

SPIS TREŚCI**5****PRZEDMOWA****11****WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ****13**

1	ZARYS WŁAŚCIWOŚCI PÓŁPRZEWODNIKÓW	17
1.1	Półprzewodniki stosowane w elektronice	18
1.2	Struktura energetyczna półprzewodników	18
1.3	Nośniki ładunku w półprzewodnikach	20
1.4	Statystyka nośników ładunku w półprzewodnikach	22
1.5	Przewodnictwo elektryczne	26
1.6	Dyfuzja nośników ładunku	28
2	ZJAWISKA KONTAKTOWE	31
2.1	Kontakt metal-półprzewodnik (m-p)	33
2.2	Złącze p-n	35
2.2.1	Stan równowagi złącza	37
2.2.2	Przepływ prądu przez złącze p-n	40
3	DIODY	42
3.1	Model diody złączowej p^+-n	42
3.2	Równanie rzeczywistej diody złączowej p-n	44
3.3	Parametry diody prostowniczej	47
3.4	Pojemności złącza p^+-n	48
3.5	Modele małosygnałowe diody	53
3.6	Diody stabilizacyjne	55
3.7	Diody tunelowe	58
4	TRANZYSTORY BIPOLARNE	61
4.1	Budowa i działanie tranzystorów bipolarnych	61
4.1.1	Struktury złączowe tranzystorów	61
4.1.2	Konfiguracje i stany pracy tranzystora	65
4.2	Charakterystyki stałoprądowe	67
4.2.1	Model Ebersa-Molla	67
4.2.2	Charakterystyki w konfiguracji OE	70
4.2.3	Model transportowy tranzystora	72
4.3	Parametry i modele małosygnałowe tranzystorów bipolarnych	73
4.3.1	Definicje podstawowe	73
4.3.2	Określenie punktu pracy	74
4.3.3	Tranzystor jako czwórnik aktywny	75
4.3.4	Model typu hybryd π dla konfiguracji OE	78
4.3.5	Model hybryd π dla OB	80
4.3.6	Parametry hybrydowe typu h tranzystora	82
4.3.7	Częstotliwości graniczne tranzystora	84
4.4	Narażenia napięciowe tranzystorów	87

5	TRANZYSTORY POLOWE	90
5.1	Zasada działania i podział tranzystorów polowych	90
5.2	Złączowy tranzystor polowy JFET i jego modele	93
5.2.1	Parametry małosygnałowe JFET-a	97
5.2.2	Ograniczenia częstotliwościowe i częstotliwość odcięcia	100
5.3	Tranzystor polowy z izolowaną bramką (MOSFET) i jego modele	101
5.3.1	Wielkosygnałowy model zastępczy tranzystora MOSFET	104
5.3.2	Małosygnałowy model tranzystora MOSFET	105
5.4	Małosygnałowy admitancyjny schemat zastępczy tranzystorów polowych	100
6	PRZYRZĄDY OPTOELEKTRONICZNE	112
6.1	Fotoogniwo	112
6.2	Fotodioda	114
6.3	Fotorezystor	116
6.4	Dioda elektroluminescencyjna (LED - Light Emitting Diode)	118
6.5	Laser półprzewodnikowy	120
7	TYRYSTORY I TRIAKI	123
7.1	Budowa i działanie tyrystora	123
7.2	Triaki	128
7.3	Struktury tyrystorowe V-MOS i D-MOS	129
8	WYBRANE PRZYRZĄDY ELEKTRONICZNE	132
8.1	Termoelement Peltiera (chłodziarka termoelektryczna)	132
8.2	Warystor	134
8.3	Hallotron	137
8.4	Magnetorezystor	139
9	UKŁADY ZASILANIA TRANZYSTORÓW	144
9.1	Wybór punktu pracy tranzystora	144
9.2	Statyczne i dynamiczne proste robocze układów wzmacniających	146
9.3	Zasilanie i stabilizacja punktów pracy tranzystorów w układach dyskretnych	149
9.3.1	Układy zasilania tranzystorów bipolarnych	149
9.3.2	Układy zasilania tranzystorów unipolarnych	159
9.4	Zasilanie i stabilizacja punktów pracy tranzystorów w układach scalonych	162
9.4.1	Ogólna charakterystyka obwodów zasilania w układach scalonych	162
9.4.2	Podstawowe bloki w układach zasilania i stabilizacji punktów pracy tranzystorów bipolarnych	163
9.4.2.1	Źródła stałoprądowe - lustra prądowe	163
9.4.2.2	Stałoprądowe źródła odniesienia	169
9.4.2.3	Źródła napięcia odniesienia	172
9.4.3	Podstawowe bloki w układach zasilania i stabilizacji punktów pracy tranzystorów unipolarnych	176
9.4.3.1	Źródła stałoprądowe - lustra prądowe	176
9.4.3.2	Źródła napięciowe	182

10	WZMACNIACZE TRANZYSTOROWE W RÓŻNYCH KONFIGURACJACH	185
10.1	Wprowadzenie	185
10.2	Klasyfikacja wzmacniaczy	187
10.3	Tworzenie schematów zastępczych wzmacniaczy	189
10.4	Właściwości wzmacniaczy w zakresie średnich częstotliwości	193
10.4.1	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego emitera	193
10.4.2	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bazy	195
10.4.3	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego kolektora - wtórnik emiterowy	197
10.4.4	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego źródła	200
10.4.5	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bramki	203
10.4.6	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego drenu - wtórnik źródłowy	206
10.5	Właściwości wzmacniaczy w zakresie dużych częstotliwości	208
10.5.1	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego emitera i wspólnego źródła	208
10.5.2	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bazy i wspólnej bramki	213
10.5.3	Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego kolektora i wspólnego drenu	214
10.6	Charakterystyki częstotliwościowe wzmacniaczy RC w zakresie małych częstotliwości	215
11	SPRĘŻENIE ZWROTNE	218
11.1	Uwagi ogólne	218
11.2	Elementarna teoria sprzężenia zwrotnego	219
11.3	Wpływ sprzężenia zwrotnego na właściwości wzmacniaczy	222
11.3.1	Wpływ sprzężenia zwrotnego na wrażliwość wzmocnienia	222
11.3.2	Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na zniekształcenia nieliniowe, zakłócenia i szumy	223
11.3.3	Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na impedancję wejściową wzmacniacza	225
11.3.4	Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na impedancję wyjściową wzmacniacza	226
11.4	Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na charakterystyki częstotliwościowe wzmacniaczy	228
11.5	Stabilność układów ze sprzężeniem zwrotnym	233
11.6	Przykłady wzmacniaczy z ujemnym sprzężeniem zwrotnym	235
12	WZMACNIACZE PRĄDU STAŁEGO	239
12.1	Wprowadzenie	239
12.2	Wzmacniacz różnicowy z tranzystorami bipolarnymi	239
12.2.1	Zasada działania wzmacniacza różnicowego	239
12.2.2	Charakterystyka przejściowa wzmacniacza	241
12.2.3	Analiza małosygnałowa	243
12.2.4	Wzmacniacz różnicowy w zakresie dużych częstotliwości	248
12.2.5	Wzmacniacze z obciążeniem aktywnym	249
12.3	Wzmacniacz różnicowy z tranzystorami MOS	253
12.3.1	Charakterystyka przejściowa wzmacniacza	253
12.3.2	Wzmacniacze różnicowe MOS z obciążeniem aktywnym. Analiza małosygnałowa	255
12.4	Wzmacniacze operacyjne	259
12.4.1	Podstawowe właściwości wzmacniaczy operacyjnych	259

12.4.2	Budowa wzmacniaczy operacyjnych	262
12.4.3	Kompensacje charakterystyki częstotliwościowej wzmacniacza operacyjnego	266
12.4.4	Szybkość narastania napięcia wyjściowego	268
12.5	Inne wzmacniacze operacyjne	269
13	LINIOWE ZASTOSOWANIA WZMACNIACZY OPERACYJNYCH	275
13.1	Wprowadzenie	275
13.2	Podstawowe konfiguracje wzmacniacza operacyjnego w układach wzmacniających	275
13.2.1	Wzmacniacz odwracający	275
13.2.2	Wzmacniacz sumujący	277
13.2.3	Wzmacniacz nieodwracający	278
13.2.4	Wtórnik napięciowy	280
13.2.5	Wzmacniacz różnicowy	280
13.3	Układy całkujące i różniczkujące	281
13.3.1	Układ całkujący	281
13.3.2	Układ różniczkujący	284
13.4	Filtry aktywne	285
13.4.1	Klasyfikacja filtrów aktywnych i metody ich realizacji	285
13.4.2	Filtry bikwadratowe	288
13.4.3	Filtry aktywne realizowane metodą zmiennych stanu	296
13.4.4	Filtry aktywne z analogami indukcyjności	298
13.4.5	Filtry C - przełączane	299
13.4.5.1	Uwagi wstępne	299
13.4.5.2	Przykłady realizacji integratorów i filtrów SC	302
13.4.6	Filtry aktywne C pracujące w czasie ciągłym	306
14	WZMACNIACZE SZEROKOPASMOWE I IMPULSOWE	309
14.1	Wprowadzenie	309
14.2	Aproksymacja charakterystyk częstotliwościowych oraz związki między charakterystykami częstotliwościowymi i czasowymi układów liniowych	310
14.2.1	Zagadnienie aproksymacji charakterystyk idealnych	310
14.2.2	Maksymalnie płaska charakterystyka wzmocnienia	311
14.2.3	Charakterystyka równomiernie falista	313
14.2.4	Charakterystyka maksymalnie liniowej fazy	314
14.2.5	Związki pomiędzy parametrami częstotliwościowymi i impulsowymi wzmacniacza	316
14.3	Sposoby rozszerzania pasma wzmacniaczy	318
14.3.1	Właściwości szerokopasmowe jednostopniowego wzmacniacza oporowego w konfiguracji OE	318
14.3.2	Wzmacniacze z korekcją obwodów sprzęgających	321
14.3.3	Wzmacniacze z korekcją w obwodzie sprzężenia zwrotnego	322
14.4	Wzmacniacze kaskodowe	326
14.4	Niesymetryczny wzmacniacz różnicowy - układ OC-OB	328
14.5	Scalone wzmacniacze szerokopasmowe	329
15	WZMACNIACZE SELEKTYWNE WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI	333
15.1	Wprowadzenie	333
15.2	Obwody rezonansowe LC	334

15.2.1	Pojedynczy obwód rezonansowy LC	334
15.2.2	Obwody rezonansowe sprzężone	339
15.3	Filtry piezoelektryczne	344
15.3.1	Rodzaje filtrów piezoelektrycznych	344
15.3.2	Filtry kwarcowe	345
15.3.3	Filtry ceramiczne	349
15.4	Przykłady analizy jednostopniowych wzmacniaczy rezonansowych LC	350
15.5	Stabilność wzmacniaczy rezonansowych	355
15.6	Wzmacniacze selektywne o ulepszonych właściwościach wielkoczęstotliwościowych	357
15.7	Techniki realizacji wzmacniaczy selektywnych w.cz.	360
16	WZMACNIACZE MOCY	361
16.1	Specyficzne problemy wzmacniaczy mocy	361
16.1.1	Odprowadzenie ciepła z tranzystora mocy	362
16.1.2	Klasy pracy wzmacniaczy	364
16.1.3	Układy sprzęgające obciążenie ze wzmacniaczem	365
16.1.4	Zniekształcenia nieliniowe we wzmacniaczach mocy	365
16.2	Wzmacniacze mocy klasy A	366
16.2.1	Wzmacniacz z obciążeniem rezystancyjnym bezpośrednio włączonym w obwód kolektora	366
16.2.2	Wzmacniacz ze sprzężeniem transformatorowym	368
16.3	Przeciwsobne wzmacniacze klasy B i AB	371
16.3.1	Zależności energetyczne wzmacniacza klasy B	371
16.3.2	Charakterystyka przejściowa i zniekształcenia nieliniowe	374
16.4	Rozwiązania układowe wzmacniaczy klasy AB	375
16.5	Wzmacniacze mocy z tranzystorami MOSFET	379
17	SZUMY W UKŁADACH ELEKTRONICZNYCH	382
17.1	Źródła i rodzaje szumów	382
17.1.1	Uwagi wstępne	382
17.1.2	Szumy cieplne	383
17.1.3	Szumy śrutowe	384
17.1.4	Szumy strukturalne (szumy $1/f$ lub szumy migotania)	385
17.1.5	Szumy wybuchowe	386
17.1.6	Szumy lawinowe	387
17.2	Szumowe modele przyrządów półprzewodnikowych	388
17.2.1	Dioda półprzewodnikowa	388
17.2.2	Tranzystor bipolarny	388
17.2.3	Tranzystor unipolarny JFET	390
17.2.4	Tranzystor unipolarny MOSFET	390
17.3	Sumowanie źródeł szumowych	391
17.4	Całkowity szum zastępczy odniesiony do wejścia wzmacniacza	393
17.4.1	Zastępcze źródła szumów odniesione do wejścia wzmacniacza	393
17.4.2	Zastępcze źródła szumów tranzystora bipolarnego	393
17.4.3	Zastępcze źródła szumów tranzystorów polowych	396
17.5	Wpływ sprzężenia zwrotnego na parametry szumowe wzmacniacza	399
17.6	Parametry szumowe układów elektronicznych	401

18	STABILIZATORY O PRACY CIĄGŁEJ	405
18.1	Definicje, parametry i klasyfikacja stabilizatorów	405
18.2	Stabilizatory parametryczne	407
18.2.1	Parametryczny stabilizator napięcia z diodą stabilizacyjną (Zenera)	407
18.2.2	Parametryczny stabilizator prądu	410
18.2.3	Podsumowanie właściwości stabilizatorów parametrycznych	411
18.3	Stabilizatory kompensacyjne	411
18.3.1	Zasada działania stabilizatorów kompensacyjnych	411
18.3.2	Szeregowe stabilizatory napięcia	412
18.3.3	Równoległe stabilizatory napięcia	418
18.4	Układy zabezpieczeń stabilizatorów	419
18.4.1	Układ z ograniczeniem prądu obciążenia	420
18.4.2	Układ z redukcją prądu zwarcia	421
18.4.3	Ogranicznik prądu ze sprzężeniem zwrotnym	422
18.4.4	Zabezpieczenia nadnapięciowe	423
18.4.5	Zabezpieczenie termiczne	424
18.5	Kompensacyjny stabilizator prądu	424
18.6	Monolityczne stabilizatory napięcia	426
LITERATURA UZUPEŁNIAJĄCA		431

1 ZARYS WŁAŚCIWOŚCI PÓŁPRZEWODNIKÓW

Za półprzewodniki przyjęło się uważać materiały, których rezystywności w temperaturze pokojowej zawarte są w przedziale od 10^{-6} do $10^8 \Omega\text{cm}$, t.j. w obszarze pośrednim między metalami i izolatorami. Takie określenie jest jednak mało precyzyjne i nie oddaje specyficznych właściwości tych materiałów. Cechy określające półprzewodnik można zbiorczo określić następująco:

– Półprzewodnik w stanie „czystym” (niedomieszkowany, samoistny) wykazuje w pewnym zakresie zmian temperatury wykładniczą zależność konduktywności σ od temperatury T

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[-\frac{W_a}{kT}\right]$$

gdzie W_a jest energią aktywacji procesów przewodnictwa.

– W wyniku domieszkowania (celowego wprowadzania niedużej ilości obcego pierwiastka – domieszki) rezystancja półprzewodnika silnie maleje. Przykładowo wprowadzenie arsenu do krzemu niedomieszkowanego w ilości jeden atom As na 10^6 atomów Si powoduje wzrost konduktywności (dla $T=300 \text{ K}$) w stosunku

$$\frac{\sigma_{\text{Si(As)}}}{\sigma_{\text{Si}}} = \frac{10^1 (\Omega\text{cm})^{-1}}{0,33 \cdot 10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}} = 3 \cdot 10^6$$

a więc domieszkowanie w ilości 1 ppm atomowy zwiększa przewodnictwo 3 miliony razy.

– Przewodnictwo półprzewodnika zmienia się (na ogół rośnie) w wyniku oświetlenia, naświetlenia cząstkami jądrowymi czy wysokoenergetycznymi elektronami, „wstrzyknięcia” nośników poprzez odpowiedni kontakt elektryczny.

– W zależności od rodzaju domieszkowania nośnikami większościowego prądu w półprzewodniku są ujemne elektrony (półprzewodnik donorowy – typu n) lub dodatnie dziury (półprzewodnik akceptorowy – typu p). Często domieszkowanie przeprowadza się w ten sposób, że pewne obszary tego samego półprzewodnika wykazują przewodnictwo elektronowe a inne obszary przewodnictwo dziurowe. Na granicy dwóch obszarów różnie domieszkowanych tworzy się tzw. złącze, a właściwości takich złączy decydują w głównej mierze o wykorzystaniu półprzewodników w elektronice.

Podane powyżej właściwości definiujące półprzewodniki pozwalają odróżnić je od metali, które posiadają duże przewodnictwo, słabo zależne od warunków zewnętrznych (stan przewodnictwa metali jest stanem niewzbudzonym). Podanie przedziału rezystywności typowych dla półprzewodników pozwala odróżnić je od dielektryków, które pod wieloma względami podobne są do półprzewodników.

1.1. PÓŁPRZEWODNIKI STOSOWANE W ELEKTRONICE

Duża ilość materiałów wykazuje właściwości półprzewodnikowe, ale tylko niewielka ich grupa jest obecnie stosowana w elektronice. Wraz z rozwojem technologii otrzymywania czystych materiałów i skutecznego ich domieszkowania, liczba półprzewodników stosowanych w praktyce szybko wzrasta.

Jako półprzewodniki znane są zarówno materiały proste (pierwiastki) jak i związki chemiczne oraz mieszaniny tych związków. Półprzewodniki pierwiastkowe to: bor B, węgiel C, krzem Si, fosfor P, siarka S, german Ge, arsen As, szara cyna Sn, antymon Sb, tellur Te, jod J. Z półprzewodników tych największe znaczenie praktyczne ma Si i częściowo Ge.

Właściwości półprzewodnikowe wykazuje szereg materiałów w postaci podwójnych związków typu $A^x B^{8-x}$, gdzie x oznacza grupę do której należą pierwiastki A, a (8-x) grupę do której należą pierwiastki B.

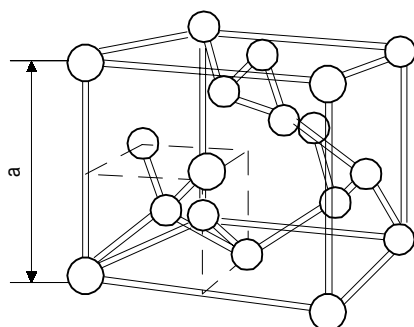
- Związki typu $A^I B^{VII}$ to np. CuBr, KBr, LiF ale bez szerszego zastosowania.
- Związki $A^{II} B^{VI}$ to tlenki, siarczki, selenki i tellurki metali drugiej grupy, z których najważniejsze to: CdS, ZnS, CdSe, ZnSe, HgSe, CdTe, HgTe.
- Związki $A^{III} B^V$, o szerokim zastosowaniu w elektronice, takie jak azotki, fosforki, arsenki i antymonki aluminium, galu, indu: GaAs, GaP, GaN, InSb, InP, AlAs.
- Związki $A^{IV} B^{IV}$, w tym głównie SiC i SiGe.

Z innych związków należy wymienić $A^{IV} B^{VI}$: PbS, PbSe, PbTe oraz związki bardziej złożone i roztwory stałe: GaAlAs, GaAsP, InGaSb, InCdSeTe.

1.2. STRUKTURA ENERGETYCZNA PÓŁPRZEWODNIKÓW

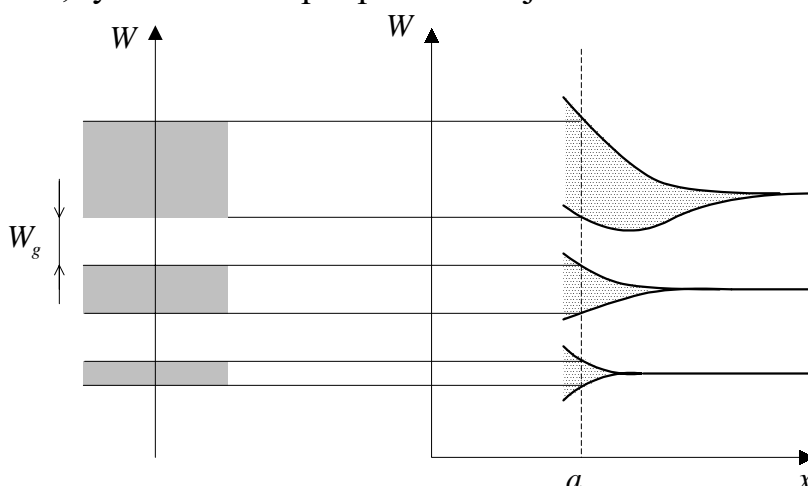
Oddziaływanie między atomami w sieci krystalicznej jest uwarunkowane budową powłok elektronowych. W wyniku istnienia kwantowego efektu wymiany, między atomami działają siły przyciągania. W ten sposób powstają wiązania atomowe. Krzem jest

przykładem materiału o wiązaniu kowalencyjnym. Krystalizuje w strukturze diamentu (podobnie Ge, szara cyna), rys.1.1.



Rys.1.1. Sieć typu diamentu;
stała sieciowa a diamentu: 0,356 nm,
krzemu: 0,542 nm

We wiązaniach biorą udział elektrony walencyjne decydujące o wartościowości jonu w sieci krystalicznej. W odosobnionym atomie elektrony te obsadzają dyskretne poziomy energetyczne. W miarę zbliżania się wzajemnego atomów każdy atom coraz silniej oddziałuje z sąsiadami. Pojedynczy poziom atomowy ulega rozszczepieniu na N podpoziomów (N – ilość atomów w kryształ) i powstaje pasmo energetyczne, rys.1.2. Układ podpoziomów jest w istocie kwaziciągły.



Rys.1.2. Powstawanie pasm energetycznych w kryształ z poziomów atomowych;
 a – odległość atomów w kryształ

Przykład: Typowy kryształ półprzewodnika o rozmiarach 1 cm^3 zawiera około 10^{22} atomów. Zatem dla pasma o szerokości 1 eV odległości między poziomami są rzędu 10^{-22} eV . Ilość poziomów jest jednak skończona, co ma istotne znaczenie dla rozkładu elektronów według stanów.

Pasma utworzone z poziomów elektronów zewnętrznych są najszerwsze (najsilniejsze oddziaływania). Dozwolne pasma energii oddzielone są obszarami energii wzbronionych. Ze wzrostem energii szerokości pasm wzbronionych maleją.

Na każdym poziomie energetycznym mogą być co najwyżej dwa elektrony (zakaz Pauliego). Jeżeli pasmo jest puste lub całkowicie wypełnione, to nie daje ono wkładu do przewodnictwa. Najwyższe pasmo całkowicie wypełnione (w $T = 0$ K) jest nazywane walencyjnym, a wyżej położone pasmo, wypełnione częściowo lub puste - to pasmo przewodnictwa. Odległość między tymi pasmami, czyli przerwa energetyczna decyduje o przewodnictwie materiału. Tradycyjny podział materiałów na dielektryki i półprzewodniki opierał się głównie na szerokości przerwy energetycznej. Jako półprzewodniki traktowano materiały z przerwą energetyczną $W_g \leq 2\text{eV}$. Obecnie o rozróżnieniu tym decyduje również domieszkowanie i np. materiał taki jak diament ($W_g = 5,2\text{ eV}$), odpowiednio domieszkowany, jest uważany za półprzewodnik. Poniższa tabela ilustruje wartości W_g dla kilku typowych półprzewodników.

Tab.1. Wartości przerwy energetycznej dla wybranych półprzewodników w temperaturze 300 K.

Półprzewodnik	Si	Ge	GaAs	GaP	InSb	PbSe	CdS	ZnSe	HgTe
W_g (eV)	1,12	0,66	1,43	2,27	0,18	0,25	2,50	2,70	-0,16

Ścisłe rozważania dotyczące pasm energetycznych bazujące na rozwiązaniu równania Schrödingera dla danego kryształu, przy pewnych założeniach upraszczających, dają specyficzną strukturę pasm energetycznych $W(k)$ kryształu, gdzie k oznacza wektor falowy dla fali elektronowej w kryształach ($k = 2\pi/\lambda$, gdzie λ – długość fali).

1.3. NOŚNIKI ŁADUNKU W PÓŁPRZEWODNIKACH

Wiązania walencyjne mogą ulec zerwaniu, np. na skutek drgań cieplnych sieci. Powstające elektrony swobodne o ładunku elementarnym q będą podlegały kierunkowemu unoszeniu pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego. W pasmie walencyjnym powstają także puste miejsca; dziury, które będą obsadzone przez elektrony z tego pasma pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego - i w ten sposób dają również wkład do prądu elektrycznego.

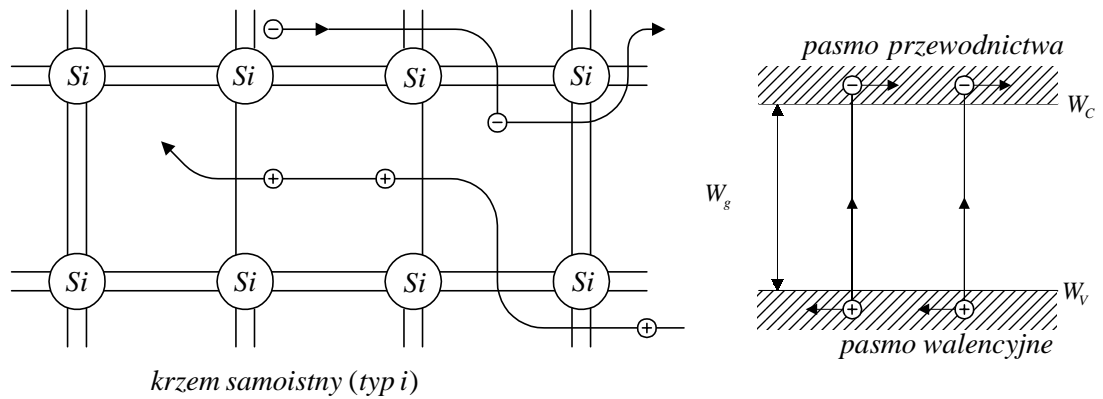
Gęstość prądu wytworzonego przez elektrony w pasmie wynosi

$$\vec{j} = -q \sum_{i=1}^n \vec{v}_i \quad (1.1)$$

Jeżeli pasmo jest obsadzone całkowicie to zawsze dla elektronu o prędkości \vec{v}_i można znaleźć inny elektron o prędkości $-\vec{v}_i$ i ze wzoru (1.1) otrzymamy $\vec{j}=0$. Jeżeli jeden stan o prędkości \vec{v}_s jest nieobsadzony to całkowita gęstość prądu jest równa

$$\vec{j} = -q \sum_{i \neq s} \vec{v}_i = -q \sum_i \vec{v}_i + q \vec{v}_s = q \vec{v}_s \quad (1.2)$$

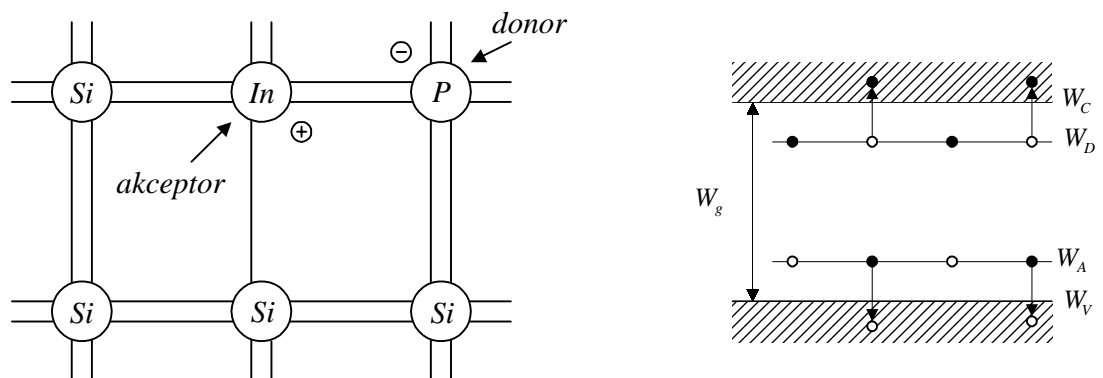
Tak więc zagadnienie ruchu dużej ilości elektronów w pasmie walencyjnym daje się sprowadzić do ruchu niedużej ilości wolnych miejsc po brakujących elektronach, które nazywamy dziurami, rys.1.3.



Rys.1.3. Ruch elektronów i dziur w krzemie pod wpływem pola elektrycznego

Ładunek tych cząstek, jak wynika z (1.2), jest dodatni. Dziury nazywamy kwazicząstkami, gdyż nie są one cząstkami w sensie klasycznym. Ich istnienie traci sens poza pasmem walencyjnym.

Wprowadzenie do półprzewodnika atomów obcego pierwiastka powoduje wytworzenie dodatkowych poziomów energetycznych, które nazywają się poziomami domieszkowymi, rys.1.4.



Rys.1.4. Wpływ atomów domieszek na wytworzenie dodatkowych nośników prądu w krzemie

Wprowadzenie do czterowartościowego krzemu atomów pierwiastka pięciowartościowego, np. fosforu powoduje, że nie uczestniczący w wiązaniu elektron fosforu, słabo związany z atomem macierzystym, może być łatwo od niego oderwany stając się elektronem przewodnictwa.

W modelu pasmowym sytuację tę opisuje się w ten sposób, że atomy fosforu (donory), wytwarzają poziomy energetyczne w pobliżu dna pasma przewodnictwa. Poziomy te zwane donorowymi położone są w odległości rzędu setnych części elektronowolta od dna pasma. Elektron obsadzający poziom donorowy już przy niewielkim pobudzeniu termicznym może przejść do pasma przewodnictwa pozostawiając dodatni, nieruchomy jon domieszki. Wprowadzenie do sieci krzemu atomów pierwiastka trójwartościowego, np. indu powoduje, że do pełnego wysycenia wiązania brakuje jednego elektronu. Takie atomy, zwane akceptorami, są przyczyną wytworzenia poziomów energetycznych w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego. Poziomy akceptorowe już w stosunkowo niskich temperaturach wychwytyują elektrony z pasma walencyjnego, co jest równoważne dostarczeniu swobodnych dziur do tego pasma. Zjonizowane akceptory wprowadzają nieruchomy ładunek ujemny do sieci krzemu. Wprowadzenie jednocześnie donorów i akceptorów powoduje tzw. kompensację (półprzewodnik typu π).

Wprowadzenie domieszek do półprzewodnika nie może jednak zmienić całkowitego ładunku w próbce, który w stanie równowagi musi być równy zero. Obowiązuje warunek neutralności elektrycznej

$$N_D^+ - n + p - N_A^- = 0 \quad (1.3)$$

gdzie N_D^+ oraz N_A^- oznaczają koncentracje zjonizowanych donorów i akceptorów, a n oraz p oznaczają odpowiednio koncentracje swobodnych elektronów i dziur. Każda z wielkości występujących w równaniu (1.3) jest zależna od położenia poziomu Fermiego i dlatego równanie neutralności elektrycznej można wykorzystać do określenia położenia tego poziomu.

1.4. STATYSTYKA NOŚNIKÓW ŁADUNKU W PÓŁPRZEWODNIKACH

O właściwościach elektrycznych półprzewodników decydują koncentracje swobodnych elektronów i dziur przy określonych zawartościach domieszek, a także istotne są mechanizmy rozpraszania

nośników ładunku.

Koncentrację nośników w danym paśmie wyznacza się znając energetyczny rozkład gęstości stanów $N(W)$ i funkcję rozkładu nośników według energii $f(W, T)$. Koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa wylicza się z zależności

$$n = \int_{W_C}^{\infty} N(W) f(W) dW \quad (1.4)$$

a koncentrację dziur w paśmie walencyjnym z zależności

$$p = \int_0^{W_V} N(W) [1 - f(W)] dW \quad (1.5)$$

gdzie W_V i W_C oznaczają odpowiednio energie górnej krawędzi pasma walencyjnego i dolnej krawędzi pasma przewodnictwa. Wstawiając za funkcję gęstości stanów $N(W)$ odpowiednie wyrażenie dla pasma parabolicznego, a za $f(W)$ funkcję rozkładu Fermiego – Diraca otrzymuje się dla półprzewodnika niezdegenerowanego typu n (tzn. takiego półprzewodnika gdzie poziom Fermiego W_F leży poniżej dna pasma przewodnictwa nie mniej niż o kT):

$$n = N_C \exp[-(W_C - W_F) / kT] \quad (1.6)$$

oraz typu p (dla warunku $W_F > W_V + kT$)

$$p = N_V \exp[-(W_F - W_V) / kT] \quad (1.7)$$

Koncentracja nośników w paśmie jest więc zależna od położenia poziomu Fermiego względem krawędzi pasma oraz od temperatury.

W półprzewodniku samoistnym (niedomieszkowanym) $n = p = n_i$, tak więc z porównania (1.6) i (1.7), przy założeniu $N_C = N_V$, otrzymuje się

$$\frac{W_C - W_F}{kT} = \frac{W_F - W_V}{kT}$$

i wobec tego

$$W_F = \frac{W_V + W_C}{2} = W_i$$

tzn. poziom Fermiego znajduje się w połowie przerwy energetycznej i jego położenie nie zależy od temperatury. Z powyższego wynika, że energia aktywacji dla półprzewodnika samoistnego jest równa połowie szerokości przerwy wzbronionej i półprzewodnik taki jest zawsze niezdegenerowany, rys.1.5.

Mnożąc równania (1.6) i (1.7) stronami otrzymuje się

$$\begin{aligned} np = n_i^2 &= N_C N_V \exp[(W_V - W_C) / kT] = \\ &= N_C N_V \exp[-W_g / kT] \end{aligned} \quad (1.8)$$

stąd definicja koncentracji samoistnej

$$n_i \equiv \sqrt{N_C N_V} \exp[-W_g / 2kT] \quad (1.9)$$

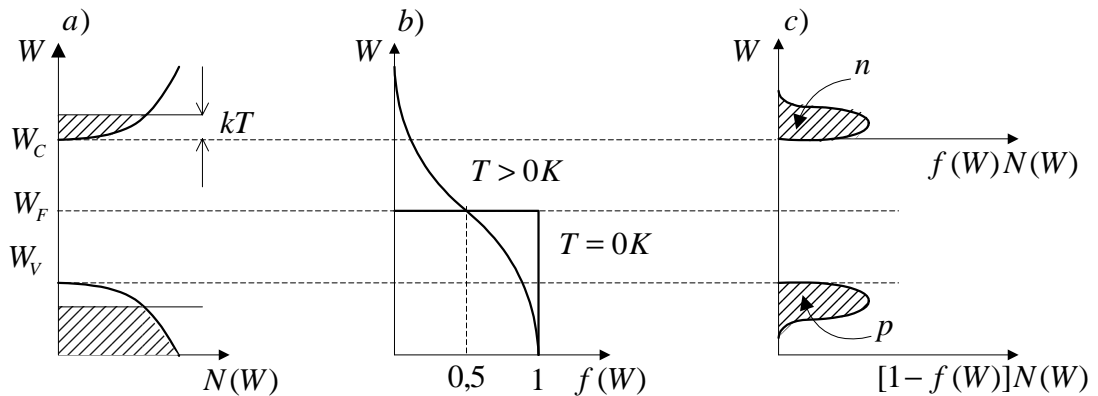
Przykład: dla krzemu

$$n_i [\text{cm}^{-3}] = 3,88 \cdot 10^{16} T^{3/2} \exp[-7000 / T]$$

i w temp. $T = 300 \text{ K}$ koncentracja $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

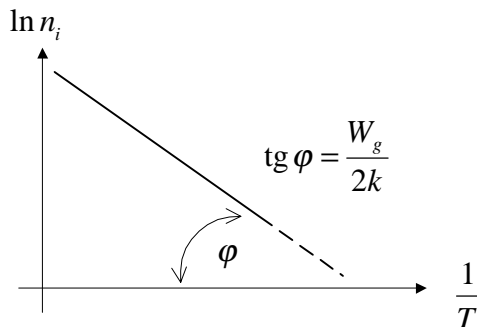
Zaniedbując słabą zależność czynnika przedwykładniczego od T otrzymuje się z (1.9)

$$\ln n_i = \text{const} - \frac{W_g}{2k} \cdot \frac{1}{T} \quad (1.10)$$



Rys.1.5. Półprzewodnik samoistny: a) rozkłady gęstości stanów, b) prawdopodobieństwa obsadzenia tych stanów, c) koncentracje elektronów i dziur w pasmach

Wykres zależności logarytmu koncentracji nośników w półprzewodniku samoistnym w funkcji odwrotności temperatury pozwala wyznaczyć szerokość przerwy wzbronionej W_g , rys.1.6.



Rys.1.6. Koncentracja nośników w funkcji temperatury w półprzewodniku samoistnym w układzie współrzędnych umożliwiającym łatwe wyznaczenie szerokości przerwy W_g

Jak wynika ze wzoru (1.8), będącego w istocie konsekwencją prawa działania mas, iloczyn koncentracji elektronów i dziur w półprzewodniku niezdegenerowanym nie zależy od położenia poziomu Fermiego (i tym samym od obecności domieszek) i równy jest kwadratowi koncentracji nośników w półprzewodniku samoistnym. Ma to duże znaczenie praktyczne dla wyliczania koncentracji nośników jednego rodzaju znając koncentrację nośników drugiego rodzaju, bez względu na wielkość domieszkowania, pod warunkiem, że półprzewodnik jest niezdegenerowany.

Prawo działania mas (1.8) i równanie neutralności elektrycznej (1.3) zastosowane do półprzewodnika z domieszkami pozwalają wyznaczyć koncentracje nośników dla znanej koncentracji domieszek. Jeżeli jeden rodzaj domieszki dominuje i koncentracja nośników samoistnych jest do zaniedbania, otrzymuje się

- dla półprzewodników donorowych

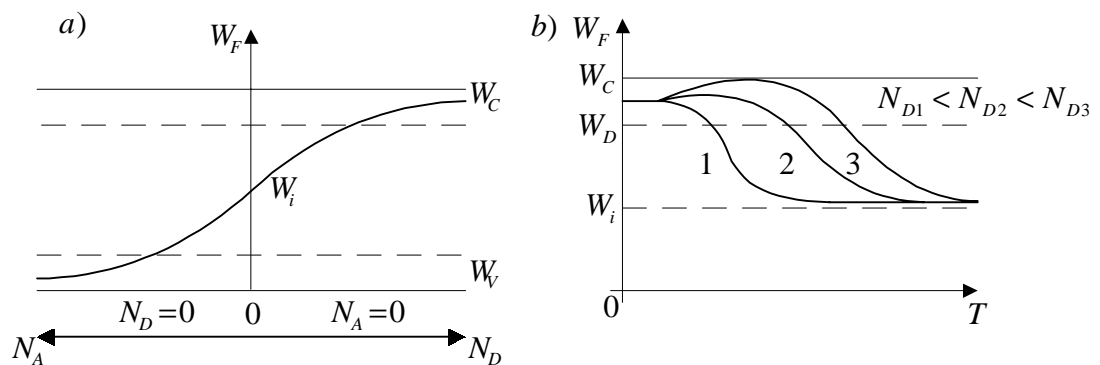
$$n_n \approx N_D, \quad p_n \approx \frac{n_i^2}{n_D} \quad (1.11)$$

- dla półprzewodników akceptorowych

$$p_p \approx N_A, \quad n_p \approx \frac{n_i^2}{n_A} \quad (1.12)$$

Wprowadzenie domieszek powoduje zmiany położenia poziomu Fermiego, przy czym położenie to jest również funkcją temperatury, rys.1.7.

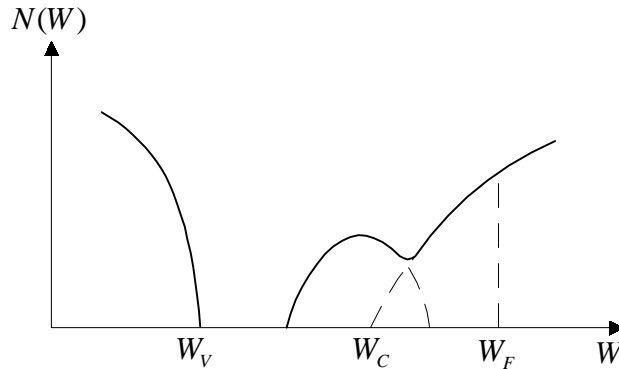
W wielu przyrządach półprzewodnikowych stosuje się materiały o dużej koncentracji domieszek (diody tunelowe, lasery półprzewodnikowe), ponadto obszary przykontaktowe są z reguły silnie domieszkowane.



Rys.1.7. Położenie poziomu Fermiego w półprzewodniku w zależności od rodzaju i koncentracji domieszki (a) oraz w funkcji temperatury dla różnych koncentracji domieszki donorowej

Silne domieszkowanie powoduje degenerację półprzewodnika (poziom Fermiego wchodzi do pasma energii a stan całkowitej degeneracji

oznacza, że W_F leży w odległości co najmniej $5kT$ od granicy pasma, rys.1.8). Koncentracja nośników nie zależy wówczas od temperatury. Rys.1.8 ilustruje sytuację, gdy poziom domieszek rozszczepił się w pasmo domieszkowe przekrywające się z pasmem przewodnictwa.



Rys.1.8. Gęstość stanów w zdegenerowanym półprzewodniku elektronowym

W przypadku zmiany koncentracji nośników w półprzewodniku zdegenerowanym położenie poziomu Fermiego zmienia się następująco

$$W_F - W_C = An^{2/3} \quad (1.13)$$

$$W_V - W_F = Bp^{2/3} \quad (1.14)$$

gdzie A i B - stałe.

1.5. PRZEWODNICTWO ELEKTRYCZNE

Działanie pola elektrycznego \vec{E} na nośniki powoduje, że na chaotyczny ruch cieplny nakłada się prędkość unoszenia (dryfu) i prędkość średnia \vec{v}_{sr} nośników jest różna od zera dając składową prądu pochodzącą od elektronów

$$\vec{j}_n = -nq\vec{v}_{sr} = -nq\vec{v}_{dn} = nq\mu_n\vec{E} \quad (1.15)$$

oraz składową prądu pochodzącą od dziur

$$\vec{j}_p = pq\vec{v}_{dp} = pq\mu_p\vec{E} \quad (1.16)$$

gdzie μ_n i μ_p oznaczają odpowiednio ruchliwości elektronów i dziur ($\mu = v_d/E$).

Prąd całkowity wynosi

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = q(\mu_n n + \mu_p p)\vec{E} = \sigma\vec{E} \quad (1.17)$$

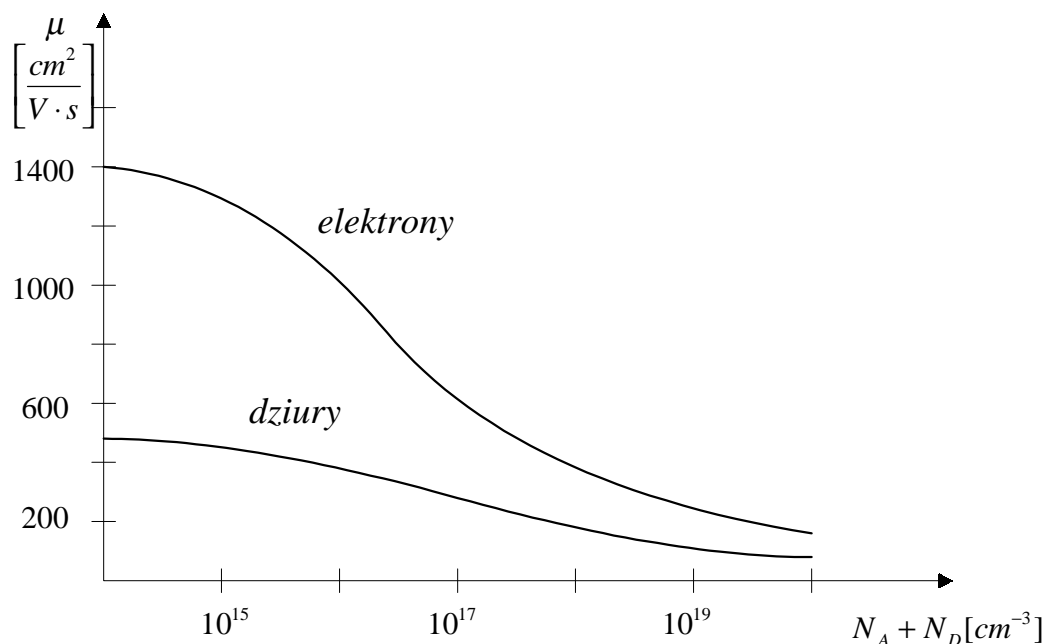
i jest uwarunkowany zarówno koncentracjami jak i ruchliwościami nośników.

O wartości ruchliwości decydują mechanizmy rozpraszania

nośników w kryształach. Ze wzrostem koncentracji domieszek ruchliwość maleje, rys.1.9, a z obniżaniem temperatury na ogół rośnie. Jak wynika z rys.1.9 w krzemie dla domieszkowania rzędu $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ typowe wartości ruchliwości są następujące:

$$\mu_n = 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad \mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

Ze wzrostem pola elektrycznego ruchliwość nośników zaczyna maleć.



Rys.1.9. Zależność ruchliwości od koncentracji domieszek dla Si w temperaturze 300 K

W krzemie w polach elektrycznych rzędu 10^4 V/cm prędkości dryfu nasycają się do wartości 10^7 cm/s . Zjawisko nasycenia jest typowe dla elementów elektronicznych o submikronowych rozmiarach (VLSI).

Przewodnictwo półprzewodników jest zależne od temperatury. Decydują o tym głównie zmiany koncentracji nośników, ale częściowo również temperaturowe zmiany ruchliwości. Półprzewodniki samoistne wykazują małą konduktywność, ale silnie zależną od temperatury ze względu na duży wzrost koncentracji nośników w trakcie ogrzewania

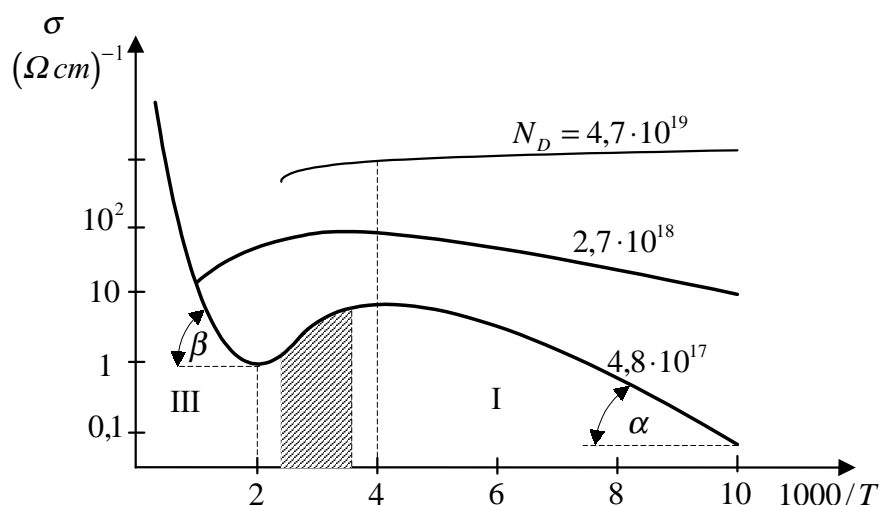
$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p)$$

Półprzewodniki domieszkowane, np. donorowe, wykazują złożony przebieg zależności konduktywności od temperatury, rys.1.10.

W obszarze I (niskie temperatury) zmiany σ uwarunkowane są wzrostem koncentracji nośników na skutek jonizacji domieszek. Z pomiarów σ w tym obszarze można wyznaczyć energię jonizacji domieszek ($\text{tg}\alpha = W_d/2k$).

W obszarze II (średnie temp.) wszystkie domieszki są

zjonizowane i σ nieznacznie maleje z temperaturą na skutek spadku ruchliwości nośników, co jest głównie uwarunkowane rozpraszaniem elektronów na drganiach cieplnych sieci krystalicznej.



Rys.1.10. Zmiana przewodnictwa krzemu w szerokim zakresie temperatur i dla różnych koncentracji domieszki donorowej (fosforu); obszar zacieniowany reprezentuje typowy zakres pracy przyrządów półprzewodnikowych

W obszarze III (wysokie temp.) następuje silny wzrost koncentracji nośników na skutek wzbudzeń międzypasmowych. Z pomiarów σ w tym obszarze można wyznaczyć wartość przerwy wzbronionej ($\tan \beta = W_g/2k$).

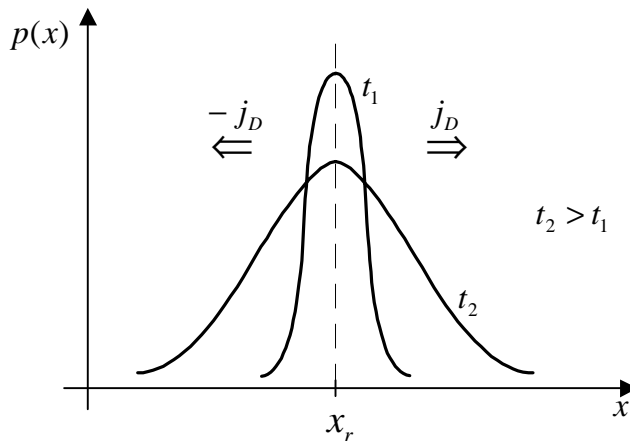
1.6. DYFUZJA NOŚNIKÓW ŁADUNKU

Pole elektryczne zewnętrzne nie jest jedyną przyczyną przepływu ładunku w półprzewodnikach. W przypadku przestrzennej zmiany koncentracji nośników tą przyczyną jest również dyfuzja. Zgodnie z mechanizmem dyfuzji nośniki przemieszczają się do obszarów o mniejszej koncentracji. Przy prędkości ruchu termicznego $v_T = 10^7$ cm/s, i średniej drodze swobodnej 10^{-6} cm, średni czas między zderzeniami $\tau = 10^{-13}$ s. Dzięki tak częstym oddziaływaniom z siecią nośniki ładunku szybko ulegają kierunkowemu rozproszeniu - rys.1.11.

Według pierwszego prawa dyfuzji liczba cząstek w jednostce czasu przenikających przez jednostkową powierzchnię prostopadłą do kierunku dyfuzji wynosi

$$F_x = -D \frac{dN}{dx}$$

gdzie D jest współczynnikiem dyfuzji, a N koncentracją nośników.



Rys.1.11. Zmiany czasowe koncentracji $p(x)$ nośników wytworzonych początkowo w płaszczyźnie x_r

Jeżeli dyfundującymi cząstkami są ładunki elektryczne, to otrzymamy składowe prądu dyfuzyjnego dla elektronów i dziur

$$j_{Dn} = qD_n \frac{dn}{dx} \quad j_{Dp} = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (1.18)$$

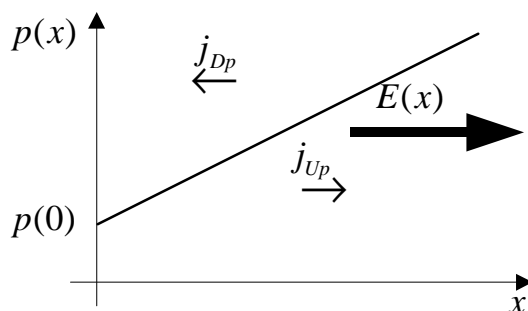
przy czym współczynniki dyfuzji związane są z ruchliwościami nośników tzw. relacjami Einsteina

$$D_p / \mu_p = D_n / \mu_n = kT / q = \varphi_T \approx 26 \text{ mV}$$

w temperaturze pokojowej. Ogólnie prąd całkowity jest sumą prądów unoszenia i dyfuzji

$$\vec{j} = q(\mu_n n + \mu_p p) \vec{E} + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p) \quad (1.19)$$

Rozpatrzmy praktyczny przypadek liniowego rozkładu koncentracji domieszki akceptorowej w półprzewodniku, rys.1.12 [87].



Rys.1.12. Półprzewodnik niejednorodny z liniowym rozkładem domieszki akceptorowej $p(x) = p(0)[1 + ax]$; prąd dyfuzyjny j_{Dp} i prąd unoszenia j_{Up} równoważą się.

Równanie (1.19) sprowadza się w tym przypadku do postaci

$$\mu_p p E = D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.20)$$

co pozwala wyliczyć wewnętrzne pole elektryczne $E(x)$ jakie wytworzy się w półprzewodniku

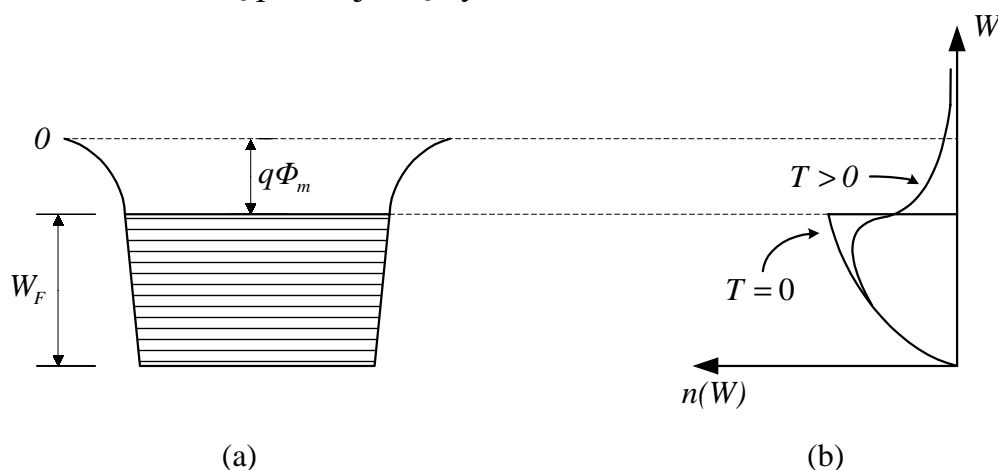
$$E(x) = \frac{D_p a}{\mu_p (1 + ax)} \quad (1.21)$$

2

ZJAWISKA KONTAKTOWE

Połączenia metal–półprzewodnik lub półprzewodnik–półprzewodnik wytwarzają obszary przejściowe (złącza) gdzie koncentracja nośników odbiega od koncentracji w objętości materiału. Właściwości tych obszarów zmieniają się ponadto po przyłożeniu napięcia zewnętrznego. Charakterystyki prądowo-napięciowe złączy są na ogół nieliniowe. Nieliniowości te powodują, że złącza są podstawowym elementem składowym większości przyrządów półprzewodnikowych.

Pojęciem istotnym dla zrozumienia zjawisk kontaktowych jest praca wyjścia elektronów. W przypadku metalu elektrony swobodne znajdujące się w sieci krystalicznej dodatnich jonów posiadają ujemną energię potencjalną (ładunek elektronu jest ujemny). Jeżeli energię elektronu w próżni przyjmiemy za zerową, to metal stanowi dla elektronów studnię potencjalną, rys.2.1.



Rys.2.1. Elektrony swobodne w metalu obsadzające poziomy energetyczne w studni potencjalnej (a) oraz krzywe rozkładu elektronów w funkcji energii $n(W)$ dla dwóch różnych temperatur (b); W_F jest energią Fermiego (maksymalna energia elektronów w metalu w temperaturze $T = 0$ K), $q\Phi_m$ oznacza termodynamiczną pracę wyjścia

Aby przenieść elektron z metalu do próżni trzeba wykonać pracę. Jest ona minimalna wtedy, gdy przenoszony elektron pochodzi z poziomu Fermiego i nosi wówczas nazwę *termodynamicznej pracy wyjścia* $q\Phi_m$. W temperaturze $T > 0$ istnieją elektrony, których energie przekraczają poziom zerowy (rys.2.1b); wtedy pewna ich część jest zdolna opuścić metal. Richardson podał zależność określającą wielkość prądu termoelektronowego j , który związany jest z temperaturą metalu T oraz pracą wyjścia elektronów

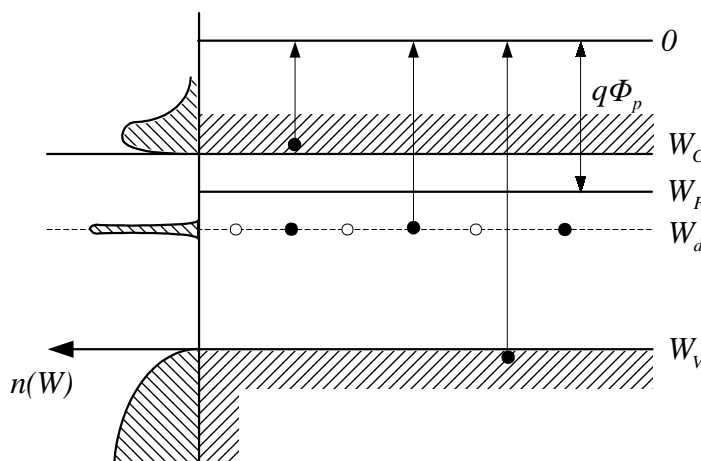
$$j = AT^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_m}{kT}\right] \quad (2.1)$$

gdzie A jest tzw. stałą Richardsona.

Podniesienie temperatury lub zmiana pracy wyjścia, np. poprzez nałożenie tlenku na powierzchnię metalu, powoduje gwałtowny wzrost prądu termoelektronowego, gdyż obie te wielkości występują w wykładniku.

Elektrony opuszczające półprzewodnik mogą pochodzić zarówno z pasma przewodnictwa, jak również z pasma walencyjnego czy też ze stanów domieszkowych, rys.2.2.

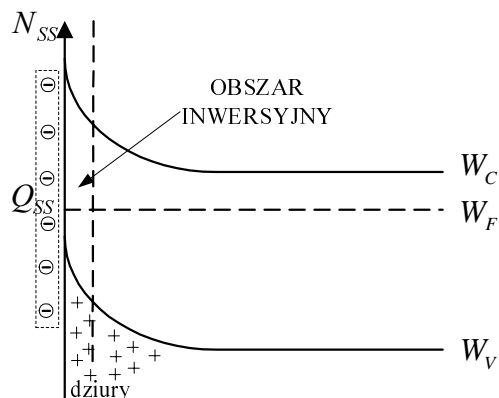
Termodynamiczną pracę wyjścia dla półprzewodnika określa się, analogicznie jak dla metalu, jako różnicę energii między poziomem zerowym i poziomem Fermiego, bowiem tylko takie przejście nie powoduje zmiany temperatury półprzewodnika.



