 6.3.2. Иллюстрация эффекта насыщения шумов

а) В области малых токов, $I_d \ll I_s$, сопротивление диода изменяется очень слабо, $R_d \approx V_T / I_s$. В то же время, согласно (6.3.7), величина шумового тока $i_d(t)$ пропорциональна току через диод: $i_d(t) \sim I_d$. По такому же закону изменяется и шумовое напряжение $u_n(t)$. В результате $V_{нд} \sim I_d^1$.

Учитывая (6.3.10) видим, что спектр шумового напряжения пропорционален квадрату тока: $\langle u_n^2 \rangle_f \sim I_d^2$.

Такой же закон типичен для линейных резисторов, см., например, Раздел 7.5 в [3]. Этот результат вполне естественен, так как при $I_d \ll I_s$ нелинейные свойства диода несущественны.

В области больших токов, $I_d \gg I_s$, сопротивление диода обратно пропорционально величине тока: $R_d \approx V_T/I_d$, см. (6.1.6). В результате, рост шумового тока $i_d(t)$, сопровождающий увеличение полного тока I_d через диод, компенсируется соответствующим уменьшением дифференциального сопротивления R_d . Мощность шумового напряжения, выделяющегося на диоде, перестает зависеть от величины тока через диод.

Иначе говоря, возникает эффект насыщения шумов.

Впервые этот эффект был обнаружен А.Н. Малаховым [12].

Эффект насыщения возникает, когда основным источником шума являются фликкерные флуктуации основной компоненты тока через диод.

6.3.2. Эффект А.К. Нарышкина

Учтём теперь $\delta R_p(t)$ – относительные флуктуации рекомбинационного сопротивления диода. Учитывая соотношение (6.3.4), получим:

$$I_p = I_p(V) + i_p(t) .$$

Здесь $I_p(V) = \langle I_p \rangle$ – невозмущённое значение тока. Второй компонентой представлен шумовой ток

$$i_p(t) = -\delta R_p(t) \cdot \langle I_p \rangle . \quad (6.3.11)$$

При составлении эквивалентной схемы диода необходимо учесть диффузионное сопротивление R_d , см. Рис. 6.3.3.

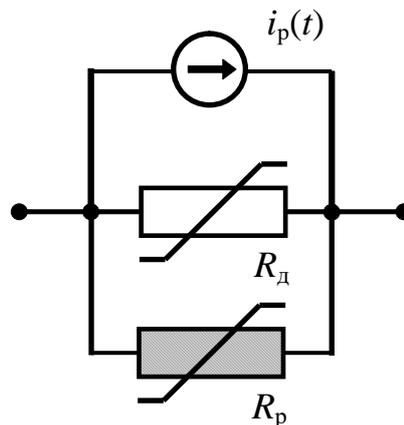


Рис. 6.3.3. Учёт флуктуаций рекомбинационного сопротивления диода

Соответственно, в полном токе диода учитываем как рекомбинационную, так и диффузионную компоненты:

$$I = I_d + I_p .$$

Между этими компонентами, согласно (6.1.1), (6.1.2) и (6.1.9), при достаточно больших токах, $I_d \gg I_s$, $I_p \gg I_{p0}$, имеет место следующая связь:

$$I_p = \sqrt{I_{pd} \cdot I_d}. \quad (6.3.12)$$

То есть рекомбинационный ток имеет величину, пропорциональную корню из диффузионного тока: $I_p \sim \sqrt{I_d}$.

При рассматриваемых больших токах для дифференциальных сопротивлений, согласно (6.1.6) и (6.1.7), имеем:

$$R_d = V_T / I_d, \quad R_p = 2V_T / I_p.$$

Шумовой ток $i_p(t)$ выделяется на резисторе, образованном параллельным включением резисторов R_d и R_p . Поэтому на диоде выделяется шумовое напряжение

$$u_n(t) = -(R_d^{-1} + R_p^{-1})^{-1} \cdot i_p(t).$$

Здесь введен знак “минус” из тех же соображений, что и при учете флуктуаций $\delta R_d(t)$, приводящего к эффекту насыщения шумов.

Выполняя далее соответствующие преобразования, получим:

$$u_n(t) = V_{np} \cdot \delta R_p(t). \quad (6.3.13)$$

Здесь введен коэффициент преобразования, имеющий размерность напряжения:

$$V_{np} = 2V_T / (1 + I_d / I_p). \quad (6.3.14)$$

Этот коэффициент, с учетом (6.3.12), равен:

$$V_{np} = 2V_T / (1 + \sqrt{I_d / I_{pd}}).$$

Спектр шума, как и прежде, находится следующим образом:

$$\langle u_n^2 \rangle_f = V_{np}^2 \cdot \langle \delta R_p^2 \rangle_f. \quad (6.3.15)$$

Исследуем токовую зависимость коэффициента V_{np} , определяющего токовую зависимость спектра шумов, возникающих из-за флуктуаций рекомбинационного сопротивления (Рис. 6.3.4).

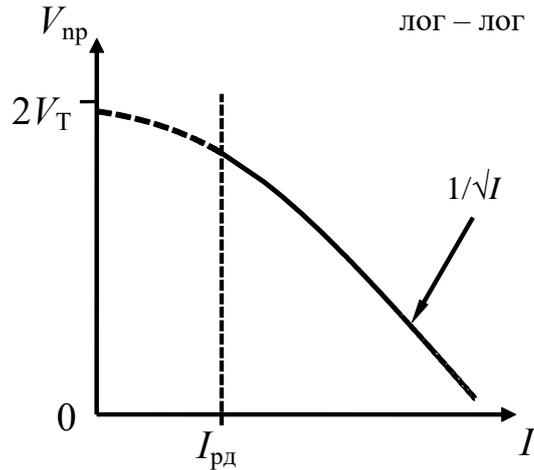


Рис. 6.3.4. Иллюстрация эффекта Нарышкина

Область малых токов, $I \ll I_{рд}$, изображена штриховой линией, так как здесь приближение “больших” токов становится слишком грубым.

Гораздо больший интерес представляет область токов $I \gg 4I_{рд}$, где $V_{пр} \sim 1/\sqrt{I}$. Действительно, в этом диапазоне основным является диффузионное сопротивление диода R_d . Его величина при росте тока убывает по закону $1/I$.

В то же время, шумовой ток $i_p(t)$ растет пропорционально I_p , или, с учётом (6.3.12), пропорционально $\sqrt{I_d}$. Но при $I \gg I_{рд}$ диффузионная компонента является основной, $I \approx I_d$. Поэтому имеем $i_p \sim \sqrt{I}$. Рост i_p при увеличении I происходит медленнее, чем убывание сопротивления R_d , на котором выделяется шумовой ток $i_p(t)$. В результате получим:

$$V_{пр} \sim 1/\sqrt{I} \text{ при } I \gg I_{рд}.$$

Учитывая теперь (6.3.15), находим

$$\langle u_n^2 \rangle_f \sim I^{-1}.$$

То есть спектр напряжения шумов, вызванных флуктуациями рекомбинационного сопротивления перехода, обратно пропорционален первой степени тока через диод.

Подобная токовая зависимость наблюдается в диодах, обладающих большой шириной ОПЗ и, как следствие, достаточно мощной рекомбинационной составляющей тока.

Объяснение этой зависимости впервые предложил А.К. Нарышкин [13].

6.3.3. Эффект максимизации шумов

Исследуем теперь проявление $\delta R_y(t)$ – относительных флуктуаций сопротивления утечки.

Дополнительно в эквивалентной схеме диода учтем, в качестве основного, диффузионное сопротивление R_d , которое считаем не флуктуирующим (Рис. 6.3.5), см. также [14], [15], [16] и [17].