Rys.2.2. Emisja elektronów z półprzewodnika

W zjawiskach kontaktowych, szczególnie dla półprzewodników, istotną rolę może odgrywać obecność stanów powierzchniowych. Stany takie, związane z nieciągłością struktury krystalicznej, defektami sieci jak również chemicznie związanymi obcymi atomami czy cząsteczkami, stanowią dodatkowe centra wychwytyjące lub uwalniające elektrony. Te dodatkowe centra ładunkowe wywierają wpływ na warstwę przypowierzchniową, przyciągając ładunki przeciwnego znaku i powodując jej wzbogacenie lub zubożenie w nośniki. W zależności od rodzaju centrów ładunkowych i typu półprzewodnika mogą powstać różne rodzaje obszarów przypowierzchniowych. Przykładowo, jeżeli na powierzchni istnieją stany akceptoropodobne (ładunek ujemny) a półprzewodnik jest typu n , to powstaje przy powierzchni obszar zubożony (dodatni ładunek przestrzenny z niedoborem elektronów

swobodnych). Przy dużej gęstości stanów powierzchniowych N_{SS} , które po obsadzeniu wykazują ładunek powierzchniowy $Q_{SS} = -qN_{SS}$, warstwa przypowierzchniowa może zmienić typ przewodnictwa, co nazywamy inwersją półprzewodnika, rys.2.3. Zakrzywienie pasm energetycznych ku górze związane jest ze wzrostem energii elektronów przemieszczających się z półprzewodnika ku powierzchni.

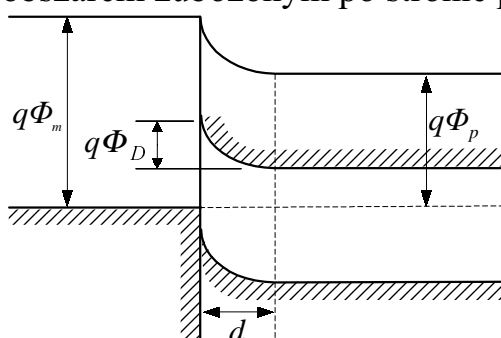


Rys.2.3. Inwersja typu przewodnictwa w obszarze przypowierzchniowym pod wpływem ładunku powierzchniowego Q_{SS}

Jeżeli N_{SS} w półprzewodniku przekracza 10^{14} cm^{-2} , to o właściwościach złącza nie decydują prace wyjścia ale ładunek powierzchniowy. Współczesne technologie wytwarzania struktur półprzewodnikowych, np. technologia planarna, skutecznie rozwiązały problem stanów powierzchniowych głównie poprzez stosowanie warstw pasywujących (typowa warstwa pasywująca - SiO_2 powstaje łatwo w wyniku termicznego utleniania powierzchni Si).

2.1. KONTAKT METAL-PÓŁPRZEWODNIK (m-p)

Doprowadzenie do bezpośredniego kontaktu metalu z półprzewodnikiem powoduje wymianę elektronów między obu materiałami aż do ustalenia się równowagi termodynamicznej. Zakładając, że praca wyjścia $q\Phi_m$ elektronu z metalu jest większa niż $q\Phi_p$ dla półprzewodnika typu n, uzyskuje się stan równowagi z tzw. obszarem zubożonym po stronie półprzewodnika, rys.2.4.



Rys.2.4. Stan równowagi przy bezpośrednim kontakcie metalu i półprzewodnika typu n; d jest grubością warstwy zubożonej; $q\Phi_D$ oznacza wysokość bariery potencjału

Ponieważ $\Phi_p < \Phi_m$ więc strumień elektronów z półprzewodnika do metalu przeważa początkowo nad strumieniem elektronów z metalu do półprzewodnika. W wyniku tego metal zacznie się ładować ujemnie (poziom Fermiego W_{Fm} podnosi się) a półprzewodnik dodatnio (poziom Fermiego W_{Fp} obniża się). Pojawia się bariera dla elektronów płynących z półprzewodnika do metalu i ich strumień maleje. Gdy poziomy W_F wyrównają się, następuje stan równowagi a bariera potencjału osiągnie wartość

$$U_D = \Phi_m - \Phi_n \quad (2.2)$$

Z tego względu, że koncentracja nośników swobodnych w półprzewodniku jest znacznie mniejsza niż w metalu, a ładunki po obu stronach złącza muszą być równe, grubość ładunku przestrzennego w półprzewodniku jest znacznie większa niż w metalu, przy czym grubość warstwy elektronów jest rzędu kilku stałych sieciowych. Dla sytuacji pokazanej na rys.2.4, po stronie półprzewodnika pojawia się warstwa nieruchomego ładunku zjonizowanych donorów pozbawiona elektronów przewodnictwa (zubożona). Grubość tej warstwy wynosi

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\Phi_D}{N_dq}} \quad (2.3)$$

gdzie Φ_D jest określone wzorem (2.2), N_D jest koncentracją donorów, $\varepsilon_0\varepsilon$ oznacza przenikalność elektryczną półprzewodnika.

Przykład: Dla krzemu o koncentracji donorów $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ i wysokości bariery $\Phi_D = 1 \text{ V}$, $\varepsilon=10$, otrzymuje się z (2.3) grubość obszaru zubożonego $d = 1 \text{ }\mu\text{m}$.

Omawiana bariera tworząca się na styku metal-półprzewodnik nazywana jest *barierą Schottky`ego* - Φ_D .

Przyłożenie napięcia zewnętrznego do złącza m-p powoduje wzrost lub obniżenie bariery w zależności od kierunku napięcia. Po przyłożeniu napięcia w kierunku przewodzenia (potencjał ujemny po stronie półprzewodnika typu n) wszystkie poziomy półprzewodnika podnoszą się o qU i o taką samą wartość maleje bariera potencjału. Po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym bariera potencjału rośnie o qU i rośnie też grubość warstwy zaporowej

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\Phi_D + U)}{qN_d}} \quad (2.4)$$

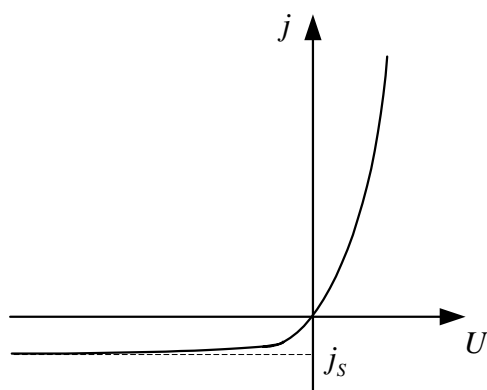
Zmiany wysokości bariery spowodowane przyłożeniem napięcia zewnętrznego mają wpływ na wielkość płynącego przez złącze prądu. Przy braku napięcia prąd j_m płynący z metalu do półprzewodnika i prąd

j_p płynący z półprzewodnika do metalu kompensują się ($j_m = j_p = j_s$).

Przyłożenie napięcia w kierunku przewodzenia i zmniejszenie bariery o qU spowoduje, że zgodnie ze statystyką Boltzmann'a j_p wzrośnie, $\exp(qU/kT)$ razy. Prąd j_m nie zmieni się i w związku z tym prąd wypadkowy będzie wynosił

$$j = j_p - j_m = j_s \exp[qU / kT] - j_s = j_s (\exp[qU / kT] - 1) \quad (2.5)$$

Po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym trzeba zmienić znak przy U w wyrażeniu (2.5) i wtedy otrzymuje się już dla stosunkowo niedużych napięć nasycającą się wartość prądu $j = -j_s$, zwaną prądem wstecznym. Ponieważ prąd w kierunku przewodzenia jest dużo większy od prądu w kierunku zaporowym, otrzymuje się kontakt m-p o właściwościach prostujących, rys.2.5.



Rys.2.5. Prostowanie na złączu metal-półprzewodnik; dla złącza *m-Si* napięcie w kierunku przewodzenia nie przekracza na ogół wartości 0,55 V

Dokładna teoria przepływu prądu przez barierę *m-p* uwzględnia wiele czynników takich jak: gęstość stanów powierzchniowych, rozmiar bariery, rodzaj ruchu nośników w obszarze bariery. Znane teorie (diodowa Bethego, dyfuzyjna Schottky'ego) dają wyrażenia zbliżone kształtem do (2.5), a różnice pojawiają się w wyrażeniach na j_s .

2.2. ZŁĄCZE *p - n*

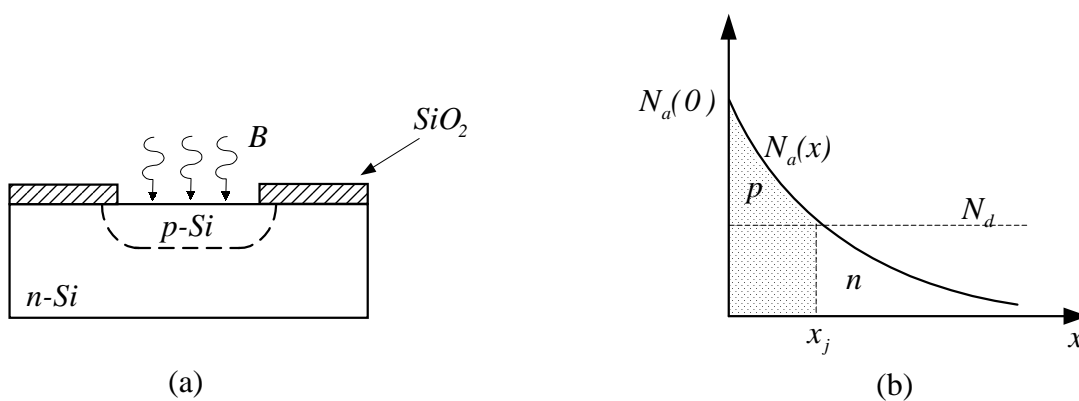
Złączem *p-n* nazywamy obszar półprzewodnika, w którym następuje zmiana przewodnictwa z typu *p* na typ *n*. Sama powierzchnia graniczna rozdzielająca półprzewodniki o odmiennych typach przewodnictwa nazywa się złączem technologicznym. Po obu stronach złącza technologicznego znajduje się warstwa przejściowa, będąca dipolową warstwą nieruchomego ładunku.

Właściwości złącza zależą od rodzaju użytego półprzewodnika (homozłącze) lub rodzaju obu różnych półprzewodników tworzących tzw. heterozłącze, typu domieszek i sposobu ich rozkładu.

Rozkład domieszki uwarunkowany jest w znacznej mierze rodzajem technologii użytej do wytworzenia złącza. Złącza współcześnie wytwarzane można podzielić następująco:

Złącze dyfuzyjne

Złącza tego typu wytwarzane są metodą dyfuzji pierwiastka spełniającego rolę domieszki donorowej (do półprzewodnika typu p) lub akceptorowej (do półprzewodnika typu n). Dyfuzję przeprowadza się w podwyższonej temperaturze, rzędu 1200° C dla Si, a domieszka może być w postaci pary lub cieczy naniesionej na powierzchni. Dyfuzję boru do krzemu przez okno wytrawione w warstwie SiO₂, spełniającej rolę maski, przedstawia rys.2.6a.



Rys.2.6. a) Dyfuzja boru do krzemu w wybranym obszarze półprzewodnika oraz b) profil rozkładu tej domieszki

Rozkład wprowadzonej domieszki wynika z praw dyfuzji i zależy również od tego czy wydajność źródła w trakcie procesu była stała czy malejąca w czasie. Profil rozkładu domieszki akceptorowej dla źródła o nieograniczonej wydajności, wdyfundowanej do półprzewodnika zawierającego domieszkę donorową, przedstawia rys.2.6b. Kształt krzywej $N_a(x)$ określony jest tzw. funkcją błędu. Współrzędna złącza technologicznego x_j wyznaczona jest przez równanie

$$N_a(x_j) - N_d = 0 \quad (2.6)$$

W pobliżu x_j profil rozkładu można aproksymować zależnością liniową

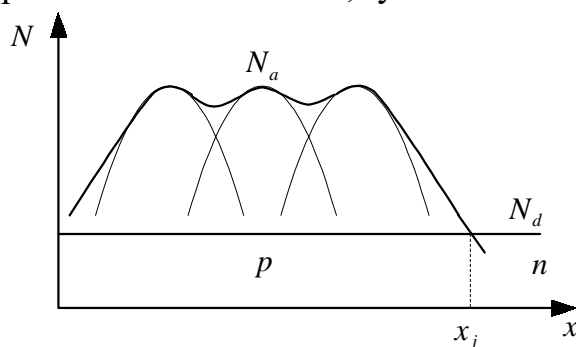
$$N(x) = N_a - N_d \approx -ax \quad (2.7)$$

i złącze takie nosi nazwę liniowego złącza *p-n*.

Złącze implantowane

Złącza tego typu wytwarza się w wyniku bombardowania kryształu jonami domieszek rozpędzonych do energii rzędu setek keV [94]. Zmieniając energię bombardujących jonów można kształtować

profil domieszkowania, rys.2.7.

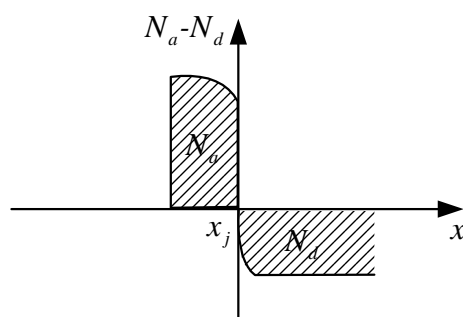


Rys.2.7. Rozkład koncentracji domieszki donorowej wprowadzonej do półprzewodnika metodą wielokrotnej implantacji jonów o różnych energiach

Innymi zaletami metody implantacji są: możliwość wyboru dowolnej domieszki, możliwość prowadzenia procesu w niskich temperaturach oraz łatwość jego automatyzacji. Złącze przedstawione na rys.2.7 jest przykładem tzw. złącza skokowego (ang. *abrupt*).

Złącze epitaksjalne

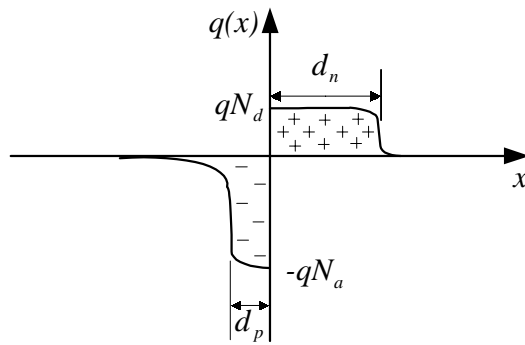
W trakcie nanoszenia warstwy epitaksjalnej półprzewodnika na zorientowane podłoże można wprowadzić dodatkowo do atmosfery gazowej pary związku, który wytworzy domieszki w pierwiastku macierzystym w wyniku reakcji chemicznych. W ten sposób łatwo jest wytworzyć złącze typu skokowego, rys.2.8.



Rys.2.8. Przykład złącza skokowego otrzymanego metodą epitaksji

2.2.1 Stan równowagowy złącza

Bezpośredni kontakt obszarów n oraz p prowadzi do wzajemnej dyfuzji nośników - elektronów do obszaru typu p i dziur do obszaru typu n, na skutek istniejących gradientów koncentracji. W ten sposób po obu stronach złącza technologicznego powstaną warstwy nieruchomego ładunku przestrzennego tworzące warstwę dipolową. W półprzewodniku typu p powstanie warstwa ładunku ujemnego zjonizowanych akceptorów, a w półprzewodniku typu n warstwa ładunku dodatniego zjonizowanych donorów, rys.2.9.



Rys.2.9. Warstwa dipolowa ładunku przestrzennego dla złącza skokowego p-n; w obszarze $d_p + d_n$ brak jest ładunków swobodnych (obszar zubożony)

Całkowity ładunek warstwy dipolowej musi być jednak równy zero, co dla złącza przedstawionego na rys.2.9 daje

$$qd_n N_d - qd_p N_a = 0 \quad (2.8)$$

Równanie (2.8) określa głębokość wnikania warstwy ładunku przestrzennego w obszar półprzewodnika. Wnikanie to jest tym większe, im mniejsza jest koncentracja domieszki w danym obszarze.

Ładunek przestrzenny, zgodnie z prawami elektrostatyki, jest przyczyną powstania pola elektrycznego z odpowiednim rozkładem potencjału, co można wyznaczyć z prawa Poissona. Dla przypadku jednowymiarowego prawo to ma postać

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.9)$$

$$\vec{E} = -\text{grad } V \quad (2.9a)$$

gdzie ρ oznacza gęstość ładunku przestrzennego, \vec{E} jest natężeniem pola elektrycznego, a V - potencjałem. Dla złącza skokowego (rozkład ładunku jak na rys.2.9), rozwiązanie równań (2.9) i (2.9a) daje przebiegi przedstawione na rys.2.10.

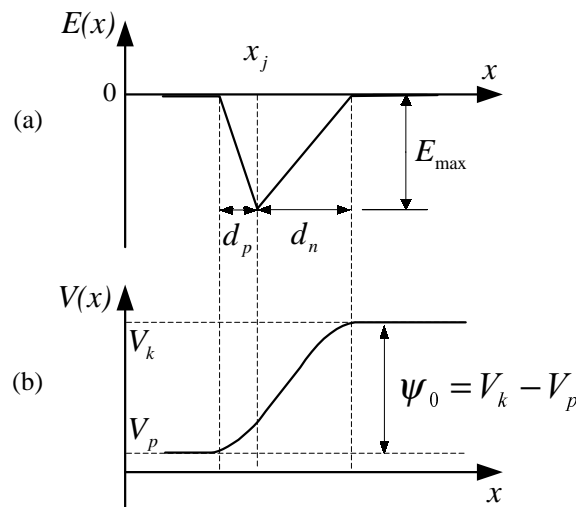
Wbudowane pole elektryczne wytwarza prądy unoszenia elektronów i dziur, które są skierowane przeciwnie do prądów dyfuzyjnych. W stanie równowagi prądy dyfuzyjne i unoszenia równoważą się.

Z analizy prądów obu rodzajów można wyliczyć wysokość bariery potencjału

$$\psi_0 = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_n}{n_p}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p_n}{p_p}\right) \quad (2.10)$$

gdzie wskaźnik dolny oznacza koncentrację nośników w materiale odpowiedniego typu w stanie równowagi termodynamicznej. Z równania (2.10) wynika, że bariera jest tym wyższa, im większa jest

różnica między koncentracjami nośników danego znaku w obu obszarach.



Rys.2.10. Pole elektryczne „wbudowane” (a) i potencjał (b) wytworzone w skokowym złączu p-n w wyniku istnienia ładunku dipolowego; ψ_o jest barierą potencjału

Przykład obliczenia wysokości bariery

Materiał wyjściowy: Si. Dla koncentracji donorów $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ otrzymuje się koncentrację elektronów n_n o podobnej wartości.

Dla koncentracji akceptorów $N_a = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ otrzymuje się koncentrację dziur p_p o podobnej wartości.

W temperaturze 300 K koncentracja nośników samoistnych wynosi $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Z prawa działania mas dla Si typu n otrzymuje się zależność $n_n \cdot p_n = n_i^2$, z czego można wyliczyć koncentrację dziur (nośniki mniejszościowe) w tym obszarze

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{2,25 \cdot 10^{20}}{5 \cdot 10^{15}} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

Analogicznie dla Si typu p koncentracja nośników mniejszościowych wynosi

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

Po utworzeniu złącza w obszarze zubożonym mamy praktycznie do czynienia z samoistną koncentracją nośników ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$), wobec koncentracji $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ w obszarach pozabarierych n oraz p.

Wysokość bariery dla danego złącza wyliczona z równania (2.10) wynosi [76]

$$\psi_o = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_n}{n_p} \right) = \frac{1}{40} \ln \left(\frac{5 \cdot 10^{15}}{4,5 \cdot 10^4} \right) = 0,66 \text{ V}$$

Rozmiar przestrzenny bariery można wyliczyć ze zmian

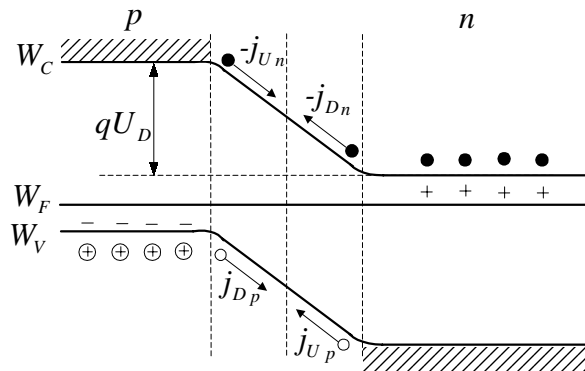
potencjału w złączu (rys.2.10b) i warunku neutralności elektrycznej. W wyniku otrzymuje się

$$d = d_p + d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(N_a + N_d)}{qN_aN_d}}(\psi_0 - U) \quad (2.11)$$

gdzie U jest przyłożonym napięciem zewnętrznym. Zatem dla napięcia zaporowego (ujemnego) szerokość bariery potencjału rośnie. Rośnie również wysokość bariery do wartości $\psi_0 + U$. Dla napięcia polaryzacji w kierunku przewodzenia ($U > 0$) maleje zarówno wysokość jak i szerokość bariery.

2.2.2. Przepływ prądu przez złącze p - n

Jak już wspomniano w rozdz.2.2.1 w stanie równowagi (brak napięcia zewnętrznego) prąd wypadkowy przez złącze jest równy zero, rys.2.11.



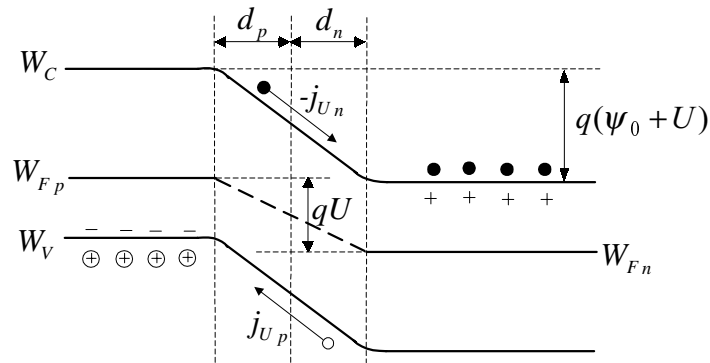
Rys.2.11. Złącze p-n w stanie równowagi ($U = 0$)

Prąd dyfuzyjny elektronów j_{Dn} jest równoważony przez prąd unoszenia elektronów j_{Un} (prąd nośników mniejszościowych) oraz prąd dyfuzyjny dziur j_{Dp} jest równoważony przez prąd unoszenia dziur j_{Up} (prąd nośników mniejszościowych).

Przyłożenie napięcia zaporowego do złącza p-n (biegun ujemny źródła polaryzującego do p, a dodatni do n, rys.2.12) powoduje wzrost bariery potencjału (dla nośników większościowych) i silny spadek prądu dyfuzyjnego nośników większościowych. Prąd nośników mniejszościowych praktycznie nie zmienia się i w efekcie decyduje o tzw. prądzie zaporowym.

Przy polaryzacji złącza w kierunku przewodzenia wysokość bariery dla nośników większościowych maleje i prąd tych nośników szybko rośnie wraz z napięciem. Mały prąd nośników mniejszościowych

nie zmienia się i nie odgrywa w tym przypadku większej roli.



Rys.2.12. Złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym ($U < 0$)

Jeżeli zaniedba się zjawiska generacji i rekombinacji nośników w złączu p-n, co jest dobrym przybliżeniem dla złącz cienkich, to wyrażenie na prąd płynący przez złącze przybiera kształt

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{U}{n\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (2.12)$$

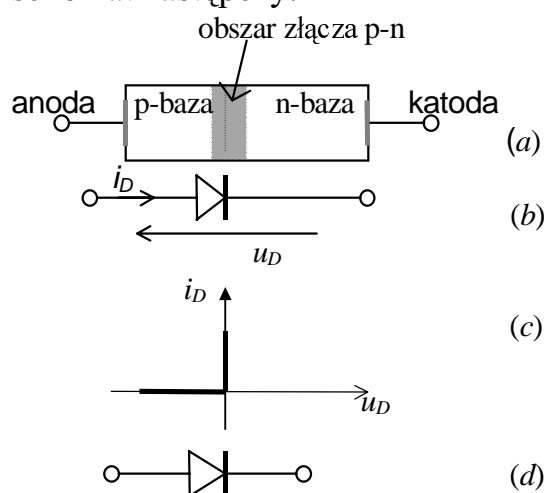
gdzie U jest napięciem polaryzacji złącza, a n jest tzw. współczynnikiem nieidealności złącza o wartościach nieco większych od jedności. Współczynnik n został wprowadzony, aby upodobnić charakterystykę idealnego złącza p-n do złącz rzeczywistych. Ma to znaczenie przy projektowaniu układów gdy wymagana jest duża dokładność, np. przy projektowaniu układów scalonych.

3

DIODY

3.1. MODEL DIODY ZŁĄCZOWEJ P⁺-N

Dioda jest najprostszym, jednozłączowym przyrządem półprzewodnikowym; dziurowo-elektronowe złącze p-n powstaje na styku neutralnych obszarów typu p i typu n w monokrystalicznej strukturze półprzewodnika (rys.3.1). Obszary neutralne nazywane są bazami diody, a wraz z omowymi kontaktami z wyprowadzeniami zewnętrznymi obszar p stanowi anodę, a obszar n - katodę diody. Nieliniowa charakterystyka napięciowo-prądowa złącza jest zasadniczą cechą diody złączowej. Użyteczność diody rzeczywistej zależy głównie od stopnia podobieństwa jej charakterystyki z charakterystyką diody idealnej oraz wartości szeregu parametrów elektrycznych tworzących jej schemat zastępczy.



Rys.3.1. a). Przekrój, b). Symbol graficzny diody złączowej p-n, c). Charakterystyka prądowo-napięciowa d). Symbol diody idealnej

Idealnym modelem diody jest przełącznik, który przy polaryzacji ujemnej $u_D < 0$ (w kierunku zaporowym, rewersyjnym) jest otwarty i uniemożliwia przepływ jakiegokolwiek prądu, natomiast jest załączony przy polaryzacji dodatniej $u_D \geq 0$ (w kierunku przewodzenia), zapewniając bezstratny przepływ prądu i_D (rys.3.1c). Diody złączowe p-n, diody Schottky'ego i niektóre typy tyrystorów mają charakterystyki najbardziej zbliżone do charakterystyki diody idealnej.

Diody w układach elektronicznych mogą spełniać różnorodne funkcje: prostowania prądu zmiennego, sterowanej impedancji, detekcji sygnałów, modulacji i generacji sygnałów wielkiej częstotliwości,

i inne. Funkcje te polegają na wykorzystaniu nie tylko nieliniowości charakterystyki, ale także zjawisk przebiccia złącza tunelowego i lawinowego, wrażliwości wielu parametrów na temperaturę, promieniowanie elektromagnetyczne, stałe pole magnetyczne i inne parametry środowiska pracy diody. Uwydatnione w procesach technologicznych nietypowe charakterystyki i niektóre parametry diody umożliwiają ich bardziej efektywne wykorzystanie w diodach specjalnych.

W zależności od rodzaju materiału półprzewodnikowego, technologii i zastosowania stosowane są różne klasyfikacje diod. I tak, ze względu na materiał wyróżniamy diody germanowe, krzemowe, z arsenku galu i innych materiałów, a ze względu na konstrukcję i technologię diody ostrzowe i planarne: (homo)złączowe p-n heterozłączowe p-n, oraz Schottky'ego ze złączem metal-półprzewodnik. W praktyce najbardziej powszechny jest podział diod ze względu na zastosowania, w którym wyróżniamy diody prostownicze, pojemnościowe, przełączające, stabilizacyjne, tunelowe i inne.

Dla oceny przydatności diod w różnorodnych układach definiuje się dla nich pewne maksymalne, dopuszczalne i charakterystyczne prądy i napięcia:

- U_{RWM} - maksymalne napięcie wsteczne, które może być wielokrotnie przykładane do diody,
- U_R - maksymalne stałe napięcie wsteczne,
- U_{RSM} - maksymalne napięcie wsteczne, które niepowtarzalnie może być przyłożone do diody,
- I_{FSM} - maksymalny prąd przewodzenia,
- U_F - napięcie przewodzenia przy stałym określonym prądzie,
- I_R - prąd wsteczny przy określonym napięciu rewersyjnym i temperaturze złącza T_j .

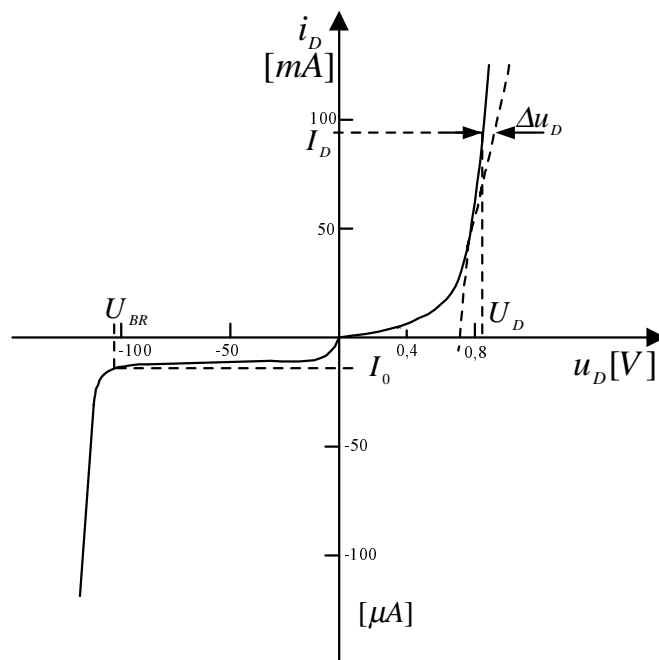
Na niektórych kartach katalogowych można znaleźć także pełną charakterystykę napięciowo-prądową oraz typy obudowy diody wraz z jej parametrami termicznymi: maksymalną temperaturą złącza $T_{j\ max}$, temperaturą obudowy T_c i rezystancji termicznej złącze-obudowa $R_{Th\ j-c}$.

3.2. RÓWNANIE RZECZYWISTEJ DIODY ZŁĄCZOWEJ P-N

Parametry elektryczne diod półprzewodnikowych są określone rodzajem i strukturą krystaliczną materiału półprzewodnikowego oraz właściwościami złącza p-n. Wielkość prądu diody i_D zależy od kierunku i wartości przyłożonego napięcia u_D (rys.3.2). Linia prosta

aproxymująca duże prądy diody w kierunku przewodzenia dla $u_D = U_F > 0$ wyznacza napięcie zagięcia charakterystyki U_P , które pozwala rozróżnić materiał półprzewodnikowy: około 0,4 V dla Ge, 0,7 V dla Si i 1,6 V dla GaAs.

Prąd w kierunku przewodzenia $i_D = I_F$ przewyższa prąd rewersyjny I_R o kilka rzędów - stąd należy pamiętać, że skale prądowe na poglądowych charakterystykach diod dla obu kierunków są różne. Przy dużych napięciach ujemnych $u_D = U_R < 0$ bardzo szybko wzrasta prąd rewersyjny. Przy napięciu U_{BR} obserwujemy przebicie elektryczne diody, które często kończy się jej zniszczeniem.



Rys.3.2. Charakterystyka napięciowo-prądowa krzemowej diody złączonej

Prąd diody rzeczywistej w kierunku przewodzenia jest zasadniczo sumą prądów dwóch modelowych diod: rekombinacyjnej i dyfuzyjnej

$$i_D = I_{GR0} \left[\exp\left(\frac{u_D - i_D r_S}{2\phi_T}\right) - 1 \right] + I_0 \left[\exp\left(\frac{u_D - i_D r_S}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (3.1)$$

gdzie:

I_{GR0} - zerowy prąd generacyjno-rekombinacyjny w obszarze złącza p-n przy $u_D = U_F \rightarrow 0$,

I_0 - prąd rewersyjny nasycenia nośników mniejszościowych przy $u_D = U_R < 0$,

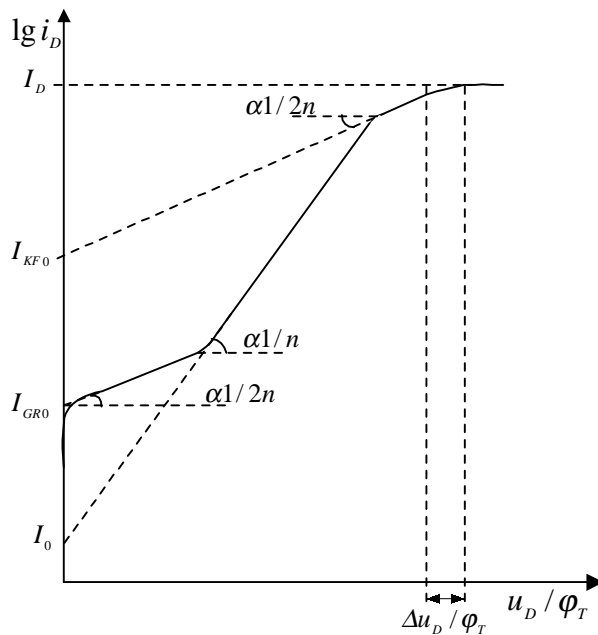
r_S - rezystancja szeregową diody,

ϕ_T - potencjał termiczny elektronów ($kT/q = 26$ mV w 300 K),

$u_D - i_D r_S$ - napięcie bezpośrednio na złączu, przeciwne napięciu dyfuzyjnemu ψ_0 .

Każda z tych diod uwidacznia się na charakterystyce rzeczywistej diody przedstawionej w półlogarytmicznym układzie współrzędnych $(\ln i_D, u_D)$ lub $(\log i_D, u_D)$ różnym nachyleniem charakterystyki (rys.3.3). Przy bardzo uważnej analizie jej przebiegu można wyróżnić pięć zakresów w kierunku przewodzenia ($u_D = U_F > 0$): małych prądów, rekombinacyjny, dyfuzyjny, dryftowy (przy wysokim poziomie iniekcji) i omowy, oraz trzy zakresy w kierunku zaporowym ($u_D = U_R < 0$): małych prądów, nasycenia i przebicia.

Jak widać z przebiegu charakterystyki $\ln i_D = f(u_D)$ i nachyleń prostych odcinków na jej poszczególnych zakresach, udział prądu rekombinacyjnego jest decydujący przy małych napięciach polaryzujących złącze w kierunku przewodzenia ($0 < u_D < 4\phi_T$). Można wykazać, że w złączu symetrycznie zdomieszkowanym $I_{GR0} / I_0 \approx 4,5 \cdot 10^3$, dla $U_D = 5\phi_T$.



Rys.3.3. Charakterystyka diody rzeczywistej $\ln i_D = f(u_D / \phi_T)$ dla znormalizowanego potencjału ϕ_T napięcia w kierunku przewodzenia

W diodach krzemowych prąd dyfuzyjny zaczyna dominować przy $u_D \geq 16\phi_T$. W takich warunkach prąd diody można aproksymować zależnością

$$i_D = I_S \left[\exp \left(\frac{u_D - i_D r_S}{n \phi_T} \right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

gdzie: n - współczynnik nieidealności (emisji) złącza p-n, zaś I_S - efektywny prąd nasycenia diody, przy czym $I_0 \leq I_S \leq I_{GR0} \leq I_{KP0}$.

Dla dużych napięć polaryzujących diodę w kierunku przewodzenia, takich że $u_D \leq \phi_T \ln(N_D^2/10n_i^2)$, można przyjąć

$$i_D \approx I_S \exp\left(\frac{u_D}{n\phi_T}\right) \quad (3.3)$$

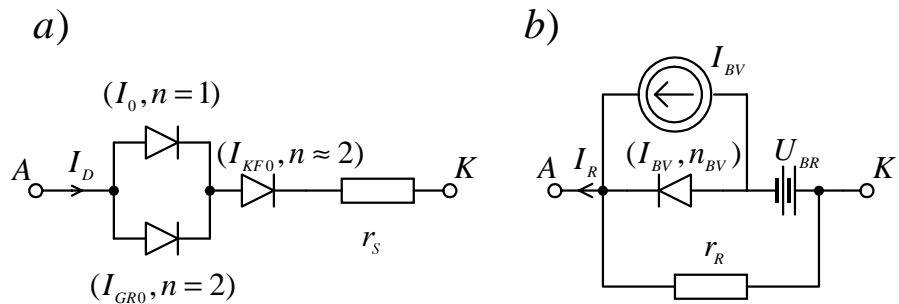
Dla $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ są to napięcia $u_D < 0,64 \text{ V}$ oraz $n \geq 1$.

Przy dużym poziomie iniekcji nośników mniejszościowych do obszaru bazy nachylenie charakterystyki znowu maleje, współczynnik emisji $n \approx 2$, a prąd nasycenia w równaniu wykładniczym diody (3.2) osiąga wartość I_{KF0} .

Przy dużych prądach wyróżnia się tzw. zakres omowy charakterystyki diody (rys.3.3). Prąd w tym zakresie staje się proporcjonalny do napięcia zewnętrznego na diodzie u_D , które w znacznej swej części odkłada się na rezystancji szeregowej r_S słabiej zdomieszkowanej bazy. Rezystancję szeregową wyznaczamy dla dużej wartości prądu I_D z różnicy napięć Δu_D pomiędzy zmierzoną wartością napięcia na diodzie a napięciem wynikającym z jego modelowej wartości dla diody dyfuzyjnej, przy tym samym prądzie I_D , według zależności (3.2) - (p. rys.3.3)

$$r_S = \frac{\Delta u_D}{I_D} \quad (3.4)$$

Typowa dioda w średnim zakresie prądów w kierunku przewodzenia zachowuje się jako dioda wykładnicza według równania (3.2) ze współczynnikiem emisji $n=1$ oraz prądem nasycenia I_0 .



Rys.3.4. Schemat zastępczy diody rzeczywistej: a) w kierunku przewodzenia, b) w kierunku zaporowym

Efekty rekombinacyjne przy małych prądach i dużych poziomach iniekcji są reprezentowane w modelu diody rzeczywistej przez układ szeregowo-równoległy diod rekombinacyjnych z odpowiednimi współczynnikami (rys.3.4a).

Przy polaryzacji zaporowej ($u_D = U_R < 0$) do prądu rewersyjnego nośników mniejszościowych I_0 należy dodać, praktycznie w całym

zakresie napięć ujemnych, prąd generacyjny i prąd upływności powierzchniowej, które w sumie jako prąd rewersyjny I_R przy napięciu U_{BR} inicjują przebicie lawinowe o całkowitym prądzie I_{BV} (rys.3.2b).

W zakresie napięć przed przebicciem całkowity prąd rewersyjny I_R może być reprezentowany elementem nieliniowym z odwrotną polaryzacją i źródłem napięciowym U_{BR} , zbocznikowanymi dużą rezystancją r_R (rys.3.4b). Gdy pojawi się przebiccie, to schemat należy uzupełnić źródłem prądowym I_{BV} .

3.3. PARAMETRY DIODY PROSTOWNICZEJ

Zasadnicza cecha diody: duża rezystancja w kierunku zaporowym i niewielka jej wartość w kierunku przewodzenia jest wykorzystywana w układach prostowniczych, detekcyjnych i modulacyjnych (rys.3.5). Rezystancja stałoprądowa w kierunku przewodzenia dla stałej wartości napięcia $u_D = U_F > 0$, wynosi

$$r_F \equiv \frac{U_F}{I_F} \approx \frac{U_F}{I_S} \exp\left(-\frac{U_F}{n\phi_T}\right) \quad (3.5)$$

dla $U_F > 3\phi_T$,

zaś w kierunku zaporowym, dla $u_D = -U_R$

$$r_R \equiv \frac{U_R}{I_R} \approx \frac{U_R}{I_S} \quad (3.6)$$

gdy $|U_R| > 3\phi_T$

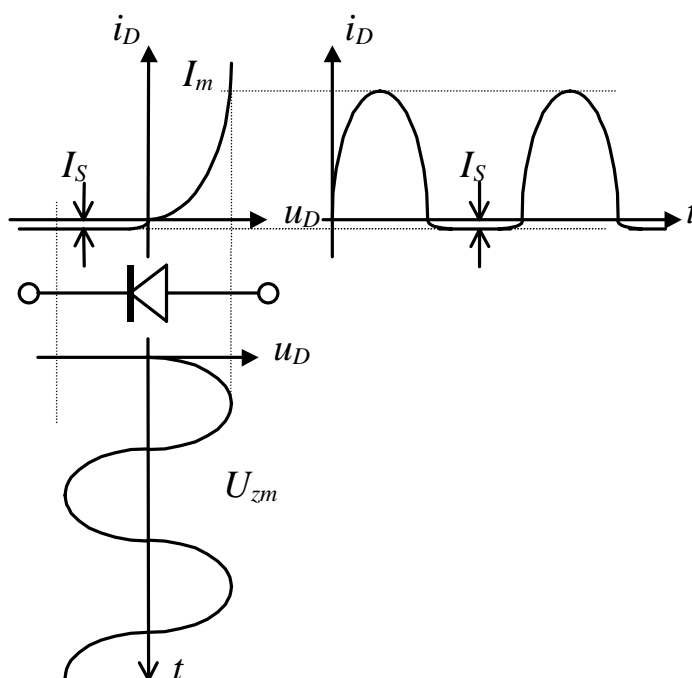
Są to wielkości nieliniowe, zależne od wartości napięcia i prądu diody przy których są wyznaczane.

Stałoprądowy współczynnik prostowania diody jest definiowany następująco

$$k_r \equiv \frac{r_R}{r_F} \approx \exp\left(\frac{U_F}{n\phi_T}\right) \quad (3.7)$$

Jego wartość jest miarą nieliniowości diody. W katalogach wartość tego współczynnika jest podawana przy $|U_D| = \pm 1V$.

Ponadto dla diod prostowniczych ważne są dopuszczalne warunki pracy określone maksymalnymi wartościami prądu przewodzenia I_{FSM} i napięcia rewersyjnego U_{RWM} , mocy rozpraszanej na diodzie P_{MAX} , a także maksymalnej i minimalnej temperatury otoczenia.



Rys. 3.5. Praca diody prostowniczej

Wielkość mocy jest oceniana jako suma mocy rozpraszanych w diodzie przy prądach przewodzenia i rewersyjnym

$$P = P_F + P_R \quad (3.8)$$

W większości przypadków $P_R \ll P_F$, i można przyjąć

$$P \approx P_F = 2U_{Fsr}I_{Fsr} \quad (3.9)$$

gdzie: U_{Fsr} i I_{Fsr} są wartościami średnimi napięcia i prądu w kierunku przewodzenia.

Ze względu na wydzielaną moc, krzemowe diody prostownicze dzielimy na diody małej mocy - poniżej 1 W, diody średniej mocy - od 1 do 10 W, diody dużej mocy - powyżej 10 W.

3.4. POJEMNOŚCI ZŁĄCZA P⁺-N

Nadmiarowe nośniki mniejszościowe dyfuzyjnego prądu elektronowego I_{nd} w obszarze neutralnym p i dyfuzyjnego prądu dziurowego I_{pd} w obszarze neutralnym n, tworzą w tych obszarach ruchome ładunki elektronów ($-Q_n$) i dziur ($+Q_p$), które tworzą całkowity ładunek dyfuzyjny $Q_d = Q_n + Q_p$ (rys.3.6). Wielkość tych ładunków zależy od napięcia polaryzującego złącze i jest proporcjonalna do obszarów pod krzywą rozkładu nośników mniejszościowych po każdej stronie złącza.

Dla diody p^+-n ładunek nadmiarowych dziur w obszarze neutralnym typu n (w bazie n) jest większy od ładunku nadmiarowych elektronów po stronie przeciwnej złącza: $Q_p \gg Q_n$. Ponadto dla diody z tzw. krótką bazą n , gdy jej długość jest mniejsza od średniej drogi dyfuzji dziur; $W_n \ll L_p$, rozkład dziur w bazie jest liniowy i tworzą one ładunek

$$Q_p = qS(W_n - x_n) \frac{p_n}{2} = \frac{qS(W_n - x_n)}{2} \frac{n_i^2}{N_D} \left[\exp\left(\frac{u_D}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (3.10)$$

gdzie: S - powierzchnia złącza, x_n - współrzędna początku obszaru neutralnego n .

Zmiany napięcia na diodzie wywołują zatem zmiany ładunku dyfuzyjnego. Taka zmiana określa *pojemność dyfuzyjną*

$$C_d \equiv \left. \frac{dQ_d}{du_D} \right|_{U_D} \quad (3.11)$$

Dla diody p^+-n otrzymujemy

$$C_d = \frac{qA(W_n - x_n)}{2\phi_T} \frac{n_i^2}{N_D} \left[\exp\left(\frac{U_D}{\phi_T}\right) - 1 \right] = \frac{(W_n - x_n)^2}{2D_p} \frac{I_D}{\phi_T} = \frac{\tau_p}{2} \frac{I_D}{\phi_T} \quad (3.11a)$$

albo prościej

$$C_d \approx 39\tau_p I_0 \exp(39U_D) \quad [\text{pF}], \text{ gdy } I_0 \text{ w } [\text{mA}] \quad (3.11b)$$

W ogólnym przypadku

$$C_d = \frac{I_{nd}\tau_n + I_{pd}\tau_p}{\phi_T} \quad (3.11c)$$

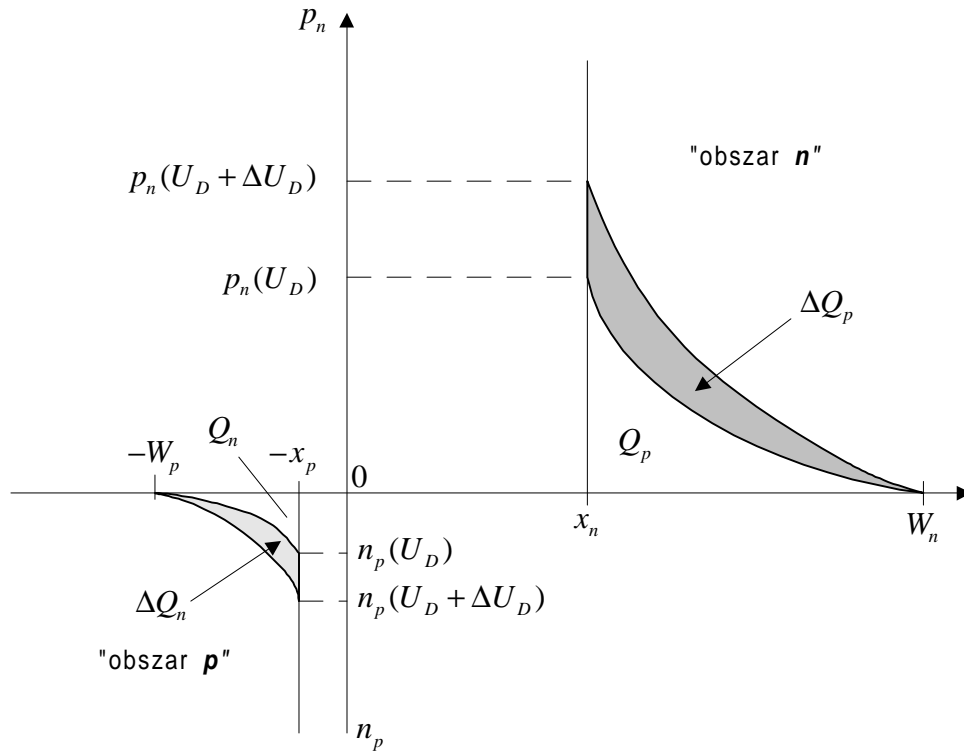
gdzie: τ_n i τ_p - czasy życia elektronów i dziur jako nośników mniejszościowych w obszarach neutralnych.

Poza tym, zmiany napięcia przyłożone do diody wywołują zmiany szerokości warstwy zaporowej złącza $p-n$, czyli zmiany ładunku przestrzennego zjonizowanych domieszek po obu stronach złącza (rys.3.7). Tę zmianę ładunku

$$dQ_{JD} = |dQ_{JA}| \equiv dQ_J$$

układ zewnętrzny diody przyjmuje jako zmianę pojemności, którą nazywamy *pojemnością złączową* (albo *barierową*)

$$C_j = C_j(u_D) \equiv \left. \frac{dQ_j}{du_D} \right|_{u_D} \quad (3.12)$$



Rys.3.6. Dodatnie zmiany ładunku nadmiarowego nośników mniejszościowych złącza skokowego p⁺-n przy skokowym wzroście napięcia o ΔU_D

Jeżeli założyć stałą szerokość d warstwy zaporowej w całym przekroju złącza o powierzchni S , to przez analogię z kondensatorem płaskim, możemy stwierdzić, że pojemność złączowa dla złącza skokowego wynosi

$$C_j = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 S}{d} = S \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{2} \frac{q N^*}{\psi_0 - U_D} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.13)$$

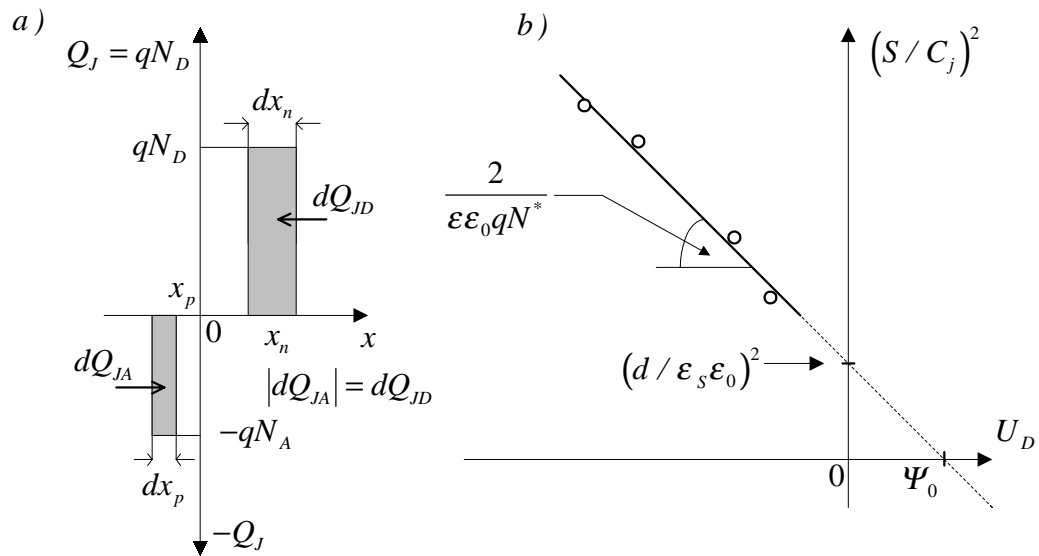
gdzie : $N^* = N_A N_D / (N_A + N_D)$, przy czym N_A - koncentracja akceptorów w obszarze typu p, oraz N_D - koncentracja donorów w obszarze typu n. Natomiast dla złącza o liniowym rozkładzie domieszek, gdy $N = ax$, pojemność złączowa wyraża się zależnością

$$C_j = S \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q a}{12(\psi_0 - U_D)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.13a)$$

Zależność (3.13) przekształcona do postaci

$$\left(\frac{S}{C_j}\right)^2 = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q N^*} (\psi_0 - U_D) \quad (3.14)$$

jest zależnością liniową, pozwalającą bezpośrednio z wykresu wyznaczyć niektóre parametry złącza: napięcie dyfuzyjne ψ_0 (z odcinka na odciętej), koncentrację domieszek (z nachylenia prostej) oraz szerokość złącza na rzędnej $(S/C_j)^2$ - rys.3.7.



Rys.3.7. a). Zmiany szerokości ładunku przestrzennego d ($d \equiv |x_p| + x_n$) w funkcji napięcia na złączu, b). Zależność (3.14) dla złącza progowego p⁺-n

Jeżeli ponadto uwzględnić pojemności pasożytnicze pomiędzy złączem a obudową diody C_o , to całkowita pojemność diody p-n wyniesie

$$C = C_d + C_j + C_o \quad (3.15)$$

Już przy małych prądach przewodzenia $C_d > C_j$, zaś przy polaryzacji zaporowej mamy relację odwrotną: $C_d \ll C_j$, i pojemność złącza wynosi od dziesiątych części do setek pF. Właśnie w zakresie napięć rewersyjnych pracują *diody pojemnościowe*.

Zależność (3.13) jest modelowa dla złącza skokowego. W przypadku ogólnym pojemność złączowa jest przedstawiana zależnością empiryczną

$$C_j(u_D) = \frac{C_j(0)}{\left(1 - \frac{u_D}{\psi_0}\right)^{1/m}} = B(\psi_0 - u_D)^{-m} \quad (3.16)$$

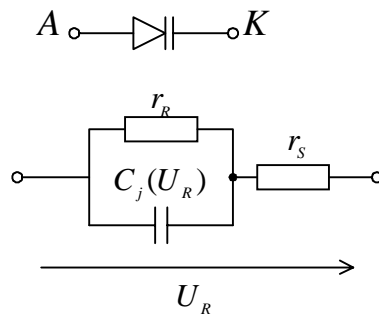
gdzie $B=C_j(0)\psi_0^{-m}$.

Natomiast całkowitą pojemność diody przedstawimy jako

$$C(u_D) = B(\psi_0 - u_D)^{-m} + C_o \quad (3.17)$$

Analitycznie można wykazać, że dla rozkładu liniowego $N(x)=ax$ współczynnik $m=1/3$, zaś dla rozkładu skokowego (progowego) $m=1/2$.

Model diody pojemnościowej spolaryzowanej zaporowo przedstawia rys.3.8.



Rys.3.8. Symbol graficzny i schemat zastępczy diody pojemnościowej

Diody pojemnościowe pracują w strojonych napięciowo układach rezonansowych jako tzw. warikapy oraz w układach mikrofalowych jako waraktory we wzmacniaczach parametrycznych. Istotna jest wówczas dobroć takiego elementu. Dla schematu zastępczego diody z rys.3.8, wynosi ona

$$Q = \frac{\omega C_j r_R}{\omega C_j^2 r_R r_S + \frac{r_S}{r_R} + 1} \quad (3.18)$$

a jej zależność logarytmiczną przedstawia rys.3.9.

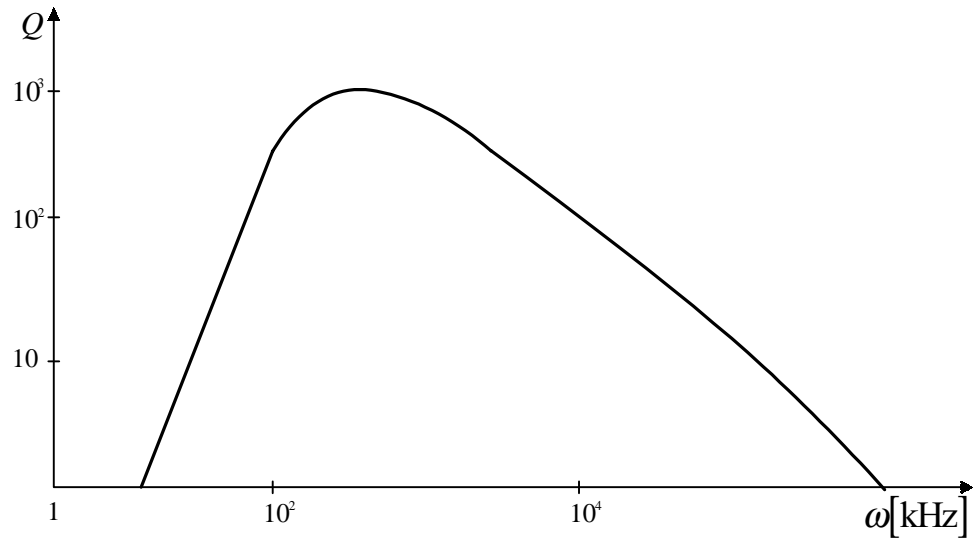
Gdy $(\omega C_j r_R) > 1$, to z (3.18) otrzymujemy

$$Q \approx \frac{\omega C_j r_R}{1 + \omega^2 C_j^2 r_R r_S} \quad (3.18a)$$

Maksymalna wartość dobroci, wyznaczona na podstawie (3.18a), wynosi

$$Q_{MAX} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_R}{r_S}} \quad (3.19)$$

przy pulsacji $\omega_M = \frac{1}{C_j \sqrt{r_R r_S}}$.



Rys.3.9. Dobroć warikapu w funkcji pulsacji

Dla małych częstotliwości, gdy $r_S \ll 1/\omega C_j$ oraz $r_S/r_R \ll 1$, dobroć jest funkcją liniową pulsacji

$$Q \approx \omega C_j r_R \quad (3.20a)$$

zaś dla wielkich częstotliwości, gdy $(\omega C_j r_R) \gg 1$, jest odwrotnie proporcjonalna do pulsacji

$$Q \approx \frac{1}{\omega C_j r_S} \quad (3.20b)$$

3.5. MODELE MAŁOSYGNAŁOWE DIODY

Impedancja diody jako elementu nieliniowego zależy także od amplitudy i częstotliwości wymuszenia napięciowego. Zwykle sygnał napięciowy wymuszający prąd w diodzie ma charakter harmoniczny o amplitudzie U_d , dużo mniejszej od napięcia stałego $U_D > 0$, polaryzującego przewodząco diodę ($U_d \ll U_D$), który zapiszemy jako

$$u_D(t) = U_D + u_d(t) = U_D + U_d \cos(\omega t) \quad (3.21)$$

Przy bardzo małych częstotliwościach wymuszenia napięciowego efekty pojemnościowe są pomijane, a rezystancję dynamiczną diody dyfuzyjnej n-p przy $U_D \gg \phi_T$ otrzymujemy różniczkując uproszczoną zależność napięciowo-prądową

$$i_D = I_S \left[\exp\left(\frac{u_D}{n\phi_T}\right) - 1 \right] \approx I_S \exp\left(\frac{u_D}{n\phi_T}\right) \quad (3.22)$$

Zatem rezystancja dynamiczna wynosi

$$r_d \equiv \left. \frac{du_D}{di_D} \right|_{I_D} = \frac{n\phi_T}{I_D + I_S} \approx \frac{n\phi_T}{I_D} \quad (3.23)$$

i jest miarą krzywizny charakterystyki napięciowo-prądowej w punkcie (U_D, I_D) - rys.3.2. Wartość r_d wyznaczamy graficznie jako cotangens kąta nachylenia stycznej do charakterystyki w punkcie (U_D, I_D) - w odróżnieniu od rezystancji stałoprądowej r_D , określanej przez nachylenie prostej przechodzącej przez punkty $(0, 0)$ i (U_D, I_D) , czyli

$$r_D \equiv \frac{U_D}{I_D} \quad (3.24)$$

Reaktancja diody związana jest ze zmianami ładunku w warstwie zaporowej złącza i ładunku nośników mniejszościowych w bazie diody. Na jej wielkość składają się przede wszystkim pojemność dyfuzyjna C_d , określona zależnościami (3.11 i 3.12), oraz pojemność złączowa C_j , określona zależnością (3.13).