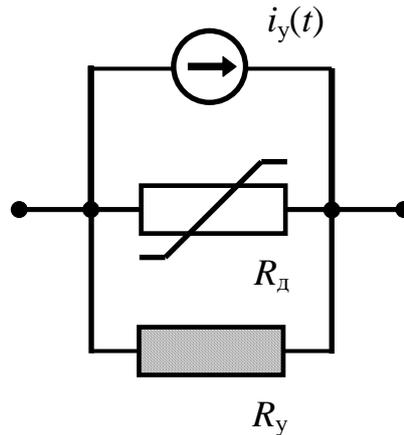


Рис. 6.3.5. Учёт флуктуаций сопротивления утечки

Ток диода состоит из двух компонент: $I = I_d + I_y$, – диффузионной I_d (6.1.1) и утечки I_y (6.1.3). Шумовой ток, согласно (6.3.5), равен

$$i_y(t) = -\delta R_y(t) \cdot I_y. \quad (6.3.16)$$

Этот ток приводит к шумовому напряжению, выделяющемуся на параллельно включенных резисторах R_d и R_y :

$$u_n(t) = -(R_d^{-1} + R_y^{-1})^{-1} \cdot i_y(t). \quad (6.3.17)$$

Преобразуем это соотношение, учитывая связь (6.1.6) диффузионного сопротивления R_d с величиной диффузионного тока I_d , а также вольтамперную характеристику диффузионной компоненты тока (6.1.1), представленную в виде обратной функции:

$$V = V_T \cdot \ln(1 + I_d/I_s).$$

Примем для простоты, что $R_d \ll R_y$, то есть сопротивление утечки велико. В результате можно считать $I = I_d$. Тогда получим

$$u_n(t) = V_{ny} \cdot \delta R_y(t). \quad (6.3.18)$$

Здесь введён коэффициент преобразования, имеющий размерность напряжения:

$$V_{ny} = \frac{V_T^2}{(I + I_s)R_y} \cdot \ln\left(1 + \frac{I}{I_s}\right). \quad (6.3.19)$$

Его токовая зависимость определяет токовую зависимость спектра шумов, возникающих из-за флуктуаций сопротивления утечки (Рис. 6.3.6).

$$\langle u_n^2 \rangle_f = V_{ny}^2 \cdot \langle \delta R_y^2 \rangle_f. \quad (6.3.20)$$

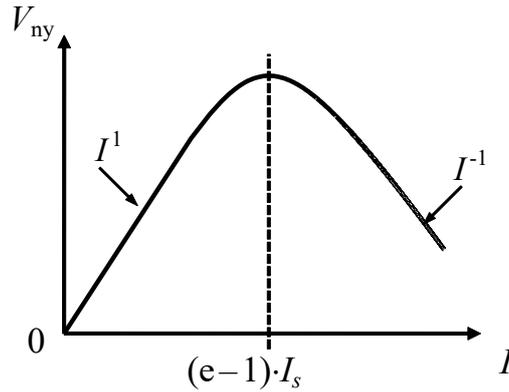


Рис. 6.3.6. Иллюстрация эффекта максимизации шумов

В области малых токов, $I \ll I_s$, имеем $V_{ny} \sim I^1$. В этом диапазоне токов дифференциальное сопротивление диода почти постоянно. Поэтому рост тока через диод, приводя к увеличению $i_y(t)$, вызывает рост шумового напряжения. Для спектра (6.3.20) имеем $\langle u_n^2 \rangle_f \sim I^2$ как в линейном резисторе.

В области больших токов, $I \gg I_s$, рост тока утечки I_y , следовательно и шумового тока $i_y(t)$, происходит пропорционально напряжению на переходе V . Но это напряжение пропорционально логарифму тока через диод. Поэтому рост $i_y(t)$ происходит логарифмически медленно.

С другой стороны, сопротивление R_d , являющееся основной нагрузкой, обратно пропорционально току I . Поэтому приближенно имеем $V_{ny} \sim I^{-1}$.

Соответственно, спектр $\langle u_n^2 \rangle_f$ убывает примерно как I^{-2} .

Максимум в зависимости V_{ny} наблюдается при токе $I = (e - 1)I_s$, то есть при напряжении на переходе $V = V_T$.

Если диод обладает большими утечками, то эффект максимизации сохраняется. Однако токовая зависимость спектра шума, изображенная на Рис. 6.3.6, несколько трансформируется. В частности, максимум смещается в сторону больших токов.

В случае нелинейной утечки исходное соотношение (6.3.16) остается в силе. Однако эффект максимизации шума проявляется слабее.

6.3.4. Проявление флуктуаций сопротивления базы и контактов

Учтём последний источник фликкерных флуктуаций: $\delta R_6(t)$ – относительные флуктуации сопротивления базы диода и контактов.

Сопротивление R_6 для простоты считаем линейным. Через него течёт полный ток диода I . Поэтому, как и в случае линейного флуктуирующего резистора (см. Раздел 7.5 в [3]), для шумового напряжения, выделяющегося на диоде, найдем:

$$u_n(t) = V_{н6} \cdot \delta R_6(t) . \quad (6.3.17)$$

Здесь введён коэффициент преобразования, равный падению напряжения на сопротивлении базы и контактов:

$$V_{н6} = I \cdot R_6 , \quad (6.3.18)$$

Отсюда найдём спектр напряжения, выделяющегося на диоде:

$$\langle u_n^2 \rangle_f = V_{н6}^2 \cdot \langle \delta R_6^2 \rangle_f . \quad (6.3.19)$$

Таким образом, спектр шумового напряжения, обусловленного флуктуациями сопротивления базы и контактов, изменяется по закону I^2 , то есть пропорционально квадрату тока через диод.

7. Биполярный транзистор

7.1. Эквивалентная схема транзистора

Транзистор представляет собой два встречно включённых $p-n$ перехода, разделённых тонким слоем полупроводника, именуемого базой.

Толщина базы (Б) мала по сравнению с длиной свободного пробега неосновных носителей. Поэтому носители, инжектируемые через потенциальный барьер одного перехода, практически не рекомбинируют в базе, достигают ОПЗ другого перехода и экстрагируются через этот переход.

Один из переходов обычно смещается в прямом (отпирающем) направлении. Этот переход называется эмиттерным (Э). К другому переходу прикладывается запирающее (обратное) напряжение. Это – коллекторный переход (К).

Основные процессы уже рассмотрены на примере полупроводникового диода (Раздел 6.1). Полученные результаты используются и здесь.

Активные свойства транзистора определяются диффузионной компонентой тока эмиттера. Другие токи ухудшают характеристики транзистора. Поэтому при построении эквивалентной схемы выделяется “идеальный” биполярный транзистор (БТ), выводы которого шунтируются “паразитными” эквивалентными резисторами, см. Рис. 7.1.1.

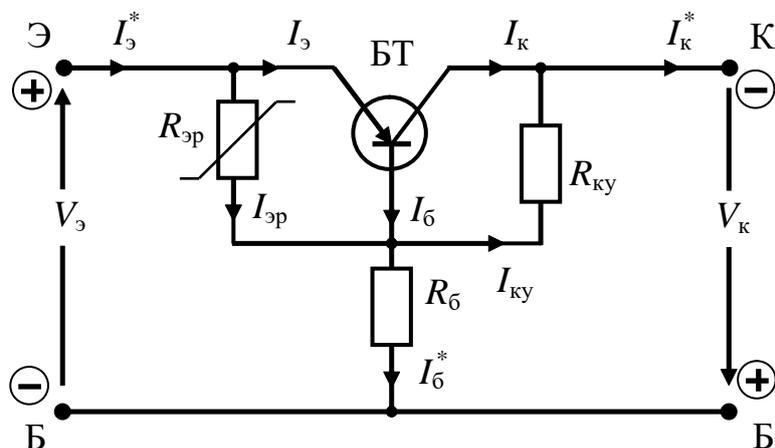


Рис. 7.1.1. Эквивалентная схема биполярного транзистора

Здесь принято, что транзистор работает в усилительном режиме: эмиттерный переход открыт, коллекторный – закрыт.