Elementarna analiza zachowania się nośników mniejszościowych w diodzie dyfuzyjnej p^+-n o długiej n -bazie pozwala przedstawić admitancję diody w postaci [86]

$$y = \frac{I_D}{\phi_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} + j\omega C_j \quad (3.25)$$

gdzie τ_p - średni czas życia dziur jako nośników mniejszościowych w bazie typu n .

Dla małych pulsacji, gdy $\omega\tau_p \ll 1$, z powyższej zależności mamy

$$y \approx \frac{I_D}{\phi_T} + j\omega \left[\left(\frac{I_D}{2\phi_T} \right) \tau_p + C_j \right] \equiv g_d + j\omega(C_d + C_j) \quad (3.26)$$

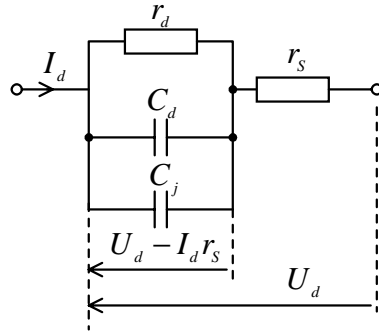
gdzie: $g_d \equiv 1/r_d \approx I_D/\phi_T$ - konduktancja diody, zaś C_d - pojemność dyfuzyjna, określona zależnością

$$C_d = \frac{I_D \tau_p}{2\phi_T} = \frac{g_d \tau_p}{2} \quad (3.27)$$

Natomiast dla dużych pulsacji, gdy $\omega\tau_p \gg 1$, admitancja (3.25) przyjmuje postać

$$y \approx \frac{I_D}{\phi_T} \sqrt{j\omega\tau_p} + j\omega C_j = g_d \sqrt{\frac{\omega\tau_p}{2}} + j\omega \left(g_d \sqrt{\frac{\tau_p}{2\omega}} + C_j \right) \quad (3.28)$$

Elementy admitancyjne równań (3.26) i (3.28) występują w schemacie zastępczym diody półprzewodnikowej (rys.3.10).



Rys.3.10. Małosygnałowy schemat zastępczy diody p⁺-n

3.6. DIODY STABILIZACYJNE

Diody stabilizacyjne pracują w zakresie rewersyjnym charakterystyki napięciowo-prądowej w warunkach odwracalnego przebicia elektrycznego złącza p⁺-n⁺ o mechanizmie Zenera lub/i lawinowym (rys.3.11). W takim bardzo cienkim złączu powstają warunki ostrego i wyraźnego przebicia wyrażającego się nagłym i znacznym wzrostem prądu przy stosunkowo niskich napięciach. Diody stabilizacyjne są wykonywane zwykle z krzemu, dlatego są bardziej stabilne i odporne na przebicie cieplne niż diody germanowe.

Maksymalna dopuszczalna moc rozproszenia P_{max} diody stabilizacyjnej ogranicza jej prądowy zakres pracy w danej temperaturze otoczenia T_a . Zakres ten można określić na podstawie maksymalnej mocy dopuszczalnej $P_{max}(20^\circ\text{C})$ w temperaturze otoczenia $T_a=20^\circ\text{C}$ (lub 300K) oraz dopuszczalnej maksymalnej temperatury złącza T_{jmax}

$$P_{MAX} = P_{MAX}(20^\circ\text{C}) \frac{T_{jmax} - T_a}{T_{jmax} - 20^\circ\text{C}} \quad (3.29)$$

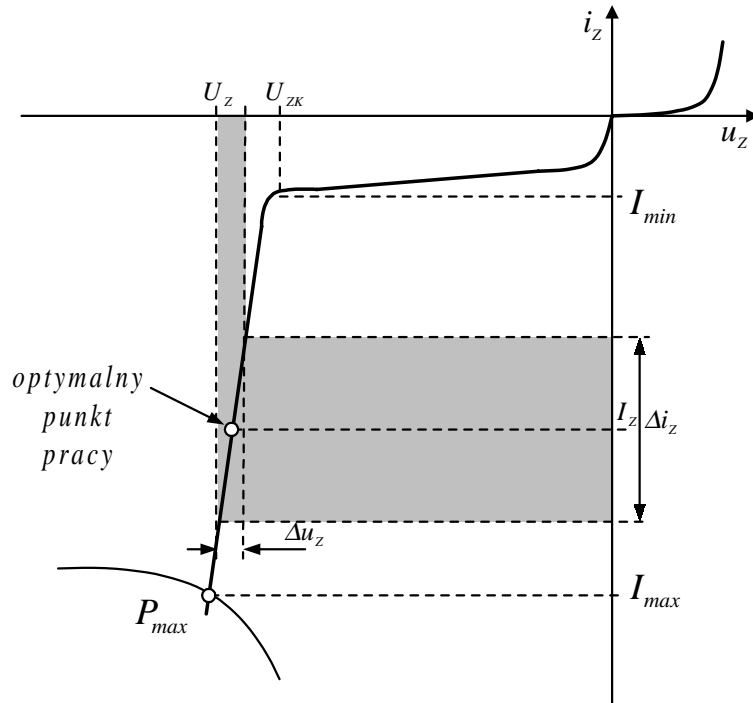
Charakterystyczne nominalne napięcie przebicia U_{ZK} (ang. *k - knee*) jest niewiele mniejsze od napięcia stabilizacji U_Z . Zatem można przyjąć, że maksymalny prąd stabilizacji wynosi

$$I_{max} = \frac{P_{max}}{U_Z} \quad (3.30)$$

Warunki pracy diody ustawia się w ten sposób, że średni prąd pomiędzy

I_{max} a I_{min} wyznacza punkt pracy stabilizowanego prądu

$$I_Z = \frac{I_{max} + I_{min}}{2} \quad (3.31)$$



Rys.3.11. Charakterystyka i zakres użytecznej pracy diody stabilizacyjnej

Dla punktu pracy (I_Z, U_Z) definiujemy rezystancję dynamiczną

$$r_z = \frac{\Delta u_Z}{\Delta i_Z} \quad (3.32)$$

oraz rezystancję stałoprądową

$$R_Z = \frac{U_Z}{I_Z} \quad (3.33)$$

Stosunek obu rezystancji nazywany jest *współczynnikiem nieliniowości* diody stabilizacyjnej

$$\beta \equiv \frac{R_Z}{r_z} = \frac{\frac{U_Z}{I_Z}}{\frac{\Delta u_Z}{\Delta i_Z}} = \frac{U_Z}{I_Z} \frac{\Delta i_Z}{\Delta u_Z} \quad (3.34)$$

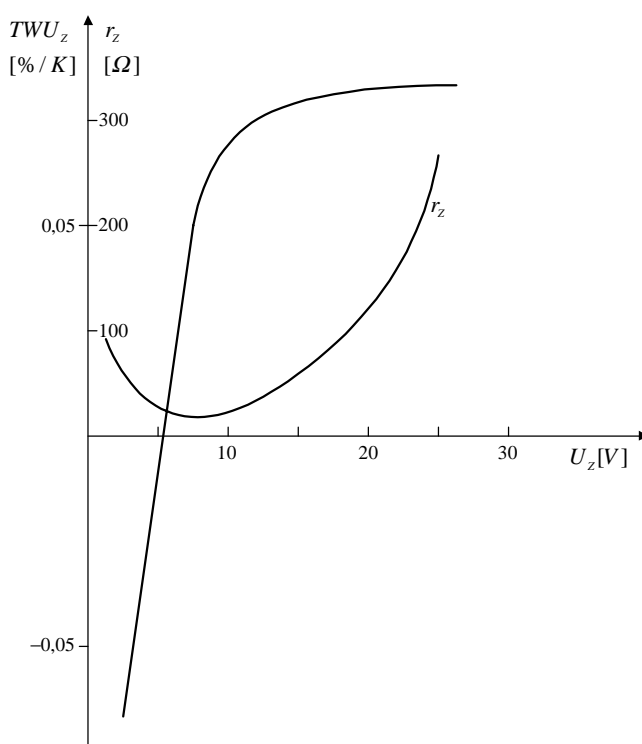
Współczynnik ten wyraża względne zmiany prądu płynącego przez diodę stabilizacyjną do wywołanych nim względnych zmian napięcia i dla dobrych diod stabilizujących $\beta > 100$.

Wpływ temperatury otoczenia na stabilizowaną wartość napięcia jest określany *temperaturowym współczynnikiem względnych zmian* U_Z

$$TWU_Z = \frac{\Delta U_Z}{U_Z \Delta T} \quad [\%/K] \quad (3.35)$$

gdzie: ΔU_Z - średnia wartość zmian temperaturowych U_Z przy prądzie I_Z ,
 ΔT - dopuszczalny zakres temperatury pracy diody.

Właśnie wielkość i znak TWU_Z ujawnia charakter przebiecia elektrycznego złącza diody stabilizacyjnej (rys.3.12).



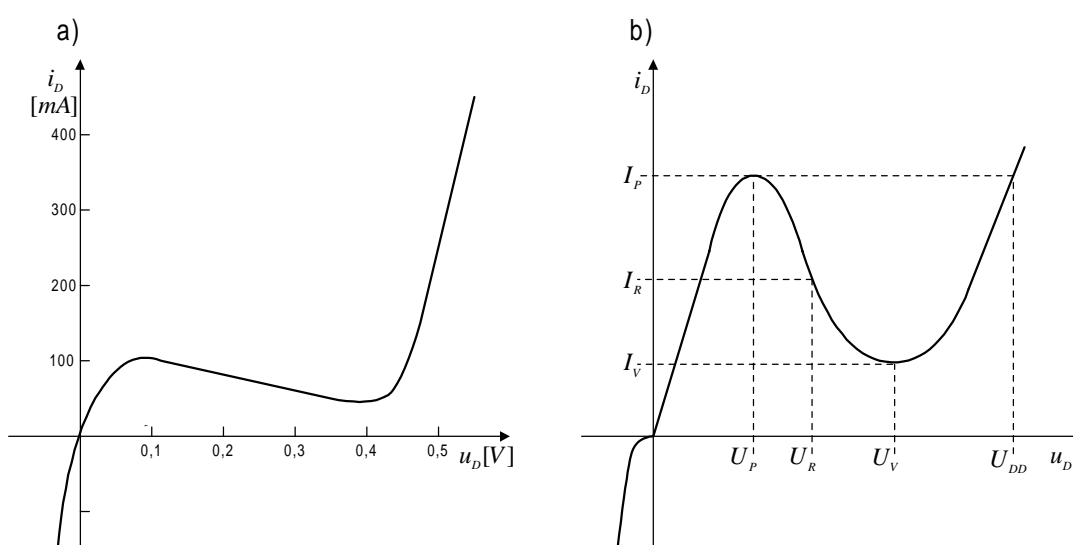
Rys.3.12. TWU_Z i rezystancja dynamiczna w funkcji napięcia stabilizacyjnego

Przy przebiciu Zenera posiada ona $TWU_Z < 0$, zaś przy przebiciu lawinowym $TWU_Z > 0$. Przy koncentracji domieszek $N_D = N_A \approx 5,10^{22} \text{ m}^{-3}$ (co pozwala uzyskać $U_Z = 5 \dots 6 \text{ V}$) następuje kompensacja efektów temperaturowych przebiecia złącza i $TWU_Z \approx 0$. Duży dodatni TWU_Z w diodach stabilizacyjnych o napięciu powyżej 15 V jest zwykle kompensowany poprzez utworzenie struktury szeregowej złącz $p^{++}-n^{++}-n-p$. Drugie złącze pracuje w kierunku przewodzenia i ma $TWU_F < 0$, przy typowej wartości $U_F = 0,7 \dots 1 \text{ V}$, co skutecznie sprowadza wypadkową wartość współczynnika temperaturowego blisko zera w diodach stabilizacyjnych z kompensacją temperaturową. Napięcia poniżej 1V mogą być stabilizowane przez *stabistory* - diody p-n polaryzowane przepustowo, jednakże ich TWU_F jest znaczny i wynosi od - 0,2 do - 0,08 %/K dla temperaturowo skompensowanych

stabistorów.

3.7. DIODY TUNELOWE

Jeżeli obszar złącza diody zostanie jeszcze bardziej zdomieszkowany niż w diodzie Zenera, to napięcie przebicia takiego złącza stanie się bliskie zero: $U_{ZK} \approx 0$. Dioda $p^{++}-n^{++}$, która ma większą rezystancję w kierunku przewodzenia niż w kierunku zaporowym jest *diodą wsteczną* (rys.3.14a). Jest to zatem odwrócenie funkcji złącza - bardzo użyteczne w detekcji sygnałów mikrofalowych. Są to zwykle diody germanowe.



Rys.3.13. Typowe charakterystyki: a). Germanowej diody wstecznej, b). Diody tunelowej

Diody tunelowe są jeszcze bardziej zdomieszkowane ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) i wyróżniają się swoją nietypową, w kształcie litery N, charakterystyką napięciowo-prądową w kierunku przewodzenia (rys.3.14b). Jej szczególną cechą jest zakres napięciowy o ujemnej rezystancji dynamicznej $r = du_D/di_D$, w którym prąd maleje od wartości szczytowej I_P (*peak*) do minimum lokalnego I_V (*valley*) przy wzroście napięcia od U_P do U_V . W tym zakresie średnia wartość ujemnej rezystancji wynosi

$$r_{md} = \frac{U_V - U_P}{I_V - I_P} \quad (3.36)$$

W zakresie rezystancji ujemnej prąd diody zmienia charakter z tunelowego na dyfuzyjny, który dla napięć $u_D > U_V$ jest) zasadniczym prądem diody - poza prądami upływnościowymi. Przebieg

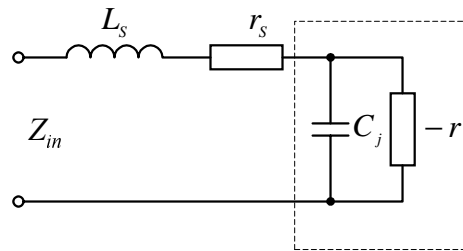
charakterystyki w przybliżeniu może być zapisany jako suma tych dwóch prądów

$$i_D = I_P \frac{u_D}{U_P} \exp\left(1 - \frac{u_D}{U_P}\right) + I_0 \left[\exp\left(\frac{u_D}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (3.37)$$

Rezystancja dynamiczna dla napięć U_P i U_V jest zatem nieskończenie wielka, natomiast w punkcie przegięcia charakterystyki (U_R, I_R) osiąga minimalną wartość ujemną

$$r_{min} = -\frac{U_R}{I_R} \approx -\frac{2U_P}{I_P} \quad (3.38)$$

Taki prosty opis diody tunelowej jako rezystancji ujemnej jest właściwy tylko dla małych częstotliwości. W praktyce diody te są wykorzystywane zwykle do wzmacniania i generacji przy dużych częstotliwościach. W paśmie mikrofalowym w schemacie zastępczym diody tunelowej należy uwzględnić znaczną pojemność złącza C_j oraz indukcyjność L_S i rezystancję szeregową r_S doprowadzeń drutowych, które także oddziałują na pracę diody.



Rys.3.14. Schemat zastępczy diody tunelowej

Zgodnie z tym schematem impedancja wejściowa diody tunelowej wynosi

$$Z_{in} = \left[r_S + \frac{-r}{1 + (\omega r C_j)^2} \right] + j\omega \left[L_S - \frac{r^2 C_j}{1 + (\omega r C_j)^2} \right] \quad (3.39)$$

Część rzeczywista tej impedancji jest równa zero przy częstotliwości

$$f_{r0} = \frac{1}{2\pi r C_j} \sqrt{\left(\frac{r}{r_S} - 1\right)} \quad (3.40)$$

Dla większych częstotliwości składowa aktywna impedancji staje się dodatnia, a f_{r0} osiąga wartość maksymalną przy $|r| = 2r_S$. W ten sposób o właściwościach częstotliwościowych diody tunelowej decyduje stała czasowa $r_S C_j$. Przy dużych koncentracjach domieszek pojemność

złączowa jest jednak znaczna - może sięgać nawet do 100 pF.
Część urojona impedancji (3.39) zeruje się przy częstotliwości

$$f_{x0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left[\frac{1}{L_s C_j} - \frac{1}{(r C_j)^2} \right]} \quad (3.41)$$

Jest to częstotliwość rezonansowa własnych drgań pasożytniczych. Dlatego w typowych zastosowaniach mikrofalowych dioda pracuje przy częstotliwościach f_0 mniejszych niż f_{x0} i f_{r0} ($f_{x0} > f_{r0} > f_0$), a drgania te nie wystąpią do wartości krytycznych, jeżeli

$$L_s < C_j r_s r \quad (3.42)$$

Małą indukcyjność szeregową uzyskuje się poprzez wykonywanie wyprowadzeń prądowych diody z taśm, membran lub większych płytek zamiast z cienkich drutów.

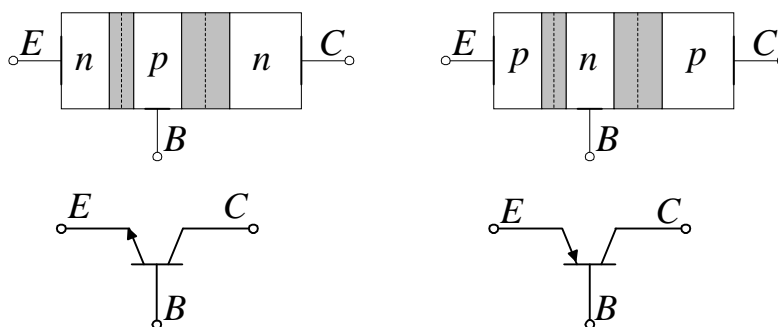
W zależności od wartości parametrów własnych w schemacie zastępczym oraz wielkości napięcia polaryzacji i obciążenia dioda tunelowa może pracować jako wzmacniacz, oscylator lub przełącznik. Diody wzmacniające powinny mieć duże częstotliwości krytyczne i mały poziom szumów, diody oscylacyjne - dużą moc przekazywaną do obciążenia, a diody przełącznikowe - duży skok napięcia $U_V - U_P$.

4 TRANZYSTORY BIPOLARNE

4.1. BUDOWA I DZIAŁANIE TRANZYSTORÓW BIPOLARNYCH

4.1.1. Struktury złączowe tranzystorów

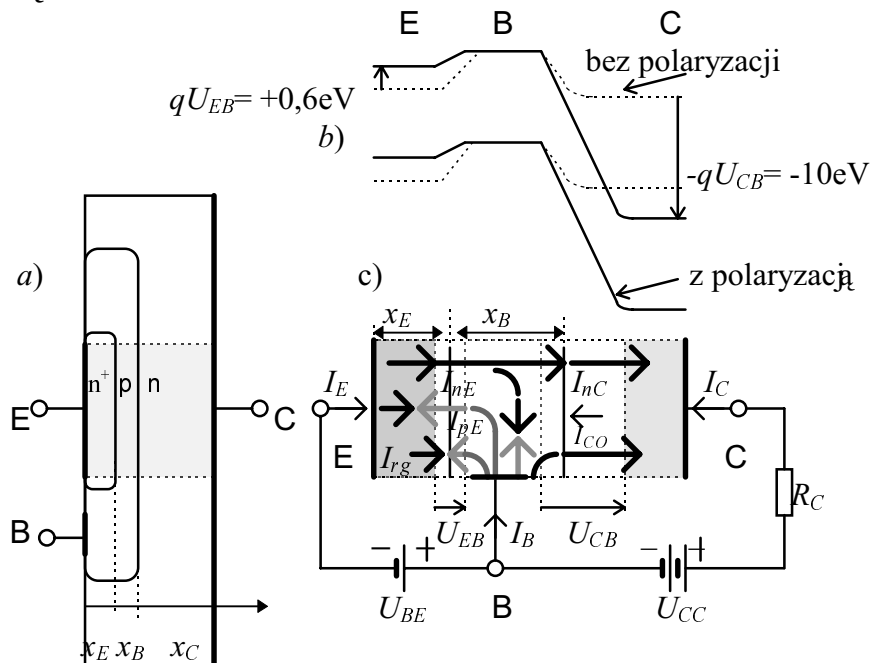
Tranzystor bipolarny jest trójelektrodowym przyrządem półprzewodnikowym zbudowanym z dwóch złączy p-n lub n-p wykonanych w jednym kryształ, odległych nie więcej niż $1\text{ }\mu\text{m}$ w strukturze n-p-n lub p-n-p przez które płyną prądy obu typów nośników: elektronów i dziur - stąd określenie: *tranzystor bipolarny* (rys.4.1). Złącza te rozgraniczają trzy obszary neutralne tranzystora: emitera (E), bazy (B) i kolektora (C) - każdy obszar ma własną elektrodę zewnętrzną. Nośnikami prądu w bazie tranzystora n-p-n są dziury, a w tranzystorze p-n-p - elektrony.



Rys.4.1. Struktury n-p-n i p-n-p tranzystorów bipolarnych oraz ich symbole układowe: E-emiter, C-kolektor, B-baza

Zasada działania obu typów tranzystora jest jednakowa: nośniki mniejszościowe wstrzyknięte z emitera ponad obniżoną barierą spolaryzowanego przewodzącego złącza E-B do bazy, dyfuzyjnie przemieszczają się przez jej obszar neutralny, aż zostaną porwane polem elektrycznym złącza B-C, aby dotrzeć w miarę bez strat rekombinacyjnych do elektrody kolektora (rys.4.2). Różnica polega jedynie na tym, że w tranzystorze o strukturze n-p-n prąd nośników mniejszościowych, płynący przez bazę, tworzą elektrony, a w tranzystorze o strukturze p-n-p - dziury. Tranzystor bipolarny pracuje efektywnie jako wzmacniacz w *stanie aktywnym normalnym*, w którym złącze emiterowe spolaryzowane jest przewodząco ($U_{BE} > 0$),

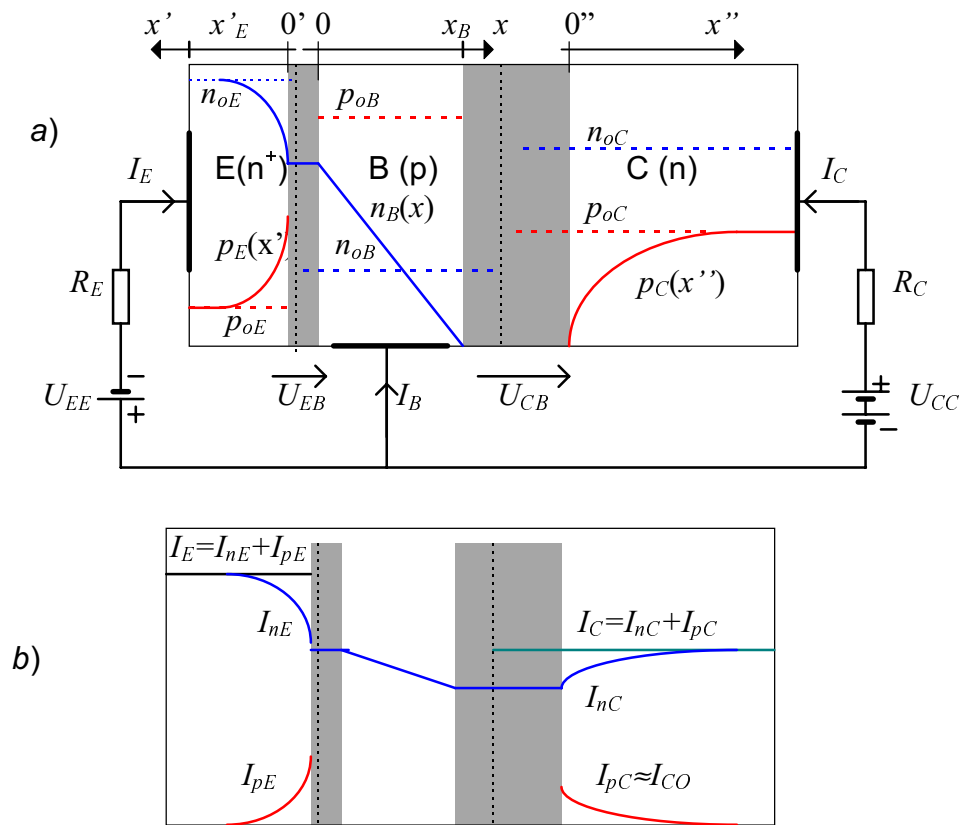
a kolektorowe zaporowo ($U_{BC} < 0$). Ta efektywność uwarunkowana jest grubością bazy x_B , która powinna być dużo mniejsza niż droga dyfuzji nośników mniejszościowych wstrzykniętych do bazy L_{nB} ($x_B \ll L_{nB}$), zaś koncentracja nośników większościowych w emiterze powinna być dużo większa niż w bazie.



Rys.4.2. a). Przekrój planarnego tranzystora bipolarnego n-p-n, b). Diagram pasm energetycznych, c). Jego jednowymiarowy model przy polaryzacji do pracy w układzie wzmacniającym $u_{EB} > 0$ i $u_{CB} < 0$ (z zaznaczonymi strumieniami elektronów \rightarrow i dziur \rightarrow)

Również w kolektorze powinno być (w stanie równowagi termodynamicznej) mniej nośników większościowych niż w emiterze: $n_{oC} \ll n_{oE}$, a zatem bardziej efektywne są niesymetryczne struktury n^+p-n (rys.4.3a). Ponadto, obszar złącza kolektorowego skuteczniej zbiera elektrony, gdy jest kilkakrotnie większy od złącza emiterowego. Powyższe warunki są najłatwiejsze do spełnienia w technologii epiplanarnej tranzystorów krzemowych. W tych warunkach pracy, zgodnie z teorią złącza p-n, złącze emiterowe ma niewielką rezystancję - kilkunastu omów, natomiast spolaryzowane zaporowo złącze kolektorowe ma dużą rezystancję - kilka megaomów - ale tylko wtedy, gdy w obwodzie emitera nie płynie żaden prąd. Podczas pracy w konfiguracji wspólnej bazy (rys.4.2) złącze emiterowe efektywnie wstrzykuje duży strumień elektronów do neutralnego obszaru bazy.

Strumień ten tworzy prąd elektronowy emitera I_{nE} - przeciwnie skierowany do kierunku strumienia. Jest to zasadniczy prąd tranzystora - tzw. *prąd sprzężenia*.



Rys. 4.3. a). Rozkłady nośników, b). Rozkłady prądów dyfuzyjnych w tranzystorze n⁺-p-n przy pracy w stanie normalnym aktywnym, gdy $x_B < L_{nB}$ (n_{oE} , p_{oE} i n_{oC} , p_{oC} - stany równowagowe koncentracji nośników w emiterze i kolektorze)

W bazie jednorodnie domieszkowanej akceptorami, nadmiarowe elektrony przemieszczają się w stronę złącza kolektorowego, tworząc prąd dyfuzyjny

$$I_n = qAD_{nB} \frac{dn(x)}{dx} \quad (4.1)$$

gdzie A - obszar przekroju poprzecznego bazy, D_{nB} - współczynnik dyfuzji elektronów w obszarze bazy.

Część elektronów ulegnie rekombinacji w obszarze bazy. Jednakże znaczna ich większość dotrze do złącza kolektorowego, przez które zostaną szybko przemieszczone w silnym polu elektrycznym zaporowo spolaryzowanego złącza do obszaru neutralnego kolektora jako prąd I_{nC} , a następnie do jego obwodu zewnętrznego. Całkowity prąd kolektora I_C jest więc sumą tej części prądu emitera I_E , która dotarła do kolektora oraz własnego prądu nasycenia I_{CO} złącza kolektorowego spolaryzowanego zaporowo

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{C0} \quad (4.2)$$

gdzie: α_N - stałoprądowy współczynnik wzmacnienia prądu kolektorowego, tutaj definiowany następująco

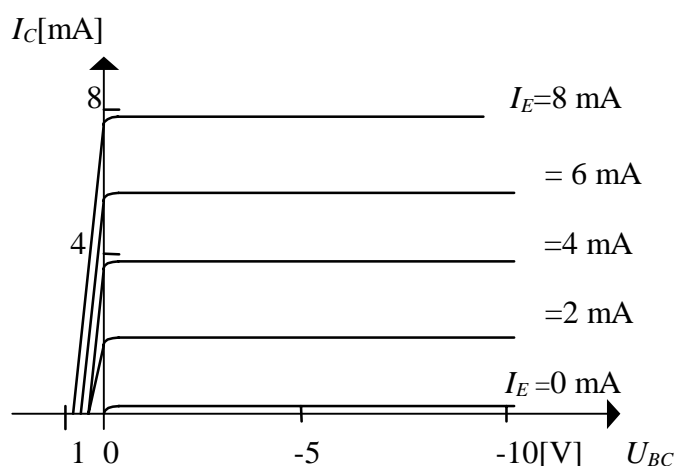
$$\alpha_N \equiv -\frac{I_C - I_{C0}}{I_E} \quad (4.3)$$

Ujemny znak w tej definicji wynika z przeciwnych kierunków prądów I_E i I_C , umownie skierowanych jak na rys.4.3a. W typowych tranzystorach wartość współczynnika $\alpha_N = 0,980 \dots 0,995$ i zależy głównie od relacji prądów I_C / I_E (rys.4.3b). Równanie kolektorowe (4.2) pozwala również wyznaczyć I_{C0} jako prąd kolektora przy $U_{BC} \ll 0$, gdy $I_E = 0$.

Ważność równania (4.2) można poszerzyć także i dla zakresu napięć w kierunku przewodzenia złącza kolektorowego ($U_{BC} > 0$), pisząc je w postaci

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{C0} \left[1 - \exp\left(\frac{U_{BC}}{\phi_T}\right) \right] \quad (4.4)$$

Wykreślone charakterystyki wyjściowe tranzystora według tej zależności przedstawia rys.4.4.



Rys.4.4. Charakterystyki wyjściowe tranzystora dla konfiguracji wspólnej bazy - według zależności (4.4)

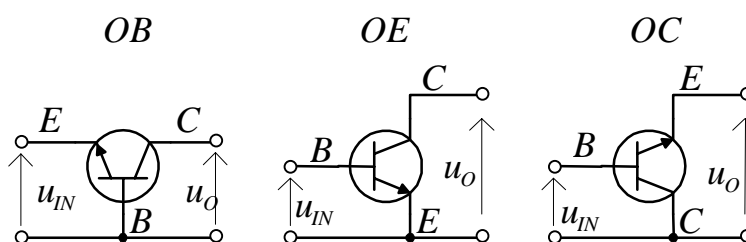
Dla zakresu napięć $U_{BC} > 0$ także kolektor wstrzykuje elektrony do bazy: mówimy wtedy, że tranzystor wchodzi w *stan nasycenia*. Zatem na skutek iniekcji nośników z emitera prąd kolektora wzrasta od niewielkiej wartości prądu rewersyjnego I_{C0} do $I_C \approx I_E$. W ten sposób przez zaporowo spolaryzowane złącze płynie prąd prawie taki sam jak

prąd płynący przez spolaryzowane w kierunku przewodzenia złącze emiterowe. Jeżeli prąd kolektora wzrasta przy stałym napięciu źródła zasilania U_{CC} , to fizycznie oznacza, że rezystancja złącza kolektorowego dla prądu elektronowego zmniejsza się i staje się porównywalna z rezystancją złącza emiterowego. W wyniku iniekcji (emisji) zachodzi zatem transformacja rezystancji kolektora - stąd nazwa tego przyrządu: tranzystor.

Jednakże przez spolaryzowane przewodząco złącze E-B wstrzykiwane są do emitera dziury, tworząc prąd I_{pE} - całkiem bezużyteczny w zasadniczej funkcji tranzystora jako elementu wzmacniającego. Prąd ten razem z prądami rekombinacyjnymi w obszarze złącza I_{rg} i obszarze neutralnym bazy $I_{nE} - I_{nC}$ oraz prądem I_{C0} składają się na całkowity prąd bazy I_B . Powstałe na skutek rekombinacji ubytki ładunku dodatniego w obszarze bazy są uzupełniane ze źródła w obwodzie zewnętrznym.

4.1.2. Konfiguracje i stany pracy tranzystora

We wzmacniających układach tranzystorowych wyróżnia się obwód wejściowy i obwód wyjściowy; na wejściowy podawane jest zmienne napięcie sygnału wzmacnianego, w wyjściowym wydzielany jest w obciążeniu wzmocniony sygnał. W zależności od tego, która elektroda tranzystora jest wspólna dla obu obwodów wyróżniamy trzy konfiguracje włączenia tranzystora w układ wzmacniacza: wspólnej bazy (OB), wspólnego emitera (OE) i wspólnego kolektora (OC) - rys.4.7.



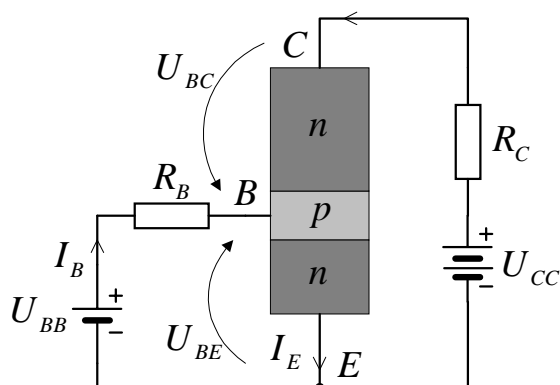
Rys.4.7. Trzy konfiguracje pracy tranzystora bipolarnego

Analizując poszczególne konfiguracje należy zawsze mieć na uwadze, że procesy fizyczne w tranzystorze nie zależą od tego, która z elektrod jest wspólna - zawsze uzyskamy wzmocnienie mocy sygnału. Wstępną analizę właściwości i parametrów wejściowych lub wyjściowych można przeprowadzić na podstawie kierunku polaryzacji i parametrów obu złącz jako szczególnych diod: *diody emiterowej* i *diody kolektorowej*. Złącza tych diod mogą być polaryzowane w kierunku

przewodzenia (przepustowym) lub zaporowym. Dla dwóch diod i dwóch kierunków polaryzacji mamy cztery kombinacje - cztery *stany pracy tranzystora*: *aktywny normalny*, *nasycenia*, *aktywny inwersyjny* i *odcięcia (zatkania)*.

Tranzystor pracuje jako wzmacniacz w stanie aktywnym normalnym, zaś gdy pracuje jako przełącznik, to przechodzi ze stanu odcięcia przez stan aktywny normalny do nasycenia - i odwrotnie.

Przejście tranzystora w stan nasycenia najprościej jest obserwować w konfiguracji OE (rys.4.8).



Rys.4.8. Tranzystor n^+p-n w konfiguracji OE

Suma napięć w obwodzie kolektorowym wynosi wówczas

$$U_{CC} = I_C R_C - U_{BC} + U_{BE} \quad (4.5)$$

Jeżeli U_{CC} jest wystarczająco duże, a spadek napięcia na rezystorze R_C dostatecznie mały, to $U_{BC} < 0$ - co oznacza polaryzację zaporową złącza B-C i stan aktywny normalny. Jeżeli jednak zwiększymy prąd bazy I_B i napięcie na złączu B-E, to wzrośnie prąd kolektorowy I_C , a wraz z nim i napięcie na rezystorze R_C . Wzrost tego napięcia oznacza, zgodnie z powyższym równaniem, spadek zaporowego napięcia na złączu kolektorowym - dokładniej spadek jego wartości bezwzględnej $|U_{BC}|$. W miarę wzrostu I_C przy stałej wartości U_{CC} powstanie taka sytuacja, że na złączu B-C pojawi się zerowe napięcie, a przy dalszym, już niewielkim wzroście I_C , złącze to stanie się spolaryzowane przewodząco $U_{BC} > 0$. Są to warunki dla *stanu nasycenia* tranzystora. W tym stanie $U_{BE} > 0$ i $U_{BC} > 0$, a prąd kolektora nie jest już kontrolowany przez I_B .

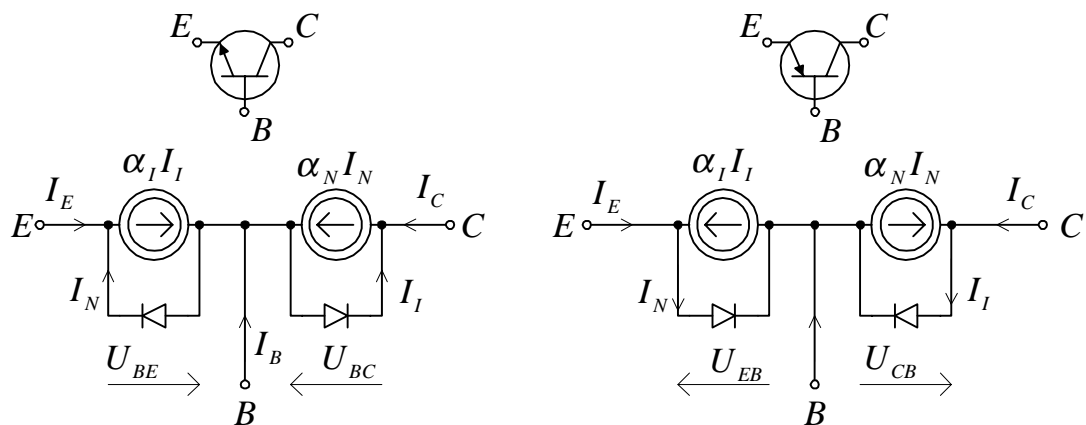
Działanie rzeczywistego tranzystora bipolarnego jest jednak bardziej złożone niż w powyższym najprostszym opisie modelowym. Efekty II rzędu: między innymi efekt modulacji szerokości bazy (efekt Early'ego), pojawienie się pola elektrycznego i składowej dryftowej prądu oraz duże poziomy wstrzykiwania nośników w bazie mają wpływ

na przebieg charakterystyk prądowych i wartości podstawowych parametrów pracy tranzystora bipolarnego.

4.2. CHARAKTERYSTYKI STAŁOPRĄDOWE

4.2.1. Model Ebersa - Molla

W pierwszym modelu Ebersa-Molla (model E-M) z roku 1954 [60] tranzystor bipolarny jest przedstawiony jako kombinacja dwóch parametrycznych źródeł prądowych, sterowanych prądami diod: emiterowej i kolektorowej. Na rys.4.9 przedstawiono modele Ebersa-Molla dla tranzystorów n-p-n i p-n-p, przy czym dla obu tranzystorów zastrzałkowano dodatnie napięcie na złączach, zaś prądy zewnętrzne przyjęto jako dodatnie, jeżeli wpływają do wnętrza układu (taka konwencja jest powszechnie stosowana w literaturze).



Rys.4.9. Modele Ebersa-Molla dla tranzystorów n-p-n i p-n-p.

Zgodnie z rys.4.9, prąd każdego złącza jest superpozycją prądu własnego oraz prądu wstrzykniętego przez złącze sąsiednie

$$I_E = -I_{ES} \left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\phi_T}\right) - 1 \right] + \alpha_I I_{CS} \left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (4.6)$$

$$I_C = \alpha_N I_{ES} \left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\phi_T}\right) - 1 \right] - I_{CS} \left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (4.7)$$

gdzie: I_{ES} - prąd rewersyjny nasycenia złącza emiterowego przy zwartym złączu kolektorowym ($U_{BC} = 0$), I_{CS} - prąd rewersyjny

nasycenia złącza kolektorowego przy zwartym złączu emiterowym ($U_{BE} = 0$), n i m - współczynniki nieidealności (emisji) złącza, kolejno emiterowego i kolektorowego, α_N - stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego tranzystora w konfiguracji wspólnej bazy (OB) przy aktywnej pracy normalnej, α_I - stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego tranzystora w konfiguracji OB przy aktywnej pracy inwersyjnej (zwrotnej). Powyższe parametry są współzależne w tożsamości Onsagera

$$\alpha_N I_{ES} = \alpha_I I_{CS} \equiv I_S \quad (4.8)$$

gdzie I_S jest tzw. *transportowym prądem nasycenia* w modelach komputerowych (np. SPICE). Zatem każdy z nich można wyznaczyć znając trzy pozostałe - jakkolwiek tożsamość ta jest prawdziwa tylko przy symetrii geometrycznej tranzystora.

Tożsamość Onsagera pozwala uzależnić równania E-M tylko od trzech parametrów α_N , α_I i I_S

$$I_E = -\frac{I_S}{\alpha_N} \left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\phi_T}\right) - 1 \right] + I_S \left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (4.9)$$

$$I_C = I_S \left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\phi_T}\right) - 1 \right] - \frac{I_S}{\alpha_I} \left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (4.10)$$

Obie powyższe pary równań E-M uproszczą się znacznie, jeżeli zdefiniujemy dwie wielkości

$$I_N \equiv I_{ES} \left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (4.11)$$

- *prąd diody emiterowej* dla aktywnej pracy normalnej tranzystora, przy $U_{BE} > 0,3 \text{ V}$ i $U_{BC} \ll 0$, oraz

$$I_I \equiv I_{CS} \left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (4.12)$$

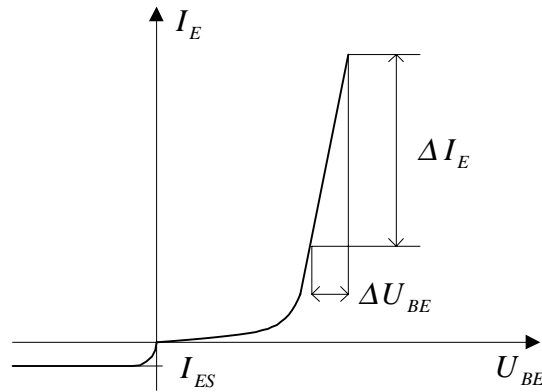
- *prąd diody kolektorowej* dla aktywnej pracy inwersyjnej tranzystora przy $U_{BE} \ll 0$ i $U_{BC} > 0,3 \text{ V}$. Dla wystarczająco dużych wartości napięcia $U_{BE} = 0,3 \dots 0,6 \text{ V}$, prąd diody emiterowej można zapisać jako

$$I_N = I_{ES} \exp\left(\frac{U_{BE}}{n\phi_T}\right) \quad (4.13)$$

W ten sposób powstaje najprostszy układ równań E-M

$$I_E = -I_N + \alpha_I I_I \quad (4.14)$$

$$I_C = \alpha_N I_N - I_I \quad (4.15)$$



Rys.4.10. Typowa charakterystyka diody emiterowej

Dwa równania Ebersa-Molla wraz z prawami Kirchhoffa dla tranzystora: prądowym (ppK)

$$I_E + I_C + I_B = 0 \quad (4.16)$$

oraz napięciowym (npK)

$$U_{CE} = U_{BC} - U_{BE} \quad (4.17)$$

są czterema niezależnymi równaniami tranzystora, które wiążą ze sobą jego sześć parametrów zewnętrznych: $I_C, I_E, I_B, U_{BE}, U_{BC}$ i U_{CE} . Ponadto z ppK otrzymujemy prąd bazy

$$I_B = -(I_E + I_C) = I_N(1 - \alpha_N) + I_I(1 - \alpha_I) \quad (4.18)$$

który często wystarczy zapisać jako

$$I_B \approx (1 - \alpha_N) I_{ES} \exp\left(\frac{U_{BE}}{n\phi_T}\right) \quad (4.19)$$

W normalnym aktywnym stanie pracy tranzystora złącze emiterowe jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia, a złącze kolektorowe zaporowo. W takich warunkach prąd kolektorowy można wyrazić przez prąd emiterowy

$$I_C = -\alpha_N I_E - I_I(1 - \alpha_N \alpha_I) \quad (4.20)$$

Ponieważ $U_{BC} \ll 0$, to z (4.12) otrzymujemy $I_I = -I_{CS}$ i zależność (4.20) możemy zapisać w postaci

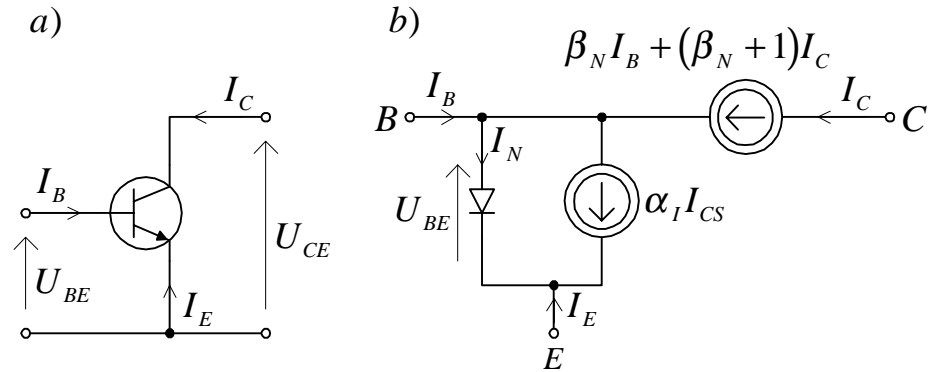
$$I_C = -\alpha_N I_E - I_{CS}(1 - \alpha_N \alpha_I) \quad (4.21)$$

Podobnie dla inwersyjnej pracy aktywnej mamy

$$I_E = -\alpha_I I_C - I_{ES}(1 - \alpha_N \alpha_I) \quad (4.22)$$

4.2.2. Charakterystyki tranzystora w konfiguracji OE

Tranzystor bipolarny pracuje najczęściej w konfiguracji wspólnego emitera OE, w której sterowany jest prądem bazy I_B (rys.4.11a).



Rys.4.11. a). Tranzystor n-p-n w konfiguracji OE, b). Jego wielkosygnałowy model

Jeżeli zatem skorzystamy z ppK według (4.11) i zastąpimy prąd emiterowy w równaniu (4.2) prądem $I_E - (I_B - I_C)$, to otrzymamy równanie kolektorowe dla konfiguracji OE

$$I_C = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B + \frac{I_{C0}}{1 - \alpha_N} = \beta_N I_B + (\beta_N + 1) I_{C0} \quad (4.23)$$

gdzie

$$\beta_N \equiv \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} \quad (4.24)$$

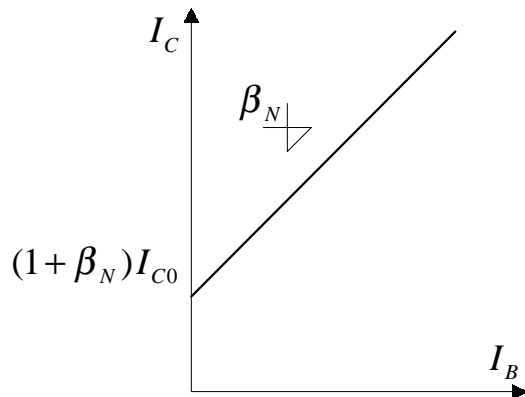
jest stałoprądowym współczynnikiem wzmocnienia prądowego w konfiguracji OE. Zależność (4.23) jest podstawowym równaniem tranzystora dla tej konfiguracji, która jest zilustrowana wielkosygnałowym modelem na rys.4.11b. Stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego β_N może być wyznaczony z charakterystyki przejściowej tranzystora $I_C = f(I_B)$ (rys.4.12).

Podobnie dla inwersyjnej pracy aktywnej tranzystora - po odwróceniu ról złącza emiterowego ze złączem kolektorowym - zdefiniujemy współczynnik inwersyjnego wzmocnienia prądowego w konfiguracji OE

$$\beta_I \equiv \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_I} \quad (4.25)$$

Prąd zerowy kolektora I_{CEO} przy otwartej bazie tranzystora (rys.4.11a) pracującego w konfiguracji OE definiujemy następująco

$$I_{CEO} \equiv I_C|_{I_B=0} = I_{CS} \frac{1 - \alpha_N \alpha_I}{1 - \alpha_N} = \frac{I_{C0}}{1 - \alpha_N} \quad (4.26)$$

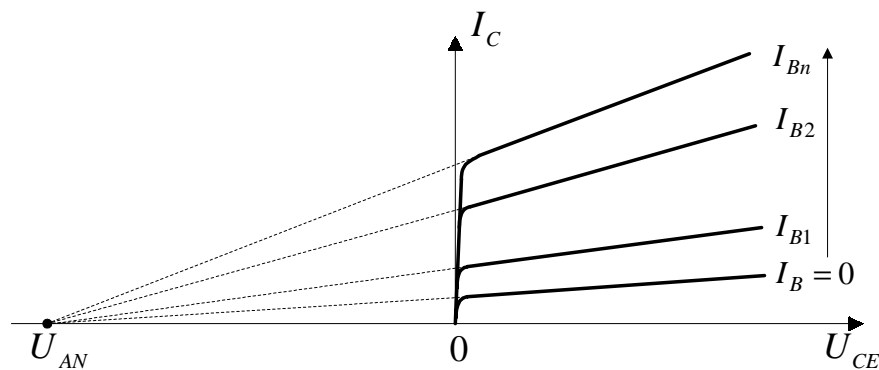


Rys.4.12. Charakterystyka przejściowa dla OE i jej parametry

Dla wystarczająco dużych napięć na tranzystorze ($U_{CE} > 0,3 \text{ V}$) charakterystyki wyjściowe w konfiguracji OE, na skutek efektu Early'ego, wykazują jednak zależność liniową od U_{CE} ze współczynnikiem nachylenia $1/U_{AN}$

$$I_C \approx \alpha_N I_{ES} \left(1 + \frac{U_{CE}}{U_{AN}} \right) \exp\left(\frac{U_{BE}}{nU_T} \right) = \beta_N I_B \left(1 + \frac{U_{CE}}{U_{AN}} \right) \quad (4.27)$$

gdzie U_{AN} - napięcie Early'ego. Napięcie to wyznaczamy z ekstrapolacji rodziny charakterystyk wyjściowych do przecięcia się z osią U_{CE} (rys.4.13). Ekstrapolowane proste przecinają się w jednym punkcie U_{AN} tylko wtedy, gdy baza jest jednorodnie zdomieszkowana.



Rys.4.13. Charakterystyki wyjściowe dla konfiguracji OE

Podobny typ zależności liniowej jak w równaniu (4.27) występuje w zakresie inwersyjnej pracy aktywnej i jest charakteryzowany napięciem Early'ego U_{AI}

$$I_E \approx \alpha_I I_{CS} \left(1 - \frac{U_{CE}}{U_{AI}} \right) \exp\left(\frac{U_{BC}}{m\phi_T} \right) \quad (4.28)$$

4.2.3. Model transportowy tranzystora

W symulacji komputerowej pracy tranzystora w konfiguracji OE prąd nasycenia I_S , określany tożsamością Onsagera (4.9), jest jedynym parametrem modelu E-M dla obu złącz. W tym przypadku definiowane są prądy

$$I_{EC} \equiv \alpha_I I_I \quad (4.29)$$

oraz

$$I_{CC} \equiv \alpha_N I_N \quad (4.30)$$

i teraz równania E-M przyjmują postać

$$I_E = -I_{CT} - \frac{I_{CC}}{\beta_N} \quad (4.31)$$

$$I_C = I_{CT} - \frac{I_{EC}}{\beta_I} \quad (4.32)$$

gdzie

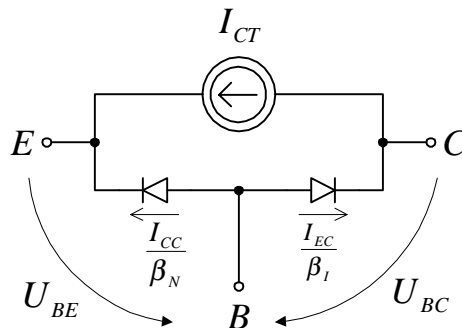
$$I_{CT} = I_{CC} - I_{EC} \quad (4.33)$$

jest *prądem transportowym kolektora*.

Na podstawie równań (4.29) i (4.30) oraz ppK w postaci (4.16) łatwo wykazać, że prąd bazy można teraz przedstawić w postaci równania

$$I_B = \frac{I_{EC}}{\beta_I} + \frac{I_{CC}}{\beta_N} \quad (4.34)$$

które opisuje tzw. *model transportowy tranzystora* (rys.4.14). W tym modelu źródło prądowe reprezentuje nośniki mniejszościowe transportowane przez bazę, a prądy I_{CC} i I_{EC} zależą od tego samego prądu I_S .

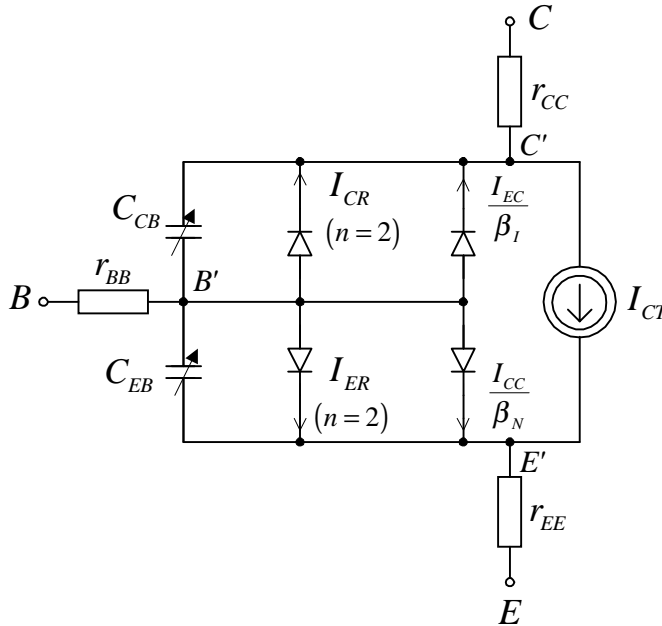


Rys.4.14. Model transportowy tranzystora n-p-n

Prosty model E-M i jego pochodne modele wielkosygnałowe nie ujmują różnych efektów wyższego rzędu, w tym również efektów związanych z gromadzeniem ładunków elektrycznych przez złącza p-n.

Są one istotne przy analizie przyrostowej w szerokim zakresie zmian napięć na złączach tranzystora.

W tym celu model transportowy często uzupełniany jest o nieidealne diody rekombinacyjne, pojemności złączowe i rezystancje szeregowe elektrod i obszarów nieaktywnych tranzystora (rys.4.15). Modele tego typu są wykorzystywane w komputerowych metodach analizy układów elektronicznych.



Rys.4.15. Model transportowy tranzystora n-p-n uzupełniony diodami rekombinacyjnymi o współczynnikach emisji $n=2$, rezystancjami szeregowymi doprowadzeń i nieliniowymi pojemnościami złącz

4.3. PARAMETRY I MODELE MAŁOSYGNAŁOWE TRANZYSTORÓW BIPOLARNYCH

4.3.1. Definicje podstawowe

Tranzystor wykazuje właściwości wzmacniające, gdyż mała zmiana prądu chwilowego bazy $\Delta i_B = i_B - I_B = I_b$ wywołuje dużo większą zmianę prądu w obwodzie kolektora $\Delta i_C = i_C - I_C = I_c$. Stosunek tych zmian wyznacza wartość *małosygnałowego współczynnika wzmocnienia prądowego* β przy stałych wartościach prądów I_B i I_C dla konfiguracji OE

$$\beta \equiv \frac{\Delta i_C}{\Delta i_B} = \frac{I_c}{I_b} \gg 1 \quad (4.35)$$

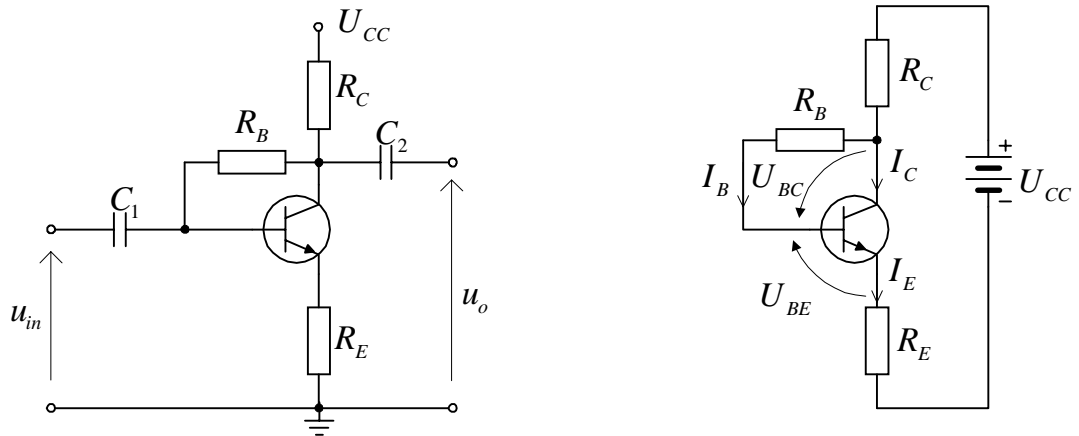
Prąd bazy wpływa do emitera, zatem $I_e = I_b(1 + \beta)$ i w podobny sposób obserwując zmiany prądu emiterowego, zdefiniujemy *małosygnałowy*

współczynnik wzmocnienia prądowego α dla konfiguracji OB jako

$$\alpha \equiv \frac{I_c}{I_e} = \frac{I_b \beta}{I_b(1 + \beta)} = \frac{\beta}{1 + \beta} \quad (4.36)$$

4.3.2. Określenie punktu pracy tranzystora

Aby tranzystor działał w układzie prawidłowo jako element aktywny musi mieć właściwe i dokładnie określone stałe prądy wpływające do kolektora, emitera i bazy: I_C , I_E i I_B - znajdujące się w aktywnym obszarze pracy tranzystora. Prosty układ polaryzacji tranzystora za pomocą jednego źródła zasilającego U_{CC} i rezystorów przedstawiono na rys.4.16.



Rys. 4.16. Prosty układ polaryzacji stałoprądowej tranzystora bipolarnego n-p-n

Punkt pracy może być określony analitycznie, ale wymaga to rozwiązania układu równań wiążących równania E-M z równaniami zewnętrznymi obwodów elektrycznych. Równania te są zawsze transcendentne (przestępne), gdyż napięcia złączy p-n znajdują się zarówno wewnątrz jak i zewnątrz funkcji wykładniczych - są więc rozwiązywalne tylko metodami numerycznymi lub przybliżone równaniami uproszczonymi.