На эмиттерный переход подаётся относительно небольшое прямое напряжение, $V_э \sim V_T$. Поэтому током утечки через переход можно пренебречь.

Полный ток I_3^* через эмиттерный вывод “Э”, содержит две компоненты: I_3 – диффузионный ток и I_{3p} – рекомбинационный ток:

$$I_3^* = I_3 + I_{3p} . \quad (7.1.1)$$

На коллекторный переход подаётся достаточно большое обратное напряжение, $V_k \gg V_T$. Поэтому током рекомбинации в этом переходе можно пренебречь, но ток утечки I_{ky} учитывать надо:

$$I_k^* = I_k + I_{ky} . \quad (7.1.2)$$

Часть тока эмиттера I_3 , обусловленного диффузией носителей через базу, рекомбинирует в базе и “стекает” в базовый контакт. Эта компонента базового тока подвержена рассеиванию тепловыми колебаниями решетки, что эквивалентно наличию сопротивления базы R_6 .

Токи через “идеальный” транзистор БТ определяются уравнениями Эберса–Молла. При работе транзистора в усилительном режиме имеем:

$$\begin{aligned} I_3 &= I_{s3} \cdot [\exp(V_3/V_T) - 1] + \alpha_N I_{sk} , \\ I_k &= \alpha I_3 + I_{k0} . \end{aligned} \quad (7.1.3)$$

Здесь I_{s3} и I_{sk} – обратные токи насыщения эмиттерного и коллекторного переходов; α и α_N – прямой и инверсный коэффициенты передачи транзистора по постоянному току в схеме с общей базой, обычно $0.5 \leq \alpha_N < \alpha \leq 1$.

В (7.1.3) введён ток насыщения коллектора, то есть ток при разомкнутом эмиттере, $I_3 = 0$:

$$I_{k0} = (1 + \alpha\alpha_N)I_{sk} . \quad (7.1.4)$$

Если ток через эмиттер достаточно велик, $I_3 \gg I_{s3}$, то можно использовать упрощенные соотношения:

$$\begin{aligned} I_3 &= I_{s3} \cdot \exp(V_3/V_T) , \\ I_k &= \alpha I_3 = \beta I_6 . \end{aligned} \quad (7.1.5)$$

Здесь введён коэффициент усиления тока базы:

$$\beta = \alpha / (1 - \alpha) . \quad (7.1.6)$$

При $\alpha \rightarrow 1_{(-)}$ имеем $\beta \rightarrow \infty$.

Таким образом, транзистор является прибором, управляемым током, поскольку он усиливает ток базы в β раз. В этом заключается его основное отличие от электровакуумной лампы, которая управляется напряжением.

Перейдем к анализу флуктуационных характеристик транзистора.

7.2. Источники естественных шумов

При определении источников естественных шумов ограничимся анализом идеализированного транзистора, то есть пренебрежём утечками и рекомбинационными токами. Кроме того, считаем, что транзистор работает в усилительном режиме.

В этом случае можно выделить три источника естественных шумов.

7.2.1. Дробовой шум эмиттерного тока

Этот источник полностью аналогичен источнику токового шума в полупроводниковом диоде. Генератор шумового тока $i_3(t)$ включён параллельно с эмиттерным переходом; спектр его шума равен

$$\langle i_3^2 \rangle_f = 2q_e I_3 \text{ [A}^2/\text{Гц]}.$$

Этот генератор можно заменить генератором шумового напряжения $v_3(t)$, включенным последовательно с эмиттером и обладающим спектром

$$\langle v_3^2 \rangle_f = 4kT \cdot (R_3/2) \text{ [B}^2/\text{Гц]}.$$
 (7.2.1)

Здесь введено дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода:

$$R_3 = [dI_3/dV_3]^{-1} = V_T/I_3.$$
 (7.2.2)

Считается, что $I_3 \gg I_{s3}$, см. (7.1.5).

7.2.2. Тепловой шум сопротивления базы

Поскольку сопротивление R_6 влияет только на ток базы I_6 , соответствующий генератор напряжения теплового шума $v_6(t)$ включен в цепь базы. Спектр этого напряжения, согласно формуле Найквиста, равен

$$\langle v_6^2 \rangle_f = 4kTR_6 \text{ [B}^2/\text{Гц]}.$$
 (7.2.3)

Генераторы шумовых напряжений $v_3(t)$ и $v_6(t)$ обычно объединяют, заменяя одним генератором $v_T(t)$, включенным последовательно с базой и обладающим спектром:

$$\langle v_T^2 \rangle_f = 4kT \cdot (R_6 + R_3/2) \text{ [B}^2/\text{Гц]}.$$
 (7.2.4)

Следует помнить, что здесь объединены два источника – тепловой шум сопротивления базы и дробовой шум тока эмиттера.

7.2.3. Дробовой шум обратного тока коллектора

Этот источник, обозначаемый через $i_s(t)$, шунтирует коллекторный переход. Здесь также учитывается шум, связанный с диффузионным блужданием носителей в базе и условно именуемый шумом токораспределения. Спектр шумового тока равен

$$\langle i_s^2 \rangle_f = 2q_e(I_{к0} + \alpha I_6) [A^2/\Gammaц]. \quad (7.2.5)$$

Данный спектр определяется величинами тока насыщения коллектора и тока базы.

7.2.4. Сравнение источников

Полная эквивалентная схема идеального транзистора с учётом естественных шумов имеет вид, изображенный на Рис. 7.2.1.

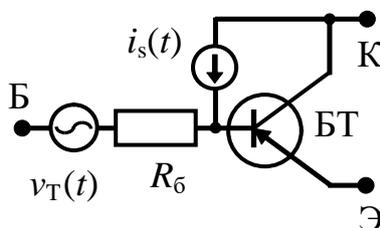


Рис. 7.2.1. Идеальный транзистор с источниками естественных шумов

Все естественные шумы моделируются двумя источниками – генераторами шумового напряжения $v_T(t)$, см. (7.2.4), и шумового тока $i_s(t)$, см. (7.2.5).

Выполним сравнительный анализ спектров естественных шумов. За единицу отсчёта возьмем спектр $\langle v_6^2 \rangle_f$ теплового шума (7.2.3) сопротивления базы.

Относительный вклад дробового шума эмиттерного тока, согласно (7.2.1) равен:

$$\frac{\langle v_3^2 \rangle_f}{\langle v_6^2 \rangle_f} = \frac{R_3}{2R_6} = \frac{V_T}{2I_3 R_6}. \quad (7.2.6)$$

Отсюда видим, что чем больше ток эмиттера I_3 , тем меньше относительный вклад дробового шума эмиттера. Характерный ток $I_3^{(6)}$, при котором этот вклад равен вкладу теплового шума, составляет

$$I_3^{(6)} = V_T/(2R_6). \quad (7.2.7)$$

Если $R_6 = 100$ Ом, то $I_3^{(6)} = 125$ мкА. Транзисторы с таким сопротивлением базы обычно работают при токах $I_3 \geq 1$ мА, поэтому, как правило, дробовым шумом эмиттерного тока можно пренебречь.