Dla układu z rys.4.16 możemy napisać równania oczkowe Kirchhoffa

$$\begin{aligned} U_{CC} &= (I_C + I_B)R_C + U_{CE} + I_E R_E = \\ &= (I_C + I_B)(R_C + R_E) + (U_{BE} - U_{BC}) \end{aligned} \quad (4.37)$$

$$U_{BC} = -I_B R_B \quad (4.38)$$

Te dwa równania wraz z równaniami E-M pozwalają znaleźć cztery nieznane wartości: prądy I_C i I_B oraz napięcia U_{BC} i U_{BE} - oczywiście metodami numerycznymi i przy pomocy właściwego oprogramowania,

np. SPICE. Jeżeli obliczenia dokonujemy „ręcznie”, to korzystamy także z liniowych równań zewnętrznych, natomiast równania E-M upraszczamy dla zakresu liniowego do jednego równania kolektorowego

$$I_C = \beta_N I_B - I_{CE0} \approx \beta_N I_B \quad (4.39)$$

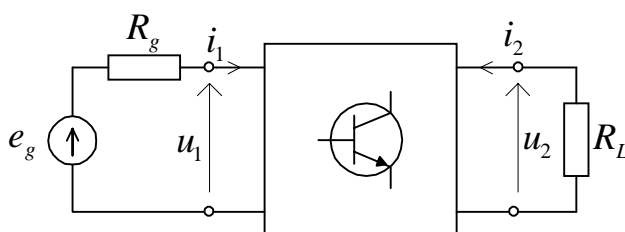
Następnie przyjmując, że w tranzystorach krzemowych $U_{BE} \approx 0,7V$ dla szerokiego zakresu prądów w kierunku przewodzenia, to z powyższych trzech równań otrzymamy prąd kolektora

$$I_C = \frac{(U_{CC} - 0,7)\beta_N}{(\beta_N + 1)(R_C + R_E) + R_B} \quad (4.40)$$

Dokładność odręcznych obliczeń jest często wystarczająca, bowiem parametry małosygnałowe niewiele zmieniają się wokół ustalonego punktu pracy.

4.3.3. Tranzystor jako czwórnik aktywny

Jeżeli punkt pracy tranzystora zostanie ustalony w obszarze aktywnym (dla dowolnej konfiguracji pracy tranzystora OE, OB, czy OC), to nałożenie na składowe stałe prądów i napięć polaryzujących tranzystor składowych zmiennych o niewielkich amplitudach, spowodowane np. sygnałem sterującym, będzie oznaczało przemieszczanie się chwilowego punktu pracy tranzystora po niewielkich odcinkach charakterystyk statycznych wokół ustalonego punktu pracy. Z tego powodu wzajemne relacje między małosygnałowymi prądami i napięciami zmiennymi w tranzystorze mogą być opisane przy pomocy liniowego czwórnika aktywnego. Przykładowo, na rys.4.17 małosygnałowe właściwości tranzystora reprezentowane są przez aktywny czwórnik liniowy, którego wejście dołączone jest do źródła sygnału, a do wyjścia dołączone jest obciążenie.



Rys.4.17. Tranzystor jako czwórnik aktywny

Dla układu OE stały punkt pracy jest określony napięciami (U_{BE}, U_{CE}) i prądami (I_B, I_C) od strony wejścia i wyjścia czwórnika.

Wielkości te są współzależne i jednoznacznie określają punkt pracy na charakterystykach statycznych tranzystora. Zatem wystarczy określić tylko dwie z tych wielkości, np. napięcia, jako zmienne niezależne, aby wyznaczyć pozostałe wielkości. Dla układu OE będą to więc charakterystyki prądowe: $I_B(U_{BE}, U_{CE})$ oraz $I_C(U_{BE}, U_{CE})$, zaś dla układu OB: $I_E(U_{BE}, U_{BC})$ i $I_C(U_{BE}, U_{BC})$.

Opiszmy małosygnałowe właściwości tranzystora w konfiguracji OE. Przyjmując, że czwórnik jest sterowany małymi zmianami napięć $u_i = U_{ij} \cos \omega t$ w porównaniu z wartościami stałych napięć (zakłada się, że $U_{ij} \ll \varphi_T$) wywołują one małe liniowe zmiany prądów $i_j = I_j \cos \omega t$ o amplitudach małosygnałowych I_j

$$I_b = \left(\frac{\partial I_B}{\partial U_{CE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \right) U_{be} + \left(\frac{\partial I_B}{\partial U_{BE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \right) U_{ce} \quad (4.41)$$

$$I_c = \left(\frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \right) U_{be} + \left(\frac{\partial I_C}{\partial U_{CE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \right) U_{ce} \quad (4.42)$$

Pochodne cząstkowe mają wymiar konduktancji i są definiowane jako:

- konduktancja wejściowa

$$\frac{\partial I_B}{\partial U_{BE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \equiv g_\pi \quad (4.43)$$

- transkonduktancja zwrotna

$$\frac{\partial I_B}{\partial U_{CE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \equiv g_r \quad (4.44)$$

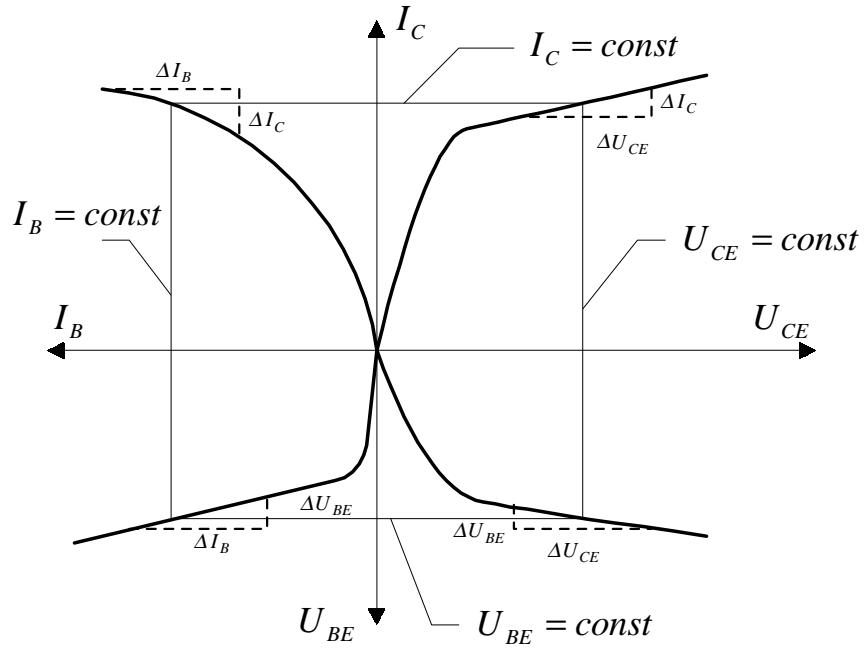
- transkonduktancja

$$\frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \equiv g_m \quad (4.45)$$

- konduktancja wyjściowa

$$\frac{\partial I_C}{\partial U_{CE}} \bigg|_{U_{BE}, U_{CE} = \text{const}} \equiv g_o \quad (4.46)$$

W analizie graficznej pochodne cząstkowe można zastąpić wielkościami wyznaczonymi z relacji przyrostów skończonych odpowiednich wielkości (rys.4.17).



Rys.4.17. Graficzny sposób wyznaczania parametrów małosygnałowych

Wartości powyżej zdefiniowanych parametrów można uzyskać w sposób analityczny posługując się odpowiednimi charakterystykami dla modeli stałoprądowych Ebersa-Molla i obliczając odpowiednie pochodne. W ten sposób, wykorzystując zależności (4.11) i (4.45), otrzymamy transkonduktancję przejściową

$$g_m = \frac{|I_C|}{n\varphi_T} \approx \frac{|I_C|}{\varphi_T}, \quad \text{dla } n \approx 1 \quad (4.47)$$

Podobnie, konduktancję wejściową otrzymamy różniczkując (4.19)

$$g_\pi = \frac{\beta_N}{n\varphi_T} I_{ES} \exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) \quad (4.48)$$

Ponieważ $I_C = \beta_N I_B$, to dalej łatwo wykazać, że

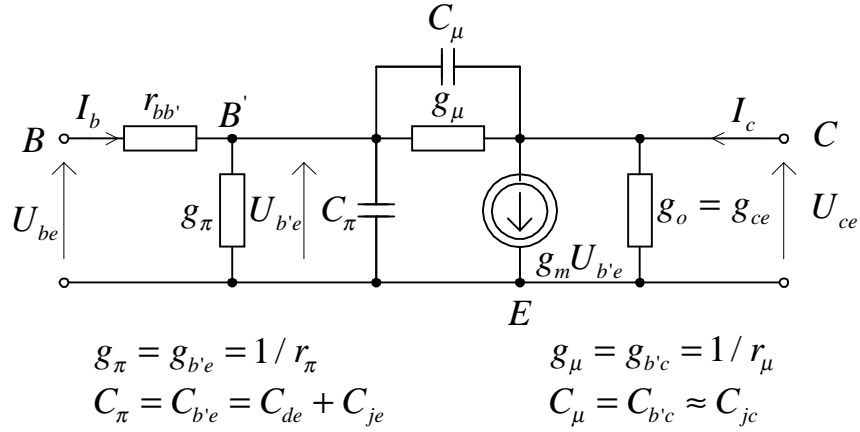
$$g_\pi = \frac{g_m}{\beta_N} \quad (4.49)$$

Z kolei konduktancja wyjściowa, po wykorzystaniu zależności (4.27) o wykresach jak na rys.4.13, przyjmie postać

$$g_o = g_m \frac{\varphi_T}{U_A} \quad (4.50)$$

4.3.4. Model typu hybryd π dla konfiguracji OE

Zdefiniowane i określone powyżej parametry konduktancyjne uzupełnione pojemnościami złącz oraz rezystancją rozproszoną bazy $r_{bb'}$, są elementami tzw. modelu małosygnałowego typu hybryd π , który dla tranzystora w konfiguracji OE przedstawiono na rys.4.18.



Rys.4.18. Model typu hybryd π tranzystora w konfiguracji OE

Wychodząc bezpośrednio z definicji parametrów g (4.43 – 4.46) można wykazać szereg współzależności pomiędzy elementami modelu hybryd π . Z definicji transkonduktancji dla każdego punktu pracy mamy

$$g_m \equiv \frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \frac{\partial I_B}{\partial U_{BE}} = \beta_N g_{b'e} \quad (4.51)$$

Ponadto, sprzężenie rezystancyjne pomiędzy wyjściem a wejściem tranzystora, reprezentowane przez $r_{b'c}$, po uwzględnieniu zależności (4.50), wynosi

$$r_{b'c} = \frac{1}{g_{b'c}} = \frac{\partial U_{CB}}{\partial I_B} \approx \frac{\partial U_{CE}}{\partial I_C} = \frac{\beta_N}{g_o} = \beta_N \frac{U_{AN}}{g_m \phi_T} \quad (4.52)$$

W analizie wysokoczęstotliwościowej konieczne staje się uwzględnienie pojemności obu złącz tranzystora. Na pojemność wejściową C_{π} składa się przede wszystkim pojemność dyfuzyjna złącza emiterowego C_{de}

$$C_{\pi} = C_{b'e} = C_{de} + C_{je} \approx C_{de} \quad (4.53)$$

bowiem przy $U_{BE} > 0$ jest ona dużo większa od pojemności złączowej (barierowej): $C_{je} \ll C_{de}$. Ponadto można wykazać, że

$$C_{de} = \tau_N \frac{I_E}{\phi_T} = \tau_N g_{b'e} \quad (4.54)$$

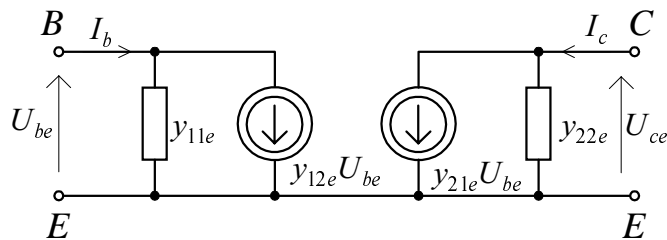
gdzie τ_N - czas przelotu nośników mniejszościowych przez bazę w kierunku normalnym - w pierwszym przybliżeniu niezależny od punktu pracy.

Z kolei, pojemność sprzęgająca C_μ jest głównie pojemnością zaporowo spolaryzowanego złącza kolektorowego

$$C_\mu = C_{b'c} = C_{dc} + C_{jc} \approx C_{jc} = \frac{C_{jc}(0)}{\sqrt{1 + \frac{U_{BC}}{\psi_{0C}}}} \quad (4.55)$$

gdzie: ψ_{0C} - potencjał dyfuzyjny na złączu kolektorowym, $C_{jc}(0)$ - pojemność złącza kolektorowego przy $U_{BC} = 0$.

W przedstawianiu wyników wysokoczęstotliwościowych pomiarów reakcji małosygnałowej tranzystora bipolarnego w konfiguracji OE najbardziej wygodna jest reprezentacja admitancyjna czwórnik z równoważnym schematem zastępczym jak na rys.4.19.



Rys.4.19. Małosygnałowa reprezentacja admitancyjna tranzystora bipolarnego w konfiguracji OE

W szczególności, dla składowych zmiennych o małej amplitudzie mamy

$$I_b = y_{11e} U_{be} + y_{12e} U_{ce} \quad (4.56a)$$

$$I_c = y_{21e} U_{be} + y_{22e} U_{ce} \quad (4.56b)$$

Parametry y_{ij} są mierzone w warunkach efektywnego zwarcia czwórnik po przeciwnej stronie. Zwarcie to łatwo wykonać dołączając kondensator niezbyt dużej pojemności, który zwiera odpowiednie zaciski tranzystora dla sygnału wielkiej częstotliwości.

Parametry y_{ije} można wyrazić przy pomocy parametrów modelu hybryd π

$$\frac{1}{y_{11e}} = r_{bb'} + \frac{r_\pi}{1 + (\omega r_\pi C_\pi)^2} - \frac{j\omega r_\pi^2 C_\pi}{1 + (\omega r_\pi C_\pi)^2} \quad (4.57)$$

$$y_{21e} = \frac{\left(\frac{g_m}{r_{bb'}}\right) r_\pi}{1 + (\omega r_\pi C_\pi)^2} - j\omega \frac{C_\pi \left(\frac{g_m}{r_{bb'}}\right) r_\pi^2}{1 + (\omega r_\pi C_\pi)^2} \quad (4.58)$$

$$\text{gdzie: } r_\pi = \frac{r_\pi' r_{bb'}}{r_\pi' + r_{bb'}}$$

przy założeniu, że $\frac{1}{r_\mu} + j\omega C_\mu \ll \frac{1}{r_\pi} + j\omega C_\pi$,

oraz

$$y_{11e} = g_\mu + j\omega C_\mu \quad (4.59)$$

$$y_{22e} = g_{ce} + j\omega \left[1 + g_m \left(\frac{r_\pi' r_{bb'}}{r_\pi' + r_{bb'}} \right) \right] C_\mu \quad (4.60)$$

przy założeniu, że $g_\mu + j\omega C_\mu \ll \frac{1}{r_{bb'}}$ oraz $\frac{1}{r_\pi} + j\omega C_\pi \ll \frac{1}{r_{bb'}}$.

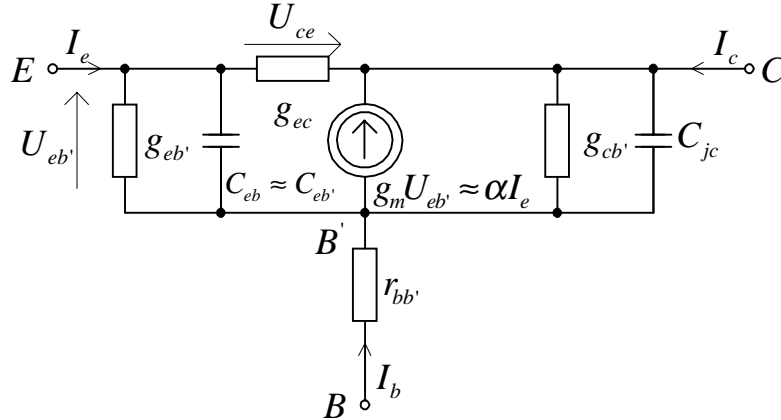
4.3.5. Model hybryd π dla OB

W niektórych układach tranzystor jest podłączony w ten sposób, że baza ma wspólne połączenie z wejściem i wyjściem. W analizie małosygnałowej dla konfiguracji OB źródło stałoprądowe $\alpha_N I_E$ należy więc zastąpić równoważnym źródłem małosygnałowym αI_e , gdzie współczynnik małosygnałowy z definicji zależy od α_N następująco:

$$\alpha = \left. \frac{\partial I_C}{\partial I_E} \right|_{U_{BC}=\text{const}} = \left. \frac{\partial(\alpha_N I_E)}{\partial I_E} \right|_{U_{BC}=\text{const}} = I_E \frac{\partial \alpha_N}{\partial I_E} + \alpha_N \quad (4.61)$$

Ponieważ α_N zależy od I_E , to jest oczywiste, że $\alpha = \alpha_N$, gdy $\alpha_N = \text{const}$, $\alpha > \alpha_N$, gdy α_N rośnie wraz z I_E , oraz $\alpha < \alpha_N$, gdy α_N maleje ze wzrostem I_E . Także i tutaj, w modelowaniu konfiguracji OB, często wygodniej jest przedstawić zachowanie się małosygnałowych prądów tranzystora I_e i I_b jako wielkości zależnych od napięć U_{eb} i U_{cb} . Adaptacja modelu hybryd- π dla konfiguracji OB jest przedstawiona na rys.4.20. Nie ma w nim pojemności sprzęgającej C_μ , a tylko niewielka

konduktancja $g_{ce} \approx 0$, dlatego też często pomijana. Jednakże małosygnałowe źródło sterowane jest proporcjonalne do napięcia $U_{eb'}$ na konduktancji wejściowej $g_{eb'}$.



Rys.4.20. Model typu hybryd π tranzystora w konfiguracji OB

Parametry konduktancyjne w tym modelu definiujemy podobnie jak dla konfiguracji OE. Tutaj jednak konduktancja wejściowa jest definiowana następująco

$$g_{eb'} \equiv \left. \frac{\partial I_E}{\partial U_{BE}} \right|_{U_{BE}, U_{BC} = \text{const}} \approx \frac{I_E}{\varphi_T} = \frac{1}{r_{eb'}} \quad (4.62)$$

Współzależności pomiędzy elementami obu modeli hybryd- π dla konfiguracji OE i OB można wyprowadzić w sposób analityczny lub na podstawie schematów z rys.4.19. i 4.20. I tak, wychodząc z definicji konduktancji wejściowej dla OE, mamy

$$g_{b'e} = g_{\pi} = \frac{\partial I_B}{\partial U_{BE}} = \frac{\partial (I_E - I_C)}{\partial U_{BE}} = \frac{\partial I_E}{\partial U_{BE}} (1 - \alpha_N) = \frac{g_{eb'}}{\beta_N + 1} \quad (4.63)$$

stąd dalej, po wykorzystaniu zależności (4.49), można wykazać, że

$$g_{eb'} = g_{b'e} (\beta_N + 1) \approx g_{b'e} \beta_N = g_m \quad (4.64)$$

W tzw. mieszanym modelu hybryd- π , szczególnie praktycznym dla małych częstotliwości, pozostawia się jednak małosygnałowe źródło prądowe sterowanym prądem I_e , ($g_m U_{eb'} = \alpha I_e$), ponieważ oczekujemy liniowej zależności pomiędzy prądami I_c i I_e - podobnie jak w modelu stałoprądowym opisanym zależnością (4.2). W tym przypadku układ równań liniowych dla konfiguracji OB jest następujący

$$\begin{aligned} I_e &= g_{eb} U_{eb} + g_{ce} U_{cb} \\ I_c &= -\alpha I_e + g_{cb} U_{cb} \end{aligned} \quad (4.65)$$

gdzie α - zgodne z definicją (4.61). Ogólną zależność, w której α_N jest funkcją I_E można uzyskać z równań E-M, a następnie wykazać, że

$$g_{eb} = \frac{g_m}{\alpha} \quad (4.66)$$

Rezystancja szeregową bazy $r_{bb'}$ komplikuje wyprowadzenie dokładnych zależności na konduktancję wejściową, która właściwie wynosi $g_{eb'}$ (rys.4.21). Zależności te uzyskamy, jeżeli chociażby w równaniach (4.65) uwzględnimy, że

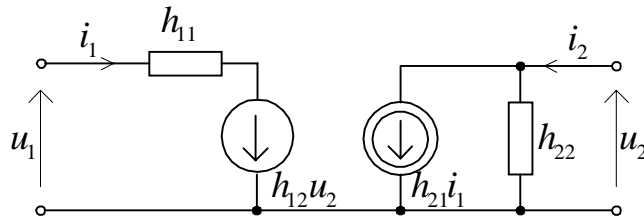
$$U_{eb} = U_{eb'} + I_b r_{bb'} \quad (4.67)$$

4.3.6. Hybrydowe parametry typu h tranzystora

Mieszane układy równań prądowo-napięciowych (hybrydowe) są preferowane przy opisie tranzystora bipolarnego przy małych częstotliwościach (poniżej 100 MHz). Najczęściej dla tego zakresu częstotliwości podawane są przez producentów parametry macierzy hybrydowej $\{h_{ij}\}$, tworzące liniowy układ równań

$$\begin{aligned} u_1 &= h_{11} i_1 + h_{12} u_2 \\ i_2 &= h_{21} i_1 + h_{22} u_2 \end{aligned} \quad (4.68)$$

Na wejściu tranzystora mamy zatem kombinację szeregową impedancji h_{11} i źródła napięciowego $h_{12} u_2$ (zasada Nortona), a na wyjściu kombinację równoległą admitancji h_{22} i źródła prądowego $h_{21} i_1$ (zasada Thevenina) - rys. 4.21.



Rys.4.21. Reprezentacja h -hybrydowa tranzystora

Układ równań (4.68) dla konfiguracji OE przyjmuje postać

$$\begin{aligned} U_{be} &= h_{11e} I_b + h_{12e} U_{ce} \equiv h_{ie} I_b + h_{re} U_{ce} \\ I_c &= h_{21e} I_b + h_{22e} U_{ce} \equiv h_{fe} I_b + h_{oe} U_{ce} \end{aligned} \quad (4.69)$$

gdzie odpowiednie indeksy dotyczą: i - wejścia (*input*), o - wyjścia (*output*), f - transmisji normalnej (*forward*) oraz r - transmisji rewersyjnej (*reverse*) sygnału wzmacnianego przez czwórnik.

Natomiast dla konfiguracji OB równoważny układ równań z parametrami macierzy $\{h_{ijb}\}$ jest następujący

$$\begin{aligned} U_{eb} &= h_{11b}I_e + h_{12b}U_{cb} \equiv h_{ib}I_e + h_{rb}U_{cb} \\ I_c &= h_{21b}I_e + h_{22b}U_{cb} \equiv h_{fb}I_e + h_{ob}U_{cb} \end{aligned} \quad (4.70)$$

Aby przejść do parametrów modeli typu hybryd- π , mając parametry katalogowe $\{h_{ije}\}$ lub $\{h_{ijb}\}$, można skorzystać z zależności zestawionych w tabeli 4.1. Relacje odwrotne są zebrane w tabeli 4.2.

Tabela 4.1.

Parametry małosygnałowe modeli hybryd- π w funkcji parametrów macierzy $\{h_{ij}\}$

Parametr	wyrażony przez h_{ije}	wyrażony przez h_{ijb}
$g_{eb'}$	$\frac{h_{oe}}{h_{re}}$	$\frac{h_{ob}}{h_{ib}h_{ob} - h_{rb}(1 + h_{fb})}$
$r_{bb'}$	$h_{ie} - \frac{h_{re}(1 + h_{fe})}{h_{oe}}$	$\frac{h_{rb}}{h_{ob}}$
$g_{cb'}$	$\frac{h_{oe}}{1 + h_{fe}}$	$\frac{h_{ob}}{1 - h_{rb}}$
β	h_{fe}	$\frac{-h_{fb}}{1 + h_{fb}}$
α	$\frac{h_{fe}}{1 + h_{fe}}$	$-h_{fb}$

Tabela 4.2.

Parametry h_{ije} w funkcji parametrów schematu hybryd- π na rys.4.18 [86]

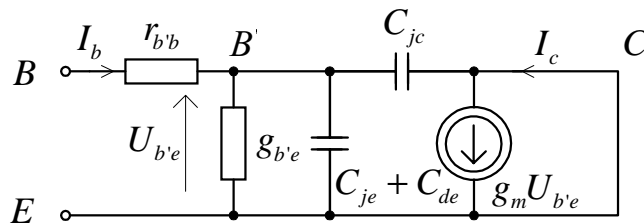
h_{ije} - parametr	wyrażony przez elementy schematu hybryd- π
h_{ie}	$r_{bb'} + \frac{1}{g_{b'e} + g_{b'c}}$
h_{fe}	$\frac{g_m}{g_{b'e} + g_{b'c}}$
h_{oe}	$\frac{g_{b'e}g_{b'c} + g_m g_{b'c}}{g_{b'e} + g_{b'c}} + g_{ce}$

4.3.7. Częstotliwości graniczne tranzystora

Model π -hybrydowy poprawnie reprezentuje tranzystor w szerokim zakresie częstotliwości - aż do częstotliwości granicznej nazywanej częstotliwością Giacoletta. Model ten jest praktyczny w obliczeniach parametrów wzmacniaczy wysokoczęstotliwościowych dopóty czas τ_N jest dużo krótszy od okresu drgań T sygnału wzmacnianego, czyli gdy $\tau_N / T \ll 1$.

Przykładowo, dla typowej wartości $C_{de}=10$ pF dla $I_E = 1$ mA uzyskamy wartość $\tau_N = 2,6 \cdot 10^{-11}$ s. Zatem jeżeli przyjąć granicę $\tau_N / T = 0,05$, to częstotliwość sygnału wejściowego $f = 200$ MHz będzie maksymalną granicą dla poprawności modelu π - hybrydowego.

Definiowane poniżej częstotliwości graniczne pracy tranzystora i stosowalności modelu hybryd- π określamy z wartości małosygnałowego współczynnika wzmocnienia β , wyznaczonej dla prądu zwarcia obwodu kolektora. Zwarcie to przekształca schemat zastępczy tranzystora z rys.4.18. do postaci jak na rys.4.22.



Rys.4.22. Wyznaczanie częstotliwości granicznych tranzystora

Zgodnie z definicją β , według zależności (4.35) ze schematu na rys.4.22 dla prądów sinusoidalnych otrzymujemy

$$\beta(j\omega) \equiv \frac{I_c}{I_b} \bigg|_{U_{ce}=0} = \frac{g_m U_{b'e}(j\omega)}{I_b(j\omega)} = \frac{\frac{g_m}{g_{b'e}}}{1 + j\omega \left(\frac{C_{je} + C_{de} + C_{jc}}{g_{b'e}} \right)} \quad (4.71)$$

Przy małych częstotliwościach, gdy $\omega \rightarrow 0$, po prawej stronie powyższego równania pomijamy składnik urojony w mianowniku, a wtedy po uwzględnieniu zależności (4.49), mamy

$$\frac{g_m}{g_{b'e}} = \beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \quad (4.72)$$

gdzie α_0 - stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego dla konfiguracji OB. Natomiast gdy ω rośnie, to β maleje, a przy pulsacji

$$\omega_{\beta} = \frac{g_{b'e}}{C_{je} + C_{de} + C_{jc}} \quad (4.73)$$

susceptancja $\omega (C_{je} + C_{de} + C_{jc})$ jest równa konduktancji $g_{b'e}$. W ten sposób definiujemy *częstotliwość graniczną* $f_{\beta} = \omega_{\beta} / 2\pi$ (pulsację ω_{β}), przy której moduł zwarciovego współczynnika prądowego β zmniejsza się o 3 dB względem wartości małowczęstotliwościowej β_0

$$\frac{|\beta(f_{\beta})|}{\beta_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (4.74)$$

W podobny sposób definiujemy *częstotliwość graniczną* f_{α} , dla której

$$\frac{|\alpha(f_{\alpha})|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (4.75)$$

Podstawiając wyrażenie (4.73) do (4.71), otrzymujemy

$$\beta = \frac{\beta_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_{\beta}}} \equiv \frac{\beta_0}{1 + j \frac{f}{f_{\beta}}} \quad (4.76a)$$

albo

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \frac{1}{1 + j \left(\frac{f}{f_{\beta}} \right)} \quad (4.76b)$$

Praktyczne wartości f_{β} są niewielkie. Tranzystor mocy może pracować przy częstotliwościach znacznie większych niż f_{β} . Dla $f > f_{\beta}$ pomijamy 1 w mianowniku i wówczas z wyrażenia (4.76b) pozostanie tylko

$$\frac{\beta}{\beta_0} \approx -j \frac{f_{\beta}}{f}, \quad \text{dla } f > f_{\beta} \quad (4.77)$$

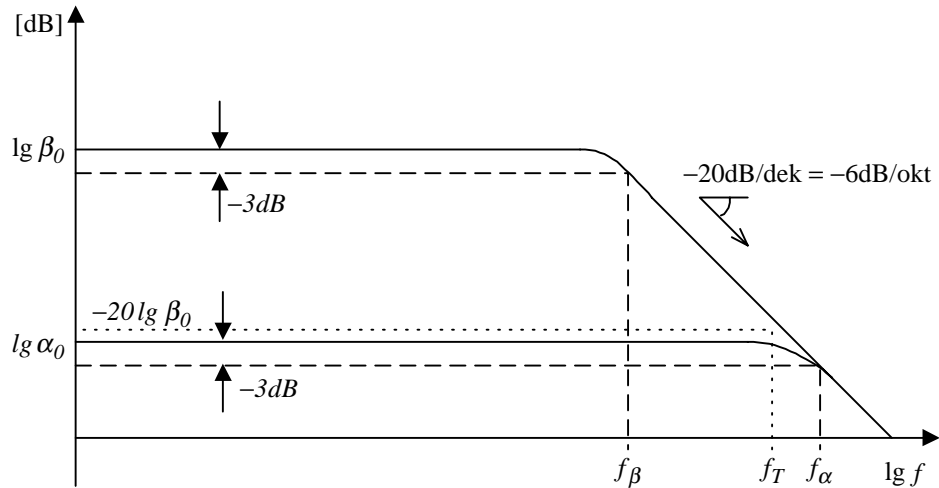
Wykres tej znormalizowanej funkcji, wyrażony w skali logarytmicznej (w dB)

$$20 \log \left| \frac{\beta}{\beta_0} \right| = 20 (\log f_{\beta} - \log f) [\text{dB}] \quad (4.78)$$

przedstawiono na rys.4.23. Gdy f zmienia się o dekadę w tym zakresie częstotliwości, powiedzmy od $f = f_x$ do $f = 10f_x$, to nachylenie krzywej staje się równe

$$20[(\log f_\beta - \log 10 f_x) - (\log f_\beta - \log f_x)] = -20 \log 10 = -20 \text{ dB / dekadę}$$

Takie jest nachylenie charakterystyczne krzywej powyżej f_β . Z praktycznego punktu widzenia w tym zakresie częstotliwości $\omega(C_{je} + C_{de} + C_{jc}) \ll g_{b'e}$ i można przyjąć, że I_b prawie całkowicie płynie przez pojemności $C_{je} + C_{de} + C_{jc}$.



Rys.4.23. Zależności częstotliwościowe małosygnałowych współczynników wzmocnienia β dla OE i α dla OB

Wówczas z zależności (4.71) pozostanie tylko

$$\beta = \frac{g_m}{j\omega(C_{je} + C_{de} + C_{jc})} \quad (4.79)$$

Na podstawie powyższej zależności definiujemy *maksymalną częstotliwość przenoszenia* f_T (albo $\omega_T = 2\pi f_T$) jako

$$f_T \equiv \frac{g_m}{2\pi(C_{je} + C_{de} + C_{jc})} = |\beta|f \quad (4.80)$$

Zatem jest to częstotliwość dla której moduł współczynnika wzmocnienia $|\beta| = 1$, przy stałym i wynoszącym -20dB/dekadę nachyleniu wzmocnienia. Częstotliwość f_T jest nazywana też *iloczynem wzmocnienia i pasma* (polem wzmocnienia) i jako parametr katalogowy w prosty sposób pozwala porównywać właściwości wysokoczęstotliwościowe tranzystorów. W ten sposób dla $f > f_\beta$ moduł współczynnika wzmocnienia jest odwrotnie proporcjonalny do częstotliwości; przy czym dla f_T mamy $|\beta| = 1$.

Łatwo zauważyć, że $f_T > f_\alpha$. Fizycznie fakt ten związany jest z przesunięciem fazowym między prądami emitera i kolektora. W miarę

wzrostu f przesunięcie fazowe rośnie, co prowadzi do zwiększania się prądu bazy, chociaż absolutne wartości obu powyższych prądów nie zmieniają się. Stąd moduł $|\beta| = |I_c / I_b|$ maleje.

Zgodnie z (4.67) pomiędzy f_β i f_T zachodzi prosta zależność

$$\frac{1}{|\beta_0|} = \frac{f_\beta}{f_T} \quad \text{czyli} \quad f_T = |\beta_0| f_\beta \quad (4.81)$$

Ponieważ $C_{je} + C_{de} \gg C_{jc}$ oraz można założyć, że $g_{eb'} \approx g_m$ (ponieważ $\alpha_N \approx 1$), to w pierwszym przybliżeniu wystarczy przyjąć, że

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{je} + C_{de} + C_{jc})} \approx \frac{g_m}{2\pi(C_{je} + C_{de})} \quad (4.82)$$

Przy tej częstotliwości model π -hybrydowy nie jest już reprezentatywny, dlatego częstotliwość graniczna f_T jest określana pośrednio. Wartość $|\beta|$ jest mierzona przy dowolnej częstotliwości f w zakresie $f_\beta < f < f_T$ i zgodnie z rys.4.23 mamy

$$|\beta|f = \beta_0 f_\beta = f_T \quad (4.83)$$

Jest to zatem najprostszy sposób wyznaczenia f_T .

Dla potrzeb analizy układów bardzo wielkiej częstotliwości definiuje się jeszcze jedną częstotliwość graniczną, przy której maksymalne wzmocnienie mocy jakie uzyskuje się przy obustronnym dopasowaniu czwórnika jest równe jedności ($k_{pmax} = 1$). Częstotliwość ta nazywa się *maksymalną częstotliwością oscylacji*

$$f_{\max,osc} \equiv \sqrt{\frac{f_T}{8\pi r_{b'b} C_{b'c}}} \quad (4.84)$$

Przy tej częstotliwości tranzystor przestaje być elementem aktywnym.

4.4. NARAŻENIA NAPIĘCIOWE TRANZYSTORÓW

Tranzystory bipolarne można łatwo uszkodzić, gdy zostaną przekroczone dopuszczalne napięcia pracy. Uszkodzenia powstają na skutek przebić Zenera, skrośnego lub lawinowego w złączach p-n tranzystora.

Przebicia Zenera są rzadkie w tranzystorach bipolarnych; mogą wystąpić tylko w złączu E-B w niektórych typach tranzystorów z dużą zawartością domieszek w emiterze.

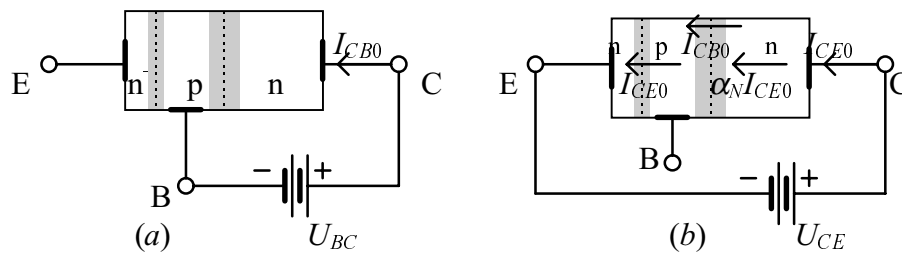
Przebiecie skrośne pojawi się w tranzystorze, gdy na skutek znacznego wzrostu napięcia rewersyjnego na złączu kolektorowym złącze to tak się poszerzy, że pochłonie cały obszar neutralny dość wąskiej bazy. Spowoduje to obniżenie bariery dyfuzyjnej złącza emiterowego (rys.4.2b) i gwałtowny przyrost prądu kolektora. Znajac szerokość bazy x_B , z zależności na szerokość złącza p-n łatwo jest określić krytyczną wartość napięcia przebiccia skrośnego (przy pominięciu potencjału ψ_{0C})

$$U_{PT} = \frac{qx_B^2}{\epsilon_o \epsilon_s} \frac{N_B(N_C + N_B)}{N_C} \quad (4.85)$$

Przebiecie lawinowe spolaryzowanego zaporowo złącza kolektorowego może pojawić się przy napięciach dużo mniejszych niż U_{PT} , zwłaszcza przy obciążeniach indukcyjnych w obwodzie kolektora. W konfiguracji OB przebiecie lawinowe inicjuje prąd I_{CB0} (rys. 4.24a). Przebiecie nastąpi, gdy prąd ten wzrośnie do wartości bliskiej MI_{CB0} , gdzie współczynnik multiplikacji M wynosi

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{CB}}{U_{(BR)CB}} \right)^{n_{BR}}} \quad (4.86)$$

przy czym $U_{(BR)CB}$ - nominalne napięcie przebiccia dla konfiguracji OB, $n_{BR} = 3...6$ - doświadczalnie ustalany współczynnik przebiccia.



Rys. 4.24. Prądy nasycenia inicjujące przebiecie lawinowe: a) I_{CB0} w konfiguracji z otwartym emiterem b) I_{CE0} w konfiguracji z otwartą bazą

W konfiguracji OE prąd I_{CB0} jest wspomagany prądem wstrzykniętym przez złącze emiterowe spolaryzowane przewodząco I_{CE0}

$$I_{CE0} = \frac{MI_{CB0}}{1 - \alpha_0 M} \quad (4.87)$$

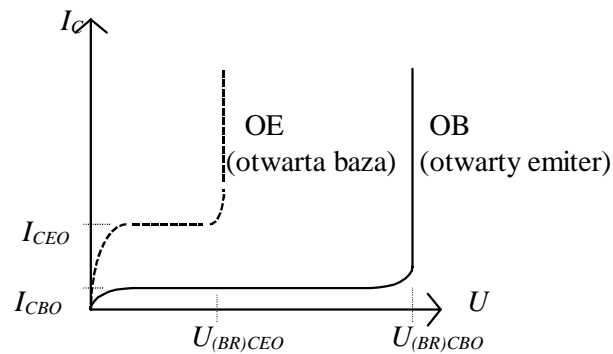
Zatem przebiecie lawinowe wystąpi, gdy $\alpha_0 M = 1$.

W konfiguracji OE całkowite napięcie na tranzystorze wynosi $U_{CE} = U_{BE} + U_{CB} \approx U_{CB}$, a przebiecie wystąpi przy napięciu nominalnym $U_{(BR)CE}$. Dla tej konfiguracji napięcie przebiecia $U_{(BR)CE0}$ przy otwartym obwodzie bazy jest dużo mniejsze, niż dla konfiguracji OB z otwartym emiterem $U_{(BR)CB}$ (rys.4.25). Pomiędzy tymi napięciami zachodzi zależność

$$U_{(BR)CE0} = U_{(BR)CB0} (1 - \alpha_0)^{1/n_{BR}} \quad (4.88)$$

a przyjmując, że $1 - \alpha_0 \approx 1/\beta_0$, można ją uprościć do postaci

$$U_{(BR)CE0} \approx \frac{U_{(BR)CB0}}{\sqrt[n_{BR}]{\beta_0}} \quad (4.89)$$



Rys.4.25. Porównanie napięć przebiecia i prądów nasycenia (zerowych) dla konfiguracji OB z otwartym emiterem i konfiguracji OE z otwartą bazą

5

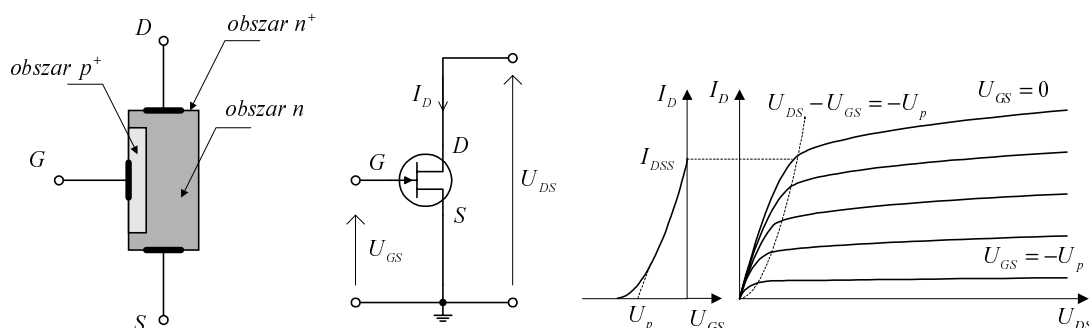
TRANZYSTORY POLOWE

5.1. ZASADA DZIAŁANIA I PODZIAŁ TRANZYSTORÓW POLOWYCH

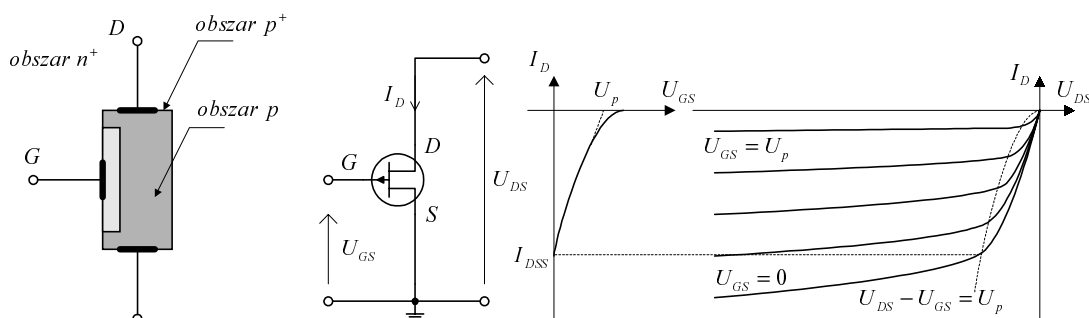
W tranzystorach polowych prąd nośników większościowych jest sterowany poprzecznym polem elektrycznym - są to nośniki jednego znaku, dlatego też często nazywane są *tranzystorami unipolarnymi*. Jest to prąd dryftowy, płynący pomiędzy elektrodami nazywanymi źródłem **S** (*source*) i drenem **D** (*drain*) przez obszar półprzewodnika nazywany kanałem (*channel*), w który wnika pole elektryczne z elektrody **G** nazywanej bramką (*gate*). W złączowym tranzystorze polowym JFET (*Junction Field Effect Transistor*) bramka i leżący pod nią kanał tworzą półprzewodnikowe złącze skokowe p^+-n lub n^+-p , w którym obszar kanału jest słabiej zdomieszkowany (rys.5.1a).

Tranzystory polowe złączowe - JFET:

– **z n-kanałem:** $U_{DS} > 0$, $I_D > 0$, $U_{GS} < 0$ i $U_P < 0$



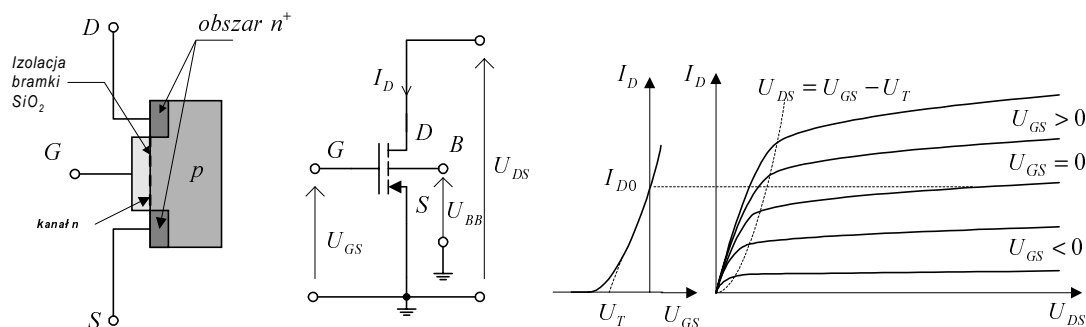
– **z p-kanałem:** $U_{DS} < 0$, $I_D < 0$, $U_{GS} > 0$ i $U_P > 0$



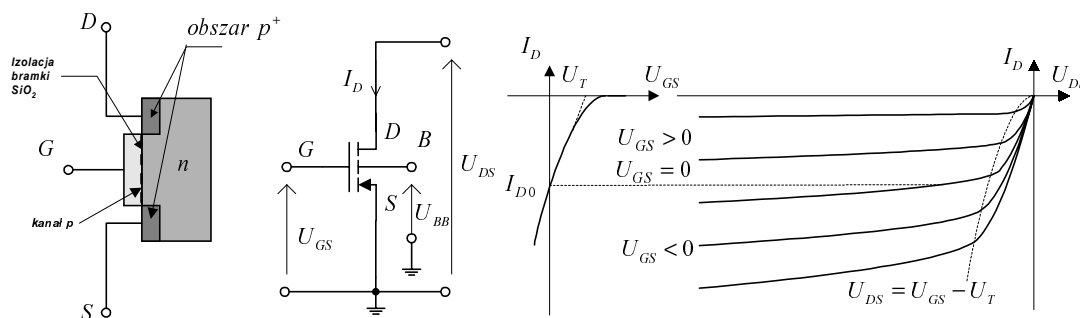
Rys.5.1a. Przekroje, symbole graficzne, sposób polaryzacji oraz charakterystyki przejściowe i wyjściowe tranzystorów polowych złączowych (JFET)

Tranzystory polowe z izolowaną bramką (MOSFET) normalnie włączone:

– z n-kanalem zubożanym: $U_{DS} > 0$, $I_D > 0$, $U_{GS} < 0$ i $U_P < 0$



– z p-kanalem zubożanym: $U_{DS} < 0$, $I_D < 0$, $U_{GS} > 0$ i $U_P > 0$



Rys.5.1b. Przekroje, symbole graficzne, sposób polaryzacji oraz charakterystyki przejściowe i wyjściowe tranzystorów polowych z izolowaną bramką z kanałem zubożanym (MOSFET)

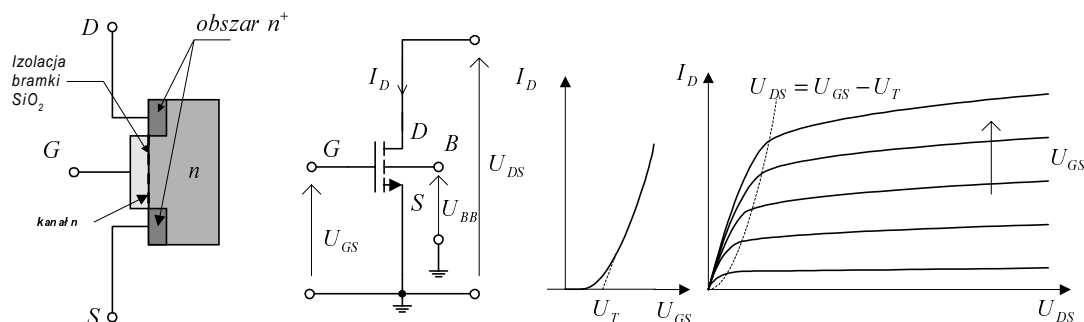
W tranzystorze polowym z izolowaną bramką IG-MOSFET (*Isolated-Gate Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor*) obszar kanału jest izolowany od elektrody bramki cienką warstwą SiO₂ (rys.5.1b i rys.5.1c). W *tranzystorach MOSFET z kanałem zubożanym* (rys.5.1b) kanał jest wdyfundowanym obszarem typu n lub p w podłożu (*body*) przeciwnego typu - natomiast w *tranzystorach MOSFET z kanałem wzbogacanym* (rys.5.1c) kanał jest przypowierzchniową warstwą inwersyjną wywołaną odpowiednim potencjałem bramki.

Zatem przy zerowym potencjale na bramce tranzystora MOSFET z kanałem zubożanym (ang.: *depletion-type MOSFET*) przez kanał płynie prąd pomiędzy źródłem a drenem pod wpływem przyłożonego napięcia U_{DS} - mówimy, że tranzystor jest *normalnie załączony*, zaś tranzystor MOSFET z kanałem wzbogacanym (ang.: *depletion-type MOSFET*) jest *normalnie wyłączony* przy każdej wartości napięcia U_{DS} .

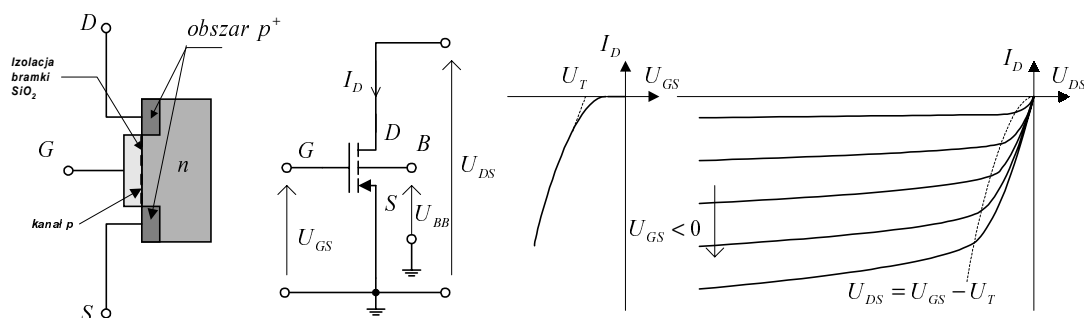
Tranzystory polowe z izolowaną bramką MOSFET normalnie wyłączone:

– z n-kanalem wzbogacającym: $U_{DS} > 0$, $I_D > 0$, $U_{GS} > 0$ i $U_T > 0$

–



– z p-kanalem wzbogacającym: $U_{DS} < 0$, $I_D < 0$, $U_{GS} < 0$ i $U_T < 0$



Rys.5.1c. Przekroje, symbole graficzne, sposób polaryzacji oraz charakterystyki przejściowe i wyjściowe tranzystorów polowych z izolowaną bramką z kanałem wzbogacającym (MOSFET)

Tranzystory JFET są zawsze normalnie załączone, a pole elektryczne bramki moduluje konduktancję kanału zmieniając jego przekrój poprzeczny do kierunku prądu. Przy charakterystycznym dla każdego tranzystora napięciu na bramce $U_{GS(off)} \equiv U_P$, nazywanym *napięciem progowym*, zanika prąd drenu oraz całkowicie znika obszar neutralny kanału: następuje odcięcie kanału (*pinch-off*). Podobnie zachowują się tranzystory MOSFET z kanałem zubożanym.

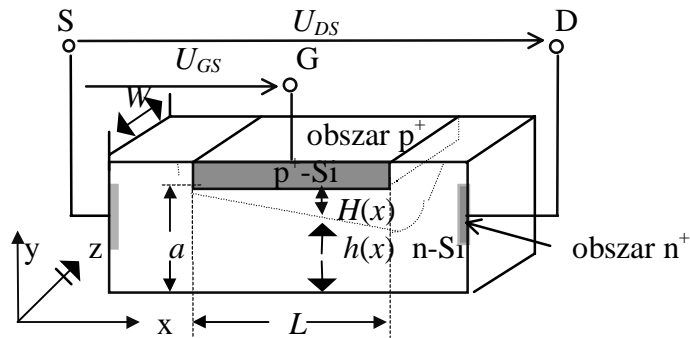
W tranzystorze MOSFET z kanałem wzbogacającym kanał zostaje zaindukowany dopiero wtedy, gdy napięcie na bramce przekroczy wartość progową U_T (*threshold*): wtedy koncentracja nośników mniejszościowych w warstwie inwersyjnej jest równa koncentracji nośników większościowych w podłożu i przez kanał płynie znaczący prąd drenu.

W większości zastosowań układowych tranzystory polowe pracują w konfiguracji wspólnego źródła (OS). Wybór punktu pracy na prądowych

charakterystykach: wejściowych $I_G(U_{GS}, U_{DS})$ oraz wyjściowych $I_D(U_{GS}, U_{DS})$ określa zakres pracy i decyduje o parametrach małosygnałowych tranzystora.

5.2. ZŁĄCZOWY TRANZYSTOR POLOWY JFET I JEGO MODELE

Schematyczny przekrój złączowego tranzystora polowego (JFET) przedstawia rys.5.2.



Rys.5.2. Przekrój i sposób polaryzacji złączowego tranzystora polowego z n-kanalem (n-JFET)

Widzimy, że jednorodny kanał w półprzewodniku typu n o wysokości a jest ograniczany przez obszar ładunku przestrzennego o wysokości $H(x)$ w ten sposób, że wysokość kanału typu n wynosi tylko $h(x) = a - H(x)$. Taki zasięg obszaru ładunku przestrzennego może pochodzić od złącza p+-n (w tranzystorze n-JFET) lub od złącza metal-półprzewodnik (w tranzystorze MESFET). W każdym przypadku, przy jednorodnie zdomieszkowanym kanale typu n o koncentracji donorów N_d , wysokość kanału elektronowego wynosi

$$h(x) = a \left(1 - \sqrt{\frac{U(x) + \psi_0 - U_{GS}}{U_P + \psi_0}} \right) \quad (5.1)$$

gdzie: ψ_0 – napięcie dyfuzyjne złącza p+-n lub M-S, $U(x)$ - spadek napięcia wzdłuż kanału o długości L i szerokości W , U_P - *napięcie progowe*, przy którym ciągłość obszaru neutralnego pomiędzy źródłem a drenem na całej długości kanału zostaje przerwana: $h(0)=a$, czyli kanał zostaje całkowicie odcięty (*pinch-off*). W tych warunkach, dla $x=0$, $U(0)=0$ i z zależności (5.1) otrzymamy dla tranzystora z kanałem n

$$U_{GS(off)} = -U_P \quad (5.2a)$$

Napięcie U_P określone jest zależnością

$$U_P = \frac{a^2 q N_d}{2 \epsilon_s \epsilon_0} - \psi_0 \equiv U_{P0} - \psi_0 \quad (5.2b)$$

gdzie U_{P0} jest określane jako *wewnętrzne napięcie odcięcia*.

Prąd drenu jest tylko prądem dryftowym, to jest strumieniem elektronów płynących przez neutralny kanał o długości L i przekroju $h(x)W$, w polu elektrycznym $-dU_{DS}(x)/dx$ dla każdego x ($0 \leq x \leq L$)

$$I_D = q \mu_n N_d h(x) \frac{dU_{DS}(x)}{dx} \quad (5.3)$$

Scałkowanie równania (5.3), po podstawieniu za $h(x)$ wyrażenia (5.1), prowadzi do ogólnej zależności napięciowo-prądowej dla tranzystora z kanałem typu n

$$I_D = G_0 \left\{ U_{DS} - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2 \epsilon_s \epsilon_0}{q a^2 N_d}} \left[(U_{DS} + \psi_0 - U_{GS})^{\frac{3}{2}} - (\psi_0 - U_{GS})^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (5.4)$$

gdzie

$$G_0 = \frac{q a W \mu_n N_d}{L} \quad (5.5)$$

jest *konduktancją geometryczną kanału*. Należy pamiętać, że zależność (5.4) została wyprowadzona dla ciągłego (a więc, gdy $|U_{GS}| < |U_P|$) kanału neutralnego o długości L między źródłem a drenem, przez który przepływa stały prąd drenu I_D .

Dla tranzystorów z kanałem n napięcia U_{GS} i U_P są ujemne a U_{DS} jest dodatnie, zaś dla tranzystora z kanałem p znaki są przeciwne; zatem przy $U_{DS} < 0$, także prąd I_D w zależności równoważnej (5.4) dla tranzystora JFET z kanałem typu p będzie ujemny (rys.5.1a).

Dla małych napięć drenu; gdy $U_{DS} \ll \psi_0 - U_{GS}$, to korzystając z rozwinięć dwumianowych można wykazać, że

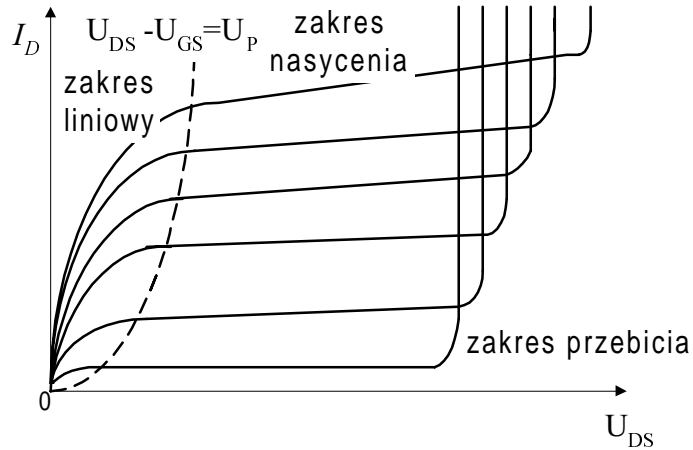
$$I_D = G_0 \left(1 - \sqrt{\frac{\psi_0 - U_{GS}}{\psi_0 + U_P}} \right) U_{DS} \quad (5.6)$$

czyli prąd drenu jest liniową funkcją U_{DS} w *liniowym zakresie pracy* tranzystora (rys.5.3). Gdy $U_{GS} = -U_P$, to z powyższej zależności wynika, że $I_D = 0$.

W miarę wzrostu różnicy potencjałów pomiędzy drenem a bramką zmniejsza się wysokość neutralnego kanału. Jeżeli przez U_{DSS} oznaczymy napięcie na drenie przy którym zetkną się obszary ładunku

przestrzennego w jednym punkcie na końcu drenu przy $x=L$, to w zależności (5.1) tym razem mamy $h(L)=a$ oraz $U(L)=U_{DSS}$. Stąd otrzymujemy

$$U_{DSS} - U_{GS} = U_P \quad (5.7)$$



Rys.5.3. Charakterystyki wyjściowe tranzystora n-JFET.

U_{DSS} jest taką wartością napięcia na drenie U_{DS} , przy której na końcu kanału pole elektryczne jest na tyle duże, że w krzemie (Si) następuje nasycenie prędkości nośników, a w arsenku galu (GaAs) pojawia się efekt Gunna.

Przy dalszym wzroście $U_{DS} > U_{DSS}$ długość efektywna neutralnego kanału L' jest mniejsza niż długość geometryczna ($L' < L$); kanał ulega przerwaniu (p. rys5.5), a funkcja (5.4) osiąga wartość maksymalną, którą nazywamy *prądem nasycenia*

$$I_{Dsat} = G_0 \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{\psi_0 - U_{GS}}{\psi_0 + U_P}} - 1 \right) (\psi_0 - U_{GS}) + \frac{G_0 (\psi_0 + U_P)}{3} \quad (5.8)$$

Napięcie U_{DS} między drenem a źródłem w *zakresie nasycenia* spełnia warunek

$$U_{DS} > U_{DSS} = U_{P0} - (\psi_0 - U_{GS}) = U_P + U_{GS} \quad (5.9)$$

Zatem w tych warunkach prąd nasycenia I_{Dsat} i napięcie nasycenia drenu U_{DSS} zależą tylko od potencjału bramki U_{GS} . Dla $U_{GS}=0$ i $U_{DSS}=U_P$ prąd ten ma wartość największą

$$I_{DSS} = G_0 \left[\frac{2}{3} \left(\sqrt{\frac{\psi_0}{\psi_0 + U_P}} - 1 \right) \psi_0 + \frac{\psi_0 + U_P}{3} \right] \quad (5.10)$$

Zwykle $\psi_0 \leq U_p/3$, zatem jeżeli przyjmiemy, że $\psi_0 \approx 0$ oraz skorzystamy z zależności (5.2) i (5.5), to maksymalny prąd w zakresie nasycenia możemy oszacować następująco

$$I_{DSS} \leq \frac{G_0 U_{P0}}{3} = \frac{a^3 q^2 \mu_n N_d W}{6 \epsilon_s \epsilon_0 L} \quad (5.10a)$$

W praktyce, zamiast dość złożonej zależności (5.8), prąd nasycenia obliczany jest według prostej, kwadratowej zależności empirycznej

$$I_{Dsat} = I_{DSS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P} \right)^2 \quad (5.11a)$$

Wraz ze wzrostem napięcia drenu: $U_{DS} > U_{DSS}$ maleje efektywna długość kanału $L' < L$, co wywołuje słaby przyrost prądu nasycenia, obserwowany na charakterystykach wyjściowych. Jest to tzw. *efekt modulacji długości kanału* modelowany parametrem λ , który jest wyznaczany ze skończonego nachylenia rzeczywistych charakterystyk $I_{Dsat}(U_{DS}, U_{GS})$ w zakresie nasycenia. Efekt modulacji kanału modyfikuje zależność (5.11a) do postaci

$$I_{Dsat} = I_{DSS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P} \right)^2 (1 + \lambda U_{DS}) \quad (5.11b)$$

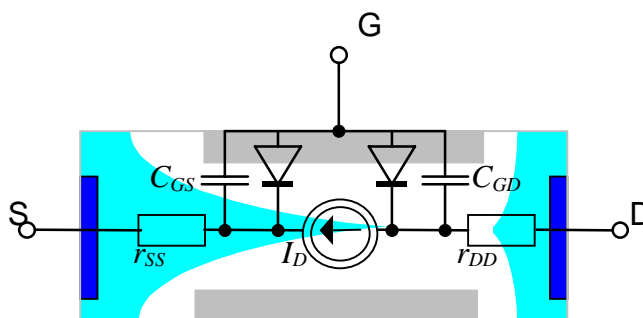
Przy stałych potencjałach na drenie i bramce złącza p⁺-n pomiędzy bramkami a kanałem mają skończoną pojemność złączową C_G , która przy średniej wysokości warstwy zaporowej \bar{H} wynosi

$$C_G = 2 \frac{WL \epsilon_s \epsilon_0}{\bar{H}} \quad (5.12)$$

W obszarze nasycenia przy napięciu $U_{GS}=0$, gdy $\bar{H} = a/2$, pojemność C_G jest dwukrotnie większa

$$C_G = 4 \frac{WL \epsilon_s \epsilon_0}{a} \quad (5.13)$$

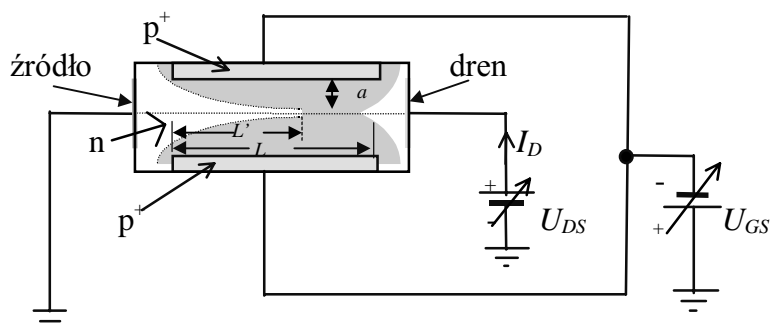
Tranzystory JFET pracują zwykle w obszarze nasycenia.



Rys.5.4. Wielkosygnalowy model tranzystora n-JFET wpisany w przekrój tranzystora

Wielkosygnalowy model tranzystora składa się ze źródła prądowego opisanego równaniem (5.11a) lub (5.11b) oraz dwóch zaporowo spolaryzowanych diod o pojemności złączonej równej pojemności bramki rozłożonej pomiędzy elektrody źródła i drenu: $C_G = C_{GS} + C_{GD}$ (rys.5.4).

Dla uzupełnienia należy dodać, że dyskretny tranzystor JFET są elementami o czterech wyprowadzeniach zewnętrznych (rys.5.3). Obszar podłoża (*body*) stanowi dodatkową bramkę, którą zwykle łączy się z bramką górną (*joined-gate* JFET). W układach scalonych jest ona na własnym potencjale U_{BS} lub uziemiona $U_{BS}=0$. W związku z tym, w idealizowanych modelach tych tranzystorów kanał ma wysokość $2a$ i jest jednostajnie i symetrycznie zawężany z dwóch stron. Należy więc przyjąć, że przewodność kanału G_0 jest dwukrotnie mniejsza niż wartość określona wyrażeniem (5.5).



Rys.5.5. Symetryczna struktura tranzystora JFET o podwójnej bramce w układzie do pomiarów transkonduktancji - w zakresie nasycenia ze skróconym kanałem efektywnym do L'

5.2.1. Parametry małosygnałowe tranzystora JFET

Dla określenia małosygnałowych właściwości tranzystora JFET definiujemy dwa podstawowe parametry małosygnałowe:

- konduktancję drenu g_d (kanału), określaną też jako konduktancja wyjściowa g_o

$$g_d \equiv g_o \equiv \frac{\partial I_D}{\partial U_{DS}} \text{ przy } U_{GS}=\text{const} \quad (5.14)$$

oraz

- transkonduktancję

$$g_m \equiv \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} \text{ przy } U_{DS}=\text{const} \quad (5.15)$$

Z zależności (5.6) łatwo wykazać, że w zakresie liniowym transkonduktancja wynosi

$$g_{dl} = G_0 \left(1 - \sqrt{\frac{\psi_0 - U_{GS}}{\psi_0 + U_P}} \right) \quad (5.16)$$

oraz

$$g_{ml} = \frac{G_0}{2} \frac{U_{DS}}{\sqrt{(\psi_0 + U_P)(\psi_0 - U_{GS})}} \quad (5.17)$$

W zakresie nasycenia transkonduktancja jest pochodną cząstkową równania (5.8) i wynosi

$$g_m = G_0 \left(1 - \sqrt{\frac{\psi_0 - U_{GS}}{\psi_0 + U_P}} \right) \quad (5.18)$$

Natomiast wykorzystując zależność kwadratową prądu drenu I_{Dsat} (5.11b), transkonduktancja, zgodnie z definicją (5.15), wynosi

$$g_m \equiv \frac{\partial I_{Dsat}}{\partial U_{GS}} = -\frac{2I_{DSS}}{U_P} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P} \right) = g_{m0} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P} \right) \quad (5.19)$$

gdzie

$$g_{m0} = -\frac{2I_{DSS}}{U_P} \quad (5.19a)$$

Należy tutaj zauważyć, że zależności (5.16) i (5.18) są identyczne, zatem konduktancja wyjściowa zakresu liniowego jest równa transkonduktancji zakresu nasycenia. Ponadto rezystancja szeregową źródła r_{ss} , tj. rezystancja niemodulowanej części obszaru

półprzewodnika przy wyprowadzeniu źródła, redukuje wartość teoretyczną g_m do wartości efektywnej

$$g_{m,ef} = \frac{g_m}{1 + g_m r_{ss}} \quad (5.20)$$

Empiryczna i prosta zależność kwadratowa prądu w zakresie nasycenia, określana zależnością (5.11a), zależy także od dwóch parametrów: U_P i I_{DSS} , które dla idealnego elementu łatwo wyznaczyć z liniowego wykresu $\sqrt{I_{Dsat}} = f(U_{GS})$. W rzeczywistym tranzystorze należy uwzględnić efekt modulacji długości kanału określony współczynnikiem λ w zależności (5.11b), i wówczas *konduktancja kanału* z definicji wyniesie

$$g_{ds} \equiv \frac{\partial I_{Dsat}}{\partial U_{DS}} = \lambda I_{DSS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P} \right)^2 \approx \lambda I_{Dsat} \quad (5.21)$$

Zatem konduktancja w zakresie nasycenia jest proporcjonalna do prądu drenu, ale niezależna od U_{DS} . Jest to intuicyjnie możliwe do przyjęcia, bowiem mostkowanie obszaru zubożonego pomiędzy źródłem a drenem przez przewodzący kanał oraz jego modulacja przez U_{DS} będzie się zmniejszać, gdy szerokość tego zubożonego obszaru jest powiększana przez wzrost $|U_{GS}|$, a tym samym spadek wartości prądu I_{Dsat} . Uwzględniając to zjawisko, wzrost U_{DS} jest równoważny wzrostowi $|U_{GS}|$, zatem należy oczekiwać, że $g_m \rightarrow 0$, gdy $U_{DS} \rightarrow \infty$. Konsekwencją tego zjawiska są różne wartości współczynnika λ otrzymywane z nachylenia rzeczywistych charakterystyk wyjściowych dla poszczególnych parametrów U_{GS} .

Pomimo, że pojemność bramki jest rozłożona wzdłuż kanału, to dla uproszczenia jest ona reprezentowana w modelu zastępczym tranzystora JFET (rys.5.4) przez dwie wielkości: pojemność pomiędzy bramką i drenem C_{gd} oraz pojemność pomiędzy bramką i źródłem C_{gs} , przy czym obie są zależne od napięcia

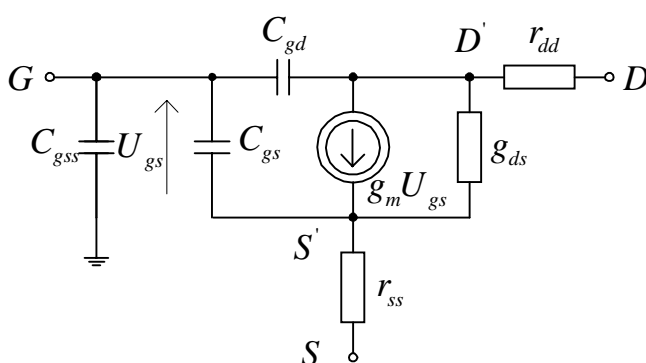
$$C_{gs} = \frac{C_{gs0}}{\left(1 + \frac{U_{GS}}{\psi_0} \right)^{\frac{1}{3}}} \quad (5.22a)$$

$$C_{gd} = \frac{C_{gd0}}{\left(1 + \frac{U_{GD}}{\psi_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \quad (5.22b)$$

Ponadto w modelu monolitycznego tranzystora JFET należy uwzględnić pojemność C_{gss} , tj. pojemność bramka-podłoże, która również wykładniczo zależy od stałego napięcia pomiędzy bramką i podłożem U_{GSS} :

$$C_{gss} = \frac{C_{gss0}}{\left(1 + \frac{U_{GSS}}{\psi_0}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (5.23)$$

Małosygnałowy model tranzystora JFET w zakresie wielkich częstotliwości, w którym pominięto konduktancję złącz spolaryzowanych zaporowo, przedstawia rys.5.6.



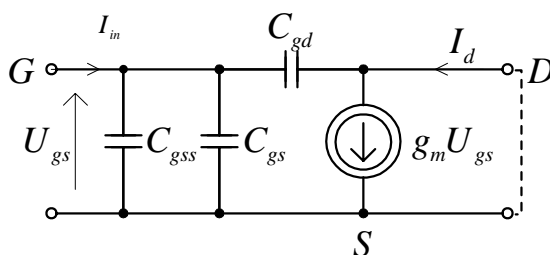
Rys.5.6. Małosygnałowy model tranzystora JFET w zakresie wielkich częstotliwości

Najczęściej rezystancje szeregowe r_{dd} i r_{ss} są pomijane w schemacie zastępczym, a ich wpływ uwzględnia się pośrednio poprzez modyfikacje innych parametrów, takich jak g_m - według zależności (5.20), czy I_{DSS} .

5.2.2. Ograniczenia częstotliwościowe i częstotliwość odcięcia

Praca tranzystora JFET w zakresie wielkich częstotliwości jest ograniczona dość dużą pojemnością bramki. Czas ładowania pojemności określany jest dla uproszczonego schematu zastępczego przedstawionego na rys.5.7.

Częstotliwość odcięcia (*cut-off*) f_T jest częstotliwością przy której prąd wejściowy I_{in} jest równy prądowi źródła sterowanego $g_m U_{gs}$ tranzystora przy zwartym wyjściu (jak zaznaczono linią przerywaną na rys.5.7).



Rys.5.7. Uproszczony małosygnałowy model tranzystora JFET w zakresie wielkich częstotliwości.

Przy zwartym wyjściu prąd wejściowy jest prądem ładowania pojemności wejściowych

$$I_{in} = j\omega(C_{gs} + C_{gb} + C_{gd})U_{gs} \quad (5.24)$$

Jeżeli przyjmiemy, że $C_G = C_{gs} + C_{gd} + C_{gss}$, to przy częstotliwości odcięcia

$$|I_{in}| = 2\pi f_T C_G U_{gs} = g_m U_{gs} \quad (5.25)$$

stąd

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_G} = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd} + C_{gss})} \quad (5.26)$$

Maksymalna wartość transkonduktancji nie może być większa niż konduktancja G_0 , wyznaczona według (5.5), a średnia pojemność bramki jest określona zależnością (5.12). Te dwie wielkości pozwalają oszacować maksymalną częstotliwość odcięcia jako

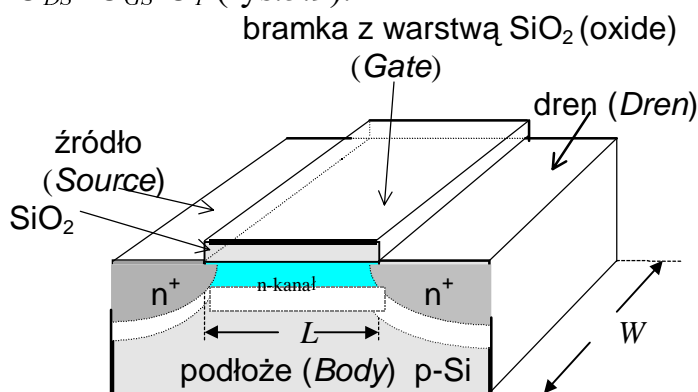
$$f_T \leq \frac{q\mu_n a^2 N_d}{4\pi\epsilon_s \epsilon_0 L^2} \quad (5.27)$$

5.3. TRANZYSTOR POŁOWY Z IZOLOWANĄ BRAMKĄ (MOSFET) I JEGO MODELE

W tranzystorach polowych MOSFET z izolowaną bramką prąd płynący między źródłem a drenem w przypowierzchniowym kanale jest sterowany potencjałem bramki poprzez warstwę dielektryka (rys.5.8). Jest to prąd nośników większościowych. Kanał jest zwykle indukowany, a tranzystor jest aktywny, gdy potencjał na bramce przekroczy wartość progową U_T . Poniżej tej wartości przez tranzystor płyną znikome prądy przypowierzchniowe, a tranzystor znajduje się w *stanie odcięcia*.

Przy stałych wartościach napięcia na bramce U_{GS} (w układzie wspólnego źródła OS) na charakterystykach prądowych drenu w układzie współrzędnych (I_D, U_{DS}) mogą być wyszczególnione dwa

zakresy napięć U_{DS} : *liniowy (nienasycenia)* i *nasycenia*, rozdzielone napięciem $U_{DS}=U_{GS}-U_T$ (rys.5.9).



Rys.5.8. Przekrój poprzeczny tranzystora n-MOS (z zaindukowanym kanałem typu n)

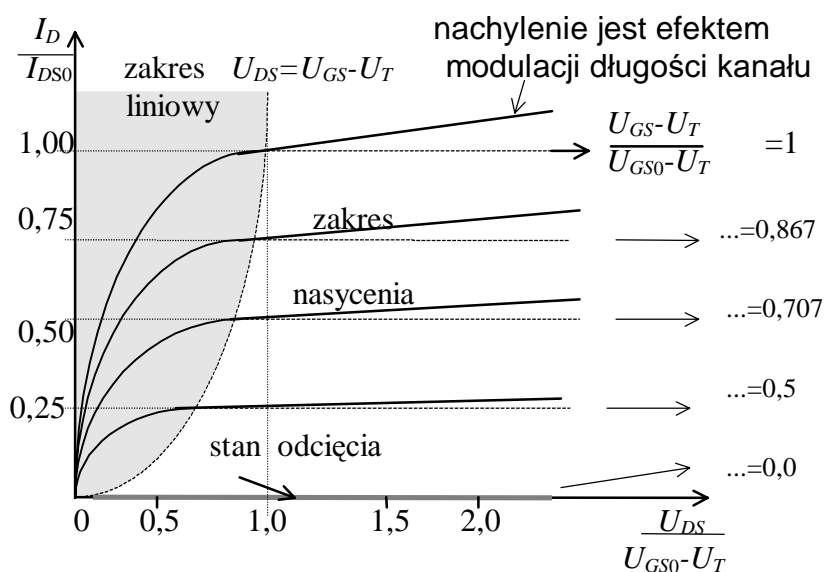
W najprostszym opisie tranzystora prąd drenu w zakresie liniowym jest kwadratową funkcją napięcia drenu U_{DS}

$$I_D = \frac{W}{L} \mu C_{ox} \left[(U_{GS} - U_T) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right] \quad (5.28)$$

natomiast w zakresie nasycenia ma wartość I_{Dsat} , niezależną od U_{DS} i równą

$$I_{Dsat} = \frac{W}{2L} \mu C_{ox} (U_{GS} - U_T)^2 \quad (5.29)$$

gdzie: W - szerokość, L - długość kanału, μ - ruchliwość nośników w kanale oraz C_{ox} - pojemność warstwy tlenkowej (izolacyjnej) bramki na jednostkę powierzchni.



Rys.5.9. Charakterystyki wyjściowe tranzystora MOSFET (znormalizowane względem $U_{GS} \equiv U_{GS0}$ oraz $I_D = I_{DS0}$)

W tym najprostszym modelu tranzystora MOSFET (Sah - 1960) prąd przepływający przez kanał jest wyznaczony z równania dla składowej dryftowej transportu prądu nośników przez liniowo zawężający się kanał, powstały w obszarze ładunku przestrzennego. Jest to tzw. przybliżenie stopniowanego kanału, gdy pole elektryczne w kierunku prostopadłym do kanału jest znacznie większe niż natężenie pola wzdłuż kanału, w którym dryfują zaindukowane nośniki. Pełny układ równań opisujących charakterystyki statyczne tranzystora MOSFET z kanałem typu n jest następujący

$$I_G = 0 \quad (5.30a)$$

$$I_D = 0 \quad \text{dla } U_{GS} < U_T, U_{DS} > 0 \quad (\text{stan odcięcia}) \quad (5.30b)$$

$$I_D = K' \frac{W}{L} \left(U_{GS} - U_T - \frac{U_{DS}}{2} \right) U_{DS} \quad \text{dla } U_{GS} > U_T \text{ i } 0 < U_{DS} < U_{GS} - U_T$$

(zakres liniowy) (5.30c)

$$I_{Dsat} = \frac{K' W}{2 L} (U_{GS} - U_T)^2 (1 + \lambda U_{DS}) \quad \text{dla } U_{GS} > U_T \text{ i } U_{DS} > U_{GS} - U_T$$

(zakres nasycenia) (5.30d)

gdzie

$$U_T = U_{T0} + \gamma \left(\sqrt{\psi_{si} - U_{BS}} - \sqrt{\psi_{si}} \right) \quad (5.31)$$

Dla kanału wzbogacanego $U_{T0} > 0$, zaś dla kanału zubożanego $U_{T0} < 0$. Do opisu charakterystyk wykorzystano ponadto tzw. parametry technologiczne tranzystorów

$K' = \mu C_{ox}$ - parametr transkonduktancyjny,

U_{T0} - napięcie progowe przy napięciu podłóże-źródło $U_{BS} = 0$,

γ - współczynnik objętościowy napięcia progowego,

λ - współczynnik modulacji długości kanału,

ψ_{si} - potencjał powierzchniowy przy silnej inwersji półprzewodnika.

Dla tranzystorów MOSFET z kanałem typu p powyższe równania przyjmują następujące postaci

$$I_G = 0 \quad (5.32a)$$

$$I_D = 0 \quad \text{dla } U_{GS} > U_T, U_{DS} < 0 \quad (\text{stan odcięcia}) \quad (5.32b)$$

$$I_D = -K' \frac{W}{L} \left(U_{GS} - U_T - \frac{U_{DS}}{2} \right) U_{DS} \quad \text{dla } U_{GS} < U_T \text{ i } 0 < U_{DS} < U_{GS} - U_T$$

(zakres liniowy) (5.32c)

$$I_{Dsat} = -\frac{K' W}{2 L} (U_{GS} - U_T)^2 (1 + \lambda U_{DS}) \quad \text{dla } U_{GS} < U_T \text{ i } U_{DS} < U_{GS} - U_T$$

(zakres nasycenia) (5.32d)

gdzie:

$$U_T = U_{T0} - \gamma \left(\sqrt{\psi_{si} - U_{BS}} - \sqrt{\psi_{si}} \right) \quad (5.33)$$

Dla kanału wzbogacanego $U_{T0} > 0$, zaś dla kanału zubożanego $U_{T0} < 0$.

Współczynniki K' , γ , λ i ψ_{si} są dodatnie dla obu typów kanałów. Ponadto w projektowaniu tranzystorów używany jest tzw. *parametr transkonduktancyjny tranzystora*, nazywany też *współczynnikiem wzmocnienia*

$$K = K' \frac{W}{L} \quad (5.34)$$

Zestaw równań (5.30-5.31) lub (5.32-5.33), opisujący charakterystyki prądowo-napięciowe tranzystora MOSFET, jest wykorzystywany w modelu Shichmana-Hodgesa. Przy wyprowadzaniu tych zależności prąd drenu w zakresie nasycenia został powiązany z napięciem na drenie U_{DS} , bowiem wraz ze wzrostem U_{DS} powyżej napięcia U_{DSS} (przy którym kanał traci ciągłość pomiędzy źródłem a drenem) poszerza się warstwa zubożona ładunku przestrzennego i skraca efektywna elektrycznie długość kanału z L do L' . Także ze wzrostem U_{DS} rośnie ładunek warstwy inwersyjnej w pobliżu drenu. Zależności (5.30d) i (5.31d) mają charakter empiryczny: mała wartość $\lambda = 0,1 \dots 0,01$ 1/V potwierdza niewielki wpływ U_{DS} na I_D w zakresie nasycenia (rys.5.9). Aby uniknąć nieciągłości na granicy obszarów liniowego i nasycenia w charakterystykach prądowych czynnik $(1 + \lambda U_{DS})$ można dołączyć także do zależności dla zakresu liniowego. Wprowadza to oczywiście pewien błąd dla zakresu liniowego, jednakże w praktyce nie ma to większego znaczenia.

5.3.1 Wielkosygnalowy model zastępczy tranzystora MOSFET

Rys.5.5 przedstawia model wielkosygnalowy tranzystora MOS zaproponowany przez Shichmana i Hodgesa.

W modelu tym istotna jest zależność źródła prądowego I_D od stałych napięć zewnętrznych U_{DS} , U_{GS} oraz napięcia U_{BS} pomiędzy

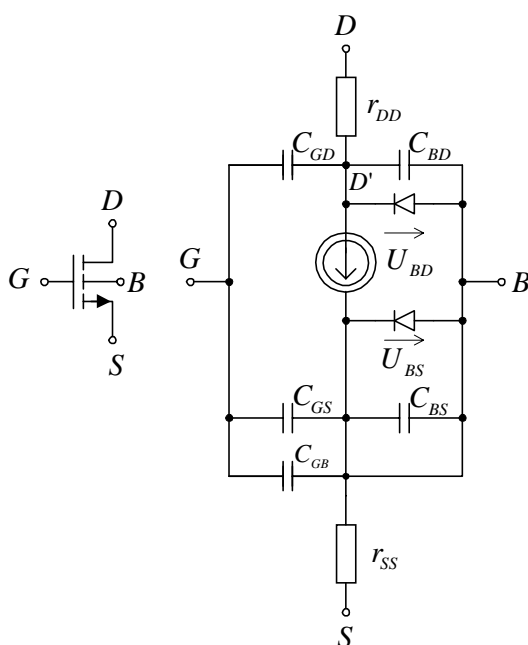
podłożem a źródłem (równania 5.28–5.29 dla tranzystora n-MOS i równania 5.30–5.31 dla tranzystora p-MOS).

Diody w tym schemacie reprezentują dwa złącza n⁺-p spolaryzowane zaporowo pomiędzy źródłem a podłożem oraz drenem a podłożem, z prądami

$$I_{BD} = I_s \left[\exp\left(\frac{U_{BD}}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (5.35a)$$

$$I_{BS} = I_s \left[\exp\left(\frac{U_{BS}}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (5.35b)$$

gdzie I_s reprezentuje prądy nasycenia złącz podłożowych.



Rys.5.10. Wielkosygnałowy model zastępczy tranzystora n-MOS

W celu zaporowej polaryzacji złącz podłożowych, w tranzystorze n-MOS zacisk podłoża B jest dołączany do najniższego potencjału w układzie, zaś w tranzystorze p-MOS, dla którego kierunki diod należy odwrócić w modelu wielkosygnałowym, zacisk podłoża B dołączany jest do najwyższego potencjału w układzie. Rezystancje r_{DD} i r_{SS} są rezystancjami niemodulowanych obszarów półprzewodnika przy drenie i źródle, które zwykle wynoszą około 50...100 om. Pojemności występujące w tym schemacie można podzielić na trzy grupy: pojemności barierowe C_{BD} i C_{BS} zaporowo spolaryzowanych złącz B-D i B-S, wspólne pojemności bramki C_{GD} , C_{GS} i C_{GB} (ich wielkość zależy od

zakresu pracy tranzystora) oraz pojemności pasożytnicze (konstrukcyjne), niezależne od zakresu pracy.

5.3.2. Małosygnałowy model tranzystora MOSFET

Tranzystory MOS są typowymi elementami układów cyfrowych, jednakże są one także wykorzystywane w analogowych układach scalonych. Małosygnałowy model zastępczy, niezbędny przy analizie takich układów, uzyskuje się na bazie modelu wielkosygnałowego, w którym uwzględnione są małe, linearyzowane zaburzenia parametrów wokół określonych stałych ich wartości. W wyniku różniczkowania zależności prądowo-napięciowych (5.29), (5.30) i (5.31) w stałych punktach pracy tranzystora definiujemy jego małosygnałowe parametry:

– *transkonduktancję*

$$g_m \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} \right|_{U_{DS}, U_{BS} = \text{const}} \quad (5.36)$$

– *konduktancję wyjściową*

$$g_o \equiv g_{ds} \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{DS}} \right|_{U_{GS}, U_{BS} = \text{const}} \quad (5.37)$$

oraz transkonduktancję wynikającą z wpływu napięcia U_{BS} na parametry kanału

$$g_{mb} \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{BS}} \right|_{U_{DS}, U_{GS} = \text{const}} \quad (5.38)$$

Wartości tych małosygnałowych parametrów zależą od zakresu, w którym znajduje się punkt pracy tranzystora. Na przykład, w zakresie nasycenia transkonduktancja g_m , zgodnie z zależnością (5.29), wynosi

$$g_m = 2K' \frac{W}{L} \sqrt{|I_{Dsat}|} = \frac{K'W}{L} (U_{GS} - U_T) \quad (5.39)$$

Zależność parametrów małosygnałowych od warunków wielkosygnałowych w powyższym wyrażeniu jest zatem wyraźna. Podobnie, korzystając z definicji (5.38) możemy wyznaczyć transkonduktancję g_{mb}

$$g_{mb} \equiv \frac{\partial I_D}{\partial U_{BS}} = \frac{\partial I_D}{\partial U_T} \frac{\partial U_T}{\partial U_{BS}} \quad (5.40)$$

Korzystając z zależności (5.29) oraz uwzględniając, że $\frac{\partial I_D}{\partial \phi_T} = -\frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}}$, otrzymujemy

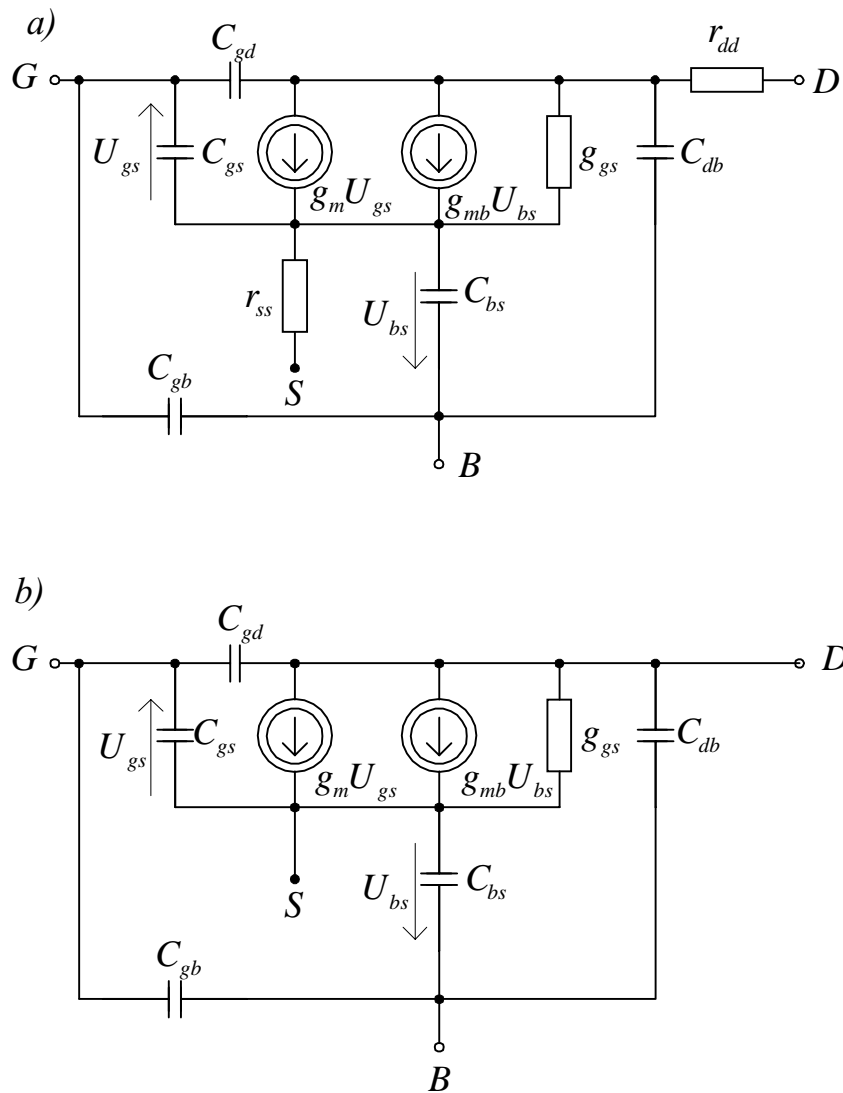
$$g_{mb} = \frac{g_m \gamma}{2\sqrt{\psi_{si} - U_{BS}}} = \eta g_m \quad (5.41)$$

gdzie η - współczynnik proporcjonalności. Transkonduktancja g_{mb} jest wykorzystywana, gdy pojawia się składowa zmienna napięcia U_{BS} .

Wykorzystując zależności (5.30) i (5.37) możemy wyznaczyć konduktancję wyjściową w obszarze nasycenia

$$g_{ds} \approx \lambda I_D \quad (5.42)$$

Małosygnalowy model tranzystora MOSFET przedstawiono na rys.5.11.



Rys.5.11. Małosygnalowy model tranzystora MOSFET:

a) z uwzględnieniem rezystancji szeregowych r_{dd} i r_{ss} ,

b) z pominięciem tych rezystancji

Wartości rezystancji r_{dd} i r_{ss} są porównywalne z wartościami stałoprądowymi r_{DD} i r_{SS} w modelu wielkosygnałowym z rys.5.10. Podobnie przyjmuje się, że C_{gs} , C_{gd} , C_{gb} , C_{bd} i C_{bs} są takie same jak C_{GS} , C_{GD} , C_{GB} , C_{BD} i C_{BS} . Przy szacowaniu wielkości C_{bd} i C_{bs} można skorzystać z przybliżeń

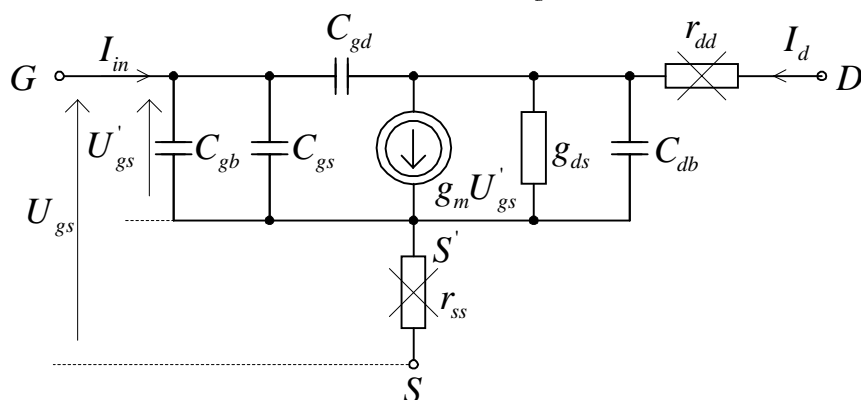
$$C_{bs} = \frac{g_{mb}}{g_m} C_{gs} = \eta C_{gs} \quad (5.43)$$

$$C_{bd} = \frac{g_{mb}}{g_m} C_{gd} = \eta C_{gd} \quad (5.44)$$

Pomijając ponadto rezystancje szeregowe r_{dd} i r_{ss} otrzymujemy nieco uproszczony schemat zastępczy tranzystora MOSFET w zakresie wielkich częstotliwości (rys.5.11b) najczęściej wykorzystywany przy analizie „ręcznej” układów z tymi tranzystorami. Podobnie jak w modelu tranzystora JFET, tak i w tym przypadku, wpływ szeregowych rezystancji r_{dd} i r_{ss} może być uwzględniony pośrednio poprzez modyfikacje innych parametrów, takich jak g_m , g_{mb} i U_T .

Tranzystory MOSFET pracują najczęściej przy stałym napięciu U_{BS} , tj. nie występuje składowa zmienna U_{bs} , co oznacza, że w tranzystorze nie występuje efekt podłoża.

Na rys. 5.12. przedstawiono małosygnałowy schemat zastępczy tranzystora MOSFET w konfiguracji OS w zakresie wielkich częstotliwości, gdy nie występuje w nim efekt podłoża (dla prądu zmiennego źródło S i podłoże B są zwarte). Struktura tego schematu zastępczego jest taka sama jak dla tranzystora JFET (rys.5.6), a jedynie inaczej należy interpretować pojemności C_{gb} i C_{db} .



Rys.5.12. Małosygnałowy model tranzystora MOSFET w zakresie wielkich częstotliwości, bez uwzględnienia efektu podłoża

Rezystancja szeregową źródła r_{ss} ma wpływ na parametry pracy tranzystora, bowiem redukuje amplitudę małosygnałową napięcia

sterującego źródłem prądowym do wartości $U'_{gs} < U_{gs}$. W ten sposób zwarciový prąd drenu wynosi tylko

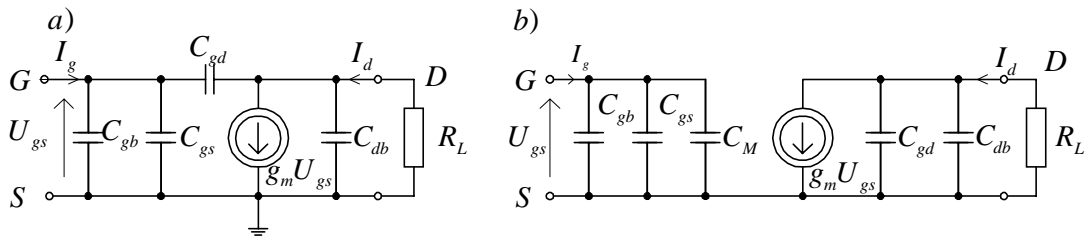
$$I_d = g_m U'_{gs} \quad (5.45)$$

Z relacji pomiędzy napięciami U'_{gs} i U_{gs} , dla małych częstotliwości pracy tranzystora (przy pominięciu wszystkich pojemności w schemacie na rys.5.12), łatwo można wykazać, że

$$I_d = \left(\frac{g_m}{1 + g_m r_{ss}} \right) U_{gs} = g'_m U_{gs} \quad (5.46)$$

Rezystancja źródła r_{ss} redukuje transkonduktancję g_m do jej wartości efektywnej: $g'_m < g_m$.

Przy analizie pracy tranzystora w zakresie wielkich częstotliwości w schemacie zastępczym najczęściej pomija się r_{ss} , r_{dd} , r_{ds} oraz C_{ds} , tworząc jego wielkoczęstotliwościowy schemat zastępczy przedstawiony na rys.5.13, przy czym R_L jest rezystancją obciążenia.



Rys.5.13 a) Małosygnałowy schemat zastępczy tranzystora n-MOSFET w konfiguracji OS dla wielkich częstotliwości, b) - z uwzględnieniem efektu Millera.

Podobnie jak dla tranzystora JFET, częstotliwość odcięcia f_T jest częstotliwością przy której prąd wejściowy I_{in} jest równy prądowi źródła sterowanego $g_m U_{gs}$ tranzystora przy zwartym wyjściu. Częstotliwość ta jest określona zależnością (por. z 5.26)

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd} + C_{gb})} \quad (5.47)$$

Jeżeli wyjście jest obciążone rezystancją R_L , to prąd wejściowy, zgodnie ze schematem na rys.5.13a, jest prądem bramki i wynosi

$$I_g = j\omega \left\{ C_{gs} + C_{gb} + C_{gd} \left[\frac{1 + g_m R_L}{1 + j\omega R_L C_{gd}} \right] \right\} U_{gs} \quad (5.48)$$

Zwykle $1 > \omega R_L (C_{gd} + C_{db})$, co uprości ostatnie wyrażenie do postaci

$$I_g = j\omega [C_{gs} + C_{gb} + C_{gd}(1 + g_m R_L)] U_{gs} \quad (5.49)$$

Pojemność C_{gd} została zatem zwielokrotniona przez wzmocnienie tranzystora $g_m R_L$ do wartości

$$C_M \equiv C_{gd}(1 + g_m R_L) \quad (5.50)$$

Jest to tzw. wejściowa pojemność Millera uwzględniona w unilateralnym, małosygnałowym schemacie zastępczym na rys.5.13b. Efekt Millera ogranicza maksymalną częstotliwość pracy tranzystora. Częstotliwość tę definiujemy jako częstotliwość przy której amplitudy prądów I_g i I_d są równe

$$\left| \frac{I_d}{I_g} \right| = \frac{g_m}{2\pi f (C_{gs} + C_{gb} + C_M)} \quad (5.51)$$

Po przyrównaniu równości (5.51) do jedności, otrzymujemy częstotliwość odcięcia f_c

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi (C_{gs} + C_{gb} + C_M)} = \frac{g_m}{2\pi C_{in}} \quad (5.52)$$

gdzie C_{in} jest równoważną pojemnością wejściową bramki, którą po uwzględnieniu zależności (5.50) określimy następująco

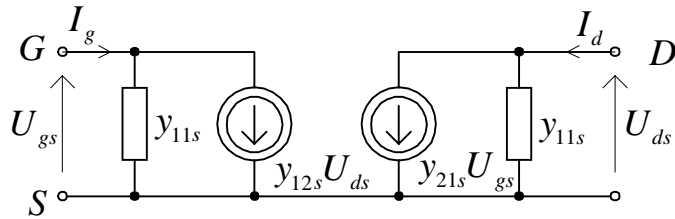
$$C_{in} \approx C_{gs} + C_{gb} + C_{gd}(1 + g_m R_L).$$

5.4. MAŁOSYGNAŁOWY ADMITANCYJNY SCHEMAT ZASTĘPCZY TRANZYSTORÓW POLOWYCH

W większości zastosowań układowych tranzystory polowe jako elementy wzmacniające pracują w zakresie nasycenia w konfiguracji wspólnego źródła (OS). Ich właściwości wzmacniające wynikają z faktu, że stosunkowo niewielkie zmiany napięcia doprowadzone pomiędzy bramkę a źródło wywołują duże zmiany prądu drenu, a więc również duże zmiany napięcia na rezystancji obciążenia. Dla opisu tych zmian, szczególnie przy analizie wąskopasmowych układów selektywnych, właściwa jest reprezentacja admitancyjna z parametrami macierzy $[y_{ij}]$

$$\begin{aligned} I_g &= y_{11s} U_{gs} + y_{12s} U_{ds} \\ I_d &= y_{21s} U_{gs} + y_{22s} U_{ds} \end{aligned} \quad (5.53)$$

Parametry macierzy y_{ij} są określane w warunkach zwarcia małosygnałowego napięcia wejściowego lub wyjściowego i przy określeniu prądów zmiennych na wyjściu i wejściu (rys.5.14)



Rys.5.14. Admitancyjny schemat zastępczy tranzystora polowego dla konfiguracji OE.

$$y_{11s} = \left. \frac{I_g}{U_{gs}} \right|_{U_{ds}=0} \quad y_{12s} = \left. \frac{I_g}{U_{ds}} \right|_{U_{gs}=0} \quad (5.54a)$$

$$y_{21s} = \left. \frac{I_d}{U_{gs}} \right|_{U_{ds}=0} \quad y_{22s} = \left. \frac{I_d}{U_{ds}} \right|_{U_{gs}=0} \quad (5.54b)$$

Współczynniki macierzy admitancyjnej można wyznaczyć z warunku równoważności małosygnałowych napięć i prądów w schematach zastępczych na rys.5.11b i 5.14:

$$y_{11s} = j\omega(C_{gs} + C_{gb} + C_{gd}) \quad y_{12s} = -j\omega C_{gd} \quad (5.55a)$$

$$y_{21s} = g_m - j\omega C_{gd} \quad y_{22s} = g_{ds} + j\omega(C_{gb} + C_{gd}) \quad (5.55b)$$

Wartości parametrów konduktancyjnych i pojemności małosygnałowych znajdziemy także w karcie katalogowej tranzystora.

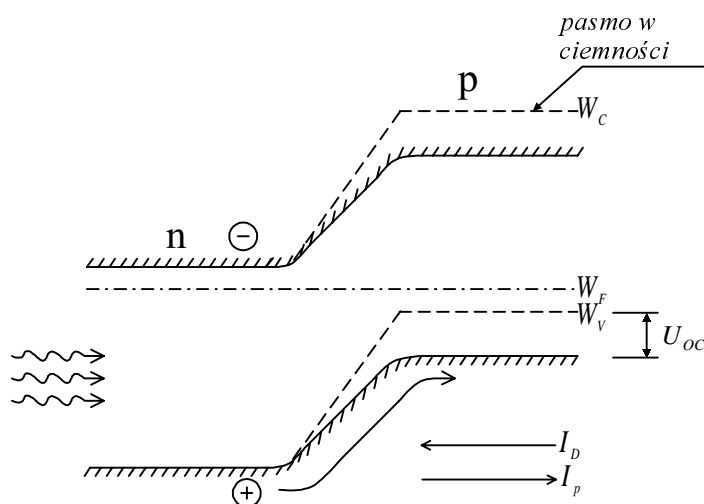
6

PRZYRZĄDY OPTOELEKTRONICZNE

Półprzewodnikowe przyrządy optoelektroniczne obejmują swym zakresem zarówno źródła promieniowania: diody elektroluminescencyjne, lasery półprzewodnikowe, jak również detektory promieniowania: fotoogniwa, fotodiody, fototranzystory oraz przyrządy będące w istocie połączeniem źródeł i detektorów promieniowania w postaci jednolitych konstrukcji zwane transoptorami.

6.1. FOTOOGNIWO

Fotoogniwa są wytwarzane obecnie wyłącznie w oparciu o struktury złączowe typu p-n, p-i-n lub struktury heterozłączowe. Zasadę powstawania napięcia w prostej strukturze p-n ilustruje rys.6.1. Złącze na rysunku jest oświetlone w taki sposób, że pochłanianie światła następuje w obszarze n.



Rys.6.1. Ilustracja powstawania napięcia fotowoltaicznego

Wygenerowane w tym obszarze nośniki nadmiarowe dyfundują w kierunku bariery i nośniki mniejszościowe, w tym przypadku dziury, zostaną przeciągnięte do obszaru typu p (dla dziur bariera nie istnieje) i będą dyfundowały w głąb kryształu. Nośniki te dają prąd świetlny I_p . Prąd ten spowoduje, że obszar p będzie się ładował dodatnio a n ujemnie i między elektrodami fotoogniwa powstanie różnica potencjałów. Powstanie różnicy potencjałów spowoduje zwiększenie przeciwnie skierowanego prądu dyfuzyjnego I_D , tj. prądu dziur z obszaru p do n i prądu elektronów z n do p. Jeżeli ogniwo jest rozwarne to ustala się

takie napięcie U_{OC} , przy którym oba prądy się zrównują

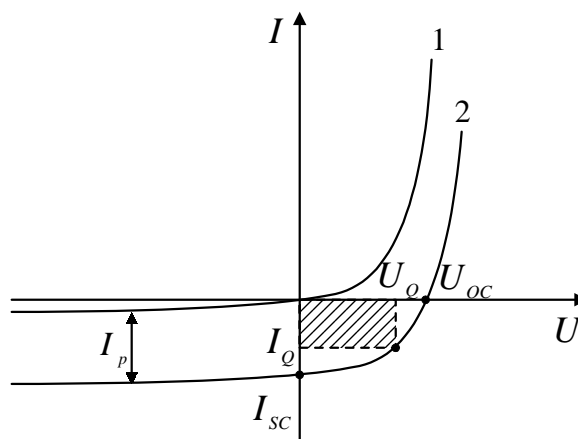
$$I = I_D - I_p = 0$$

Jeżeli fotoogniwo zostanie obciążone zewnętrzną rezystancją to napięcie spadnie poniżej U_{OC} i prąd wypadkowy będzie różny od zera

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{U}{n\phi_T}\right) - 1 \right] - I_p \quad (6.1)$$

gdzie $\phi_T \equiv kT/q$, a n jest tzw. współczynnikiem nieidealności złącza. Charakterystyka prądowo-napięciowa fotoogniwa wg (6.1) pokrywa się z charakterystyką diody, przy czym dodatkowo przesunięta jest o wartość prądu świetlnego I_p , rys.6.2. Przy zwarcu ogniwa ($U = 0$) występuje prąd zwarcia I_{SC} , którego wartość jest równa I_p . Przy rozwarciu ogniwa prąd $I=0$ i napięcie $U = U_{OC}$ można wyznaczyć z zależności (6.1)

$$U_{oc} = n\phi_T \ln\left(1 + \frac{I_p}{I_s}\right) \quad (6.2)$$



Rys.6.2. Charakterystyka prądowo-napięciowa fotoogniwa w przypadku braku oświetlenia (1) i przy oświetleniu (2); obszar zakreskowany oznacza prostokąt maksymalnej mocy elektrycznej jaką można uzyskać z ogniwa przy danym oświetleniu

Tak więc ze wzrostem oświetlenia, czyli ze wzrostem I_p , wzrasta foto-SEM ogniwa. Wartość foto-SEM nie może jednak przekroczyć stykowej różnicy potencjałów złącza p-n, czyli w najkorzystniejszym przypadku $U_{OCmax} \approx (W_C - W_V)/q$ (rys.6.1).

Maksymalną moc (zakreskowane pole na rys.6.2) uzyskuje się dla określonego punktu pracy fotoogniwa I_o , U_o , tzn. przy odpowiednio dobranej rezystancji obciążenia. Wraz ze zmianą strumienia padającego światła taka rezystancja powinna być zmieniona i w praktyce dobiera się

średnią wartość rezystancji obciążenia dla dużego natężenia oświetlenia. Miarą „prostokątności” krzywej w czwartej ćwiartce (rys.6.2) jest tzw. współczynnik wypełnienia FF (fill factor)

$$FF = \frac{I_q U_q}{I_{sc} V_{oc}}$$

który często podawany jest jako wartość katalogowa przez producentów ogniw słonecznych.

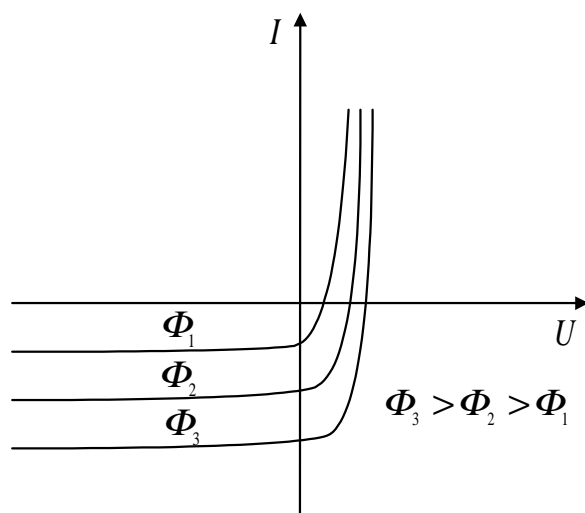
6.2. FOTODIODA

Fotodiode różni od fotoogniwa nieduża powierzchnia światłoczuła, rzędu kilku mm^2 , a poza tym jako fotodetektor fotodiode pracuje z reguły z polaryzacją zewnętrzną w kierunku zaporowym. Fotodiode, w zależności od przeznaczenia wykonuje się w kilku odmianach [97]:

- Fotodiode krzemowe, pracujące w zakresie od UV (nadfiolet) do NIR (bliska podczerwień); typowe zastosowania to czujniki w sprzęcie fotograficznym, kolorymetrii, spektrofotometrach, czujniki UV, czujniki dymu.
- Fotodiode Si typu p-i-n, charakteryzujące się dużą szybkością działania (czas odpowiedzi krótszy od 1 ns) używane w telekomunikacji optycznej, zdalnym sterowaniu optycznym, dyskach optycznych, detekcji promieniowania.
- Fotodiode Si lawinowe, charakteryzujące się dużym wzmocnieniem wewnętrznym, rzędu 100 i małym czasem odpowiedzi.
- Fotodiode GaAsP o charakterystyce spektralnej podobnej do charakterystyki ludzkiego oka; typowe zastosowania to sprzęt fotograficzny, spektrofotometry, detektory kolorów.
- Układy fotodiod (matryce jedno- i dwuwymiarowe) stosowane w spektrometrach wielokanałowych, analizatorach spektralnych, detektorach położenia.

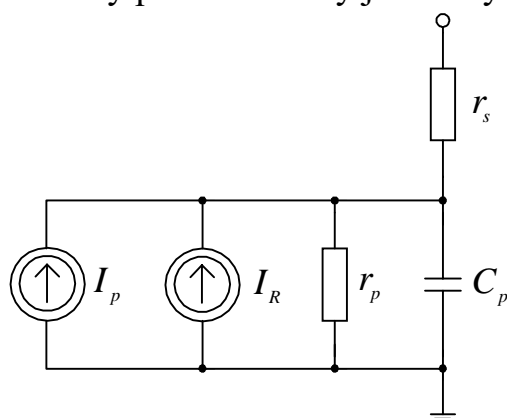
Charakterystyki fotodiode, przedstawione na rys.6.3 pokazują, że zwarciový prąd wsteczny fotodiode jest proporcjonalny do oświetlenia oraz niezależny od napięcia i ten obszar pracy jest wykorzystywany najczęściej. Na podstawie równania (6.1), obowiązującego dla fotoogniwa, oraz warunku $I_p = S\Phi$, gdzie S jest czułością prądową fotodiode otrzymuje się

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{U}{n\phi_T}\right) - 1 \right] - S\Phi \quad (6.3)$$



Rys.6.3. Statyczne charakterystyki prądowo-napięciowe fotodiody dla różnych natężeń padającego promieniowania

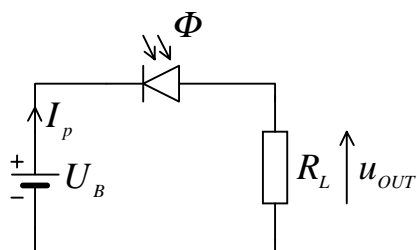
Przyjmując $U < 0$, otrzymuje się z (6.3) dla napięć dużo większych od napięcia termicznego ($\phi_T = 25\text{mV}$ dla $T = 300\text{ K}$), proporcjonalną zależność między I oraz Φ . Zmiennoprądowy schemat zastępczy fotodiody przedstawiony jest na rys.6.4.



Rys.6.4. Układ zastępczy fotodiody;
 I_p - prąd fotoelektryczny,
 I_R - prąd ciemny,
 r_p - rezystancja upływu,
 r_s - rezystancja szeregową,
 C_p - pojemność złączowa fotodiody

Graniczna częstotliwość pracy uwarunkowana jest wielkością pojemności C_p i wynosi $f_c = 1/(2\pi r_s C_p)$, zatem ujemna polaryzacja diody zmniejszająca C_p jest korzystna. Fotodiody p-i-n o małej pojemności C_p osiągają częstotliwości graniczne rzędu 1 GHz.

Podstawowy układ pracy fotodiody, przedstawiony na rys.6.5, wykorzystuje fotodiode jako nieliniowy „fotorezystor”.



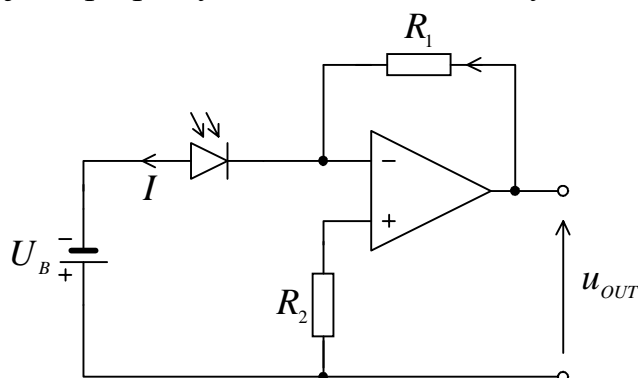
Rys.6.5. Układ pracy fotodiody z zewnętrzną polaryzacją w kierunku zaporowym i szeregową rezystancją

Napięcie wyjściowe równe

$$u_{OUT} = R_L I_P = R_L S \Phi \quad (6.4)$$

może zmieniać się od zera (dla $\Phi = 0$) do wartości maksymalnej rzędu U_B , co daje znacznie większą dynamikę zmian napięcia niż dla ogniwa niespolaryzowanego.

Fotodiody, ze względu na małe wartości prądu fotoelektrycznego, często wymagają współpracy ze wzmacniaczem, rys.6.6.

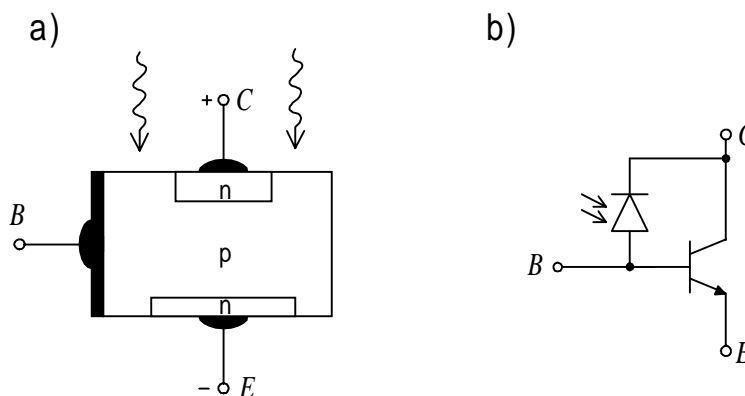


Rys.6.6. Fotodioda w układzie przetwornika prąd-napięcie; dla $R_1 = R_2$ napięcie wyjściowe jest równe $u_{OUT} = R_1 I = R_1 (I_P + I_R)$

W układzie przetwornika prąd-napięcie fotodioda spolaryzowana napięciem zaporowym ($5V < U_B < 20V$) zapewnia dużą szerokość pasma oraz dużą dynamikę zmian sygnału.

6.3 FOTOTRANZYSTOR

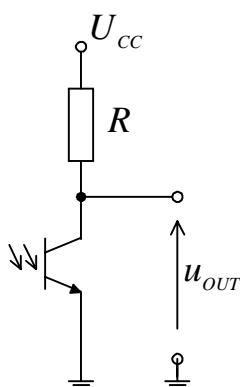
Tranzystor, w którym istnieje możliwość oświetlenia obszaru bazy (złącze kolektor-baza pełni rolę fotodiody) nazywamy fototranzystorem, rys.6.7 [89].



Rys.6.7. Budowa (a) i schemat zastępczy (b) fototranzystora

W wyniku oświetlenia bazy powstające w tym obszarze elektrony przedyfundują przez złącze kolektorowe (jako nośniki mniejszościowe) zwiększając jego prąd. Powstałe równocześnie w bazie nośniki większościowe - dziury nie przejdą przez barierę potencjału złącza emiterowego i wytworzą nieskompensowany ładunek dodatni obniżający barierę baza-emiter. Powoduje to zwiększoną iniekcję elektronów z emitera do bazy. Elektrony te osiągają następnie złącze kolektorowe i zwiększają silnie prąd kolektora co daje duże wzmocnienie i sprawia, że czułość fototranzystora jest dużo większa niż czułość fotodiody.

Zacisk bazy może być niewyprowadzony. W takich zastosowaniach fototranzystor jest nazywany podwójną fotodiodą. Pracę fototranzystora jako detektora optycznego objaśnia rys.6.8.

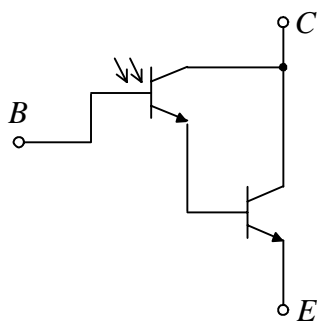


Rys.6.8. Fototranzystor w układzie fotodetektora

Jeżeli prąd złącza kolektor-baza jest równy I_p to na wyjściu uzyska się napięcie równe

$$u_{OUT} = U_{cc} - \beta I_p R \quad (6.5)$$

Duże wzmocnienie prądowe uzyskuje się w układzie Darlingtona z udziałem fototranzystora, rys.6.9.