Исключение представляют транзисторы сверхвысоких частот, отличающиеся малым сопротивлением базы R_6 .

Найдём теперь относительный вклад дробового шума $i_s(t)$ обратного тока коллектора.

Источники $v_6(t)$ и $i_s(t)$ действуют на разных выводах транзистора. Поэтому необходим пересчёт к общей точке.

Определим модуляцию тока коллектора напряжением $v_6(t)$, то есть осуществим пересчёт теплового шума сопротивления базы в ток коллектора.

Для этого, как и в электровакуумной лампе, воспользуемся малосигнальным уравнением, определяющим изменение тока коллектора i_k при малой вариации v_6 напряжения на базе:

$$i_k = S_0 \cdot v_6. \quad (7.2.8)$$

Здесь S_0 – малосигнальная крутизна транзистора. В результате получим:

$$\frac{\text{др.ш.коллектор}}{\text{тепл.ш.базы}} = \frac{\langle i_s^2 \rangle_f}{S_0^2 \langle v_6^2 \rangle_f}. \quad (7.2.9)$$

Теперь необходимо вычислить малосигнальную крутизну S_0 .

Рассмотрим диаграмму токов в транзисторе, изображённую на Рис. 7.2.2.

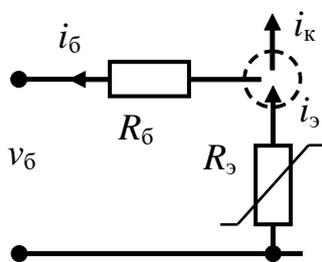


Рис. 7.2.2. Диаграмма токов в транзисторе

Падение v_6 малосигнального напряжения на резисторах R_6 и R_3 есть

$$v_6 = i_6 R_6 + i_3 R_3.$$

Учитывая (7.1.5), найдём, что $i_6 = (1 - \alpha) i_3$. Отсюда получим

$$v_6 = R_{\text{вх}} i_6.$$

Здесь введено малосигнальное входное сопротивление транзистора:

$$R_{\text{вх}} = R_6 + R_3 / (1 - \alpha). \quad (7.2.10)$$

Теперь, снова из (7.1.5), найдём, что $i_k = \beta i_6$. В результате, получим

$$i_k = (\beta / R_{\text{вх}}) \cdot v_6.$$

Таким образом, малосигнальная крутизна транзистора равна:

$$S_0 = \beta/R_{\text{вх}} = \beta/[R_6 + R_3/(1 - \alpha)]. \quad (7.2.11)$$

Сделаем численные оценки.

Пусть $R_6 = 100 \text{ Ом}$, $\beta = 100$, $I_3 = 1 \text{ мА}$.

Тогда найдем: $R_3 = 25 \text{ Ом}$, $R_{\text{вх}} = 2600 \text{ Ом}$, $S_0 = 38 \text{ мА/В}$, $I_6 = 10 \text{ мкА}$.

Найдём эквивалентный шумовой ток коллектора $I_{\text{нк}}^{(6)}$, соответствующий эффекту от теплового шума $v_6(t)$ сопротивления базы.

Спектр источника $v_6(t)$ определён соотношением (7.2.3).

Учитывая малосигнальное уравнение транзистора (7.2.8), вычислим спектр тока в цепи коллектора:

$$\langle i_k^2 \rangle_f = S_0^2 \cdot \langle v_6^2 \rangle_f = S_0^2 \cdot 4kTR_6.$$

Используя определение эквивалентного шумового тока (см., например, Раздел 9.6 в [3]), найдём:

$$I_{\text{нк}}^{(6)} = S_0^2 \cdot 2V_T R_6.$$

Для наших числовых данных это дает: $I_{\text{нк}}^{(6)} = 7.5 \text{ мА}$.

Эквивалентный шумовой ток $I_{\text{нк}}^{(s)}$, соответствующий дробовому шуму обратного тока коллектора, согласно (7.2.5) равен:

$$I_{\text{нк}}^{(s)} = I_{\text{к0}} + \alpha I_6.$$

Величина $I_{\text{к0}}$ обычно пренебрежимо мала, порядка 1 мкА и менее; остается ток базы. В результате получим: $I_{\text{нк}}^{(s)} = 10 \text{ мкА}$, – почти на три порядка меньше тока $I_{\text{нк}}^{(6)}$. В результате, соотношение (7.2.9) даёт:

$$\frac{\text{др.ш.коллектор}}{\text{тепл.ш.базы}} = \frac{I_{\text{нк}}^{(s)}}{I_{\text{нк}}^{(6)}} = \frac{1}{750}.$$

Следовательно, дробовым шумом обратного тока коллектора можно пренебречь.

Таким образом, в транзисторе основным источником естественных шумов является тепловой шум объёмного сопротивления базы R_6 . Лишь в области малых токов, сравнимых по величине с $I_3^{(6)}$ и ниже, см. (7.2.7), надо учитывать дробовой шум тока эмиттера.

Напомним, что исключением являются транзисторы сверхвысоких частот, отличающиеся малым сопротивлением базы R_6 .

7.3. Фликкерные флуктуации параметров

7.3.1. Источники флуктуаций

Как уже отмечалось, транзистор состоит из двух встречно включённых $p-n$ переходов. Поэтому источники флуктуаций, рассмотренные в Разделе 6.3 для полупроводникового диода, присутствуют и в транзисторе.

При анализе фликкерных флуктуаций транзистора, работающего в усилительном режиме, рядом источников можно пренебречь.

Например, можно пренебречь флуктуациями сопротивления базы, поскольку через неё течёт очень маленький ток.

Можно не учитывать ток утечки эмиттерного перехода, а также рекомбинационную и диффузионную компоненты тока через коллекторный переход.

Здесь, согласно эквивалентной схеме, изображённой на Рис. 7.1.1, учитываем флуктуации двух сопротивлений эмиттерного перехода:

$$R_{\lambda} = (1 + \delta R_{\lambda}) \cdot \langle R_{\lambda} \rangle, \quad \lambda = э, эр. \quad (7.3.1)$$

Кроме того, учтены специфические только для транзистора флуктуации коэффициента α передачи тока через базу:

$$\alpha = (1 + \delta\alpha) \cdot \alpha_0. \quad (7.3.2)$$

Таким образом, флуктуации параметров транзистора можно учесть путём модификации соотношений (7.1.5) для токов эмиттера и коллектора:

$$\begin{aligned} I_э &= (1 - \delta R_э) \cdot I_{сэ} \cdot \exp(V_э/V_T), \\ I_к &= (1 + \delta\alpha) \cdot \alpha_0 I_э = (1 + \delta\beta) \cdot \beta_0 I_б. \end{aligned} \quad (7.3.3)$$

Здесь введены относительные флуктуации коэффициента усиления тока базы:

$$\delta\beta = \beta_0 \cdot \delta\alpha. \quad (7.3.4)$$

Через $\beta_0 = \alpha_0/(1 - \alpha_0)$ обозначено невозмущённое значение этого коэффициента, см. (7.1.6). Чем больше коэффициент усиления β_0 , тем сильнее проявляются флуктуации $\delta\alpha$.

Флуктуации рекомбинационного сопротивления эмиттерного перехода $\delta R_{эр}(t)$ учитываются так же, как и в полупроводниковом диоде, см. Раздел 6.3.2.

Исследуем теперь, как проявляются флуктуации параметров при работе транзистора в усилительном режиме.

7.3.2. Проявление флуктуаций в схеме с общим эмиттером

Для измерения шумов, в том числе и фликкерных, транзистор обычно включается в схему с общим эмиттером, см. Рис. 7.3.1.

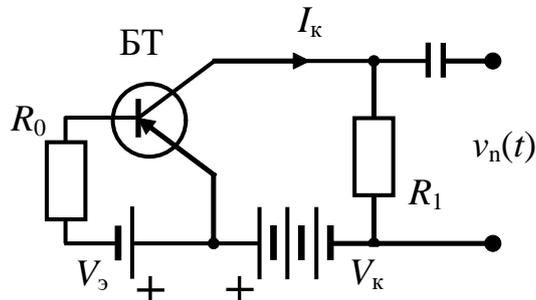


Рис. 7.3.1. Биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером

Здесь шумовое напряжение $v_n(t)$ выделяется на резисторе R_1 нагрузки коллекторной цепи.

В этой схеме транзистор работает в усилительном режиме по отношению к собственным флуктуациям. Однако имеется отрицательная обратная связь, обеспечиваемая резистором R_0 , включенным последовательно с внутренним сопротивлением $R_б$ базы транзистора.

Эта отрицательная обратная связь характеризуется током

$$I_0 = \beta V_T / (R_0 + R_б). \quad (7.3.5)$$

Если ток коллектора принимает значение $I_к = I_0$, то нелинейная компонента входного сопротивления транзистора (7.2.10) равна полному сопротивлению в цепи базы:

$$\beta V_T / I_0 = R_0 + R_б.$$

Исследуем сначала шумы, обусловленные флуктуациями $\delta R_э(t)$ диффузионного сопротивления эмиттерного перехода. Соответствующая эквивалентная схема изображена на Рис. 7.3.2.

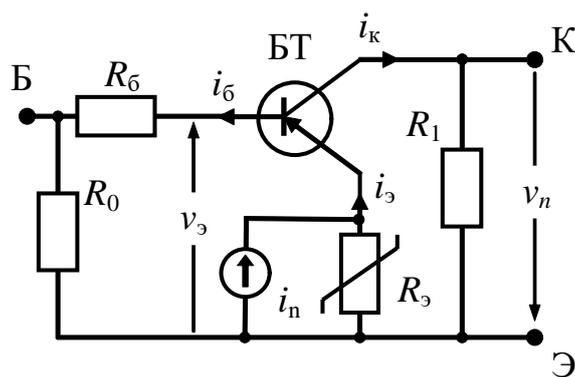


Рис. 7.3.2. Учёт флуктуаций диффузионного сопротивления эмиттерного перехода

Здесь введён генератор тока, учитывающий, согласно (7.3.3), флуктуации диффузионного сопротивления эмиттерного перехода:

$$i_n(t) = -I_э \cdot \delta R_э(t)$$

Ток базы $i_б$ протекает через сопротивление базы и резистор R_0 . Поэтому на эмиттерном переходе выделяется напряжение автосмещения (по шумам):

$$v_э = -(R_0 + R_б)i_б. \quad (7.3.6)$$

Таким образом, шумовой ток эмиттера состоит из двух компонент:

$$i_э = i_n + v_э/R_э.$$

Между шумовыми компонентами токов транзистора существуют те же связи (7.1.5), что и между полными токами. Это позволяет вычислить шумовое напряжение v_n , выделяющееся на резисторе нагрузки R_1 :

$$v_n(t) = V_{нэ} \cdot \delta R_э(t). \quad (7.3.7)$$

Здесь введён коэффициент преобразования относительных флуктуаций диффузионного сопротивления эмиттерного перехода, имеющий размерность напряжения:

$$V_{нэ} = -R_1 I_к / (1 + I_к / I_0). \quad (7.3.8)$$

Токовая зависимость этого коэффициента изображена на Рис. 7.3.3.

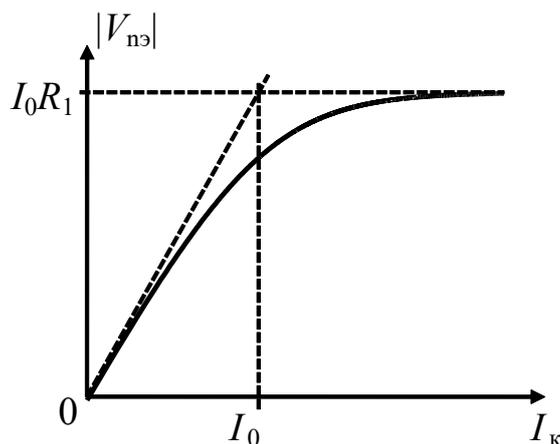


Рис. 7.3.3. Токовая зависимость модуля коэффициента преобразования относительных флуктуаций диффузионного сопротивления

При малых токах, $I_{к} \ll I_0$, эффект автосмещения несущественен. Шумы растут при увеличении тока $I_{к}$ через транзистор.

При больших токах возникает эффект компенсации флуктуаций из-за обратной связи по цепи базы. Суть эффекта можно пояснить следующим образом.

Уменьшение приводит δR_3 приводит к увеличению тока эмиттера, $i_3 > 0$. Одновременно возрастает ток базы i_6 . Это приводит к увеличению падения напряжения на резисторах $(R_0 + R_6)$, то есть к уменьшению напряжения на эмиттерном переходе $v_3 < 0$. Таким образом, увеличение тока эмиттера ослабляется за счёт уменьшения напряжения на эмиттерном переходе.

Величина характерного тока I_0 определяется соотношением (7.3.5). Отсюда, а также из (7.3.8) и Рис. 7.3.3 видим, что чем больше сопротивление автосмещения R_0 , тем слабее проявляются флуктуации δR_3 диффузионного сопротивления эмиттера.

Заметим, что резистор R_0 целесообразно размещать не в цепи базы, а в цепи эмиттера. В этом случае требуется сопротивление, имеющее примерно в β раз меньшую величину; во столько же раз уменьшится и спектр теплового шума, генерируемого этим резистором.

Перейдем к анализу шумов, вызванных флуктуациями $\delta\alpha(t)$ коэффициента передачи тока эмиттера через базу. Соответствующая эквивалентная схема изображена на Рис. 7.3.4.

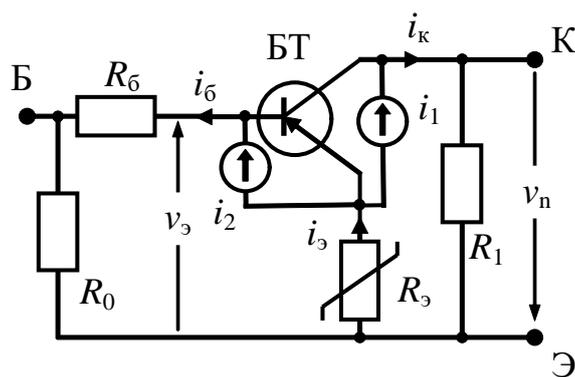


Рис. 7.3.4. Учёт флуктуаций коэффициента передачи тока эмиттера

Введёнными здесь генераторами $i_1(t)$ и $i_2(t)$ моделируются флуктуации коэффициента передачи тока эмиттера, определяющего распределение тока между коллектором и базой. Учитывая, что $\alpha \approx 1$, из (7.3.3) найдем:

$$i_1(t) = I_3 \cdot \delta\alpha(t), \quad i_2(t) = -i_1(t).$$

Напряжение автосмещения $v_3(t)$, приложенное к эмиттерному переходу, определяется соотношением (7.3.6).

Шумовое напряжение, выделяющееся на резисторе нагрузки, есть

$$v_n = R_1 i_k.$$

Входящий сюда (шумовой) ток коллектора содержит две компоненты:

$$i_k = \alpha i_3 + i_1.$$

Ток эмиттера определяется напряжением автосмещения, $i_3 = v_3/R_3$.