Rys.6.9. Fototranzystor w układzie Darlingtona

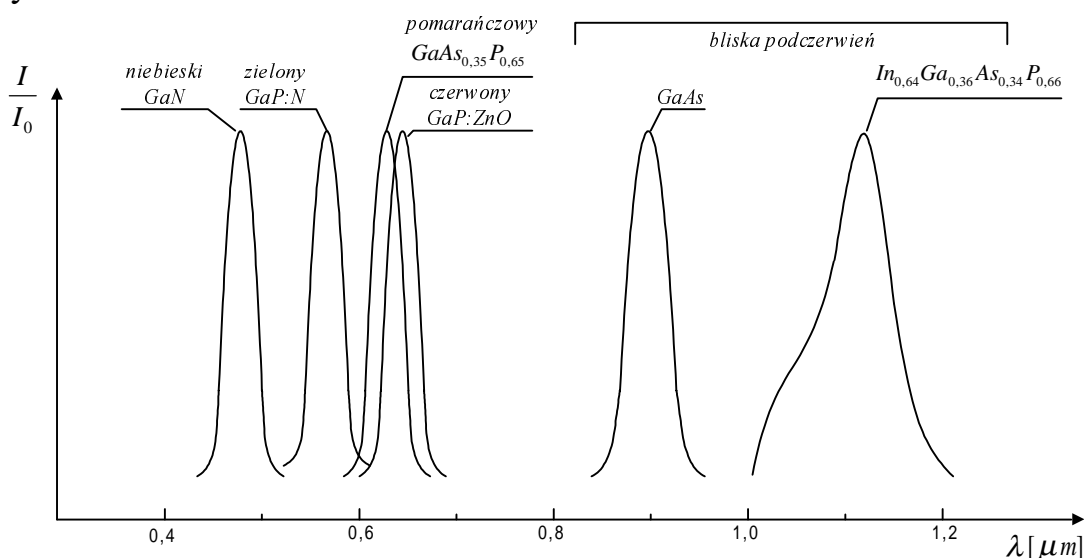
Zakres widmowy fototranzystorów jest taki jak odpowiadających

im fotodiod (rys.6.7b). Częstotliwość graniczna fototranzystora jest jednak znacznie mniejsza niż fotodiody i nie przekracza kilkuset kHz. Dla układu z rys.6.9 jest jeszcze mniejsza i wynosi $f_g \sim 30$ kHz.

6.4. DIODA ELEKTROLUMINESCENCYJNA (LED - Light Emitting Diode)

Promieniowanie optyczne w diodzie elektroluminescencyjnej powstaje w wyniku rekombinacji promienistej nośników ładunku w złączu p - n w procesie ich wstrzykiwania przy polaryzacji złącza w kierunku przewodzenia. Wstrzyknięte nośniki mniejszościowe rekombinują z nośnikami większościowymi emitując fotony o energii odpowiadającej różnicy energii poziomów, pomiędzy którymi zachodzi rekombinacja. Do wytwarzania diod elektroluminescencyjnych wykorzystuje się zasadniczo półprzewodniki z tzw. prostą przerwą energetyczną (GaAs, GaN), co zapewnia wymaganą sprawność kwantową rekombinacji promienistej (stosunek ilości wygenerowanych fotonów do ilości nośników ładunku wstrzykniętych do złącza).

Natężenie emitowanego światła jest proporcjonalne do wielkości prądu przewodzenia. Zakres widmowy promieniowania jest ostro ograniczony a barwa światła zależy od rodzaju użytego półprzewodnika, rys.6.10.



Rys.6.10. Charakterystyki widmowe (krzywe znormalizowane) różnych półprzewodnikowych diod elektroluminescencyjnych.

Najbardziej intensywne jest promieniowanie o energiach kwantów odpowiadających szerokości przerwy energetycznej W_g danego półprzewodnika (energia kwantów jest wprawdzie związana z położeniem poziomów rekombinacyjnych, ale przy zastosowaniu

płytkich domieszek poziomy te położone są blisko krawędzi pasma walencyjnego i przewodnictwa). Środkowa długość fali widma diody jest zatem równa

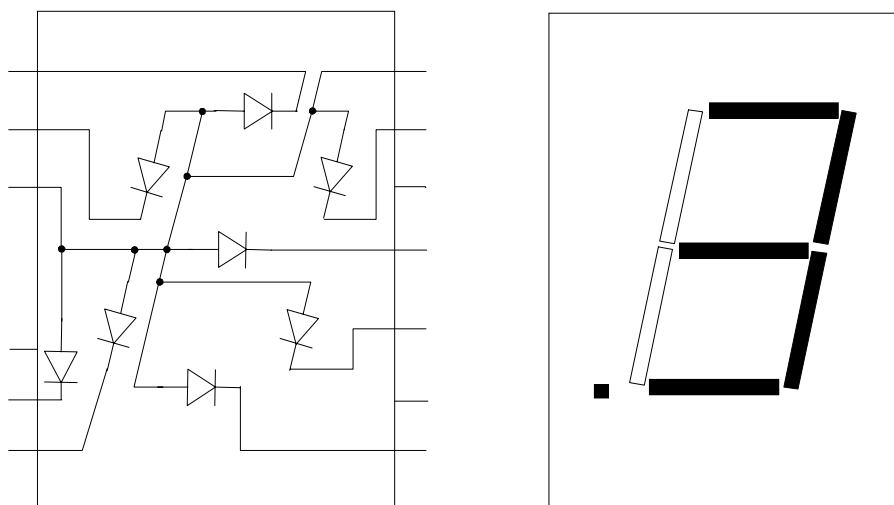
$$\lambda_p = \frac{hc}{W_g} \quad (6.6)$$

Na intensywność i barwę światła ma również wpływ temperatura obszaru czynnego diody. Z podwyższeniem temperatury maleje intensywność promieniowania, rośnie szerokość połówkowa widma i rośnie λ_p (maleje przerwa energetyczna). Spadek intensywności narzuca ograniczenie na maksymalną temperaturę pracy diod świecących.

Charakterystyki prądowo-napięciowe diod LED są zbliżone do zwykłych diod. Wynika stąd, że napięcie w kierunku przewodzenia, przy danym prądzie, będzie tym większe, im większa jest szerokość przerwy energetycznej półprzewodnika. Przykładowo, dla $I_F = 10 \text{ mA}$, napięcie przewodzenia dla danej diody (o określonej barwie λ_p) zmienia się następująco

<i>GaAs</i>	(900 nm)	1,3...1,5 V
<i>GaAsP</i>	(655 nm)	1,6...1,8 V
<i>GaP</i>	(565 nm)	2,2...2,4 V
<i>GaN</i>	(490 nm)	3 ...5 V

Diody LED mają płaskie złącze p-n, z czym związany jest mały kąt wierzchołkowy stożka promieniowania emitowanego przez diodę (zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia). Z tego względu diody dla celów wskaźnikowych wyposaża się w sferyczne lub paraboliczne soczewki z żywicy syntetycznych co zwiększa widzialność promieniowania dochodzącą do kąta półpełnego.



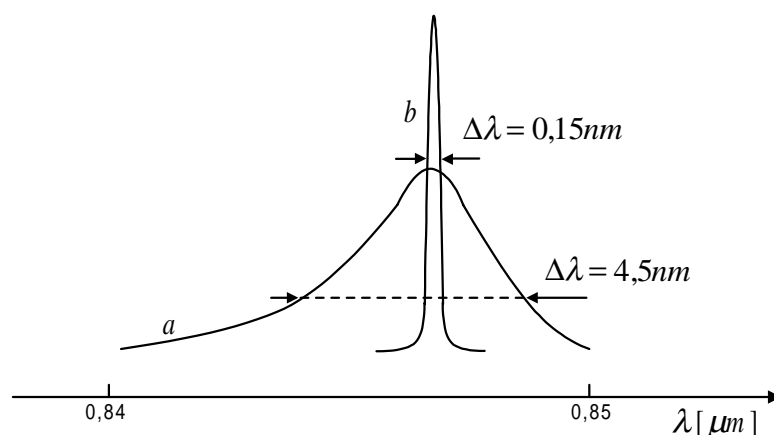
Rys.6.11. Diodowy układ do wyświetlania cyfr z lewą kropką dziesiętną w postaci tzw. wskaźnika siedmiosegmentowego (Hewlett Packard)

Diody LED wykonuje się nie tylko w postaci pojedynczych elementów ale także w postaci różnego rodzaju układów wskaźnikowych umożliwiających wyświetlanie cyfr, liter i innych znaków (rys.6.11).

6.5. LASER PÓŁPRZEWODNIKOWY

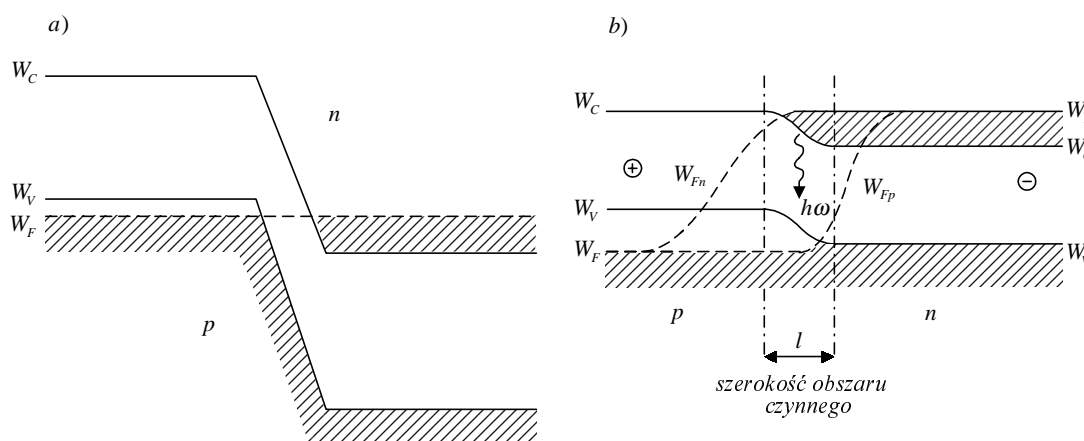
Jeżeli diodę elektroluminescencyjną z silnie domieszkowanymi obszarami p oraz n uformowaną w kształcie rezonatora optycznego zasilić prądem powyżej pewnej wartości progowej, to można uzyskać akcję laserową [63]. Widmo emisyjne lasera półprzewodnikowego po przekroczeniu progu wzbudzenia na tle widma emisyjnego diody przedstawia rys.6.12.

Emitowane przez laser promieniowanie o dużej gęstości energii wykazuje wysoką monochromatyczność, spójność przestrzenną i czasową oraz małą dyspersję kątową.



Rys.6.12. Charakterystyka widmowa diody LED (a) i lasera półprzewodnikowego po przekroczeniu prądu progowego (b)

Aby dioda mogła spełnić wymagania konieczne do wzbudzenia akcji laserowej trzeba w złączu p-n wytworzyć tzw. inwersję obsadzeń (obsadzenie wyżej położonych poziomów jest większe od obsadzenia poziomów niższych i fala elektromagnetyczna rozchodząca się w takim ośrodku nie jest pochłaniana lecz wzmacniana). Stan taki uzyskuje się w wyniku iniekcji nośników mniejszościowych powyżej pewnej wartości progowej w złączu p-n utworzonym z silnie domieszkowanych materiałów, rys.6.13.



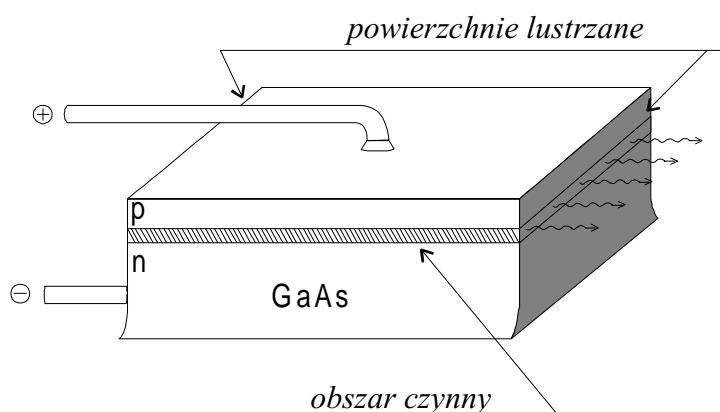
Rys.6.13. Zdegenerowane złącze p-n lasera półprzewodnikowego bez zewnętrznego napięcia (a) i spolaryzowanego w kierunku przewodzenia napięciem $U \geq (W_C - W_V)/q$ (b); w obszarze czynnym rozszczepienie poziomu Fermiego spełnia związek $W_{Fn} - W_{Fp} \geq W_g$

W obszarze czynnym złącza fotony o energiach zawartych w przedziale

$$W_{Fn} - W_{Fp} < \hbar\omega < W_g$$

nie wywołują przejść elektronowych, a zatem nie będą pochłaniane. Przejścia odwrotne, pasmo przewodnictwa-pasmo walencyjne, są dozwolone i będzie występowała emisja fotonów na skutek rekombinacji elektronów i dziur.

Innym istotnym warunkiem zajścia akcji laserowej jest istnienie rezonatora optycznego, rys.6.14.



Rys.6.14. Laser półprzewodnikowy w postaci rezonatora optycznego

Rezonator optyczny jest konieczny dla spełnienia warunku dodatniego sprzężenia zwrotnego. Dwie przeciwległe i równoległe do siebie powierzchnie lustrzane sprawiają, że fotony przebiegają wielokrotnie drogę między zwierciadłami powodując emisję wymuszoną. Zwierciadła nadają również promieniowaniu ściśle określony kierunek.

Charakterystyki laserów półprzewodnikowych można polepszyć stosując zamiast zwykłych złącz p-n, heterozłącza np. typu GaAs-AlGaAs, w wyniku czego uzyskuje się struktury, w których ograniczona jest dyfuzja nośników mniejszościowych. Pozwala to istotnie ograniczyć prąd progowy i zrealizować ciągłą generację w niechłodzonych złączach w temperaturze pokojowej. Stosując mieszane kryształy półprzewodnikowe (CdZnS, CdSSe, InGaAs, AlGaAs, GaAsP, PbSnTe) uzyskuje się lasery promieniujące w pełnym zakresie długości fal z obszaru widzialnego i podczerwieni.

Lasery półprzewodnikowe dzięki swoim zaletom takim jak małe rozmiary, duża sprawność energetyczna, prostota zasilania, łatwość modulacji promieniowania i niskie koszty wytwarzania, znalazły zastosowanie w telekomunikacji światłowodowej, optoelektronice, odtwarzaczach laserowych, zestawach alarmowych, sensorach i wielu innych urządzeniach.

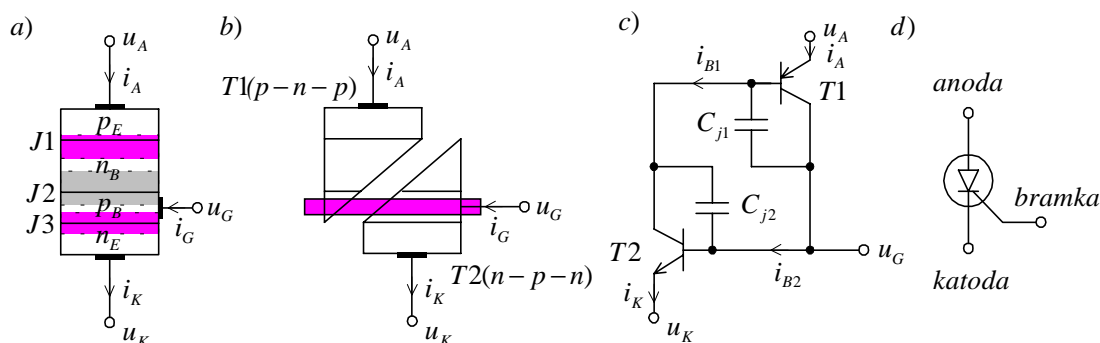
7

TYRYSTORY I TRIAKI

7.1. BUDOWA I DZIAŁANIE TYRYSTORA

Tyristor jest przyrządem półprzewodnikowym zbudowanym z czterech naprzemian ułożonych warstw typu n i p, które tworzą trzy złącza p-n: J1, J2 i J3 (rys.7.1). Takie struktury złączowe mają wiele form konstrukcyjnych, które pracują jako przełączniki - nawet dość dużych mocy. Najprostszym przełącznikiem jest *dioda Shockleya* p-n-p-n. Dioda ta przy napięciu U_B przełącza się z wysokoomowego *stanu blokowania* do niskoomowego *stanu przewodzenia*. Przełączenie jest inicjowane przebiciem lawinowym środkowego złącza J2. W tyristorze wartość napięcia przełączenia jest kontrolowana prądem bramki I_G (rys.7.2).

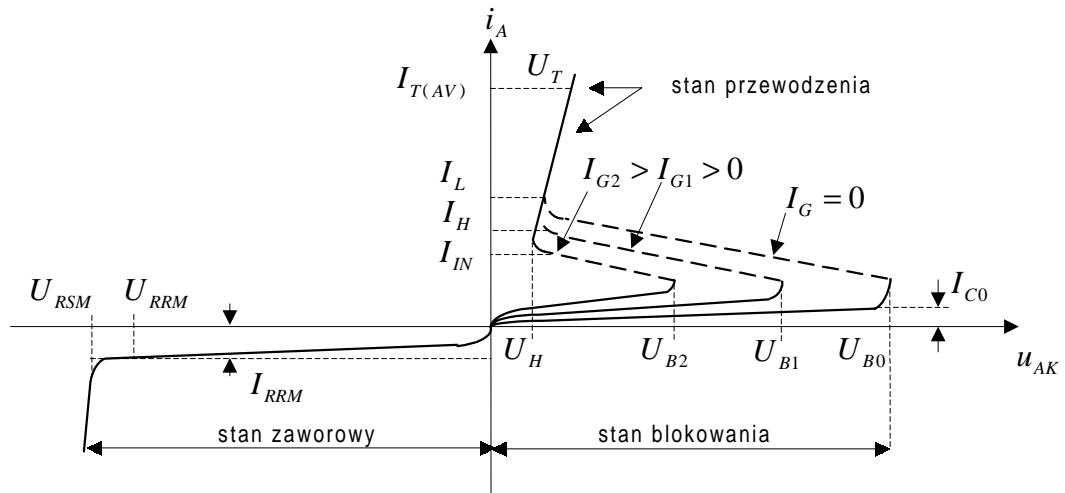
Tyristor najlepiej jest przedstawić jako szeregowo-równoległy układ dwóch sterujących się wzajemnie tranzystorów bipolarnych p-n-p i n-p-n, jak to przedstawiono na rys.7.1c.



Rys.7.1 a) Struktura złączowa tyristora, b) modelowe rozdzielenie na dwie struktury tranzystorowe, c) tranzystorowy model tyristora, d) symbol graficzny

Charakterystyki napięciowo-prądowe tyristora odzwierciedlają zachowanie się poszczególnych złącz p-n (rys.7.2).

Przy polaryzacji rewersyjnej ($u_{AK} < 0$) złącza J1 i J3 są spolaryzowane zaporowo, podtrzymując prawie całkowitą różnicę potencjałów pomiędzy anodą i katodą. Przez tyristor wtedy płynie minimalny prąd rewersyjny nasycenia obu złącz I_{RRM} , a przyrząd jest w tzw. *stanie zaworowym*. Przy napięciu U_{RSM} nastąpi przebicie lawinowe złącz J1 i J3.



Rys.7.2. Charakterystyka napięciowo prądowa tyrystora

Przy polaryzacji dodatniej ($u_{AK} > 0$) złącza emiterowe J1 i J3 są spolaryzowane w kierunku przewodzenia, zaś wspólne dla obu tranzystorów złącze kolektorowe J2 - zaporowo. Prąd całkowity tego złącza jest sumą prądu dziurowego przekraczającego bazę tranzystora p-n-p, prądu elektronowego tranzystora n-p-n oraz prądu nasycenia I_{C0} . Te trzy prądy stanowią prąd anodowy i_A , który przy odłączonej bramce ($i_G=0$), jest także prądem katody tyrystora. Stąd równanie kolektorowe dla złącza J2 ma postać

$$i_A = \alpha_{N1} i_A + \alpha_{N2} i_A + I_{C0} \quad (7.1)$$

albo

$$i_A = \frac{I_{C0}}{1 - (\alpha_{N1} + \alpha_{N2})} \quad (7.2)$$

gdzie α_{N1} i α_{N2} - stałoprądowe współczynniki wzmacnienia dla struktur tranzystorowych p-n-p i n-p-n. Przy napięciu u_{AK} bliskim U_{B0} zachodzi w obszarze złącza J2 powielanie lawinowe dziur i elektronów ze współczynnikami multiplikacji $M_h \approx M_e \approx M$ i prąd anodowy wynosi

$$i_A = \frac{MI_{C0}}{1 - (M\alpha_{N1} + M\alpha_{N2})} = \frac{MI_{C0}}{1 - M(\alpha_{N1} + \alpha_{N2})} \quad (7.2a)$$

Zakładając, dla uproszczenia rozważań, że $M > 1$ tuż przed napięciem przebicia, to z zależności (7.3) wynika, że tyrystor załączy się, gdy

$$M(\alpha_{N1} + \alpha_{N2}) \approx 1 \quad (7.3)$$

Prąd anodowy przy którym zachodzi warunek (7.3) jest prądem *włączenia tyrystora* I_{IN} przy napięciu U_{B0} (rys.7.1). Nieograniczone narastanie prądu $i_A > I_{IN}$ może być powstrzymane zmniejszeniem prądu

I_{CO} i współczynnika M . W tyrystorze zachodzi to w wyniku spadku napięcia na złączu kolektorowym J2. Przyjmuje się, że przy prądzie I_L napięcie na tym złączu jest równe zeru, a $M=1$. W katalogach podawany jest prąd I_L jako minimalna wartość prądu tyrystora konieczna do jego pewnego przełączenia.

Przy $\alpha_{N1} + \alpha_{N2} \approx 1$ prąd anodowy, zgodnie z zależnością (7.2), także powinien nieograniczenie narastać, jednakże struktury tranzystorowe przechodzą w stan nasycenia, w którym współczynniki wzmocnienia pozostają na niskim poziomie. Prąd anodowy, przy którym $\alpha_{N1} + \alpha_{N2} \approx 1$, jest określany jako *prąd podtrzymania* (wyłączenia) tyrystora I_H - jest to najmniejsza stabilna wartość prądu w stanie przewodzenia. Mała wartość *napięcia podtrzymania* (resztkowego) $U_H \approx 1V$, występująca przy prądzie podtrzymania I_H , potwierdza że struktury tranzystorowe są w stanie nasycenia, a tyrystor stanowi sobą obwód prawie zwarty. Średni prąd przewodzenia $I_{T(AV)}$, przy napięciu przewodzenia U_T , ogranicza od góry obszar stanu przewodzenia.

W tyrystorach obszary baz są zwykle poszerzone i słabiej zdomieszkowane niż obszary anody i katody, aby nie dopuścić do spełnienia warunku (7.3) - jonizacji lawinowej przy małych wartościach u_{AK} , bez udziału prądu bramki.

Prąd bramki i_G , jako prąd p-bazy, zwiększa prąd anodowy w stanie blokowania

$$i_A = \frac{I_{CO} + \alpha_{N2} i_G}{1 - (\alpha_{N1} + \alpha_{N2})} \quad (7.4)$$

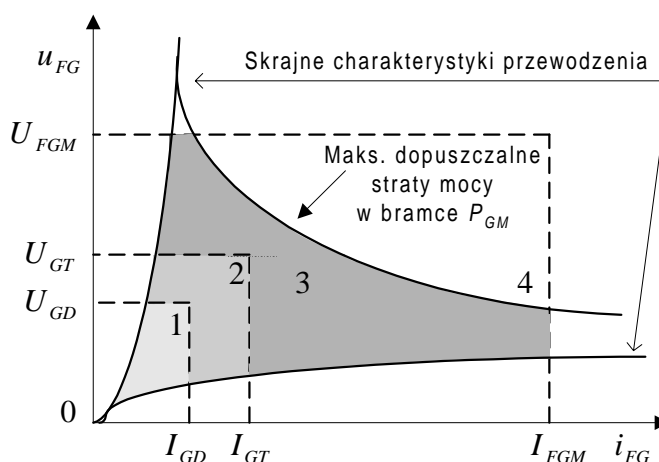
Prąd bramki zwiększa także wartość współczynnika α_{N2} . Gdy suma współczynników wzmocnienia osiągnie wartość bliską 1 oraz $M > 1$, to tyrystor przechodzi ze *stanu blokowania* w *stan załączenia* przy napięciu mniejszym niż U_{B0} poprzez metastabilny zakres ujemnej rezystancji dynamicznej od punktów (U_{BX}, I_{IN}) do punktu (U_{IN}, I_{IN}) na charakterystyce $i_A = i_A(u_{AK})$. Położenie pierwszego punktu zależy od wartości prądu bramki I_G .

W warunkach dynamicznych pracy tyrystora małosygnałowe współczynniki wzmocnienia prądowego α są większe od stałoprądowych: $\alpha > \alpha_N$, co umożliwia załączenie przy znacznych prądach bramki ($i_G \gg 0$) przed pojawieniem się przebiegu lawinowego. Zatem przyrosty prądu anodowego wywołane małymi zmianami prądu bramki też będą większe

$$\frac{\Delta i_A}{\Delta i_G} = \frac{I_a}{I_g} \approx \frac{\alpha_2}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (7.4a)$$

Ponadto, aby α_2 było szybko rosnącą funkcją I_g wiele typów tyrystorów ma tzw. ścieżkę rezystywną bocznikującą złącze J3, uzyskaną przez poszerzenie elektrody katody na obszar p-bazy. W schemacie zastępczym tyrystora pojawia się wówczas niewielka rezystancja r_{GK} , która umożliwia przepływ prądu dziurowego z anody do katody już przy niewielkich napięciach na bramce $u_{GK} < 0,7$ V, czyli zanim złącze J3 zostanie wystarczająco spolaryzowane w kierunku przewodzenia. Rezystancja ta spełnia również inną pożyteczną rolę: zabezpiecza tyrystor przed przypadkowymi sygnałami mogącymi załączyć tyrystor.

Dla właściwego zaprojektowania układu sterowania ważne są charakterystyki wejściowe tyrystora (rys.7.3).



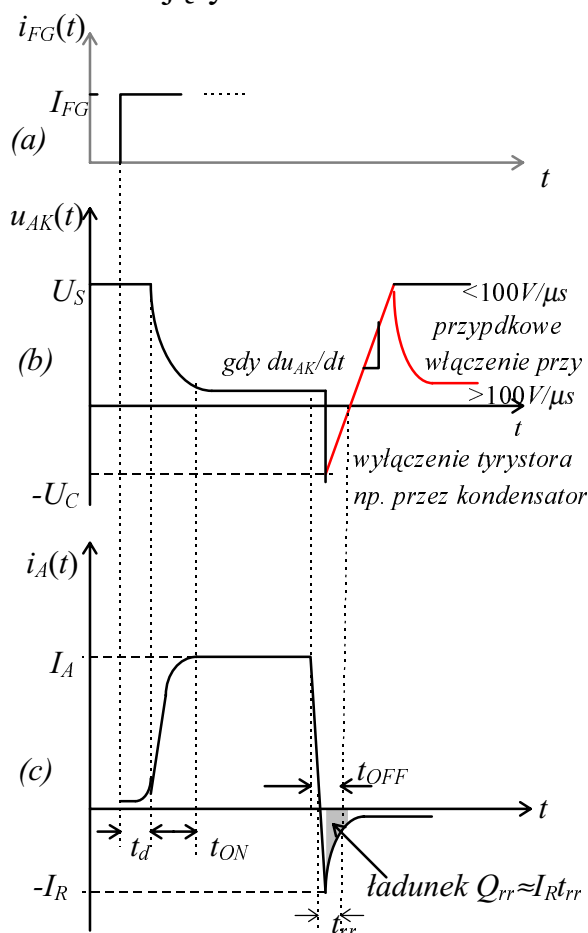
Rys.7.3. Charakterystyki bramkowe z obszarami rozrzutu technologicznego dla danego typu tyrystorów: 1 - obszar nieprzełączania, 2 - obszar możliwych przełączeń, 3 - obszar pewnych przełączeń, 4 - obszar szkodliwych przełączeń

Na charakterystykach bramkowych dla każdego typu tyrystorów są zaznaczone trzy obszary napięciowo-prądowe: 1 - ograniczony napięciem U_{GD} i prądem I_{GD} , nie przełączającymi tyrystora, 2 - ograniczony napięciem U_{GT} i prądem I_{GT} , mogącymi przełączyć tyrystor, 3 - ograniczony wartościami maksymalnymi napięcia U_{FGM} i prądu I_{FGM} bramki, gwarantującymi przełączenie tyrystora ze stanu blokowania do stanu przewodzenia. W tym obszarze należy zapewnić punkt pracy na prostej obciążenia w obwodzie bramki. Przełączanie w obszarze 4 może uszkodzić tyrystor, bowiem przekroczona została hiperbola dopuszczalnych strat mocy w bramce P_{GM} .

O jakości danego typu tyrystora decydują: jak najmniejszy prąd bramki $I_{FG} \ll I_{T(AV)}$ (kilkunastokrotnie mniejszy od I_A) oraz jak najkrótszy czas załączania rzędu 1...2 μs .

Tyrystory pracują przede wszystkim jako elementy załączające i przełączające duże prądy przy częstotliwościach sieciowych (rys.7.4).

Praca dynamiczna w takich warunkach zależy od zachowania się ładunków nadmiarowych w obu bazach po wyłączeniu elementu, które tutaj są rozpatrywane wspólnie jako tzw. ładunek przejściowy Q_{rr} , pozostający jeszcze przez okres czasu t_{rr} w bazach. Dopiero po tym czasie tyrystor odzyskuje właściwości do ponownego załączenia przez układ sterujący bramki.



Rys.7.4. a) Załączanie tyrystora prądem bramki, b) zmiany napięcia $u_A(t)$ podczas wyłączania, c) odpowiedź prądowa tyrystora

Innym ograniczeniem czasowym tyrystora jest tzw. *krytyczna stromość* narastania napięcia blokowania

$$\left(\frac{du_{AK}}{dt} \right) \Big|_s \quad [\text{V}/\mu\text{s}]$$

Jest to największa wartość stromości narastania tego napięcia, nie powodująca przełączenia tyrystora ze stanu blokowania do stanu przewodzenia w określonych warunkach zewnętrznych (np. przy określonej temperaturze). Należy bowiem pamiętać, że przy polaryzacji tyrystora napięciem $u_{AK} < U_{B0}$ poszerza się obszar ładunku przestrzennego złącza J2, którego pojemność wynosi C_{j2} (rys.7.1). Zbyt szybko usuwane nośniki z obszaru złącza, zgodnie ze zmianami napięcia du_{AK}/dt , tworzą prąd anodowy proporcjonalny do tych zmian. Prąd może

być na tyle duży, że załączy się tyrystor dużo wcześniej, zanim suma współczynników α obu tranzystorów w schemacie zastępczym osiągnie 1 - zgodnie z zależnością

$$i_A = \frac{C_{j2} \frac{du_{AK}}{dt}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (7.5)$$

Ponadto, prąd ten jest wzmacniany wewnętrznym efektem Millera. W ten sposób zwiększa się pojemność złącza do pojemności efektywnej

$$C_{eff} = \frac{C_{j2}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (7.6)$$

Jedynym sposobem wyłączenia dwóch tranzystorów w strukturze tyrystora jest zmniejszenie prądu kolektorowego do poziomu, przy którym zostanie przerwany mechanizm powielania lawinowego.

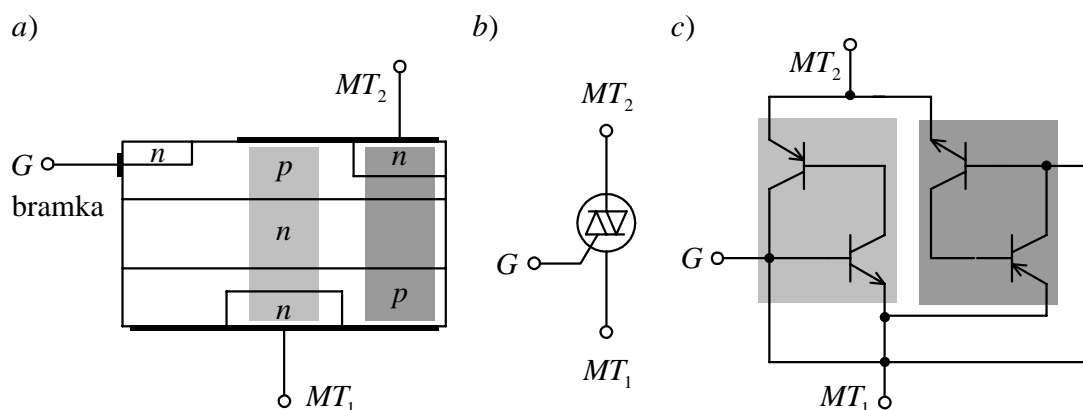
7.2. TRIAKI

Triak umożliwia sterowanie sygnałów zmiennoprądowych, bowiem jego konstrukcja jest antyrównoległym złożeniem dwóch złączowych struktur tyrystorowych n-p-n-p i p-n-p-n (rys.7.5a). W przekroju widoczne są symetryczne dwa obszary typu n wdyfundowane w strukturę złączową p-n-p. Elektrody wyprowadzeń głównych (*main termials*), nazywanych także *anodami*, zachodzą częściowo na obszar baz.

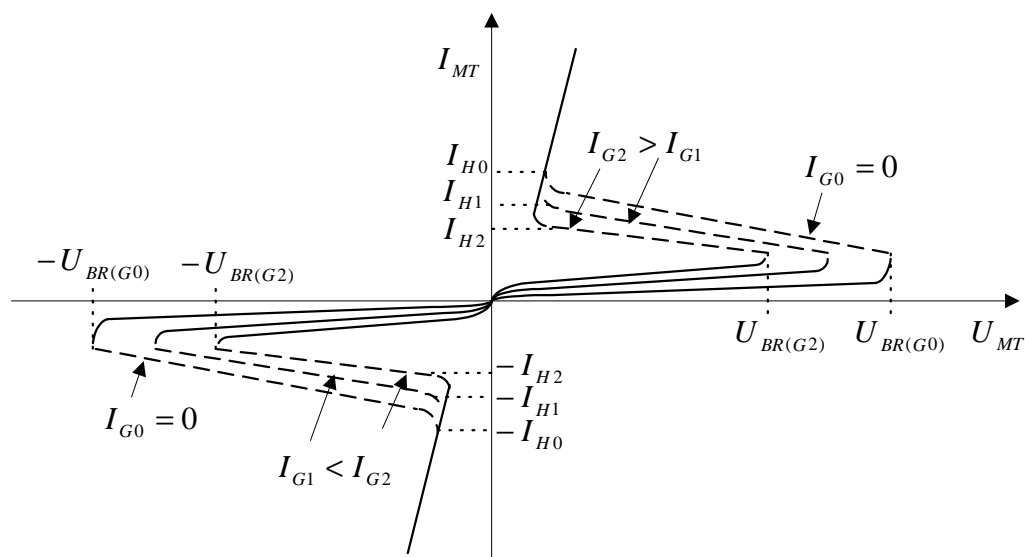
Symetria struktury przenosi się na symetrię charakterystyk napięciowo-prądowych (rys.7.6) oraz schematu zastępczego triaka(rys.7.5c).

Triak można załączyć poprzez bramkę dodatnim lub ujemnym impulsem prądowym dwukrotnie w każdym okresie prądu zmiennego - co daje cztery kombinacje kierunków napięć U_{MT} i prądów I_G załączających przyrząd.

Ponadto triak załączy się sam, jeżeli zostanie przekroczone napięcie przebicia $U_{BR(GO)}$ w jednym z kierunków oraz przy zbyt szybkim wyłączaniu napięcia - podobnie jak w tyrystorze. Te dwa ostatnie sposoby normalnie nie są stosowane w układach elektrycznych, ale wyznaczają pewne ograniczenia w wykorzystaniu triaków; np. triaki nie mogą pracować przy obciążeniu indukcyjnym.



Rys.7.5. a) Struktura złączowa, b) symbol graficzny, c) model tranzystorowy triaka



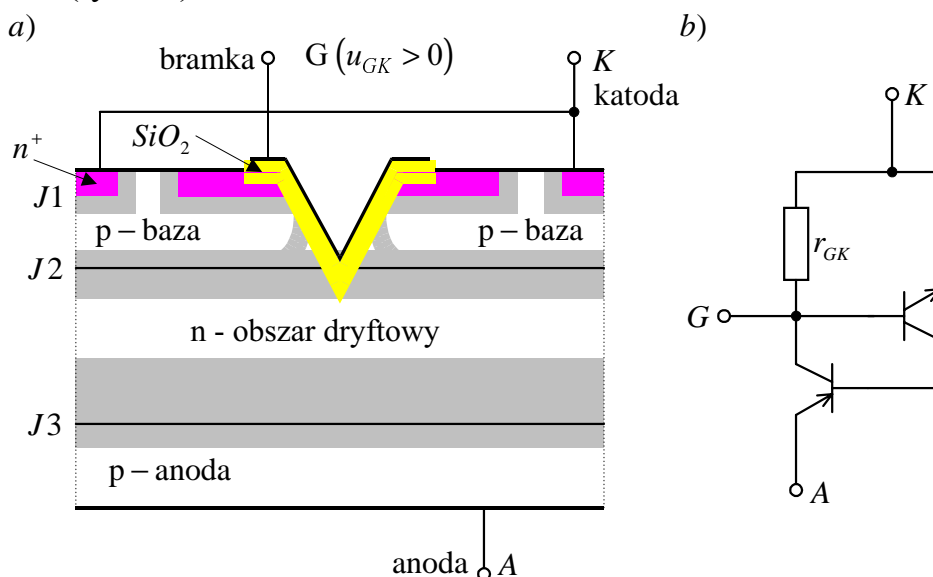
Rys.7.6. Charakterystyki napięciowo prądowe triaka

Diak ma podobną symetryczną strukturę jak triak, ale nie ma elektrody bramki. Załącza się tylko po przekroczeniu charakterystycznych napięć: $U_{BR(F)}$ przy $u_{MT} > 0$ i $-U_{BR(R)}$ przy $u_{MT} < 0$ w sposób podobny jak triak przy napięciach $U_{BR(G0)}$ i $-U_{BR(G0)}$.

7.3. STRUKTURY TYRYSTOROWE V-MOS I D-MOS

W technologii MOS wytwarzane są tyrystory kontrolowane napięciem bramki - jak w tranzystorach MOS. Mają one dość złożone struktury złączowe i są trudne do wykonania. Ich zasadniczą zaletą jest wyeliminowanie możliwości samoczynnego załączania.

Struktury tyrystorowe V-MOS mają bramkę MOS w wytrawionym izotropowo sześciokątnym zagłębieniu, które przechodzi przez cały obszar p-bazy struktury złączowej $n^+ - p - n - p^+$ tyrystora (rys.7.7).



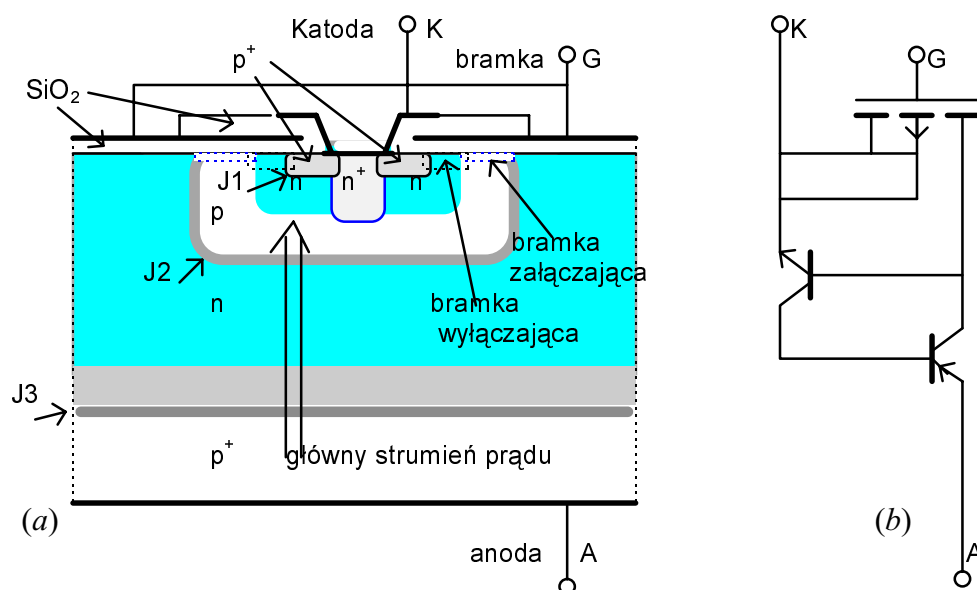
Rys.7.7. a) Struktura złączowa tyrystora z izolowaną bramką typu V-MOS, b) schemat zastępczy

Wgłębienie jest pasywowane SiO_2 , a struktura bramki MOS sięga aż do n-bazy (obszaru dryftowego n, który podtrzymuje prawie całe napięcie u_{AK}). Przy polaryzacji zerowej bramki obszar zubożenia złącza J2, sięgający w głąb p-bazy, jest płaski i równoległy do krawędzi złącza. Wzmocnienie tranzystora $n^+ - p - n$ jest małe ($\alpha < 0.3$). Przy polaryzacji dodatniej na bramce obszar zubożenia poszerza się i unosi od złącza (patrz rys.7.7). Jednocześnie od strony katody (n^+ -emitera) obszar neutralny bazy staje się coraz cieńszy; wzrasta wzmocnienie tranzystora. Przy napięciu progowym MOS-bramki elektrony są wstrzykiwane przez zaindukowany kanał do obszaru dryftowego typu n. Potencjał na tym obszarze natychmiast spada do wartości polaryzacji w kierunku przewodzenia złącza J3.

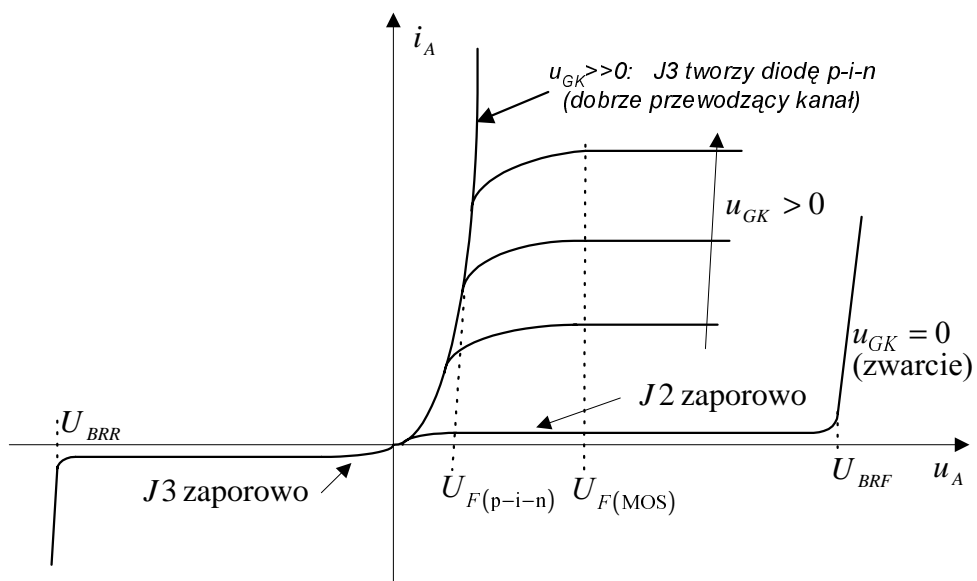
Tyrystory V-MOS blokują napięcia rzędu 600 V przy stromości nawet do $du_{AK} / dt \leq 1000$ V/s. Załączają się w ciągu 20 ns, ale nie są wyłączalne napięciem bramki.

Strukturę tyrystora wyłączalnego, wykonanego w technologii D-MOS, przedstawia rys.7.8 [20].

Charakterystyka napięciowo-prądowa takiego przyrządu jest złożeniem charakterystyk tyrystora, tranzystora i diody p-i-n w zależności od napięcia na bramce (rys.7.9)



Rys.7.8. a) Struktura złączowa wyłączalnego tyrystora MOS, b) jego model tranzystorowy



Rys.7.9. Charakterystyki napięciowo-prądowe wyłączalnego tyrystora MOS

8

WYBRANE PRZYRZĄDY ELEKTRONICZNE

8.1. TERMOELEMENT PELTIERA
(CHŁODZIARKA TERMoeLEKTRYCZNA)

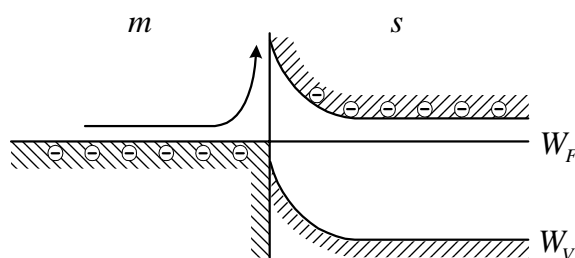
Termoelement Peltiera jest w istocie pompą ciepła zbudowaną w technologii półprzewodnikowej i może być używany do chłodzenia, grzania lub stabilizacji temperatury ale jego podstawowe zastosowanie to chłodziarka termoelektryczna (TEC - thermoelectric cooler). Elementy TEC znajdują zastosowanie w przenośnych chłodziarkach niedużych mocy (rzędu 100 W), w kamerach CCD, do chłodzenia mikroprocesorów, diod laserowych i innych mikroukładów elektronicznych gdzie wymagane jest intensywne odprowadzanie ciepła.

Efekt Peltiera, odkryty w 1834 r, polega na wydzielaniu lub pochłanianiu ciepła na styku dwu materiałów w zależności od kierunku przepływającego prądu. Wielkość wydzielanego ciepła Q i jego znak zależą od rodzaju stykających się materiałów oraz ilości ładunku przepływającego przez złącze

$$dQ_{12} = \Pi_{12} I dt \quad (8.1)$$

przy czym współczynnik Peltiera $\Pi_{12} = \Pi_2 - \Pi_1$ jest proporcjonalny do różnicowej siły termoelektrycznej α ($\Pi_{12} = \alpha_{12}T$). Zmieniając kierunek I otrzymuje się z wyrażenia (8.1) zmianę znaku przy dQ (w odróżnieniu od ciepła Joule'a, które zależy od kwadratu prądu) i złącze chłodzone zacznie się ogrzewać oraz na odwrót. Praktyczne wykorzystanie zjawiska stało się możliwe dzięki zastosowaniu półprzewodników o dobrym przewodnictwie elektrycznym i słabym przewodnictwie cieplnym.

Mechanizm zjawiska można objaśnić posługując się schematem pasmowym złącza metal-półprzewodnik, rys.8.1.



Rys.8.1. Złącze metal -
półprzewodnik typu n

W takim przypadku w przewodnictwie biorą udział elektrony bliskie energii Fermiego W_F w metalu oraz elektrony pasma przewodnictwa

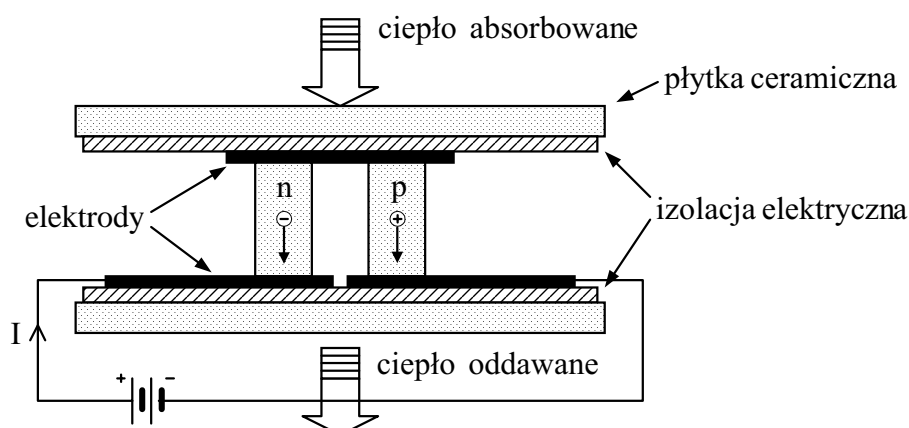
w półprzewodniku. Jak wynika z rys.8.1 średnia energia elektronów przewodnictwa w metalu jest niższa niż w półprzewodniku. Przejście elektronów z metalu do półprzewodnika związane jest z pokonaniem bariery potencjału i koniecznością pobrania energii od sieci czyli ochłodzeniem złącza. Zmiana kierunku prądu powoduje, że nadmiar energii elektronów przechodzących z półprzewodnika do metalu zostanie oddany sieci i wydzielony ciepło.

Dobroć materiału termoelektrycznego można wyrazić jako

$$z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\kappa}$$

Istotne są więc duża różnicowa siła termoelektryczna α (co odpowiada dużemu Π), małe przewodnictwo cieplne materiału κ i duża konduktancja σ .

W praktycznych wykonaniach moduł termoelektryczny TEC zbudowany jest z pewnej ilości par półprzewodników n oraz p połączonych szeregowo za pomocą elektrod metalicznych i umieszczonych między dwiema płytkami ceramicznymi, rys.8.2.



Rys.8.2. Przekrój modułu termoelektrycznego z pokazaną parą połączonych szeregowo półprzewodników n oraz p ; wykorzystywanym najczęściej materiałem jest Bi_2Te_3 domieszkowany donorowo lub akceptorowo

W konfiguracji jak na rys.8.2 ciepło jest transportowane od górnej (chłodzonej) płytki do dolnej. Moduły mogą być łączone równolegle aby zwiększyć ilość pompowanego ciepła, albo mogą być nakładane jeden na drugi (kaskada) aby zwiększyć różnicę temperatur między granicznymi powierzchniami chłodziarki. Jeżeli nie jest wymagana różnica temperatur między powierzchniami gorącą i zimną większa od ok. 60°C, wystarczy moduł jednostopniowy.

Typowe dane charakterystyczne chłodziarki są następujące:

- Q_{max} - maksymalna ilość pompowanego ciepła przy $\Delta T = 0$
 ΔT_{max} - maksymalna osiągalna różnica temperatur między końcami gorącym i zimnym bez obciążenia cieplnego
 I_{max} - maksymalny (optymalny) prąd wejściowy w amperach
 V_{max} - maksymalne napięcie przy obciążeniu prądowym I_{max}

Jako zalety chłodziarek termoelektrycznych należy wymienić małą masę i wymiary, cichą pracę, brak części ruchomych, małe szумы, łatwość sterowania temperaturą z użyciem regulatora. Problemy występują wtedy, gdy wymagana wielkość chłodzenia przekracza 200W.

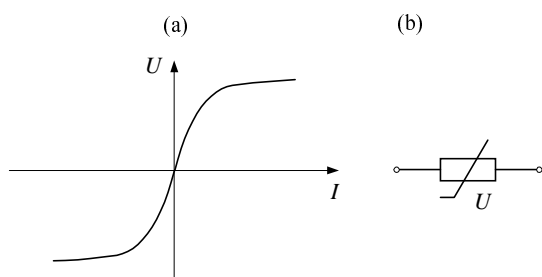
8.2. WARYSTOR

Warystor jest rezystorem półprzewodnikowym o wartości rezystancji zależnej od napięcia. Dzięki takiej właściwości warystory stosowane są przede wszystkim jako elementy zabezpieczające obwody elektryczne przed przepięciami.

Nieliniowa charakterystyka napięciowo-prądowa warystora jest typu potęgowego [87]

$$U = A I^{\beta} \quad (8.2)$$

gdzie współczynnik β przyjmuje wartości w granicach od 0,1 do 1,0. Współczynniki A i β zależne są od rodzaju materiału, z którego wykonany jest dany element, a także częściowo od geometrii warystora. Kształt charakterystyki (8.2), przedstawionej na rys.8.3 wskazuje, że warystor jest elementem symetrycznym o właściwościach niezależnych od kierunku przepływającego prądu.



Rys.8.3. Charakterystyka napięciowo-prądowa typowego warystora (a) oraz jego symbol graficzny (b)

Charakterystyka opisana równaniem (8.2), po obustronnym zlogarytmowaniu, przedstawia linię prostą

$$\log U = \log A + \beta \log I \quad (8.3)$$

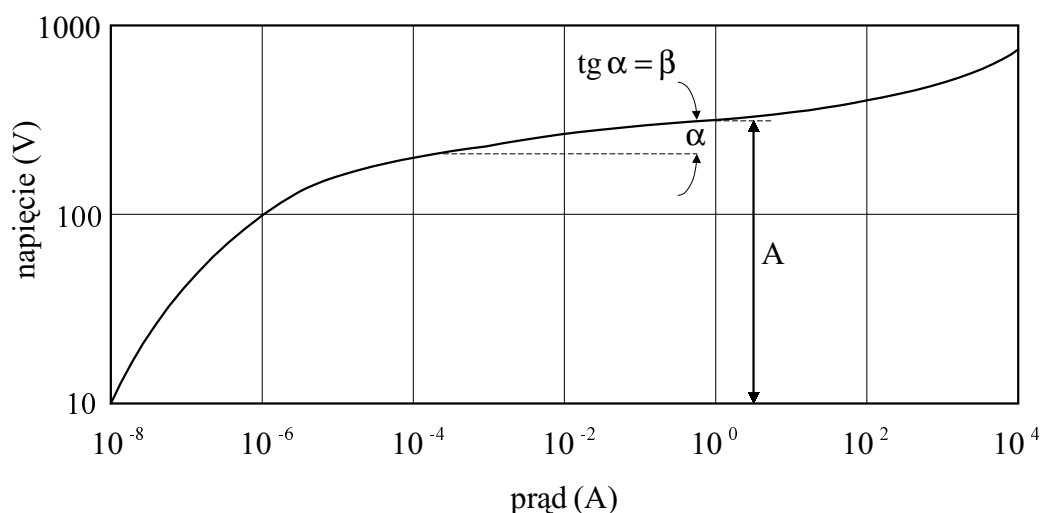
w logarytmicznym układzie współrzędnych ($\log U$, $\log I$). Po zróżniczkowaniu zależności (8.3) otrzymuje się wyrażenie pozwalające zdefiniować β jako współczynnik określający nieliniowość charakterystyki

$$\frac{dU}{U} = \beta \frac{dI}{I} \quad (8.4a)$$

$$\beta = \frac{\frac{dU}{U}}{\frac{dI}{I}} = \frac{\delta R}{R} \quad (8.4b)$$

Tak więc β jest równe stosunkowi rezystancji różniczkowej do rezystancji średniej w danym punkcie charakterystyki.

Przebieg charakterystyki rzeczywistego warystora odbiega od zależności liniowej (8.3) w zakresie małych prądów (mniejszych od ok. 10^{-4} A) oraz w zakresie prądów dużych (większych od ok. 100A), rys.8.4.



Rys.8.4. Charakterystyka warystora ZnO w układzie współrzędnych logarytmicznych; stała A równa jest wartości napięcia dla jednostkowego prądu

Z przebiegu charakterystyki dowolnego warystora w układzie podwójnie logarytmicznym można więc wyznaczyć współczynnik nieliniowości β oraz stałą A .

Stosując warystor w układach prądu stałego i zmiennego posługujemy się pojęciami rezystancji statycznej i dynamicznej. Rezystancję statyczną określa wyrażenie

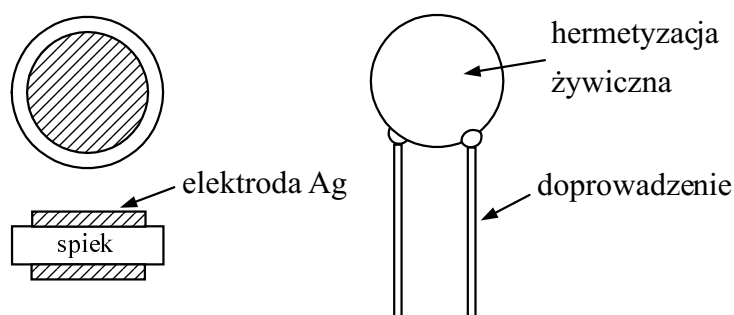
$$R = \frac{U}{I} = A I^{\beta-1} \quad (8.5)$$

a rezystancję dynamiczną

$$r = \frac{dU}{dI} = \beta A I^{\beta-1} = \beta R \quad (8.6)$$

Tak więc rezystancja dynamiczna warystora jest mniejsza od rezystancji statycznej.

Do produkcji warystorów stosuje się najczęściej węglík krzemu (SiC) oraz tlenek cynku (ZnO) w postaci spieków ceramicznych z odpowiednimi domieszkami. Kształt elementu nadaje się w trakcie prasowania proszku. Po spieczeniu i nałożeniu elektrod (pasta Ag) oraz ich wypaleniu, przylutowuje się druty wyprowadzeniowe i w końcowym etapie nakłada lakiery żywiczne, rys.8.5. Wytworzony warystor poddaje się starzeniu elektrycznemu i cieplnemu aby ustabilizować jego parametry.



Rys.8.5. Warystor w postaci dysku

Brak jest jednolitej teorii tłumaczącej nieliniowość charakterystyki warystora. W przypadku SiC wprowadza się m.in. koncepcję, że na powierzchni ziarna następuje inwersja typu przewodnictwa i w związku z tym ziarna tworzą szeregowo, przeciwsobne połączenia diod. Charakterystyka pokazana na rys. 8.3 w istocie przypomina przebieg dla szeregowego układu dwu diod *p-n* połączonych przeciwsobnie.

Inna teoria objaśnia gwałtowny wzrost prądu ze wzrostem napięcia jako efekt zimnej emisji elektronów z ostrych krawędzi ziarn powodowanej przez lokalne silne pola elektryczne. Istnieje też koncepcja, która przypisuje wzrost konduktancji zjawisku nagrzewania się styków ziarn, czyli obszarów o zwiększonej rezystancji, ze wzrostem natężenia prądu.

Każdy z mechanizmów wspomnianych wyżej może być istotny w zjawisku nieliniowych zmian prądu pod wpływem napięcia w warystorze. Będzie to zależało od rodzaju użytego materiału, a dla

danego materiału od położenia punktu pracy na charakterystyce napięciowo-prądowej.

Typowe zastosowania warystorów to zabezpieczenia przed przepięciami w układach półprzewodnikowych, w układach z obciążeniem indukcyjnym (przełączniki, styczniki, dławiki), w instalacjach samochodowych, w systemach telewizji kablowej i telefonii komórkowej, w zasilaczach, w systemach zabezpieczeń przed elektrycznością statyczną. Dzięki łączeniu warystora z typowymi rezystorami uzyskuje się elementy o charakterystykach wykorzystywanych w regulacji automatycznej.

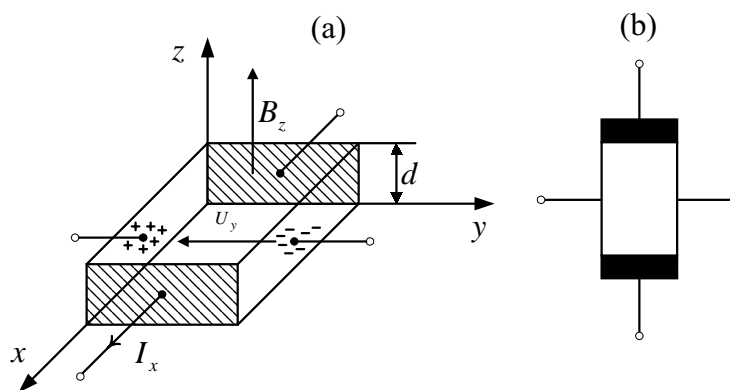
8.3. HALLOTRON

Hallotron jest przyrządem półprzewodnikowym, którego działanie jest oparte na zjawisku galwanomagnetycznym zwanym efektem Halla.

Jeżeli przez próbkę, rys.8.6a, przepuścimy w kierunku x prąd I_x , a w kierunku z przyłożymy pole magnetyczne B_z , to na kierunku y pojawi się napięcie, zwane napięciem Halla, równe

$$U_y = \gamma I_x B_z = \frac{R_H}{d} I_x B_z \quad (8.7)$$

gdzie R_H jest tzw. stałą Halla, a d grubością próbki.



Rys.8.6. Powstawanie napięcia Halla w półprzewodniku (a) oraz symbol graficzny Hallotronu (b)

Stała Halla dla półprzewodnika domieszkowanego z nośnikami jednego rodzaju wynosi

$$R_H = \pm \frac{A}{Nq} \quad (8.8)$$

gdzie A jest czynnikiem zależnym od mechanizmu rozpraszania nośników (dla półprzewodników, w których dominuje rozpraszanie na drganiach cieplnych sieci $A = 3\pi/8$), N jest koncentracją nośników (elektronów lub dziur), a znak zależy od rodzaju nośników („+” dla dziur a „-” dla elektronów). W ten sposób ze znajomości stałej Halla wyznacza się koncentrację nośników ładunku w półprzewodniku oraz rodzaj nośników. Iloczyn stałej Halla i konduktywności pozwala wyliczyć ruchliwość holowską μ_H będącą jednym z podstawowych parametrów materiału półprzewodnikowego

$$\mu_H = R_H \sigma \quad (8.9)$$

Fizyczną przyczyną powstawania napięcia holowskiego jest siła Lorentza \vec{F} działająca na nośniki ładunku poruszające się w polu magnetycznym z prędkością \vec{v}

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (8.10)$$

Siła ta powoduje odchylenie nośników prostopadle do płaszczyzny, w której leżą wektory \vec{v} i \vec{B} . W ten sposób na jednej ze ścianek prostopadłej do kierunku y (rys.8.6a) gromadzi się ładunek określonego znaku, a na drugiej ścianie nieskompensowany ładunek przeciwnego znaku. Rozdzielenie ładunków jest przyczyną powstania pola elektrycznego, które działa na odchylane nośniki siłą przeciwnie skierowaną do siły Lorentza. Gdy siły te zrównają się, ładunek przestaje wzrastać i następuje stan równowagi.

Jako materiały do wytwarzania hallotronów stosuje się półprzewodniki o dużych ruchliwościach nośników takie jak Si, Ge, InSb, HgTe, HgSe.

Hallotроны wytwarzane są w postaci płytek wyciętych z krysztalu półprzewodnikowego lub w postaci cienkich warstw nanoszonych próżniowo na podłożu izolacyjnym. Każdy hallotron posiada cztery elektrody: dwie prądowe i dwie holowskie. Obwód prądowy oraz obwód pola magnetycznego tworzą dwa obwody wejściowe. Zaciski do pomiaru napięcia Halla należą do obwodu wyjściowego.

Praktyczne wykonania hallotronów muszą spełnić takie wymagania jak: duże napięcie i moc wyjściowa, duża czułość, liniowość, niezależność parametrów hallotyonu od temperatury, mały prądowy sygnał sterujący. W zależności od przeznaczenia kładzie się większy nacisk na pewne istotne parametry hallotyonu, gdyż trudno jest spełnić wszystkie wymagania jednocześnie.

Mając na względzie pełny opis właściwości hallotyonu określa się jego charakterystyki statyczne przy określonych parametrach stałych.

Jako wielkość wyjściową przyjmuje się napięcie Halla U_y a jako wejściowe prąd sterujący I_x , zależny od obciążenia prąd w obwodzie wyjściowym I_y oraz pole magnetyczne B . W ten sposób można otrzymać trzy rodziny charakterystyk w postaci zależności napięcia Halla od jednej z wielkości wejściowych przy dwu pozostałych wielkościach stałych. W praktyce dąży się do tego aby charakterystyki hallotronu były liniowe. Zmiany temperatury czy też zmiany rezystancji hallotronu w funkcji pola magnetycznego są głównymi przyczynami występujących nieliniowości.

Hallotrony znajdują zastosowanie głównie w miernictwie i technice sensorowej, ale także w energetyce czy elektronice. Jako przykłady tych zastosowań można wymienić.

1. Pomiar wartości i rozkładu przestrzennego pola magnetycznego, w szczególności jako czujnik w układach stabilizacji pola wytwarzanego przez elektromagnesy.
2. Pomiar natężeń prądów rzędu tysięcy amperów w wyniku oddziaływania na hallotron pola magnetycznego wytwarzanego przez przewodnik z prądem (unika się w ten sposób przerywania ciągłości przewodu).
3. Pomiar mocy prądu stałego lub zmiennego (aż do częstotliwości kilku GHz). Prąd w obwodzie pomiarowym jest źródłem pola magnetycznego przykładanego do hallotronu, a prąd sterujący hallotronu jest proporcjonalny do napięcia na odbiorniku energii. Napięcie Halla jako iloczyn wielkości sterujących jest miarą mocy wydzielanej w obciążeniu.
4. Rejestracja przemieszczenia poziomego, pionowego lub obrotu obiektu, do którego przymocowany jest magnes oddziałujący na nieruchomy hallotron. Analogicznie można również rejestrować drgania obiektu.
5. Hallotron jako część składowa komutatora bezszczotkowego silnika elektrycznego.

8.4. MAGNETOREZYSTOR

Współcześnie używane magnetorezystory jako warstwy metaliczne nie są wprawdzie przyrządami półprzewodnikowymi w pełnym znaczeniu tego słowa ale ich rola w elektronice, jako rezystorów czułych na zmiany pola magnetycznego, szybko rośnie i z tego względu zostaną krótko omówione w tym rozdziale.

Początkowo rezystory czułe na pole magnetyczne wytwarzano w oparciu o półprzewodniki (nazywane wtedy gaussotronami). Dla

półprzewodników zmiana rezystancji towarzyszy efektowi Halla a wielkość obserwowanej zmiany zależy od kształtu próbki (stosunku długości do szerokości), ruchliwości nośników μ i wielkości pola B ($\nabla\rho/\rho \sim (\mu B)^2$). Dla próbek o dużej ruchliwości nośników uzyskiwane czułości pozwalały wykorzystywać magnetorezystory do pomiaru pól magnetycznych większych od 2 kGs.

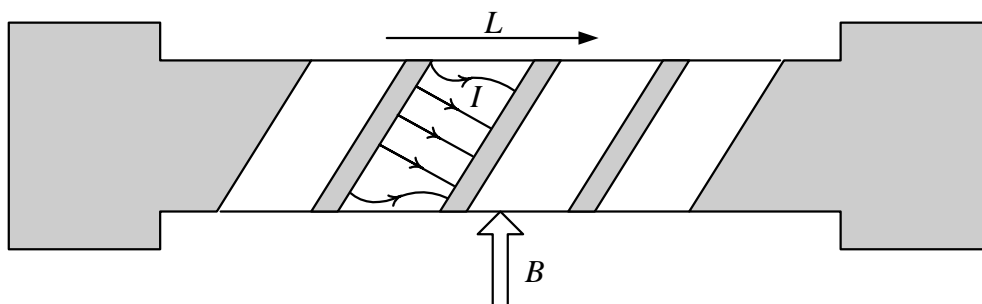
Obecnie wykorzystuje się zjawisko magnetorezystancyjne zachodzące w metalach ferromagnetycznych [90]. Sam efekt określany jako zjawisko Thomsona (Kelvina) lub magnetorezystancyjne zjawisko anizotropowe (AMR) został odkryty jeszcze w XIX wieku, ale jego praktyczne wykorzystanie stało się możliwe dopiero dzięki wprowadzeniu technologii cienkich warstw ferromagnetycznych. W takich materiałach rezystywność uwarunkowana jest stanem namagnesowania próbki $\rho = \rho(M)$. W cienkiej warstwie mechanizm magnesowania jest zbliżony do modelu jednodomenowego, gdzie niewielkie pole magnetyczne wystarcza do zmiany kierunku wektora M . W ten sposób uzyskuje się czułości o dwa rzędy większe niż w przypadku typowych czujników hallotronowych.

Materiały na cienkowarstwowe magnetorezystory to przede wszystkim stopy nikłowo-żelazowe, nikłowo-kobaltowe i nikłowo-żelazowo-kobaltowe o dobranych eksperymentalnie składach.

Charakter zmian rezystancji magnetorezystora cienkowarstwowego w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego jest w znacznym stopniu zależny od kąta jaki tworzy kierunek prądu względem tzw. osi anizotropii magnetycznej (osi łatwego magnesowania, którą indukują się w warstwie w trakcie procesu technologicznego). Jeżeli kąt ten jest równy $\pm 45^\circ$, to uzyskuje się rezystor o liniowej zależności zmian rezystancji w funkcji pola magnetycznego. Opracowany przez firmę Philips czujnik typu Barber-pole jest zbudowany w ten sposób, że na ferromagnetyczną ścieżkę naniesione są pod kątem 45° paski metalu (Au, Al) dobrze przewodzącego prąd, rys.8.7.

Geometria ta sprawia, że kierunek przepływu prądu tworzy kąt 45° z osią anizotropii (jest nią oś próbki) i uzyskuje się w przybliżeniu liniową charakterystykę czujnika.

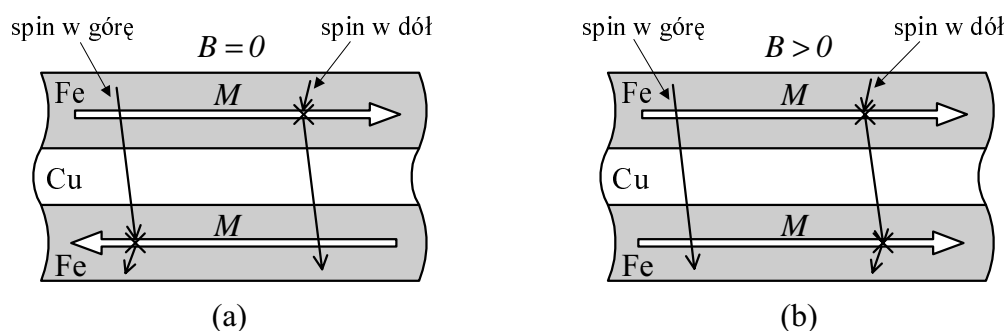
Nałożenie pasków pod kątem -45° umożliwia uzyskanie magnetorezystora o charakterystyce różnicowej w stosunku do rezystora z paskami pod kątem $+45^\circ$. W ten sposób można uzyskać kompensację składowej stałej rezystancji np. poprzez włączenie magnetorezystorów różnicowych w sąsiednie gałęzie układu mostkowego.



Rys. 8.7. Czujnik magnetorezystancyjny typu Barber-pole; L jest kierunkiem osi anizotropii

Takie firmy jak Philips czy Sony wytwarzają różne odmiany magnetorezystorów omawianego typu w konfiguracjach jedno- i wielośćkowych, w wersji półmostka i pełnego mostka. Firmy NEC oraz Honeywell oferują magnetorezystory jako elementy zintegrowane z układem pomiarowym.

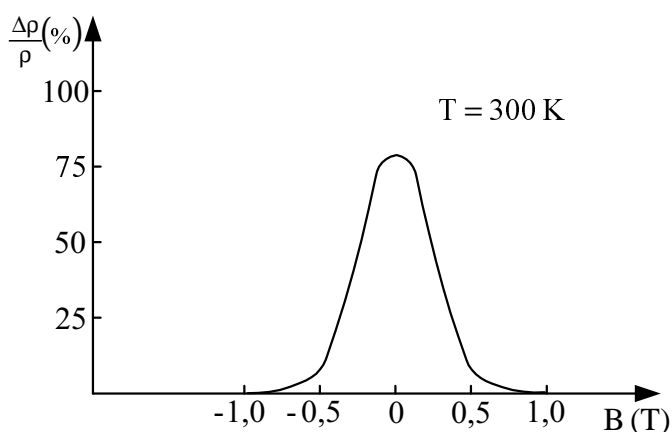
Pod koniec lat osiemdziesiątych (Baibich 1988) odkryto zjawisko zwane gigantyczną magnetorezystancją GMR (giant magnetoresistance) polegające na gwałtownym spadku rezystancji w obecności pola magnetycznego. Efekt ten występuje w strukturach wielowarstwowych, w których warstwy materiału magnetycznego (Fe, Co) przedzielone są cienką warstwą metalu niemagnetycznego (Cu, Ag). Mechanizm zjawiska ilustruje rys.8.8.



Rys.8.8. Struktura warstwowa GMR składająca się z dwu warstw ferromagnetycznych z przekładką niemagnetyczną wykazująca uporządkowanie antyferromagnetyczne (a), które przechodzi w uporządkowanie ferromagnetyczne w zewnętrznym polu magnetycznym (b)

Rozpraszanie elektronu w ferromagnetyku (a więc i jego ruchliwość) zależy m.in. od kierunku spinu tego elektronu względem kierunku wektora namagnesowania. Przy zgodnych kierunkach rozpraszanie jest małe, a przy przeciwnych duże. W strukturze GMR przy braku zewnętrznego pola magnetycznego warstwy magnetyczne na skutek

oddziaływania wzajemnego namagnesowane są antyrównolegle i wtedy zarówno elektron ze spinem „w górę” jak i elektron ze spinem „w dół” trafi na warstwę niekorzystnie namagnesowaną (rys.8.8a). Przy zmianie uporządkowania na ferromagnetyczne, po przyłożeniu zewnętrznego pola magnetycznego, część elektronów o korzystnie zorientowanym spinie przejdzie przez wszystkie warstwy bez rozpraszania dając wkład w obniżenie rezystancji. W praktyce wytwarza się struktury zwane supersieciami, gdzie układ warstwa magnetyczna / warstwa niemagnetyczna powtarzany jest wiele razy (np. 100). Charakterystyka takiego układu przedstawiona jest na rys.8.9.

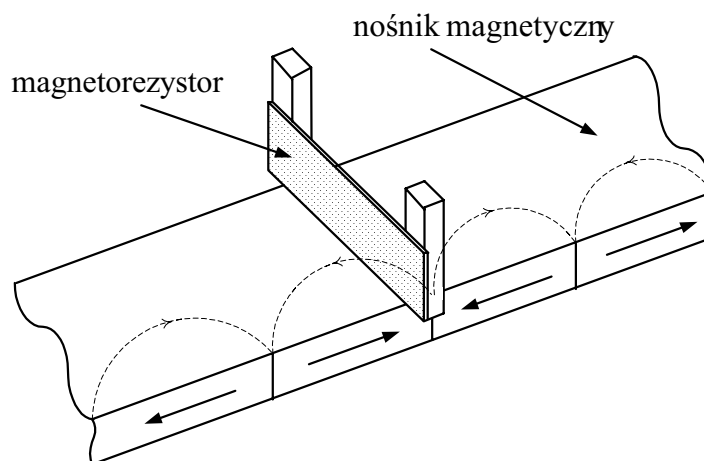


Rys.8.9. Względna zmiana rezystancji w funkcji pola magnetycznego struktury GMR w postaci supersieci [Co (1,1nm) Cu (0,9nm)] * 100

Wadą omówionego układu czujnika GMR jest konieczność użycia dużego pola magnetycznego niezbędnego do przemagnesowania warstw. W związku z tym rozwinięto technologię pewnej odmiany tej struktury zwaną „zaworem spinowym”, gdzie wymagane jest znacznie niższe natężenie pola magnetycznego. W takich strukturach jedna z warstw ferromagnetycznych jest silnie sprzężona z warstwą antyferromagnetyczną, np. FeMn, a przemagnesowanie tej warstwy ferro wymagałoby pola o dużym natężeniu. Druga warstwa ferromagnetyczna z miękkiego magnetyka, np. NiFe, jest przemagnesowywana polem o małym natężeniu. Przekładka Cu między warstwami ferro ma grubość uniemożliwiającą sprzężenie magnetyczne między tymi warstwami. Uzyskuje się w ten sposób dużą czułość i możliwość miniaturyzacji magnetorezystora.

Zalety czujników magnetorezystancyjnych sprawiły, że wykorzystuje się je do konstrukcji głowic odczytowych dysków magnetycznych o dużej gęstości zapisu. Firma IBM wprowadziła takie głowice do seryjnej produkcji w 1985 r, początkowo do odczytu danych

zapisanych na taśmach magnetycznych, a następnie na twardych dyskach. Obecnie wszystkie ważne firmy produkujące sprzęt komputerowy stosują głowice magnetorezystancyjne w napędach dyskowych. Zasadę budowy takiej głowicy ilustruje rys.8.10 [90].



Rys.8.10. Magnetorezystancyjna głowica odczytująca informację cyfrową zapisaną na nośniku magnetycznym

Pole magnetyczne prostopadłe do powierzchni poruszającego się nośnika, które występuje na granicy między obszarami o przeciwnym namagnesowaniu, powoduje zmianę rezystancji głowicy magnetorezystancyjnej. Zaletami takiej głowicy, w porównaniu z głowicą indukcyjną, są: niezależność sygnału od szybkości przesuwu nośnika, duża czułość przy małych wymiarach co umożliwia stosowanie większej gęstości zapisu. Wadą tej głowicy jest brak możliwości użycia jej jako głowicy zapisującej i dlatego głowice stosowane aktualnie składają się z magnetorezystancyjnej głowicy odczytowej i indukcyjnej zapisującej.

Z innych zastosowań elementów magnetorezystancyjnych należy wymienić: czytniki kart kredytowych i telefonicznych, czujnik kształtu monet w automatach wrzutowych, kompas elektroniczny wskazujący kierunek magnetycznego pola ziemskiego, transformator prądu stałego, miernik mocy, bezstykowy miernik prądu. Magnetorezystory znajdują też zastosowania jako czujniki wielu wielkości mechanicznych takich jak: przesunięcia, obroty (układy ABS), momenty obrotowe, parametry drgań.

9

UKŁADY ZASILANIA TRANZYSTORÓW

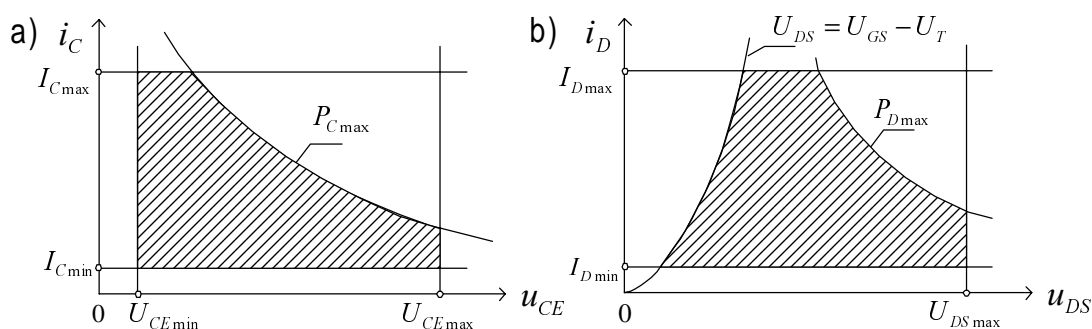
9.1. WYBÓR PUNKTU PRACY TRANZYSTORA

Przez wybór punktu pracy elementu aktywnego należy rozumieć wybór punktu na jego charakterystyce prądowo-napięciowej lub w polu rodziny charakterystyk, np. kolektorowych lub drenowych.

Jak wynika z opisu wielkosygnałowych modeli tranzystorów bipolarnych i unipolarnych, opisanych odpowiednio w rozdz. 4.2 oraz 5.2, dla jednoznacznego określenia punktu pracy tranzystora konieczne jest podanie dwóch wielkości, spośród napięć i prądów opisujących rodziny jego charakterystyk statycznych. W przypadku tranzystora bipolarnego wielkościami tymi są najczęściej prąd kolektora I_C i napięcie kolektor - emiter U_{CE} lub napięcie baza - emiter U_{BE} . W przypadku tranzystora unipolarnego są to: prąd drenu I_D i napięcie dren - źródło U_{DS} lub napięcie bramka - źródło U_{GS} .

Dobór punktu pracy w znacznym stopniu zależy od przeznaczenia i warunków pracy układu. Pod uwagę należy wziąć czynniki związane ze strukturą układu, stawianymi przed nim wymaganiami technicznymi oraz rodzajem użytych tranzystorów.

Punkt pracy powinien leżeć w obszarze, w którym tranzystory wykazują liniowe właściwości wzmacniające. Dla tranzystorów bipolarnych jest to obszar pracy aktywnej przy polaryzacji normalnej, dla tranzystorów unipolarnych obszar nasycenia.



Rys.9.1. Dopuszczalne obszary wyboru punktu pracy w polu charakterystyk wyjściowych: a) tranzystora bipolarnego, b) tranzystora unipolarnego

Dla każdego tranzystora można wyznaczyć w polu jego charakterystyk wyjściowych *dopuszczalny obszar pracy*, poza który nie

powinien wychodzić *chwilowy punkt pracy* wyznaczony chwilowymi wartościami prądu i napięcia.

Jak pokazano na rys.9.1a, obszar ten dla tranzystora bipolarnego ograniczają linie:

- minimalnego prądu kolektora I_{Cmin} , poniżej którego tranzystor wchodzi w stan odcięcia (wystąpią wtedy duże zniekształcenia nieliniowe),
- maksymalnego prądu kolektora I_{Cmax} , powyżej którego pojawiają się zniekształcenia związane ze zmniejszaniem wzmocnienia prądowego β_0 przy dużych prądach,
- minimalnego napięcia $U_{CEmin} = U_{CEsat}$ (wchodzenie w zakres nasycenia wiąże się z dużymi zniekształceniami nieliniowymi),
- maksymalnego napięcia U_{CEmax} (ograniczenie wynikające ze zjawiska powielania lawinowego lub zjawiska Zenera),
- maksymalnej mocy strat P_{Cmax} , wynikającej z możliwości rozproszenia średniej mocy wydzielonej w tranzystorze i maksymalnej temperatury struktury tranzystora.

Podobny obszar w polu charakterystyk wyjściowych tranzystora polowego $i_D = f(u_{DS})$ przedstawiono na rys.9.1b.

Ograniczają go linie:

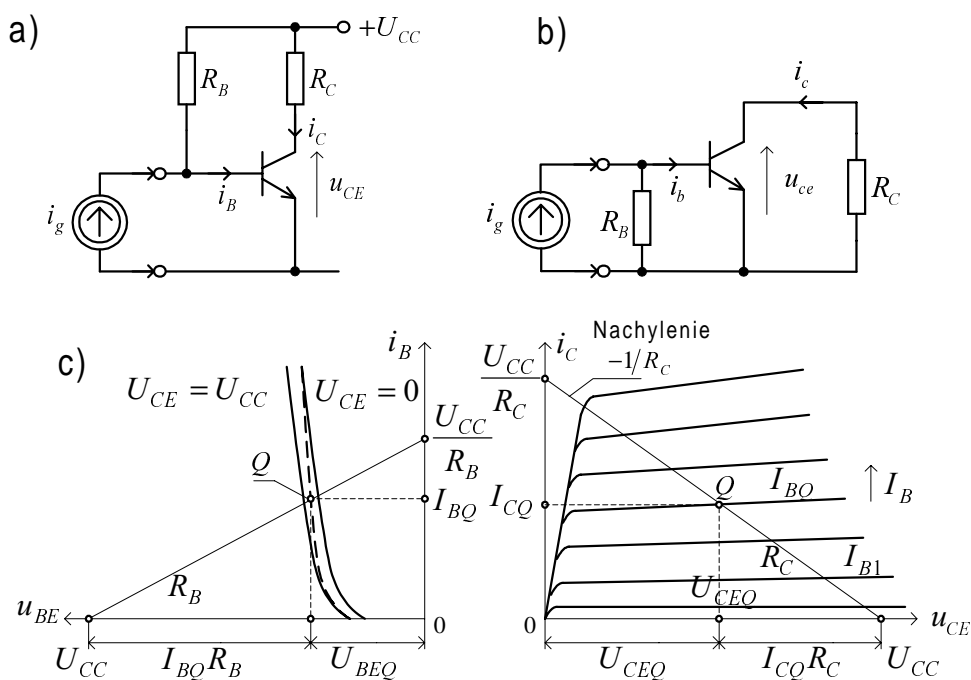
- parabola $U_{DS} = U_{GS} - U_T$ rozgraniczająca obszar liniowy (triodowy) od obszaru nasycenia (tylko w obszarze nasycenia tranzystor charakteryzuje się liniowymi właściwościami wzmacniającymi),
- minimalnego prądu drenu I_{Dmin} , poniżej którego tranzystor wchodzi w stan odcięcia (co wiąże się z dużymi zniekształceniami nieliniowymi),
- maksymalnego prądu drenu I_{Dmax} , powyżej którego wystąpią zniekształcenia nieliniowe spowodowane różnym nachyleniem charakterystyk wyjściowych (różną konduktancją wyjściową tranzystora),
- maksymalnego napięcia U_{DSmax} (ograniczenie wynikające z powielania lawinowego nośników w słabo domieszkowanym obszarze podłoża),
- maksymalnej mocy strat P_{Dmax} , wynikającej z możliwości rozproszenia średniej mocy wydzielonej w tranzystorze.

Od wybranego punktu pracy tranzystora zależą prawie wszystkie parametry tranzystora, przy czym zależność ta jest niekiedy bardzo silna. Najczęściej nie jest możliwe uzyskanie dla wybranego punktu pracy wszystkich parametrów zmiennoprądowych o optymalnych wartościach dla zapewnienia stawianych wymagań projektowych takich jak:

wielkość wzmocnienia, impedancja wejściowa i wyjściowa, szумы, pasmo przenoszenia, zniekształcenia nieliniowe, moc wyjściowa itp. Na ogół wybór punktu pracy jest kompromisem pomiędzy rozbieżnymi wymaganiami, który najlepiej jest dokonać indywidualnie dla projektowanego układu.

9.2. STATYCZNE I DYNAMICZNE PROSTE ROBOCZE UKŁADÓW WZMACNIAJĄCYCH

Na rys.9.2a przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza w konfiguracji wspólnego emitera, w którym zastosowano najprostszy z możliwych sposobów zasilania tranzystora, przy wykorzystaniu jednego źródła zasilającego i rezystorów (tzw. układ zasilania ze stałym prądem bazy).



Rys.9.2. Prosty przykład układu zasilania tranzystora bipolarnego: a) schemat ideowy, b) schemat zmiennoprądowy, c) graficzne wyznaczenie punktu pracy

Dla układu z rys.9.2a, przy odłączonym od wejścia zmiennoprądowym źródle i_g , możemy zapisać następujące równania Kirchhoffa

$$U_{CC} = i_C R_C + u_{CE} \quad (9.1)$$

$$U_{CC} = i_B R_B + u_{BE} \quad (9.2)$$

przy czym występujące w powyższych równaniach wartości chwilowe prądów i napięć oznaczają wartości stałoprądowe w punkcie pracy.

Układ równań (9.1, 9.2) możemy rozwiązać graficznie, jak to pokazano na rys.9.1c.

Równanie (9.1) jest równaniem tzw. *statycznej prostej roboczej* w polu charakterystyk wyjściowych $i_c = f(u_{CE})$ tranzystora, przechodzącej przez punkt pracy I_{CQ} , U_{CEQ} i przecinającej oś i_c w punkcie U_{CC}/R_C oraz oś u_{CE} w punkcie U_{CC} .

W punkcie pracy spełniona jest relacja

$$U_{CC} = U_{CEQ} + I_{CQ}R_C \quad (9.3)$$

Jeżeli do wejścia układu zostanie dołączone zmiennoprądowe źródło prądu i_g , to układ równań Kirchhoffa (9.1-9.2) obowiązuje dla chwilowych wartości napięć i prądów tranzystora

$$U_{CC} = i_c R_C + u_{CE} \quad (9.4)$$

$$U_{CC} = (i_B - i_g)R_B + u_{BE} \quad (9.5)$$

przy czym chwilowe wartości napięć i prądów są wynikiem nałożenia składowych zmiennych napięć i prądów na składowe stałe określające punkt pracy tranzystora

$$i_B = I_{BQ} + i_b \quad (9.6)$$

$$\left. \begin{aligned} i_c &= I_{CQ} + i_c \\ u_{CE} &= U_{CEQ} + u_{ce} \end{aligned} \right\} \quad (9.7)$$

Na rys.9.2b przedstawiono równoważny schemat zmiennoprądowy rozpatrywanego układu, w którym dla składowych zmiennych obowiązują zależności

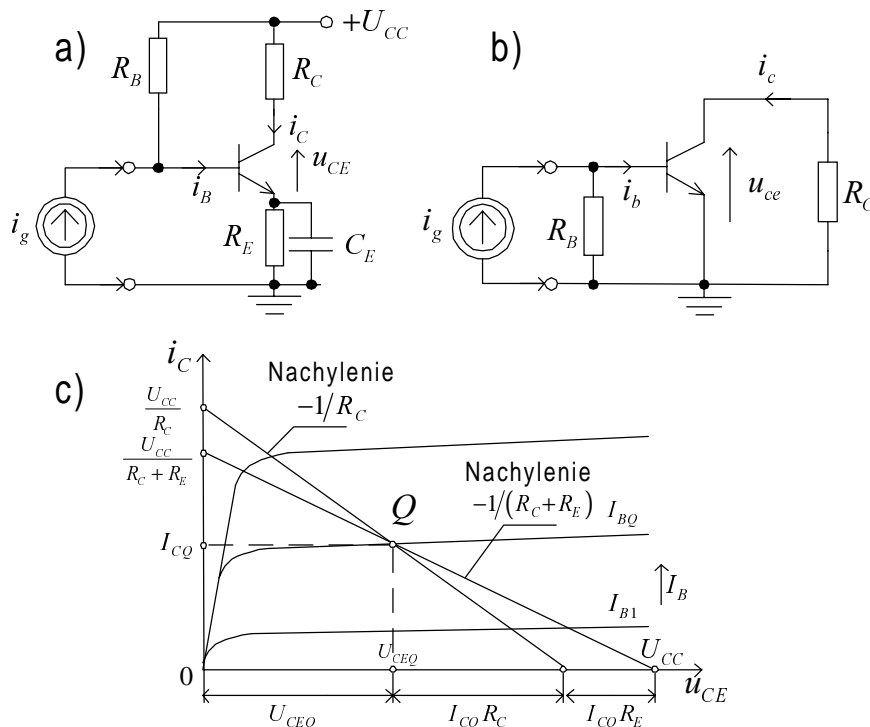
$$u_{ce} = -i_c R_C \quad (9.8)$$

Podstawiając zależności (9.7) do równania (9.8), otrzymujemy

$$i_c - \frac{1}{R_C} u_{CE} + I_{CQ} + \frac{U_{CEQ}}{R_C} \quad (9.9)$$

Równanie (9.9) przedstawia tzw. *dynamiczną prostą roboczą* w polu charakterystyk wyjściowych tranzystora, która przechodzi przez punkt pracy, a jej nachylenie $-1/R_C$ odpowiada wypadkowej rezystancji w obwodzie wyjściowym tranzystora dla składowej zmiennej. W rozważanym przypadku obie proste robocze: statyczna i dynamiczna pokrywają się.

Aby jednak pokazać różnicę pomiędzy statyczną a dynamiczną prostą roboczą, rozważmy nieco inny układ przedstawiony na rys.9.3a. W układzie tym w obwodzie emitera jest włączona rezystancja R_E zbocznikowana pojemnością C_E tak dobrana, że dla częstotliwości sygnałów przenoszonych przez wzmacniacz jej reaktancja jest pomijalnie mała (kondensator C_E stanowi zwarcie).



Rys.9.3. Układ zasilania tranzystora bipolarnego z dwójnikiem $R_E \parallel C_E$ w obwodzie emitera: a) schemat ideowy, b) schemat zmiennoprądowy, c) statyczna i dynamiczna prosta pracy w polu charakterystyk wyjściowych

W tym przypadku równanie Kirchhoffa dla obwodu kolektora, przy odłączonym zmiennoprądowym źródle i_g , opisuje zależność

$$U_{CC} = i_C(R_C + R_E) + u_{CE} \quad (9.10)$$

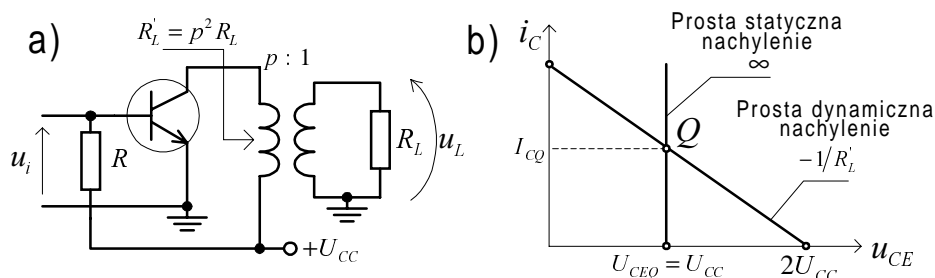
przy czym i_C , u_{CE} są wartościami stałoprądowymi określającymi punkt pracy.

Równanie (9.10) opisuje statyczną prostą roboczą przechodzącą przez punkt pracy I_{CQ} , U_{CEQ} i przecinającą oś i_C w punkcie $U_{CC}/(R_C + R_E)$ oraz oś u_{CE} w punkcie U_{CC} (rys.9.3c).

Dla składowych zmiennych rezystancja R_E jest zwarta, zatem zmiennoprądowy schemat układu (rys.9.3b) jest identyczny jak w poprzednio rozważanym przykładzie. Zatem dynamiczną prostą roboczą opisuje w tym przypadku również równanie (9.9). Jak pokazano na rys.9.3c, obie proste robocze przechodzą przez punkt pracy

o współrzędnych I_{CQ} , i U_{CEQ} , przy czym ich nachylenia wynoszą odpowiednio: statycznej $-1/(R_C + R_E)$, zaś dynamicznej $-1/R_C$.

Jako ostatni przykład rozważymy układ wzmacniający, w którym obciążenie dołączone jest do obwodu kolektorowego tranzystora za pośrednictwem transformatora sprzęgającego (rys.9.4).



Rys.9.4. Wzmacniacz ze sprzężeniem transformatorowym: a) schemat ideowy, b) proste robocze - statyczna i dynamiczna w układzie

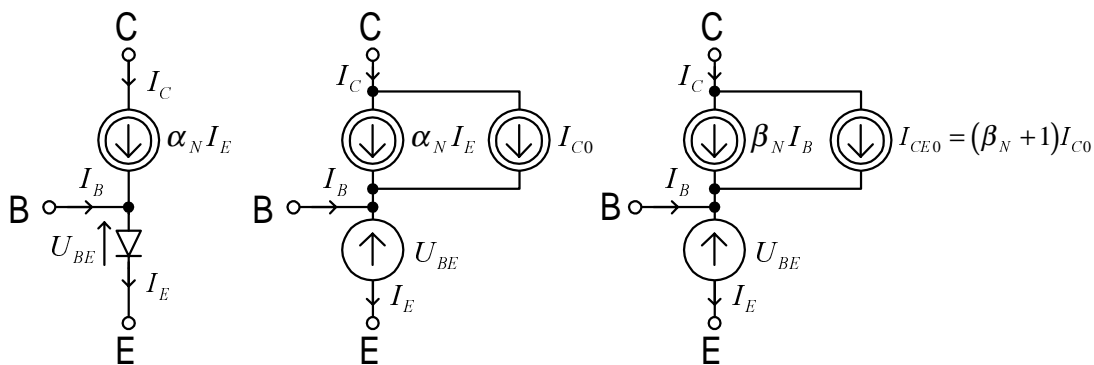
Jeżeli rezystancja uzwojenia pierwotnego transformatora jest pomijalnie mała, to statyczna prosta robocza przechodzi pionowo przez punkt pracy Q , przecinając oś u_{CE} w punkcie $U_{CEQ} = U_{CC}$. Dynamiczna prosta robocza przechodzi przez punkt pracy Q , a jej nachylenie $-1/R'_L$ odpowiada przetransformowanej rezystancji obciążenia $R'_L = p^2 R_L$, przy czym p jest przekładnią transformatora.

Ustalenie wybranego punktu pracy i zapewnienie jego stałości przy zmianach czynników zewnętrznych, takich jak zmiany temperatury, napięć zasilających, czy wymianie elementów wymaga zaprojektowania odpowiedniego układu zasilania i stabilizacji punktów pracy tranzystorów w projektowanym układzie.

9.3. ZASILANIE I STABILIZACJA PUNKTÓW PRACY TRANZYSTORÓW W UKŁADACH DYSKRETYCH

9.3.1. Układy zasilania tranzystorów bipolarnych

Do analizy stałoprądowych warunków pracy w obszarze aktywnym wykorzystamy omówiony w rozdz. 4.2.1 model Ebersa-Molla (rys.9.5)



Rys.9.5. Model stałoprądowy tranzystora bipolarnego

Zgodnie z rozplywem prądów w tranzystorze otrzymujemy

$$I_E = \alpha_N I_E + I_{C0} \quad (9.11)$$

$$I_E = \beta_N I_B + I_{CE0} \quad (9.12)$$

$$I_{CE0} = (\beta_N + 1) I_{C0} \quad (9.13)$$

I_{C0} - prąd zerowy kolektora w konfiguracji OB.

Zatem (oznaczając $\beta_N = \beta_0$) prąd kolektora I_C wynosi

$$I_C = \beta_0 I_B + (\beta_0 + 1) I_{C0} \quad (9.14)$$

Termiczna zależność koncentracji samoistnych nośników prądu, ruchliwości nośników prądu, współczynnika dyfuzji, czasu życia nośników oraz potencjału Fermiego powodują, że parametry tranzystora zależą od temperatury.

Można przyjąć, że termiczne zmiany prądu kolektora wiążą się głównie ze zmianami trzech wielkości: I_{C0} , U_{BE} i β_0 , które zależą od temperatury i które w sposób jawny determinują wielkość prądu kolektora w układzie zasilania tranzystora.

$$I_C = f(U_{BE}, \beta_0, I_{C0}) \quad (9.15)$$

Prąd I_{C0} tranzystorów krzemowych jest bardzo mały (w temperaturze 25°C rzędu 1nA) i w przybliżeniu podwaja się przy wzroście temperatury o każde 8°C w otoczeniu temperatury 25°C.

Napięcie U_{BE} wynosi ok. 0,7V w temperaturze 25°C i maleje ze wzrostem temperatury ok. 2,2mV/°C.

Współczynnik β_0 rośnie ze wzrostem temperatury i w oparciu o empiryczne zależności można stwierdzić liniowy przyrost β_0 z szybkością 1/80°C.

Termiczne zmiany wyszczególnionych parametrów tranzystora mogą być opisane przybliżonymi zależnościami analitycznymi

$$I_{C0}(T) \approx I_{C0}(25^\circ C) \cdot 2^{\Delta T/8^\circ C} \quad (9.16)$$

$$U_{BE}(T) \approx U_{BE}(25^\circ C) - 0,0022 \Delta T \frac{V}{^\circ C} \quad (9.17)$$

$$\beta_0(T) \approx \beta_0(25^\circ C) \cdot \left(1 + \frac{\Delta T}{80^\circ C}\right) \quad (9.18)$$

Zmiany β_0 , U_{BE} , I_{C0} mogą wynikać nie tylko ze zmiany temperatury, ale również z rozrzutu produkcyjnego parametrów. Szczególnie duży rozrzut produkcyjny może posiadać współczynnik β_0 . Np. w katalogach dyskretne tranzystory tego samego typu są najczęściej dzielone na grupy, zależnie od wielkości wzmacnienia prądowego β_0 , ze względu na bardzo duży rozrzut technologiczny tego parametru, zawierający się nawet w granicach 30...300.

Przyrost prądu kolektora, wywołany przyrostami poszczególnych wielkości β_0 , U_{BE} , I_{C0} , możemy wyznaczyć w postaci różniczki zupełnej prądu I_C , określonego wzorem (9.15)

$$dI_C \approx \frac{\partial I_C}{\partial \beta_0} d\beta_0 + \frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} dU_{BE} + \frac{\partial I_C}{\partial I_{C0}} dI_{C0} \quad (9.19)$$

Pochodne cząstkowe w równaniu (9.19) są funkcjami układowymi obwodów zasilania tranzystorów i określa się je mianem współczynników stabilizacji prądu kolektora w następujący sposób:

$$S_I = \frac{\partial I_C}{\partial I_{C0}} \approx \frac{\Delta I_C}{\Delta I_{C0}} \quad (9.20)$$

$$S_U = \frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} \approx \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{BE}} \quad (9.21)$$

$$S_\beta = \frac{\partial I_C}{\partial \beta_0} \approx \frac{\Delta I_C}{\Delta \beta_0} \quad (9.22)$$

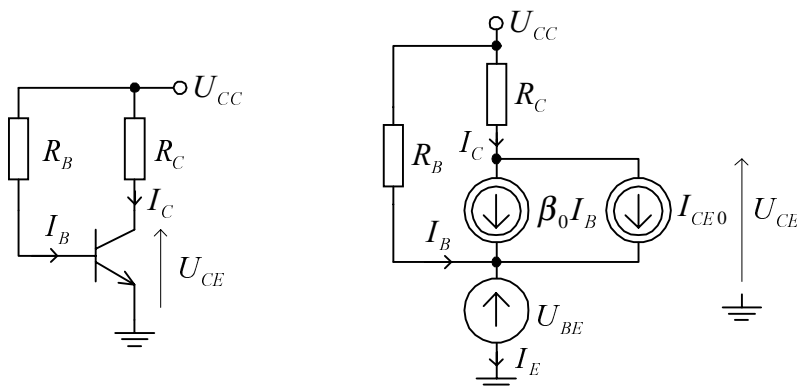
Zatem równanie (9.19) możemy zapisać w postaci

$$\Delta I_C \approx S_I \Delta I_{C0} + S_U \Delta U_{BE} + S_\beta \Delta \beta_0 \quad (9.23)$$

Dla tranzystorów krzemowych często pomija się współczynnik stabilizacji S_I ze względu na bardzo małą wartość prądu zerowego I_{C0} tranzystora i pomijalną wartość składnika $S_I \Delta I_{C0}$.

Układ zasilania tranzystora jest tym lepszy, im mniejsze zapewnia współczynniki stabilizacji prądu kolektora, wtedy bowiem, nawet duże zmiany ΔI_{C0} , ΔU_{BE} , $\Delta \beta_0$ (odpowiadające dużym zmianom temperatury) wywołują niewielki przyrost prądu kolektora.

Jednym z najprostszych układów zasilania tranzystora jest rozważany wcześniej układ zasilania stałym prądem bazy, którego schemat ideowy powtórzono na rys.9.6.



Rys.9.6. Układ zasilania stałym prądem bazy i jego model dla składowej stałej

Ze schematu na rys.9.6 otrzymujemy

$$I_B = \frac{U_{CC} - U_{BE}}{R_B} \approx \frac{U_{CC}}{R_B} \approx \text{const} \quad (\text{dla } U_{CC} \gg U_{BE}) \quad (9.24)$$

Z zależności (9.24) wynika nazwa układu.

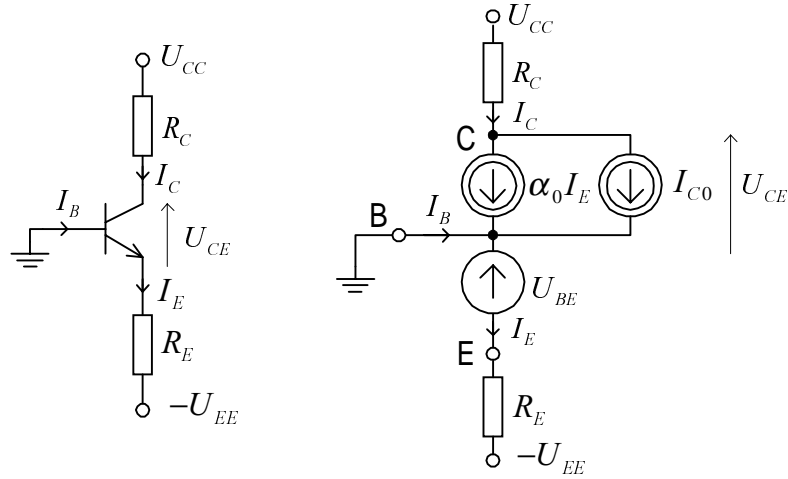
Wykorzystując zależności (9.14, 9.24) oraz równanie Kirchhoffa dla obwodu kolektorowego układu z rys.9.6, otrzymujemy współrzędne punktu pracy tranzystora

$$\begin{aligned} I_C &= \beta_0 \frac{U_{CC} - U_{BE}}{R_B} + (\beta_0 + 1)I_{C0} \approx \beta_0 \frac{U_{CC}}{R_B} \\ U_{CE} &= U_{CC} - I_C R_C \end{aligned} \quad (9.25)$$

W układzie tym nie ma żadnych możliwości optymalizacji wartości elementów układu polaryzacji, gdyż dla zadanego punktu pracy (I_C, U_{CE}) i napięcia zasilania U_{CC} wynikają jednoznacznie określone wartości elementów R_B , R_C , które są konsekwencją równań określających punkt pracy.

Wartości współczynników stabilizacji w tym układzie są duże, zatem punkt pracy jest silnie uzależniony od parametrów tranzystora.

Lepsze własności stabilizacyjne posiada układ zasilania stałym prądem emitera (rys.9.7).



Rys.9.7. Układ zasilania stałym prądem emitera i jego model dla składowej stałej

Ze schematu przedstawionego na rys.9.7 otrzymujemy

$$I_E = \frac{U_{EE} - U_{BE}}{R_E} \approx \frac{U_{EE}}{R_E} \approx const \quad (dla U_{EE} \gg U_{BE}) \quad (9.26)$$

Z zależności (9.26) wynika nazwa układu.

Uwzględniając

$$I_C = \frac{\beta_0}{\beta_0 + 1} I_E + I_{C0} \quad (9.27)$$

z równań (9.26) i (9.27) otrzymujemy

$$I_C = \frac{\beta_0}{\beta_0 + 1} \frac{U_{EE} - U_{BE}}{R_E} + I_{C0} \approx \frac{U_{EE} - U_{BE}}{R_E} \approx \frac{U_{EE}}{R_E} \quad (9.28)$$

W podobny sposób można obliczyć napięcie U_{CE}

$$U_{CC} + U_{EE} = I_C R_C + U_{CE} + I_E R_E \quad (9.29)$$

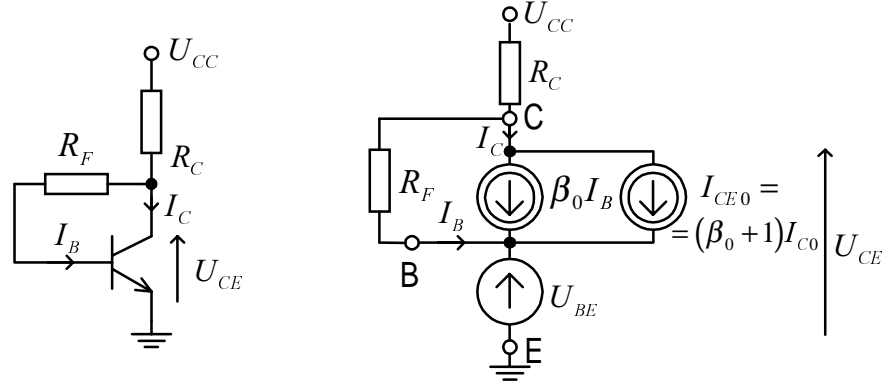
Z równań (9.27), (9.29) otrzymujemy

$$\begin{aligned} U_{CE} &= U_{CC} + U_{EE} - I_C \left[R_C + \frac{\beta_0 + 1}{\beta_0} R_E \right] + \frac{\beta_0 + 1}{\beta_0} I_{C0} R_E \approx \\ &\approx U_{CC} + U_{EE} - I_C (R_C + R_E) \end{aligned} \quad (9.30)$$

Jest to równanie statycznej prostej pracy w polu charakterystyk wyjściowych tranzystora. Równania (9.28), (9.30) określają współrzędne punktu pracy i można z nich jednoznacznie wyznaczyć R_C i R_E przy zadanych U_{CC} , U_{EE} . Wszystkie współczynniki stabilizacji: S_I , S_U , S_{β} (które można wyznaczyć z równania (9.28), obliczając pochodne cząstkowe kolejno względem I_{C0} , U_{BE} i β_0) mają mniejsze

wartości niż w przypadku układu za stałym prądem bazy. Stabilizacja punktu pracy jest tym lepsza, im R_E jest większe.

Układ zasilania ze sprzężeniem kolektorowym został przedstawiony na rys.9.8. Sprzężenie zwrotne napięciowe realizowane przez rezystor R_F stabilizuje zmiany napięcia U_{CE} . Jeżeli zmaleje prąd kolektora I_C , to zmaleje spadek napięcia na rezystorze R_C , równy $(I_C + I_B)R_C$, wzrośnie napięcie U_{CE} , zatem wzrośnie napięcie na rezystorze R_F ($I_B R_F = U_{CE} - U_{BE}$), wzrośnie prąd bazy I_B , wzrośnie prąd kolektora I_C , co zwrótnie spowoduje zwiększenie spadku napięcia na rezystorze R_C , czyli zmniejszenie napięcia U_{CE} . Na tym polega stabilizująca rola sprzężenia zwrotnego. W rezultacie U_{CE} wzrośnie mniej niż w układzie bez sprzężenia. Sprzężenie zwrotne jest tym silniejsze i stabilizacja punktu pracy lepsza, im wartość R_F jest mniejsza.



Rys.9.8. Układ ze sprzężeniem kolektorowym i jego model dla składowej stałej

Dla układu z rys.9.8 otrzymujemy

$$R_C(\beta_0 I_B + I_B + I_{CE0}) + R_F I_B + U_{BE} = U_{CC} \quad (9.31)$$

$$I_B = \frac{I_C - (\beta_0 + 1)I_{C0}}{\beta_0} \quad (9.32)$$

Stąd

$$I_C = \frac{\beta_0(U_{CC} - U_{BE}) + I_{C0}(\beta_0 + 1)(R_C + R_F)}{R_F + (\beta_0 + 1)R_C} \quad (9.33)$$

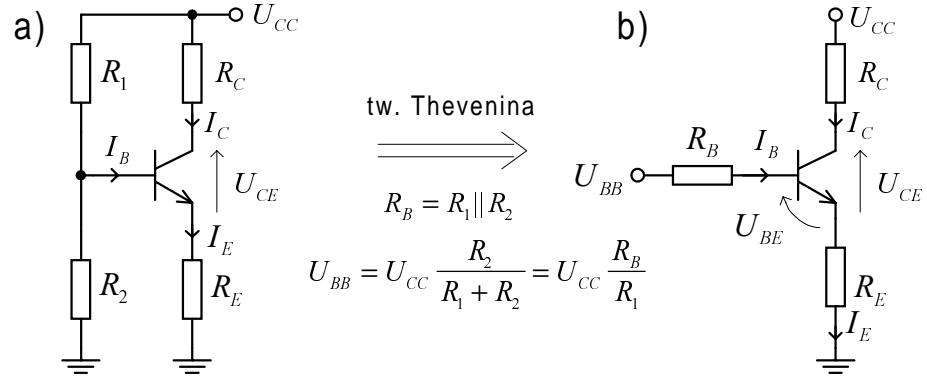
$$U_{CE} + (I_C + I_B)R_C = U_{CC} \quad (9.34)$$

Korzystając z zależności (9.32) i (9.34) otrzymujemy równanie statycznej prostej obciążenia w polu charakterystyk wyjściowych.

$$U_{CE} + \left(I_C + \frac{(\beta_0 + 1)I_{C0}}{\beta_0} \right) R_C = U_{CC} \quad (9.35)$$

Zależności (9.33) i (9.35) określają współrzędne punktu pracy tranzystora.

Inny sposób wykorzystania ujemnego sprzężenia zwrotnego do stabilizacji punktu pracy przedstawiono na rys.9.9 w układzie potencjometrycznym ze sprzężeniem emiterowym. Jest to podstawowy sposób zasilania tranzystora w układach dyskretnych, zawierających jedno źródło napięcia zasilającego.



Rys.9.9. Potencjometryczny układ za sprzężeniem emiterowym (a) i jego równoważny układ z zastępczym źródłem Thevenina (b)

Korzystając z zasady Thevenina, układ ten możemy przekształcić w równoważny układ ze sprzężeniem emiterowym i z dwoma źródłami zasilania (rys.9.9b).

Sprężenie zwrotne prądowe realizowane przez \$R_E\$ stabilizuje zmiany prądu \$I_E\$. Jeżeli zmaleje prąd emitera \$I_E\$, to zmaleje spadek napięcia na rezystorze \$R_E\$, zatem wzrośnie napięcie \$U_{BE}\$, wzrośnie prąd bazy \$I_B\$, co zwrotnie spowoduje wzrost prądu emitera \$I_E\$. W rezultacie prąd emitera \$I_E\$ zmaleje mniej niż w układzie bez sprzężenia zwrotnego.

Dla układu z rys.9.9b możemy zapisać równania

$$\left. \begin{aligned} U_{BB} &= I_B R_B + U_{BE} + I_E R_E \\ I_C &= \beta_0 I_B + (\beta_0 + 1) I_{C0} \\ I_E &= I_B + I_C \end{aligned} \right\} \quad (9.36)$$

z których możemy wyznaczyć prąd kolektora

$$I_C = \frac{(U_{BB} - U_{BE})\beta_0 + I_{C0}(R_B + R_E)(\beta_0 + 1)}{R_B + (\beta_0 + 1)R_E} \quad (9.37)$$

Wykorzystując równania (9.36) oraz równanie Kirchhoffa dla obwodu kolektorowego

$$U_{CC} = I_C R_C + U_{CE} + I_E R_E \quad (9.38)$$

otrzymujemy

$$U_{CE} = \left(U_{CC} + I_{C0} R_E \frac{\beta_0 + 1}{\beta_0} \right) - I_C \left(R_C + \frac{\beta_0 + 1}{\beta_0} R_E \right) \quad (9.39)$$

Jest to równanie statycznej prostej obciążenia w polu wyjściowych charakterystyk $I_C(U_{CE})$.

Korzystając z zależności (9.20-9.23) i (9.37) łatwo można wykazać, że stabilizacja poprawia się, gdy stosunek $R_B/R_E \rightarrow 0$, gdy stabilizowany jest prąd emitera. Jednak, gdy wartość R_E jest zbyt duża, to napięcie zasilania musi być duże oraz pogarsza się stabilizacja napięcia U_{CE} albo, przy tym samym stopniu stabilizacji napięcia U_{CE} rezystancja R_C musi być mała (straty wzmocnienia).

Przyjmując: $I_{C0} = 0$, $\beta_0 + 1 \approx \beta_0$ i $U_{CC} = const$, możemy napisać

$$U_{CE} = U_{CC} - I_C (R_C + R_E) \quad (9.40)$$

$$-\Delta U_{CE} = (R_C + R_E) \Delta I_C \quad (9.41)$$

Bezpieczniej jest zamienić równanie (9.41) na nierówność

$$-\Delta U_{CE} \geq (R_C + R_E) \Delta I_C \quad (9.42)$$

$$R_C + R_E \leq \left| \frac{\Delta U_{CE}}{\Delta I_C} \right| \quad (9.43)$$

Zbyt mała wartość rezystancji R_B ogranicza wzmocnienie dla składowej zmiennej ze względu na silne tłumienie wejścia tranzystora.

Wpływ rezystancji R_E na parametry robocze wzmacniacza (wzmocnienie napięciowe i impedancję wejściową) dla składowej zmiennej można znacznie zmniejszyć poprzez zastosowanie kondensatora blokującego. Tak więc, przy wyborze wartości R_E , R_B należy się kierować kompromisem pomiędzy warunkami stabilizacji prądu I_C , napięcia U_{CE} , wielkością napięcia zasilającego U_{CC} i wzmocnieniem układu.

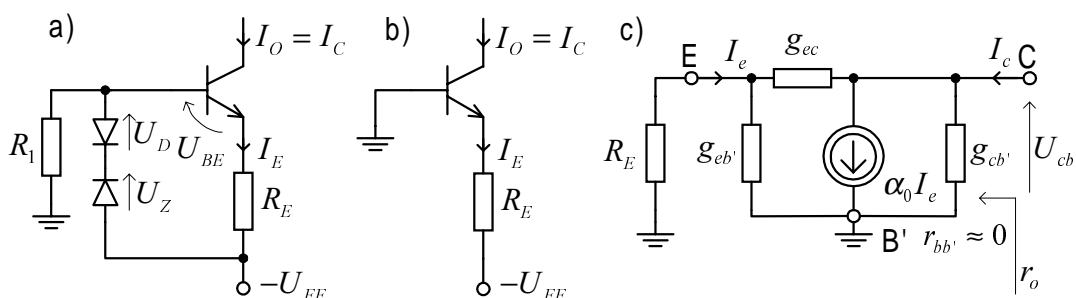
Najlepsze własności stabilizacyjne ma układ z dwoma źródłami zasilania (w tym układ ze stałym prądem emitera). Moc pobierana ze źródeł zasilania w tym przypadku jest z reguły mniejsza niż

w przypadku układu z jednym źródłem. Natomiast wadą jest konieczność stosowania dwóch źródeł zasilania.

Zadawałające efekty daje zastosowanie układu ze sprzężeniem emiterowym, kolektorowym i z obydwoma naraz. Jednakże w układzie ze sprzężeniem kolektorowym stabilizacja zależy od rezystancji R_C , zatem układ ten jest trudniejszy do realizacji. Ze względów stabilizacyjnych najgorsze właściwości ma układ ze stałym prądem bazy.

Układ zasilania stałym prądem emitera, charakteryzujący się najkorzystniejszymi właściwościami stabilizacyjnymi, najłatwiej jest zrealizować w postaci źródła prądu stałego w obwodzie emitera.

Przykład realizacji prostego źródła stałoprądowego w technice elementów dyskretnych i jego schemat zastępczy przedstawiono na rys.9.10.