Наконец, ток базы, определяющий согласно (7.3.6) напряжение автосмещения, есть

$$i_b = (1 - \alpha)i_3 + i_2.$$

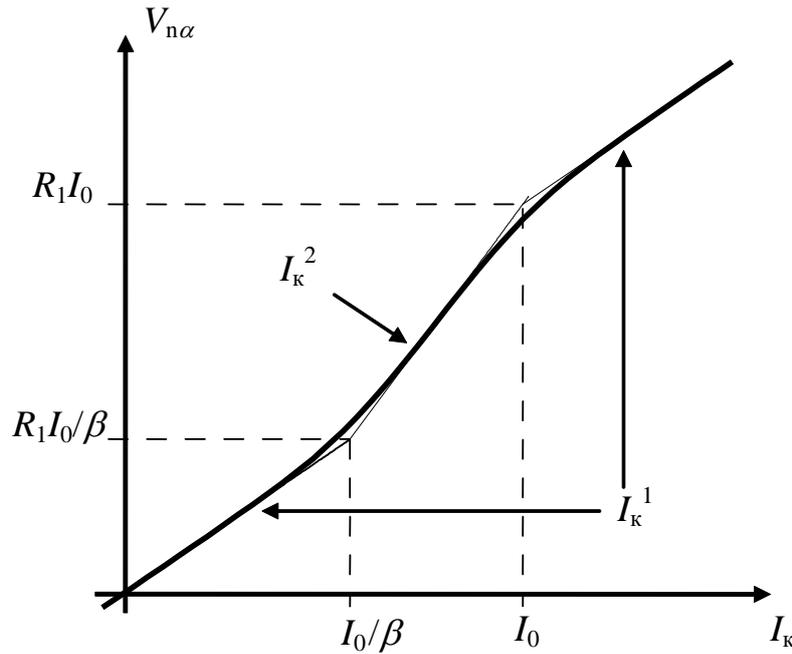
Таким образом, имеем:

$$v_n(t) = V_{n\alpha} \cdot \delta\alpha(t). \quad (7.3.9)$$

Здесь введён коэффициент преобразования флуктуаций, имеющий размерность напряжения:

$$V_{n\alpha} = R_1 I_k \cdot (\beta I_k + I_0) / (I_k + I_0). \quad (7.3.10)$$

Токовая зависимость этого коэффициента изображена на Рис. 7.3.5. Здесь использован двойной логарифмический масштаб.

Рис. 7.3.5. Токовая зависимость коэффициента преобразования флуктуаций $\delta\alpha$

В области микротоков, то есть при $I_k \ll I_0/\beta$, основным является генератор $i_1(t)$, непосредственно модулирующий ток коллектора. Здесь $V_{n\alpha} = R_1 I_k$. В результате спектр шумового напряжения пропорционален квадрату тока коллектора, $\langle v_n^2 \rangle_f \sim I_k^2$.

В области средних токов, $I_0/\beta \ll I_k \ll I_0$, становится заметным генератор $i_2(t)$, модулирующий ток базы. Флуктуации тока базы усиливаются транзистором и складываются с флуктуациями, обусловленными генератором $i_1(t)$. Шумы на выходе возрастают. Соответствующая асимптотическая зависимость принимает вид $V_{n\alpha} = R_1 \beta I_k^2 / I_0$. В результате спектр шумового напряжения примерно пропорционален четвертой степени тока коллектора, $\langle v_n^2 \rangle_f \sim I_k^4$.

В области больших токов, $I_k \gg I_0$, начинает сказываться отрицательная обратная связь, обеспечиваемая напряжением $v_3(t)$. Скорость роста функции $V_{n\alpha}(I_k)$ уменьшается. Здесь $V_{n\alpha} \approx R_1 \beta I_k$. Спектр шумового напряжения, как и в области микротоков, становится пропорциональным квадрату тока коллектора, $\langle v_n^2 \rangle_f \sim I_k^2$. Но теперь величина спектра шумов в β^2 раз больше.

Увеличение сопротивления автосмещения R_0 приводит к росту шумов в области средних токов (за счет уменьшения характерного тока I_0/β). При этом область “больших” токов смещается вниз. В области больших и микротоков величина спектра $\langle v_n^2 \rangle_f$ не зависит от R_0 .

Исследуем теперь проявление флуктуаций рекомбинационного сопротивления эмиттерного перехода $\delta R_{\text{эп}}(t)$. Соответствующая эквивалентная схема изображена на Рис. 7.3.6.

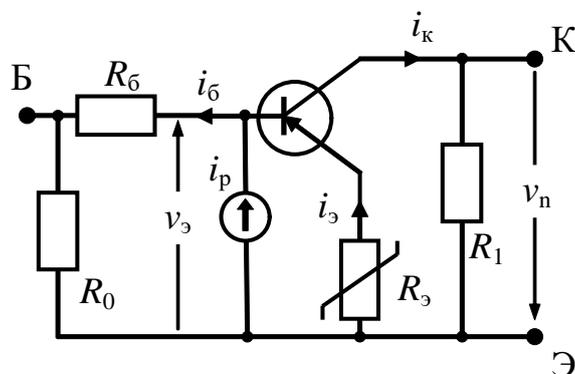


Рис. 7.3.6. Учёт флуктуаций рекомбинационного сопротивления

Здесь введён источник шумового тока $i_p(t)$. Для его определения обратимся к эквивалентной схеме транзистора, изображённой на Рис. 7.1.1. При этом воспользуемся результатами, полученными в Разделе 6.3.2 при анализе эффекта А.К. Нарышкина для фликкерного шума в полупроводниковом диоде. В результате получим:

$$i_p(t) = -\delta R_{\text{эп}}(t) \cdot I_{\text{эп}} . \quad (7.3.11)$$

Напряжение автосмещения $v_э(t)$ описывается соотношением (7.3.6). Оно определяет диффузионную компоненту тока эмиттерного перехода, $i_э = v_э/R_э$.

Для шумовой компоненты тока базы имеем

$$i_б = (1 - \alpha)i_э + i_p .$$

Шумовая компонента тока коллектора, по-прежнему, есть $i_к = \alpha i_э$.

Следуя (6.3.12), учтём, что рекомбинационная компонента невозмущённого тока эмиттера $I_{\text{рд}}$ равна

$$I_{\text{эп}} = \sqrt{I_{\text{рд}} \cdot I_э} . \quad (7.3.12)$$

Здесь, как и для диодов, см. (6.1.9), введён характерный ток:

$$I_{\text{рд}} = I_{\text{р0}}^2 / I_{\text{сэ}} . \quad (7.3.13)$$

Этот ток определяется через ток $I_{\text{р0}}$, определяющий, по аналогии с (6.1.2), рекомбинационную компоненту тока эмиттерного перехода:

$$I_{\text{эп}} = I_{\text{р0}} \cdot [\exp(V_э/2V_T) - 1] . \quad (7.3.14)$$

Полагая рекомбинационную компоненту достаточно малой, $I_{эп} \ll I_э$, найдём шумовое напряжение, выделяющееся на резисторе нагрузки:

$$v_n(t) = V_{np} \cdot \delta R_{эп}(t). \quad (7.3.15)$$

Здесь введён коэффициент преобразования относительных флуктуаций рекомбинационного сопротивления эмиттерного перехода, имеющий размерность напряжения:

$$V_{np} = \frac{\beta R_1 \sqrt{I_k^3 I_{рд}}}{I_0 + I_k}. \quad (7.3.16)$$

В области малых токов, $I_k \ll I_0$, имеем: $V_{np} \sim I_k^{3/2}$. Таким образом, спектр шума пропорционален третьей степени тока коллектора, $\langle v_n^2 \rangle_f \sim I_k^3$. При этом $\langle v_n^2 \rangle_f \sim I_0^{-2}$. Иначе говоря, увеличение сопротивления автосмещения R_0 , включённого в цепь базы, приводит к увеличению спектра выходного шума.

В области больших токов, $I_k \gg I_0$, возникает эффект самокомпенсации шумов. В результате $V_{np} \sim I_k^{1/2}$. Соответственно, спектр шума пропорционален току коллектора, $\langle v_n^2 \rangle_f \sim I_k$. Увеличение сопротивления автосмещения R_0 , приводя к уменьшению тока I_0 , не влияет на величину спектра шума.

Здесь не учтен шум тока утечки через коллекторный переход.

В отличие от шумов, рассмотренных выше, спектр шума, обусловленного этой утечкой, зависит от напряжения V_k , приложенного к коллекторному переходу. Подобный шум, как и рассмотренные выше, можно выявить при измерении фликкерных шумов транзистора, работающего в режиме постоянного тока, см. подробнее [22].

На этом анализ шумов в биполярных транзисторах завершается.

Контрольные вопросы

1. Через резистор $R = 1$ кОм со спектром относительных флуктуаций сопротивления $\langle \delta R^2 \rangle_f = 10^{-16}/f$ [Гц⁻¹] пропускается ток $I = 1$ мА. Найти:

а) спектр $\langle u^2 \rangle_f$ напряжения шумов (с учетом теплового шума) на резисторе;

б) частоту перегиба f_{Π} в этом спектре;

в) коэффициент шума F_n резистора на частоте $f = 1$ кГц.

2. Дан резистор $R = 10$ кОм с номинальной мощностью $P_n = 1$ Вт. Определить минимальную измеряемую (при условии $f < 1$ кГц) величину A_R для спектра относительных флуктуаций сопротивления $\langle \delta R^2 \rangle_f = A_R/f$ [Гц⁻¹].

3. Электроракуумная лампа имеет крутизну $S_0 = 5$ мА/В и шумовое сопротивление $R_n = 100$ Ом. В цепь анода включен резистор $R_a = 10$ кОм.

Найти спектр шумового напряжения, выделяющегося на резисторе.

4. Найти частоту перегиба f_{Π} в спектре $\langle i_a^2 \rangle_f$ анодного тока лампы, имеющей при токе $I_{a0} = 10$ мА шумовое сопротивление $R_n = 100$ Ом и крутизну $S_0 = 10$ мА/В.

Спектр относительных фликкерных флуктуаций тока совпадает с аналогичным спектром для крутизны: $\langle \delta I^2 \rangle_f = \langle \delta S^2 \rangle_f = 10^{-14}/f$ [Гц⁻¹].

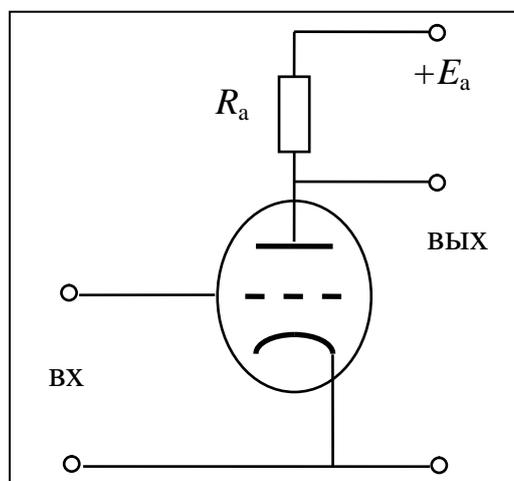
5*. Анодный ток электроракуумного диода определяется площадью эмитирующей поверхности катода (плотность тока катода постоянна) и зависит от напряжения по закону “трех вторых”: $I_a = a \cdot U_a^{3/2}$.

Найти спектр относительных флуктуаций ёмкости диода $\langle \delta C^2 \rangle_f$, если для $U_a = 1$ В имеем $I_a = 1$ мА при времени пролета электронов $\tau_{\text{пр}} = 1$ нс.

Спектр относительных флуктуаций тока анода равен $\langle \delta I_a^2 \rangle_f = 10^{-14}/f$ [Гц⁻¹].

6*. Вычислить относительные флуктуации коэффициента усиления лампового каскада (см. рис.) $\delta K(t)$ и их спектр, если известны относительные флуктуации $\delta S(t)$ крутизны лампы.

Реакцией анода на ток лампы пренебречь.



7. Уравнение баланса амплитуд в автогенераторе имеет вид: $S_1(V) = G_T$. Здесь $S_1(V)$ – крутизна усилителя по 1-й гармонике при амплитуде V входного сигнала, G_T – передаточная проводимость цепи обратной связи на частоте автоколебаний.

Крутизна усилителя подвержена (квазистатическим) флуктуациям: $S_1(V) = S_{10}(V) \cdot (1 + \delta S)$.

Найти относительные флуктуации амплитуды m , вызванные относительными флуктуациями крутизны δS .

Примечание: $\gamma_S = 1 + [V/S_{10}(V)] \cdot [dS_{10}(V)/dV]$ есть локальная крутизна невозмущенной колебательной характеристики усилителя.

8*. При достаточно большом прямом токе p – n переход имеет экспоненциальную вольтамперную характеристику: $I = I_s \cdot \exp(V/V_T)$. Здесь I_s – обратный ток насыщения перехода, V – напряжение, $V_T \approx 25$ мВ – тепловой потенциал.

Найти связь между относительными флуктуациями δV приложенного напряжения и индуцированными ими относительными флуктуациями δG дифференциальной проводимости перехода $G = dI/dV$.

9*. Зависимость барьерной ёмкости C от напряжения U , приложенного к резкому кремниевому p – n переходу в обратном направлении, имеет вид: $C = \kappa / \sqrt{\Phi + U}$. Здесь $\kappa = \text{const}$; $\Phi = 1.12$ эВ – ширина запрещенной зоны.

Найти величину относительных флуктуаций ёмкости δC , индуцированных относительными флуктуациями напряжения δU при $U = 0.32$ В.

10. Через p – n переход течет большой прямой ток. Найти связь между дифференциальным сопротивлением перехода и шумовым сопротивлением, характеризующим низкочастотные естественные шумы перехода.

11. При $I > 1$ нА спектр фликкерного шумового напряжения $\langle u_n^2 \rangle_f$ на выводах полупроводникового диода практически не зависит от тока I .

1) Определить, флуктуации какого из эквивалентных сопротивлений диода являются причиной наблюдаемых шумов.

2) Вычислить спектр относительных флуктуаций этого сопротивления на частоте $f_1 = 1$ кГц, если $\langle u_n^2 \rangle_{f_1} = 1.6 \cdot 10^{-14}$ В²/Гц.

3) Найти весь спектр, если параметр его формы $\gamma = 1$.

12*. В полупроводниковом диоде спектр относительных флуктуаций сопротивления базы есть $\langle \delta R_6^2 \rangle_f = 10^{-10}/f$ [Гц⁻¹], а спектр относительных флуктуаций диффузионного сопротивления равен $\langle \delta R_d^2 \rangle_f = 10^{-12}/f$ [Гц⁻¹].

Вычислить ток I_1 , при превышении которого фликкерные шумы диода определяются флуктуациями сопротивления базы.

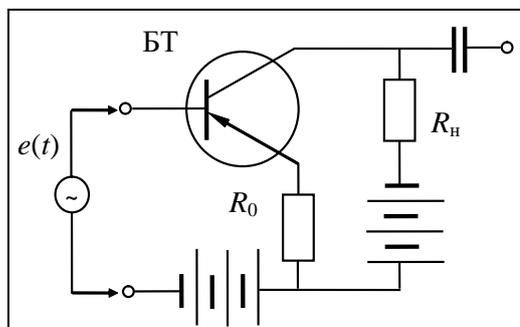
Считать $I \gg I_s$ – обратный ток насыщения мал.

13. Вычислить спектр естественных шумов в коллекторном токе транзистора, обладающего параметрами: сопротивление базы $R_б = 100$ Ом; ток эмиттера $I_э = 10$ мА; коэффициент усиления $\alpha = 0.99$; ток насыщения коллектора $I_{к0} = 1$ мкА.

Вычислить величину эквивалентного шумового тока коллектора; определить основной источник шума.

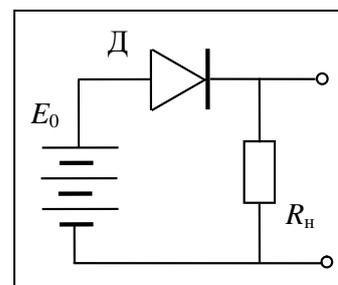
14. Рассчитать шумы на выходе транзисторного усилителя (см. рис.), обусловленные относительными флуктуациями $\delta R_э(t)$ диффузионной компоненты эмиттерного дифференциального сопротивления.

Сопротивлением базы и рекомбинационным током эмиттера пренебречь. Внутреннее сопротивление источника сигнала $e(t)$ равно нулю.



15. Для измерения шумов диода собрана установка, изображенная на рисунке. Вольтамперная характеристика диода имеет вид $I = I_s \cdot \exp(V/V_T)$.

Исследовать зависимость спектра шумового напряжения, выделяющегося на резисторе $R_н$, от величины тока при условии $I_s \ll I_0 = E_0/R_н$. В качестве основного источника шума учесть относительные флуктуации диффузионной компоненты сопротивления перехода $\delta R_д(t)$.



16*. Сдвиг фазы, возникающий при прохождении сигнала с частотой f_0 через LC -контур (с резонансной частотой f_1 и полуполосой B), при малой расстройке есть: $\Phi = (f_1 - f_0)/B$.

Найти абсолютные флуктуации фазы φ выходного сигнала, вызванные относительными флуктуациями ёмкости контура δC . При решении использовать квазистатическое приближение.

Список литературы

- [1] Якимов, А. В. Физика шумов и флуктуаций параметров. Учебное пособие / А.В. Якимов // Фонд образовательных электронных ресурсов. – Н. Новгород, ННГУ. Регистрационный номер 640.13.04. Дата издания 13.12.2013. 85 с. http://www.unn.ru/books/met_files/Yakimov_Noise.pdf (дата последнего обращения: 23.04.2023).
- [2] Якимов, А. В. Введение в физику шумов. Учебное пособие / А.В. Якимов // Фонд образовательных электронных ресурсов. – Нижний Новгород. Нижегородский госуниверситет. Регистрационный номер 1237.16.04. Дата издания 29.06.2016. 107 с. http://www.unn.ru/books/met_files/Yakimov_Noise_Introd.pdf (дата последнего обращения 23.04.2023).
- [3] Якимов, А. В. Введение в физику шумов. Учебное пособие. 2-е издание, переработанное и дополненное / А.В. Якимов // Фонд образовательных электронных ресурсов. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет. Регистрационный номер 2935.22.04. Дата издания 27.06.2022. 103 с. <http://www.lib.unn.ru/students/src/2935.pdf> (Дата последнего обращения: 23.04.2023)
- [4] Vasilescu, G. References on Noise in Electronics and Biology / G. Vasilescu // <http://bioelecnoise.scienceontheweb.net/index.html> (дата последнего обращения 23.04.2023).
- [5] Ван дер Зил, А. Шум (источники, описание, измерение) / А. Ван дер Зил – М.: Сов. радио, 1973 (перевод с английского). 178 с.
- [6] Якимов, А. В. Анализ дробовых шумов и шумов лавинообразования в электронных приборах при больших уровнях сигнала / А.В. Якимов // Радиотехника и электроника. 1977. Т.22, №10. С. 2186–2189.
- [7] Тагер, А. С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А.С. Тагер, В.М. Вальд-Перлов – М.: Сов. радио, 1968.
- [8] Малахов, А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах / А.Н. Малахов – М.: Наука, 1968. 660 с.
- [9] Nyquist H. Thermal agitation of electric charge in conductors / H. Nyquist // Physical Review. 1928. V. 32. P. 110–113.
- [10] Klyuev. A. V. Modification of Van der Ziel relation for spectrum of noise in p–n junction / A.V. Klyuev, E.I. Shmelev, A.V. Yakimov // Fluctuation and Noise Letters. 2012. V. 11, No. 2. P. 1250015 (11 pages). DOI: [10.1142/S0219477512500150](https://doi.org/10.1142/S0219477512500150).

- [11] Ключев, А. В. Описание спектра естественных шумов полупроводниковых диодов на основе модифицированного соотношения Ван дер Зила / А.В. Ключев, Е.И. Шмелёв, А.В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 12. С. 995–1004.
- [12] Малахов, А. Н. Флуктуации сопротивления полупроводниковых детекторов / А.Н. Малахов // Радиотехника и электроника. 1958. Т.3, №4. С. 547–551.
- [13] Нарышкин, А. К. Рекомбинация и генерация носителей зарядов в области р-п переходов как источник мерцательного шума / А.К. Нарышкин // Доклады научно–технической конференции МЭИ. Секция Радиотехническая, подсекция приемно-усилительной техники. –М.: Энергетический институт, 1967, С. 65–70.
- [14] Wall, E. L. Edge injection currents and their effects on 1/f noise in planar Schottky diodes / E.L. Wall // Solid-State Electronics. 1976. V. 19, No. 5. P. 389–396.
- [15] Головкин, А. Г. 1/f-шумы в барьерных слоях / А.Г. Головкин // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1978. Т.21, № 10. С. 1531–1534.
- [16] Климов, А. Э. Избыточные шумы в диодах на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и их связь с вольтамперными характеристиками / А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, В.Н. Шумской // Физика и техника полупроводников. 1983. Т.17, №10. С. 1766–1770.
- [17] Якимов, А. В. Фликкерные шумы токов утечки в полупроводниковых диодах / А.В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т.27, №1. С. 120–123.
- [18] Hooge, F. N. 1/f noise is no surface effect / F. N. Hooge // Phys. Letters. 1969. V. 29A. P. 139–140.
- [19] Hooge, F. N. Experimental studies on 1/f noise / F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpenning, L.K.J. Vandamme // Reports on Progress in Physics. 1981. V. 44, № 3. P. 479–532.
- [20] Мальцев, А. А. Измерение флуктуаций емкости конденсаторов // А.А. Мальцев, А.В. Якимов / Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 1975. Т.18, №8. С. 113–114.
- [21] Бочков, Г. Н. Спектральные характеристики фликкерных флуктуаций емкости некоторых конденсаторов / Г.Н. Бочков, А.А. Мальцев, А.В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1981. Т.24, №1. С. 126–128.
- [22] Богословский, Н. Н. Источники фликкерных шумов в биполярном транзисторе / Н.Н. Богословский, А.В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 6. С. 675–683.

Алексей Викторович **Клюев**
Аркадий Викторович **Якимов**

ШУМЫ В РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Учебное пособие

Компьютерная верстка – А.В. Якимов

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

“Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского”.

603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.