Rys.9.10. Źródło prądu stałego: a) z diodą Zenera, b) z uziemioną bazą, c) zmiennoprądowy schemat zastępczy źródła

Wykorzystując prawo Kirchhoffa w układzie na rys.9.10a, możemy wyznaczyć prąd wyjściowy źródła

$$I_O = I_C = \alpha_0 I_E \approx \frac{U_Z + U_D - U_{BE}}{R_E} \approx \frac{U_Z}{R_E} \quad (9.44)$$

W układzie występuje wzajemna kompensacja napięcia U_{BE} z napięciem U_D diody D włączonej szeregowo z diodą Zenera, w tym również temperaturowych zmian tych napięć.

W układzie na rys.9.10b, z uziemioną bazą dla prądu stałego, prąd źródła wynosi

$$I_O = I_C = \alpha_0 I_E = \frac{U_{EE} - U_{BE}}{R_E} \frac{\beta_0}{\beta_0 + 1} \approx \frac{U_{EE} - U_{BE}}{R_E} \quad (9.45)$$

Różniczkowa rezystancja wyjściowa źródła, wyznaczona w oparciu o małosygnałowy schemat zastępczy na rys.9.10c, wynosi

$$r_o \approx \frac{U_{cb'}}{I_c} \approx \frac{1}{g_{cb'} + g_{ec}} \approx \frac{1}{g_{ec}} \quad (9.46)$$

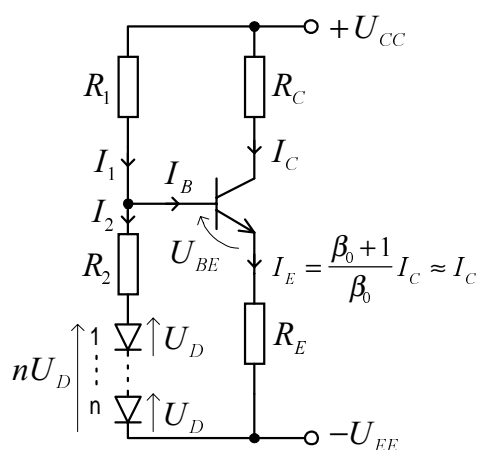
Przedstawione źródło prądowe posiada dużą rezystancję wyjściową, której przybliżona wartość jest taka, jak tranzystora w konfiguracji z uziemioną bazą.

Przedstawiony układ źródła prądowego jest dobrym przykładem wskazującym na możliwość wykorzystania elementów nieliniowych do kompensacji wpływu temperaturowych zmian wybranych parametrów tranzystora.

Liniowe obwody zasilania, tj. obwody zawierające wyłącznie liniowe rezystory, zapewniają stałość punktu pracy rzędu kilku - kilkunastu % przy zmianach temperatury w przedziale 20-40 °C.

W układach wymagających znacznie większej stałości prądu - rzędu 1 - 0,01% stosuje się obwody zasilania z elementami nieliniowymi. Przykładem układów o tak dużych wymaganiach stałości prądu w spoczynkowym punkcie pracy mogą być źródła prądowe zasilające stopnie wzmacniacza o sprzężeniach galwanicznych (np. we wzmacniaczu operacyjnym), prądowe źródła referencyjne itp. W nieliniowych obwodach zasilania wykorzystuje się ogólną zasadę kompensacji zmian parametrów stabilizowanego elementu zmianami parametrów innego elementu o bardzo podobnych właściwościach.

Na rys.9.11 przedstawiono układ z potencjometrycznym zasilaniem bazy i sprzężeniem emiterowym oraz z kompensacją zmian napięcia U_{BE} .



Rys.9.11. Układ zasilania z diodową kompensacją zmian napięcia U_{BE}

Zakładając, że prąd bazy jest pomijalnie mały w porównaniu do prądu dzielnika: $I_1 \approx I_2$ oraz przyjmując $I_E \approx I_C$, ze schematu na rys.9.11 otrzymujemy

$$\left. \begin{aligned} nU_D + I_2 R_2 &= U_{BE} + I_E R_E \approx U_{BE} + I_C R_E \\ I_2 &= \frac{U_{CC} - nU_D}{R_1 + R_2} \end{aligned} \right\} \quad (9.47)$$

Z układu równań (9.47) możemy wyznaczyć I_C

$$I_C = \frac{R_2 U_{CC} + n U_D R_1 - (R_1 + R_2) U_{BE}}{R_E (R_1 + R_2)} \quad (9.48)$$

Warunek pełnej kompensacji zmian napięcia U_{BE} możemy wyznaczyć z przyrównania do zera pochodnej $dI_C/dT = 0$, czyli

$$n R_1 \frac{dU_D}{dT} - (R_1 + R_2) \frac{dU_{BE}}{dT} = 0 \quad (9.49)$$

Jeżeli dioda i tranzystor są wykonane w podobnym procesie technologicznym (dioda zrealizowana jako tranzystor w połączeniu diodowym) i pracują w tej samej temperaturze, to

$$dU_D/dT \approx dU_{BE}/dT \quad (9.50)$$

i warunek pełnej kompensacji ma postać

$$n R_1 - (R_1 + R_2) = 0, \text{ czyli } \frac{R_2}{R_1} = n - 1 \quad (9.51)$$

Najczęściej stosuje się dwie diody ($n = 2$) i wówczas $R_1 = R_2$.

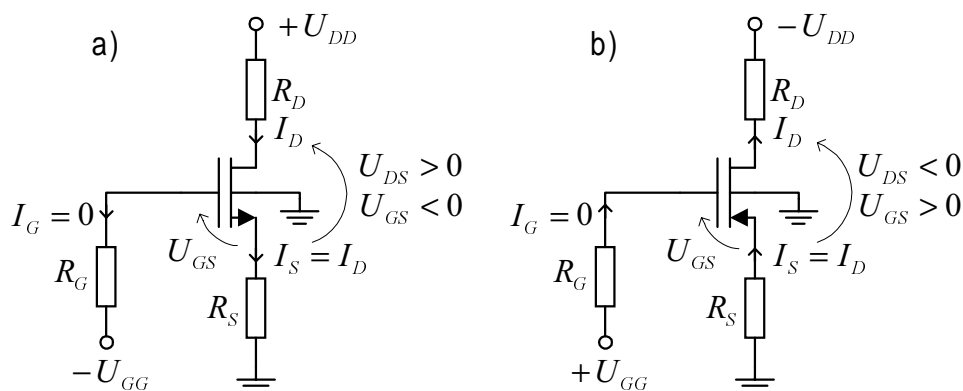
Rozważany wcześniej układ źródła prądu stałego na rys.9.10a jest układem stabilizacji z jedną diodą ($n = 1$) i $R_2 = 0$.

9.3.2. Układy zasilania tranzystorów unipolarnych

Tranzystor MOSFET z kanałem zubożanym może pracować zarówno ze wzbogacaniem jak i ze zubożaniem. Jednakże praca ze wzbogacaniem odbywa się dla małego przedziału wartości napięcia bramka - źródło U_{GS} . Dlatego podstawowym zakresem pracy tych tranzystorów jest praca ze zubożaniem. Tranzystory te z kanałem n pracują w obszarze nasycenia przy ujemnych wartościach napięcia U_{GS} i dodatnich wartościach U_{DS} , natomiast z kanałem p gdy polarność wspomnianych napięć jest zmieniona, tj. gdy napięcie U_{GS} jest dodatnie a U_{DS} jest ujemne. Otrzymanie napięć o podanej polarności umożliwia układ z dwoma źródłami zasilania (rys.9.12).

Prąd bramki I_G tranzystorów MOSFET jest rzędu pikoamperów i jego wpływ w obwodzie polaryzacji można pominąć. Przy takim założeniu układ z rys.9.12a opisują zależności

$$\begin{cases} U_{GS} = -U_{GG} - I_D R_S \\ U_{DD} = U_{DS} + I_D (R_D + R_S) \end{cases} \quad (9.52)$$



Rys.9.12. Układ z dwoma źródłami zasilania tranzystora MOS z kanałem zubożonym: a) typu n, b) typu p

Natomiast układ z rys.9.12b, zgodnie z zastrzałkowanymi kierunkami prądów i napięć, opisują równania

$$\begin{cases} U_{GS} = U_{GG} + I_D R_S \\ U_{DD} = -U_{DS} + I_D (R_D + R_S) \end{cases} \quad (9.53)$$

Należy zaznaczyć, że w obu układach na rys.9.12 zaznaczono fizyczne kierunki przepływu prądów drenu I_D .

W obu układach zastosowano w obwodzie źródła rezystor R_S stabilizujący (podobnie jak rezystor R_E w obwodzie emitera) punkt pracy tranzystora o współrzędnych I_{DQ} , U_{DSQ} . Problem stałości punktu pracy wiąże się z rozrzutem technologicznym wartości napięcia odcięcia U_P i prądu nasycenia I_{DSS} (dla tranzystorów z kanałem zubożonym) napięcia progowego U_T i współczynnika $K'W/L$ (dla tranzystorów z kanałem wzbogacanym) oraz wpływem temperatury na te parametry. Termiczna zależność ruchliwości nośników prądu w kanale oraz napięć U_P i U_T są głównym czynnikiem temperaturowych zmian prądu drenu. Istnieje jednak taka wartość prądu drenu, przy której wpływy te kompensują się. Prąd ten nosi nazwę prądu autokompensacji. Wadą przedstawionych na rys.9.12 układów polaryzacji tranzystora jest konieczność zastosowania dwóch źródeł zasilania i to odmiennej polarności.

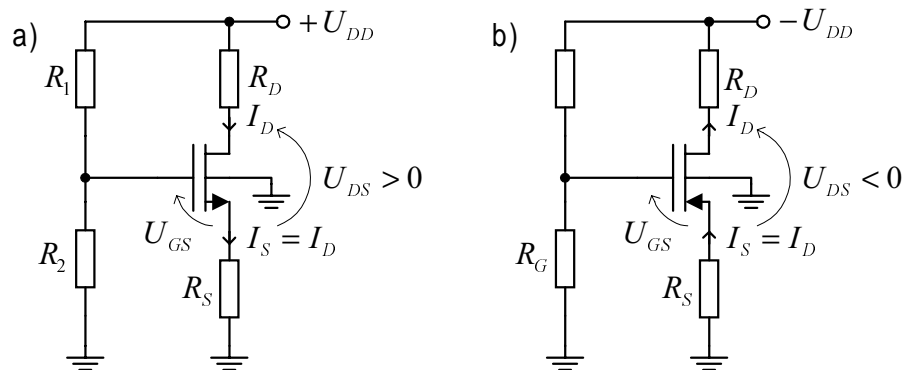
Wady tej pozbawiony jest układ zasilania z automatyczną polaryzacją bramki zrealizowany w oparciu o układ z rys.9.12, w którym $U_{GG} = 0$. Bramka jest nadal polaryzowana spadkiem napięcia na rezystorze R_S . Wtedy układ z rys.9.12a nazywamy układem zasilania z automatycznym minusem

$$U_{GS} = -I_D R_S \quad (9.54)$$

a z rys.9.12b, układem zasilania z automatycznym plusem

$$U_{GS} = I_D R_S \quad (9.55)$$

Jedno źródło zasilania jest także wykorzystywane w układzie potencjometrycznym przedstawionym na rys.9.13.



Rys.9.13. Potencjometryczny układ zasilania tranzystora MOSFET z kanałem zubożonym: a) typu n, b) typu p

Układ z rys.9.13a opisują równania

$$\begin{cases} U_{GS} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} U_{DD} - I_D R_S \\ U_{DD} = U_{DS} + I_D (R_D + R_S) \end{cases} \quad (9.56)$$

natomiast układ z rys.9.13b

$$\begin{cases} U_{GS} = -\frac{R_2}{R_1 + R_2} U_{DD} + I_D R_S \\ U_{DD} = -U_{DS} + I_D (R_D + R_S) \end{cases} \quad (9.57)$$

Układy te dają większą swobodę doboru punktu pracy.

Tranzystory złączowe JFET, (które pracują za zubożaniem) mogą być zasilane przez omówione układy - tranzystor JFET z kanałem typu n przez układy z rys.9.12a, 9.13a, a tranzystor z kanałem typu p, przez układy z rys.9.12b, 9.13b.

Tranzystory MOS z kanałem wzbogacającym w obszarze nasycenia wymagają napięć U_{GS} i U_{DS} o jednakowych znakach, z kanałem typu n - dodatnich, z kanałem p - ujemnych. Pod tym względem są one podobne do tranzystorów bipolarnych. Tranzystor z kanałem wzbogacającym typu n może być zasilany przez układ z rys.9.12a, w którym w miejsce źródła zasilania ($-U_{GG}$) zastosujemy źródło ($+U_{GG}$) oraz przez układ z rys.9.13a. Rezystancje w obu układach muszą być tak dobrane, aby napięcie bramka - źródło było dodatnie. Analogicznie tranzystor z kanałem wzbogacającym typu p może być zasilany przez układ z

rys.9.12b, w którym w miejsce źródła zasilania ($+U_{GG}$) zastosujemy źródło ($-U_{GG}$) oraz przez układ z rys.9.13b. Rezystancje w obu układach muszą być tak dobrane, aby napięcie bramka - źródło było ujemne.

9.4. ZASILANIE I STABILIZACJA PUNKTÓW PRACY TRANZYSTORÓW W UKŁADACH SCALONYCH

9.4.1. Ogólna charakterystyka obwodów zasilania w układach scalonych

Technologia monolityczna stwarza idealne warunki dla wyeksponowania w układzie korzystnych właściwości elementów wytwarzanych na płycie półprzewodnika w tym samym procesie technologicznym. Należy tu przede wszystkim wymienić duże podobieństwo tranzystorów, zbliżoną temperaturę złącz, współbieżne zmiany parametrów tranzystorów oraz rezystancji przy zmianach temperatury otoczenia.

W układach monolitycznych występują też inne ograniczenia niż w układach dyskretnych. W technologii kładów bipolarnych zakres wartości rezystancji jest ograniczony do kilkudziesięciu $k\Omega$ ($20k\Omega$ - rezystory bazowe), a ponadto rozrzuty wartości rezystancji są duże (15% – 30%). W technologii unipolarnej prawie wogóle nie stosuje się rezystorów, przy czym są one zastępowane źródłami prądowymi lub układami „luster prądowych” w obwodach polaryzacji prądem stałym oraz są stosowane jako obciążenia dynamiczne dla składowych zmiennych.

Nie ma możliwości realizacji kondensatorów o pojemności przekraczającej kilkadziesiąt pF, dlatego układy wielostopniowe są z reguły układami o sprzężeniach galwanicznych bez kondensatorów separujących i odsprzęgających. W układach tych szczególnego znaczenia nabiera stałość punktów pracy tranzystorów, gdyż ich zmiany są wzmacniane w kolejnych stopniach. Ze względu na bezpośrednie sprzężenia, często zachodzi potrzeba stosowania układów przesuwania poziomu napięcia. Stabilizację punktów pracy zapewnia się przez powszechne stosowanie kompensacji nieliniowej, która jest znacznie ułatwiona dzięki zbliżonej temperaturze tranzystorów i dużemu podobieństwu ich charakterystyk.

W monolitycznej technologii bipolarnej (z wyjątkiem tzw. *komplementarnej technologii bipolarnej z izolacją tlenkową*) charakterystyki i parametry tranzystorów p-n-p są gorsze (np. $\beta_0 = 10$)

niż tranzystorów n-p-n (np. $\beta_0 = 40 - 200$), dlatego ogranicza się ich stosowanie.

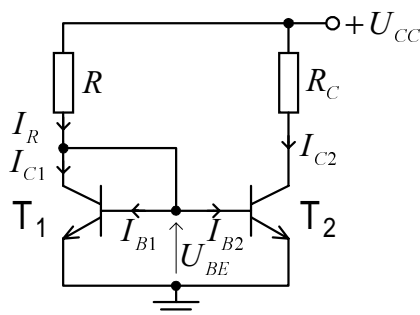
W układach monolitycznych praktycznie nie ma możliwości wykonania elementów indukcyjnych.

Ze wszystkimi elementami układu scalonego związane są bierne i czynne elementy pasożytnicze, skąd konieczność stosowania elementów o wartościach typowych, a nie minimalnych i maksymalnych.

9.4.2. Podstawowe bloki w układach zasilania i stabilizacji punktów pracy tranzystorów bipolarnych

9.4.2.1. Źródła stałoprądowe - lustra prądowe

Na rys.9.14 przedstawiono typowy sposób zasilania tranzystora T_2 , stosowany w bipolarnych układach scalonych.



Rys.9.14. Przykład zasilania tranzystora w bipolarnych układach scalonych

Tranzystor T_1 chociaż pracuje w połączeniu diodowym, to jest nadal elementem aktywnym, ponieważ znajduje się na granicy obszaru aktywnego ($U_{CB} = 0$).

Tranzystory T_1 i T_2 pracują przy tym samym napięciu U_{BE} , mają takie same prądy bazy $I_{B1} = I_{B2} = I_B$, a tym samym również takie same prądy kolektorów $I_{C1} = I_{C2} = I_C$.

Dla układu z rys.9.14 można zapisać zależności

$$\begin{aligned} U_{CC} &= I_R R + U_{BE} \\ I_R &= I_{C1} + 2I_B = I_C + 2I_B \end{aligned} \quad (9.58)$$

Rozwiązując układ równań (9.58) ze względu na I_C , otrzymujemy

$$I_C = \frac{U_{CC} - U_{BE}}{R} - 2I_B = \frac{U_{CC} - U_{BE}}{R} - 2 \frac{I_C}{\beta_0} \quad (9.59)$$

Jeżeli $U_{CC} \gg U_{BE}$, $\beta_0 \gg 2$, to wzór (9.59) upraszcza się do postaci

$$I_C \approx \frac{U_{CC}}{R} \quad (9.60)$$

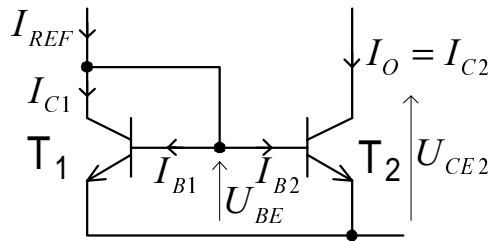
Zatem współrzędne punktu pracy tranzystora T_2 określają zależności

$$\left. \begin{aligned} I_{C2} &= I_C \approx \frac{U_{CC}}{R} \\ U_{CE2} &= U_{CC} - I_{C2}R_C \approx U_{CC} \left(1 - \frac{R_C}{R}\right) \end{aligned} \right\} \quad (9.61)$$

Ponieważ temperaturowe zmiany rezystancji R_C i R w układzie scalonym mogą być współbieżne (temperaturowy współczynnik stosunku R_C/R jest bardzo mały), zatem punkt pracy tranzystora T_2 nie zależy od zmian temperatury, a jedynie od różnicy parametrów tranzystorów T_1 i T_2 .

Ten prosty sposób wymuszania prądu jednego tranzystora przez drugi stanowi podstawę realizacji *źródeł stałoprądowych* w układach scalonych.

Schemat ideowy najprostszego, a przy tym podstawowego źródła stałoprądowego z tranzystorami bipolarnymi przedstawiono na rys.9.15.



Rys.9.15. Podstawowe źródło stałoprądowe - lustro prądowe

Zakładając, jak poprzednio, identyczność tranzystorów oraz pomijając wpływ napięcia U_{CE2} tranzystora T_2 na jego prąd kolektora w obszarze aktywnym możemy napisać

$$I_{C1} + I_{B1} + I_{B2} = I_{C1} + 2I_B = I_O + \frac{2I_{C1}}{\beta_0} = I_{REF} \quad (9.62)$$

stąd otrzymujemy

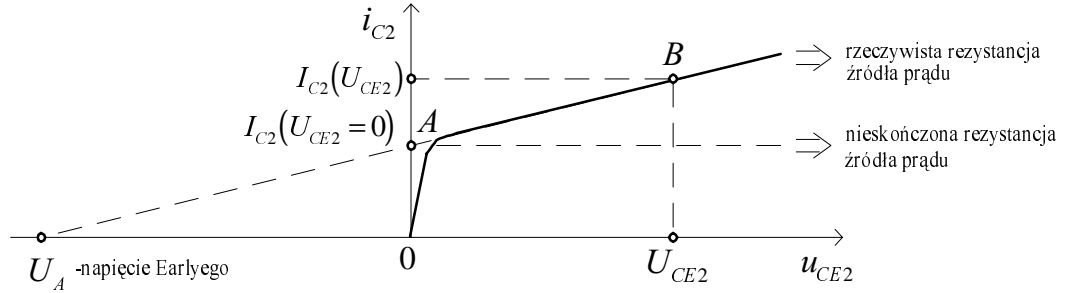
$$I_O = \frac{I_{REF}}{1 + 2/\beta_0} = I_{C1} \quad (9.63a)$$

Jeżeli $\beta_0 \gg 1$, to

$$I_O \approx I_{REF} \quad (9.63b)$$

Prąd wyjściowy źródła I_O jest równy w przybliżeniu prądowi odniesienia I_{REF} , wymuszonemu przez *źródło odniesienia* (ang.

reference current). Ten rodzaj źródła stałoprądowego nosi nazwę zwierciadła prądowego, lub lustra prądowego (ang. current mirror). Wpływ napięcia U_{CE2} na prąd źródła określimy na podstawie charakterystyki wyjściowej tranzystora T_2 (rys.9.16)



Rys.9.16. Wpływ napięcia U_{CE2} na prąd źródła

Przy zmianie napięcia U_{CE2} zmienia się prąd kolektora I_{C2} wskutek zjawiska modulacji szerokości bazy

$$I_{C2} = I_S \left(\exp \frac{U_{BE}}{\phi_T} \right) \left(1 - \frac{U_{CE2}}{U_A} \right) \quad (9.64)$$

Korzystając z proporcji możemy napisać

$$\frac{I_{C2}(U_{CE2})}{U_A + U_{CE2}} = \frac{I_{C2}(U_{CE2} = 0)}{U_A} \quad (9.65)$$

Czyli

$$I_O = I_{C2}(U_{CE2}) = I_{C2}(U_{CE2} = 0) \left(1 + \frac{U_{CE2}}{U_A} \right) \quad (9.66)$$

Ze względu na różne napięcia U_{CE} tranzystorów, również prądy ich kolektorów nie są jednakowe ($I_{C1} \neq I_{C2}$). Zakładając równość prądów przy zerowym napięciu U_{CE} , stosunek tych prądów wynosi

$$\frac{I_{C2}}{I_{C1}} = \frac{1 + \frac{U_{CE2}}{U_A}}{1 + \frac{U_{CE1}}{U_A}} \approx 1 + \frac{U_{CE2}}{U_A} \quad (9.67)$$

Różniczkowa rezystancja wyjściowa źródła wynosi

$$r_o = \frac{\Delta u_{CE2}}{\Delta i_{C2}} = \frac{U_A + U_{CE2}}{I_{C2}(U_{CE2})} \approx \frac{U_A}{I_{C2}(U_{CE2})} \approx r_{ec} \quad (9.68)$$

W lustrze prądowym istnieje możliwość wymuszenia w drugim tranzystorze prądu różnego od prądu odniesienia. Zaleta ta jest bardzo ważna ze względów praktycznych. Jeżeli powierzchnia złącz emiter - baza tranzystorów T_1 i T_2 w układzie z rys.9.15 są różne i wynoszą odpowiednio S_1 i S_2 , to stosunek prądów kolektorów tych tranzystorów jest równy stosunkowi powierzchni ich złącz emiterowych.

Zatem

$$\frac{I_{C1}}{I_{C2}} = \frac{S_1}{S_2} \quad (9.69)$$

Ponieważ

$$I_{C1} = I_{REF} - I_{B1} - I_{B2} = I_{REF} - \frac{I_{C1}}{\beta_0} - \frac{I_{C2}}{\beta_0} \quad (9.70)$$

to po podstawieniu (9.69) do (9.70), otrzymujemy

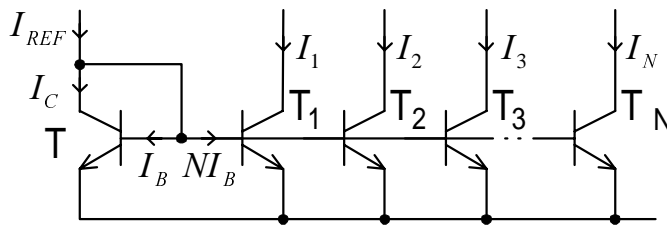
$$I_O = I_{C2} = I_{REF} \frac{S_2/S_1}{1 + \frac{S_2/S_1}{\beta_0}} \quad (9.71)$$

Jeżeli $S_1 = S_2$ to wzór (9.71) przyjmuje postać (9.63), natomiast gdy $\beta_0 \gg 1 + S_2/S_1$, to

$$I_O \approx I_{REF} \frac{S_2}{S_1} \quad (9.72)$$

Wyrażenie $\frac{S_2/S_1}{1 + \frac{S_2/S_1}{\beta_0}} \approx \frac{S_2}{S_1}$ nazywa się *wzmocnieniem lustra prądowego*.

Na rys.9.17 przedstawiono zespół luster prądowych, w którym ten sam prąd odniesienia wymusza jednocześnie, zgodnie z zależnością (9.72), ustalone prądy wyjściowe w wielu tranzystorach.



Rys.9.17. Zespół luster prądowych

Założmy, dla uproszczenia rozważań, że wszystkie tranzystory są jednakowe (mają tę samą powierzchnię złącza emiterowego).

Wtedy, zgodnie ze schematem, otrzymujemy

$$I_{REF} = I_C + (N + 1)I_B \quad (9.73)$$

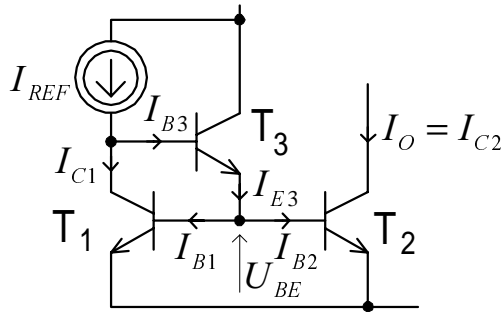
Stąd

$$I_1 = I_2 = \dots = I_N = I_O = \frac{I_{REF}}{1 + \frac{N + 1}{\beta_0}} \quad (9.74)$$

Dla dużych wartości β_0 i niezbyt dużej liczby N wszystkie prądy wyjściowe są w przybliżeniu równe I_{REF} . Zróżnicowanie tych prądów otrzymujemy przy różnych powierzchniach złącz emiterowych.

W przypadku zastosowania tranzystorów p-n-p o małej wartości β_0 ($\beta_0 \approx 10$), albo przy połączeniu razem zbyt dużej ilości baz tranzystorów realizujących zespół lusterek prądowych pojawiają się coraz większe różnice pomiędzy prądem odniesienia I_{REF} , a prądem wyjściowym.

Na rys.9.18. przedstawiono zmodyfikowany układ źródła stałoprądowego - lustro prądowe o zmniejszonym wpływie prądów baz.



Rys.9.18. Źródło stałoprądowe - lustro prądowe o zmniejszonym wpływie prądów baz

Prądy emitera i bazy tranzystora T_3 wynoszą

$$I_{E3} = I_{B1} + I_{B2} = \frac{I_{C1} + I_{C2}}{\beta_0} = \frac{2}{\beta_0} I_O \quad (9.75)$$

$$I_{B3} = \frac{I_{E3}}{\beta_0 + 1} = \frac{2}{\beta_0(\beta_0 + 1)} I_O \quad (9.76)$$

Po zsumowaniu prądów w węźle kolektora tranzystora T_3 otrzymujemy

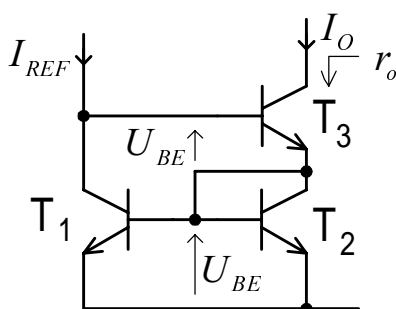
$$I_{REF} - I_{C1} - \frac{2}{\beta_0(\beta_0 + 1)} I_O = 0 \quad (9.77)$$

Stąd

$$I_o = \frac{I_{REF}}{1 + \frac{2}{\beta_0(\beta_0 + 1)}} \quad (9.78)$$

Nawet dla małych wartości β_0 , warunek $\beta_0(\beta_0 + 1) \gg 2$ jest spełniony, a tym samym prąd wyjściowy I_o niewiele różni się od prądu odniesienia I_{REF} .

Podobne właściwości do opisanych wyżej posiada źródło prądowe - lustro prądowe Wilsona (rys.9.19), w którym relację pomiędzy prądem wyjściowym I_o a prądem odniesienia I_{REF} opisuje identyczna zależność jak (9.78).



Rys.9.19. Lustro prądowe Wilsona

Ze względu na kaskodowe połączenie tranzystorów T_2 i T_3 , lustro prądowe Wilsona posiada znacznie większą dynamiczną rezystancję wyjściową niż układy z pojedynczymi tranzystorami.

Rezystancja ta wynosi

$$r_o \approx \beta_0 \frac{U_A}{2I_o} \quad (9.79)$$

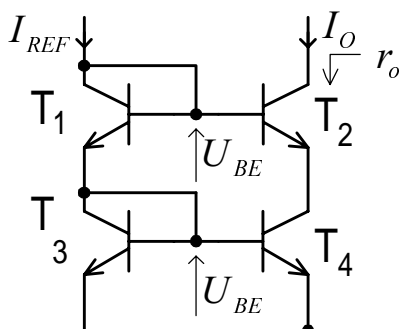
Ponadto lustro prądowe Wilsona charakteryzuje się lepszymi właściwościami częstotliwościowymi (szerokopasmowymi), w porównaniu do innych lusterek prądowych.

Ogólną metodą zapewniającą zwiększenie rezystancji wyjściowej źródła stałoprądowego - lustra prądowego jest budowanie układów kaskodowych.

Podstawowy układ kaskodowego lustra prądowego przedstawiono na rys.9.20.

Tranzystor T_4 pracuje, podobnie jak tranzystor T_3 , przy napięciu $U_{CB} = 0$. Dynamiczna rezystancja wyjściowa tego tranzystora, równa $r_{ce4} = U_A / I_{C4} \approx U_A / I_o$, wnosi ujemne sprzężenie zwrotne prądowe szeregowo w obwodzie emitera tranzystora T_2 , powodując znaczne zwiększenie wypadkowej dynamicznej rezystancji wyjściowej układu do wartości

$$r_o \approx \beta_0 \frac{U_A}{I_O} \quad (9.80)$$



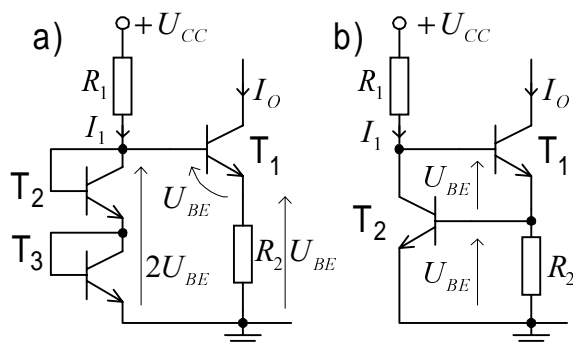
Rys.9.20. Kaskodowe źródło stałoprądowe- lustro prądowe

Dzięki tak dużej wartości dynamicznej rezystancji wyjściowej prąd wyjściowy źródła nie ulega zmianie pod wpływem zmieniającego się napięcia na wyjściu.

9.4.2.2. Stałoprądowe źródła odniesienia

Omówione w poprzednim rozdziale źródła stałoprądowe, nazywane równocześnie lustrami prądowymi, rozważano głównie pod kątem dokładności, z jaką wymuszany jest prąd wyjściowy I_O przez prąd odniesienia I_{REF} . Nie zajmowano się natomiast, w jaki sposób wytworzyć prąd odniesienia o małej wrażliwości na zmiany napięcia zasilającego i temperatury.

W przypadku realizacji stałoprądowych źródeł odniesienia podstawową sprawą jest stabilizacja napięciowa tak, aby wyjściowe prądy odniesienia były niezależne od napięć zasilających. Na rys.9.21 przedstawiono proste przykłady takich źródeł, w których występuje jednak słaba zależność prądu wyjściowego od napięcia zasilającego.



Rys.9.21. Źródła stałoprądowe niezależne od napięcia zasilania

Zaniedbując prąd bazy tranzystora T_1 , dla obu układów można napisać

$$I_o \approx \frac{U_{BE}}{R_2} = \frac{\varphi_T}{R_2} \ln \frac{I_1}{I_S} \quad (9.81)$$

Ponieważ prąd I_1 zależy od napięcia U_{CC}

$$I_1 = \frac{U_{CC} - 2U_{BE}}{R_1} \quad (9.82)$$

zatem prąd źródła pośrednio jest logarytmiczną funkcją napięcia zasilania.

Na podstawie zależności (9.81), (9.82) możemy wyznaczyć wrażliwość I_o prądu na zmiany napięcia U_{CC}

$$S_{U_{CC}}^{I_o} = \frac{U_{CC}}{I_o} \left(\frac{\partial I_o}{\partial U_{CC}} \right) = \frac{\varphi_T}{I_o R_2} \quad (9.83)$$

Wadą układów z rys.9.21 jest silna zależność napięcia U_{BE} od temperatury.

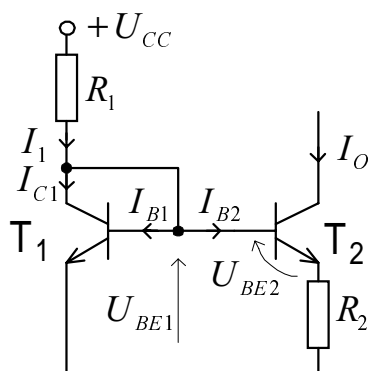
Dla oceny wrażliwości źródła na zmiany temperatury definiuje się temperaturowy współczynnik względnej zmiany prądu źródła.

$$TW(I_o) = \frac{1}{I_o} \frac{\partial I_o}{\partial T} = \frac{1}{T} \frac{T}{I_o} \left(\frac{\partial I_o}{\partial T} \right) = \frac{1}{T} S_T^{I_o} \quad (9.84)$$

Współczynnik TW wyraża się w jednostkach $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ lub w $\text{ppm}/^{\circ}\text{C}$.

Analizowany układ charakteryzuje się dość dużą wrażliwością I_o na zmiany U_{CC} , wynoszącą ok. 0,035, oraz dużym współczynnikiem $TW(I_o)$, który można oszacować ok. -1100 $\text{ppm}/^{\circ}\text{C}$.

Lepszym rozwiązaniem jest źródło stałoprądowe przedstawione na rys.9.22, nazywane źródłem Widlara.



Rys.9.22. Stałoprądowe źródło Widlara

Stosując prawo Kirchhoffa, otrzymujemy

$$U_{BE1} - U_{BE2} - I_O R_2 = \varphi_T \ln \frac{I_{C1}}{I_{ES1}} - \varphi_T \ln \frac{I_O}{I_{ES2}} - I_O R_2 = 0 \quad (9.85)$$

Jeżeli tranzystory są jednakowe, to $I_{ES1} = I_{ES2}$ i wtedy

$$I_O = \frac{\varphi_T}{R_2} \ln \frac{I_{C1}}{I_O} \quad (9.86)$$

Zakładając: $I_{B1}, I_{B2} \ll I_{C1}$ oraz $U_{BE1} \ll U_{CC}$ możemy wyznaczyć przybliżoną wartość prądu kolektora I_{C1}

$$I_{C1} \approx I_1 = \frac{U_{CC} - U_{BE1}}{R_1} \approx \frac{U_{CC}}{R_1} \quad (9.87)$$

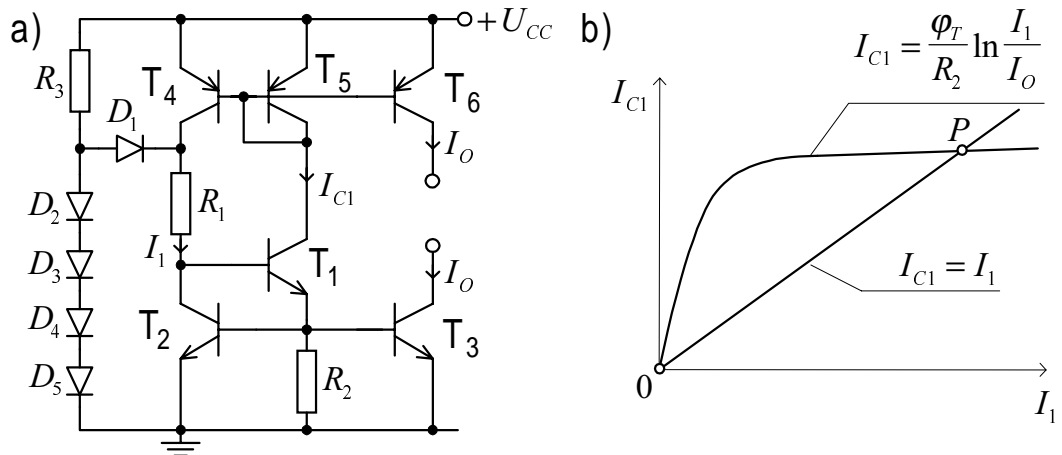
Podstawiając (9.87) do (9.86), otrzymujemy

$$I_O \approx \frac{\varphi_T}{R_2} \ln \frac{U_{CC}}{I_O R_1} \quad (9.88)$$

Jak wynika z równania (9.85) spadek napięcia $I_O R_2$ jest równy różnicy $U_{BE1} - U_{BE2}$, co oznacza, że nawet przy stosowaniu niezbyt dużych wartości R_2 prąd I_O może być mały. Jest to właściwość źródła Widlara, wykorzystywana zawsze, gdy wymagany jest mały prąd źródła.

Prąd źródła I_O jest logarytmiczną funkcją napięcia zasilania U_{CC} (rów.9.88), a jego wrażliwość na zmiany temperaturowe jest mniejsza niż w układzie z rys.9.21.

Na rys.9.23 przedstawiono stałoprądowe źródło odniesienia z samoczynną polaryzacją napięciem U_{BE} , w którym prądy wyjściowe są całkowicie niezależne od napięcia zasilającego (ang. *self - biasing U_{BE} reference*) [22].



Rys.9.23. Stałoprądowe źródło odniesienia z samoczynną polaryzacją napięciem U_{BE} :
a) schemat blokowy, b) charakterystyka przejściowa

Układ ma dwa wyjścia: jedno typu emisyjnego, w którym prąd źródła wypływa od dodatniego bieguna napięcia zasilania oraz drugie typu absorbcyjnego, w którym prąd źródła wpływa do masy układu (ang. *current source / sink*).

Tranzystory T_1 , T_2 tworzą układ jak na rys.9.21b, zatem prąd kolektora I_{C1} dany jest wzorem (9.81). Lustro prądowe złożone z tranzystorów T_1 , T_2 wymusza równość prądów $I_{C1} = I_1$. Rozwiązaniem obu równań, jak to przedstawiono graficznie na rys.9.23b, jest punkt P , lub punkt znajdujący się w początku układu współrzędnych (czyli $I_{C1} = I_1 = 0$). Aby wyeliminować możliwość ustalenia się niepożądanego punktu pracy, przy $I_{C1} = 0$, układ posiada specjalne zabezpieczenie z diodami D_1 - D_5 (tranzystory w połączeniu diodowym), którego zadaniem jest spowodowanie przepływu prądu przez rezystor R_I wówczas, gdy $I_{C1} = 0$. Z chwilą, gdy osiągnięty zostanie właściwy punkt pracy P , dioda D_1 spolaryzowana jest zaporowo i układ zabezpieczający zostaje odłączony od reszty układu.

9.4.2.3. Źródła napięcia odniesienia

Źródła napięcia odniesienia (ang. *voltage references*) powinny posiadać małą rezystancję wyjściową oraz powinny być niewrażliwe na zmiany napięcia zasilania i temperatury. W przypadku realizacji tych źródeł głównym zadaniem jest stabilizacja temperaturowa. Kosztem rezygnacji z bardzo małej rezystancji wyjściowej wymaga się, aby temperaturowy współczynnik napięcia odniesienia $TW(U_{REF})$ był mniejszy niż 100 ppm/°C.

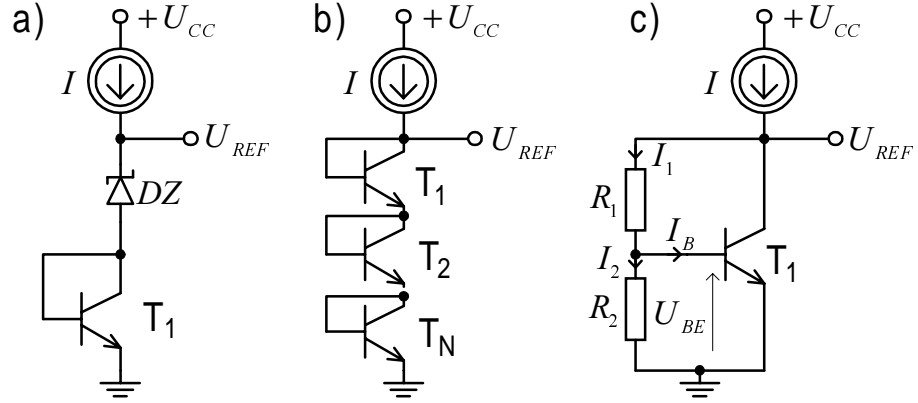
Proste przykłady źródeł napięciowych, przedstawione na rys.9.24, ilustrują jedynie metody ustalania napięcia wyjściowego o zmniejszonej wrażliwości na zmiany napięcia zasilania, bez stabilizacji temperaturowej.

Napięcie na wyjściu oraz dynamiczna rezystancja wyjściowa układu z rys.9.24a wynoszą

$$U_{REF} = U_Z + U_{BE} \quad (9.89)$$

$$r_o = \frac{\partial U_Z}{\partial I} + \frac{\partial U_{BE}}{\partial I} = r_z + \frac{\phi_T}{I} \quad (9.90)$$

Napięcie U_{BE} na tranzystorze T_1 w połączeniu diodowym o ujemnym współczynniku temperaturowym częściowo kompensuje temperaturowe zmiany napięcia U_Z o dodatnim współczynniku temperaturowym.



Rys.9.24. Proste przykłady źródeł napięciowych: a) z diodą Zenera, b) o napięciu wyjściowym NU_{BE} , c) mnożnik U_{BE}

Źródło napięciowe na rys.9.24b posiada napięcie wyjściowe

$$U_{REF} = NU_{BE} \quad (9.91)$$

oraz dynamiczną rezystancję wyjściową

$$r_o = N \frac{\partial U_{BE}}{\partial I} = N \frac{\phi_T}{I} \quad (9.92)$$

Wadą tego układu jest bardzo duża wartość temperaturowego współczynnika napięcia wyjściowego

$$\frac{\partial U_{REF}}{\partial T} = N \frac{\partial U_{BE}}{\partial T} \approx -2N \text{ mV}/^\circ\text{C} \quad (9.93)$$

Rys.9.24c przedstawia alternatywne rozwiązanie, nazywane *mnożnikiem* U_{BE} , w którym przy pominięciu prądu bazy w stosunku do prądu dzielnika ($I_1 \approx I_2$), otrzymujemy

$$U_{BE} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} U_{REF}$$

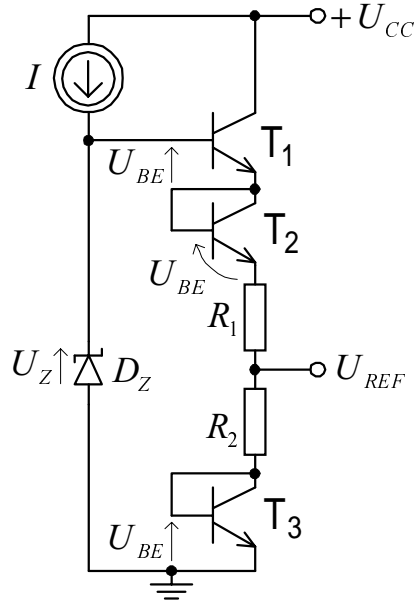
Stąd

$$U_{REF} = \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) U_{BE} \quad (9.94)$$

Dynamiczna rezystancja wyjściowa źródła wynosi

$$r_o = \frac{R_1}{\beta_0} + \frac{R_1 + R_2}{g_m R_2} \quad (9.95)$$

Na rys.9.25 przedstawiono źródło napięcia odniesienia z temperaturową kompensacją napięć U_Z i U_{BE} [22].



Rys.9.25. Źródło napięcia odniesienia z temperaturową kompensacją napięć U_Z i U_{BE}

Napięcie wyjściowe źródła wynosi

$$U_{REF} = U_{BE} + (U_Z - 3U_{BE}) \frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{R_2 U_Z + (R_1 - 2R_2) U_{BE}}{R_1 + R_2} \quad (9.96)$$

Zaniedbując wpływ temperaturowego współczynnika stosunku rezystorów R_1/R_2 na napięcie wyjściowe, warunek kompensacji otrzymuje się, przyrównując do zera pochodną dU_{REF}/dT , czyli

$$\frac{dU_{REF}}{dT} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{dU_Z}{dT} + \frac{R_1 - 2R_2}{R_1 + R_2} \frac{dU_{BE}}{dT} = 0 \quad (9.97)$$

Z równania (9.97) otrzymujemy warunek kompensacji

$$\frac{R_1}{R_2} = 2 + \frac{\frac{dU_Z}{dT}}{\frac{dU_{BE}}{dT}} \quad (9.98)$$

Zakładając typowe wartości

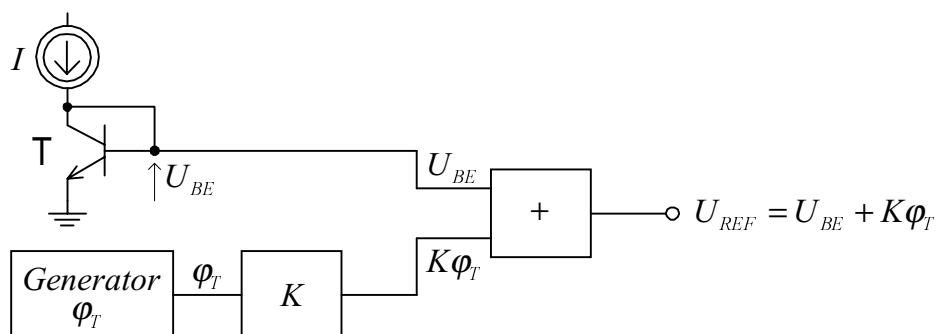
$$\frac{dU_Z}{dT} = +3 \text{ mV}/^\circ\text{C} \text{ oraz } \frac{dU_{BE}}{dT} = -2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$$

otrzymujemy

$$R_1 / R_2 = 0,5, \quad U_{REF} = U_Z / 3 \quad (9.99)$$

W technice układów monolitycznych bardzo często wykorzystuje się ogólną zasadę realizacji źródła napięcia odniesienia polegającą na kompensacji ujemnego temperaturowego współczynnika napięcia U_{BE}

przez dodatni współczynnik napięcia ϕ_T . Zasadę tę zilustrowano schematem blokowym na rys.9.26 [22].



Rys.9.26. Ogólna zasada realizacji źródła napięcia odniesienia typu *band - gap*

Napięcie odniesienia U_{REF} jest równe

$$U_{REF} = U_{BE} + K\phi_T \quad (9.100)$$

Warunek kompensacji otrzymuje się, gdy

$$\frac{dU_{REF}}{dT} = \frac{dU_{BE}}{dT} + K \frac{d\phi_T}{dT} = 0 \quad (9.101)$$

Z równania (9.101) możemy wyznaczyć wymaganą wielkość niezależnego od temperatury współczynnika K

$$K = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta T} \bigg/ \frac{\Delta \phi_T}{\Delta T} \quad (9.102)$$

Uwzględniając typowe wartości

$$\frac{dU_{BE}}{dT} = -2 \text{ mV}/^\circ\text{C} \text{ oraz } \frac{\Delta \phi_T}{\Delta T} = +0,085 \text{ mV}/^\circ\text{C}$$

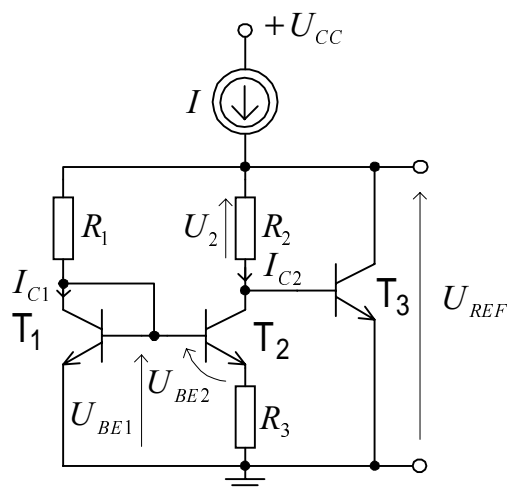
otrzymujemy $K = 23,5$ oraz $U_{REF} = 1,26\text{V}$.

Ponieważ wartość napięcia odniesienia jest zbliżona do wartości napięcia bariery potencjału krzemu, dlatego układy realizowane wg. tej zasady są nazywane *układami z barierą potencjału* (ang. *band - gap reference circuits*).

Na rys.9.27 przedstawiono przykładowe rozwiązanie źródła napięcia odniesienia typu *band - gap*.

Tranzystory T_1 i T_2 tworzą stałoprądowe źródło Widlara. Spadek napięcia na rezystancji R_3 , przy pominięciu prądów baz, wynosi

$$I_{C2}R_3 = U_{BE1} - U_{BE2} = \phi_T \ln \frac{I_{C1}}{I_{C2}} \quad (9.103)$$



Rys.9.27. Przykładowa realizacja źródła odniesienia typu *band - gap*

Wyznaczając z równania (9.103) prąd I_{C2} , przy $\beta_0 \gg 1$, możemy wyznaczyć napięcie na rezystancji R_2

$$U_2 = I_{C2} R_2 = \varphi_T \frac{R_2}{R_3} \ln \frac{I_{C1}}{I_{C2}} \quad (9.104)$$

Napięcie odniesienia jest równe

$$U_{REF} = U_2 + U_{BE3} = U_{BE3} + \varphi_T \frac{R_2}{R_3} \ln \frac{I_{C1}}{I_{C2}} \quad (9.105)$$

Porównując (9.100) i (9.105) otrzymujemy

$$K = \frac{R_2}{R_3} \ln \frac{I_{C1}}{I_{C2}} \quad (9.106)$$

Stosunek prądów I_{C1}/I_{C2} jest niezależny od temperatury.

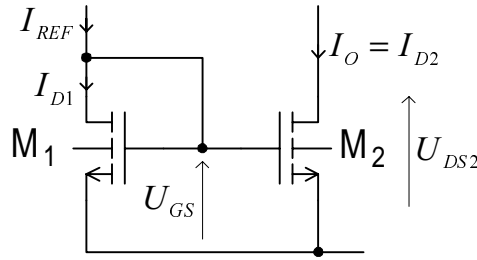
Aby uzyskać pełną kompensację temperaturową napięcia U_{REF} , to dobierając np. (dla $T=300K$) $I_{C1}/I_{C2} = 10$ musimy zapewnić $R_2/R_3 = 10,2$.

9.4.3. Podstawowe bloki w układach zasilania i stabilizacji punktów pracy tranzystorów unipolarnych

9.4.3.1. Źródła stałoprądowe - lustra prądowe

Układy źródeł stałoprądowych - luster prądowych realizowane są w technologii MOS na bardzo podobnych zasadach jak w technologii bipolarnej.

Na rys.9.28 przedstawiono proste źródło stałoprądowe - lustro prądowe, z tranzystorami MOSFET z kanałem wzbogacanym typu n, stanowiące odpowiednik układu z rys.9.15.



Rys.9.28. Proste lustro prądowe

Jeżeli tranzystory M_1 , M_2 pracują w obszarze nasycenia, to

$$\begin{aligned} I_{D1} &= K'_N W_1/L_1 (U_{GS} - U_T)^2 (1 + \lambda U_{DS1}) \\ I_{D2} &= K'_N W_2/L_2 (U_{GS} - U_T)^2 (1 + \lambda U_{DS2}) \end{aligned} \quad (9.107)$$

Ponieważ oba tranzystory pracują przy tym samym napięciu podłoża - źródło (U_{BS}), dlatego mają te same napięcia progowe: $U_{T1} = U_{T2} = U_T$. Zatem na podstawie równań (9.107) otrzymujemy

$$\frac{I_O}{I_{REF}} = \frac{I_{D2}}{I_{D1}} = \frac{K'_N (W/L)_2 (1 + \lambda U_{DS2})}{K'_N (W/L)_1 (1 + \lambda U_{DS1})} \quad (9.108)$$

Przy pominięciu efektu modulacji długości kanału stosunek prądów I_O/I_{REF} zależy tylko od rozmiarów tranzystorów

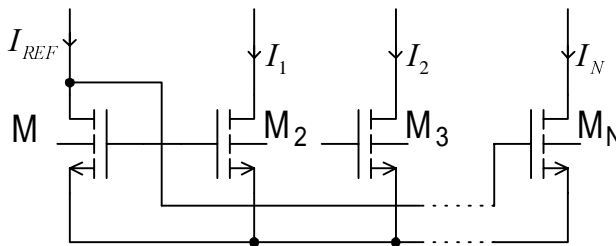
$$\frac{I_O}{I_{REF}} = \frac{(W/L)_2}{(W/L)_1} \quad (9.109)$$

Dynamiczna rezystancja wyjściowa źródła wynosi

$$r_o = \frac{\Delta U_{DS2}}{\Delta I_{D2}} = \frac{1}{\lambda I_{D2}} = \frac{1}{\lambda I_O} = r_{ds2} \quad (9.110)$$

Aby tranzystor M_2 pracował zawsze w obszarze nasycenia, musi być spełniony warunek

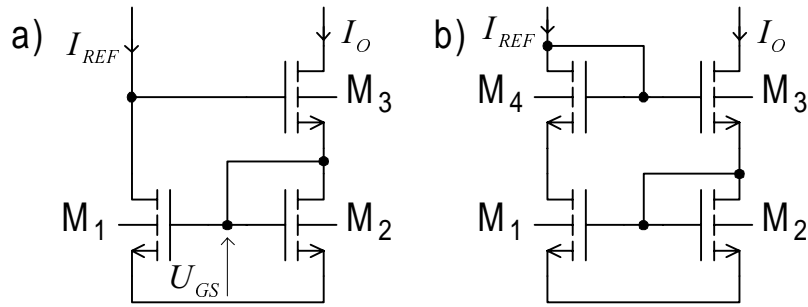
$$U_{GS} - U_T > U_{DS2} = U_{0min} \quad (9.111)$$



Rys.9.29. Zespół lusterek prądowych

Na rys.9.29 przedstawiono zespół luster prądowych, w którym ten sam prąd wejściowy lustra I_{REF} wymusza jednocześnie N prądów wyjściowych, zgodnie z relacją (9.109).

Na rys.9.30 przedstawiono schematy luster prądowych Wilsona, które z uwagi na kaskodowe połączenie dwóch tranzystorów w obwodzie wyjściowym charakteryzują się dużo większą rezystancją wyjściową niż rezystancja prostego lustra.



Rys.9.30. Lustra Wilsona (a), zmodyfikowane (b)

W układzie zmodyfikowanym na rys.9.30b, dzięki dodaniu tranzystora M_4 , w obu gałęziach tranzystory pracują przy takich samych napięciach U_{DS} , co ma istotne znaczenie dla spełnienia relacji $I_{REF} = I_O$.

Z pośród wielu różnych rozwiązań układowych luster prądowych, lustro Wilsona wyróżniają się korzystniejszymi właściwościami częstotliwościowymi (szerokopasmowymi).

W wielu zastosowaniach wymaga się bardzo dużej rezystancji dynamicznej źródła prądu, w szerokim zakresie zmian napięcia źródła.

Opisane rozwiązania układowe źródeł prądowych w technologii bipolarnej, mogą mieć również zastosowanie do realizacji źródeł prądowych w technologii CMOS.

Na rys.9.31 przedstawiono schemat ideowy kaskodowego lustra prądowego, stanowiące odpowiednik bipolarnego układu z rys.9.18.

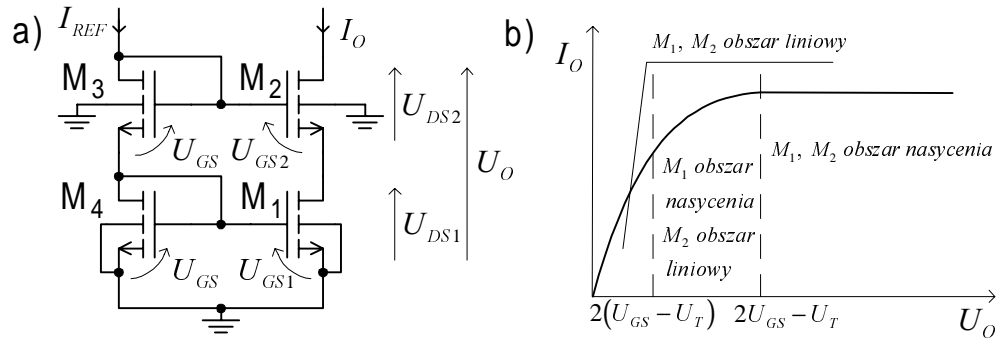
Zakładając, że tranzystory $M_1 - M_4$ są identyczne, ze schematu na rys.9.30a otrzymujemy

$$\left. \begin{aligned} U_{DS1} &= 2U_{GS} - U_{GS2} \\ U_{GS2} &= U_{GS1} = U_{GS} \Big|_{I_D = I_{REF} = I_O} \end{aligned} \right\} \quad (9.112)$$

$$U_{DS1} = U_{GS} \quad (9.113)$$

Warunkiem pracy tranzystorów M_1 i M_2 w obszarze nasycenia jest, aby spełnione były nierówności

$$\left. \begin{array}{l} U_{DS2} \geq U_{GS2} - U_T \\ U_O \geq 2U_{GS} - U_T \end{array} \right\} \quad (9.114)$$



Rys.9.31. Kaskodowe lustro prądowe: a) schemat ideowy, b) charakterystyka prądowo napięciowa

W tym zakresie napięć wyjściowych prąd źródła jest stały. Dalsze zmniejszanie napięcia U_O powoduje zmniejszenie napięcia U_{DS2} , gdyż napięcie U_{DS1} jest ustalone przez koło napięć $2U_{GS} - U_{GS2} = U_{DS1}$ i tranzystor M1 pracuje dalej w obszarze nasycenia. Tranzystor M2 zaczyna pracować w obszarze liniowym, a prąd wyjściowy I_O maleje, co jest spowodowane zmniejszaniem się napięcia U_{DS2} . W momencie gdy wartość napięcia U_O zmniejszy się poniżej $2(U_{GS} - U_T)$, oba tranzystory pracują w obszarze liniowym (rys.9.31b).

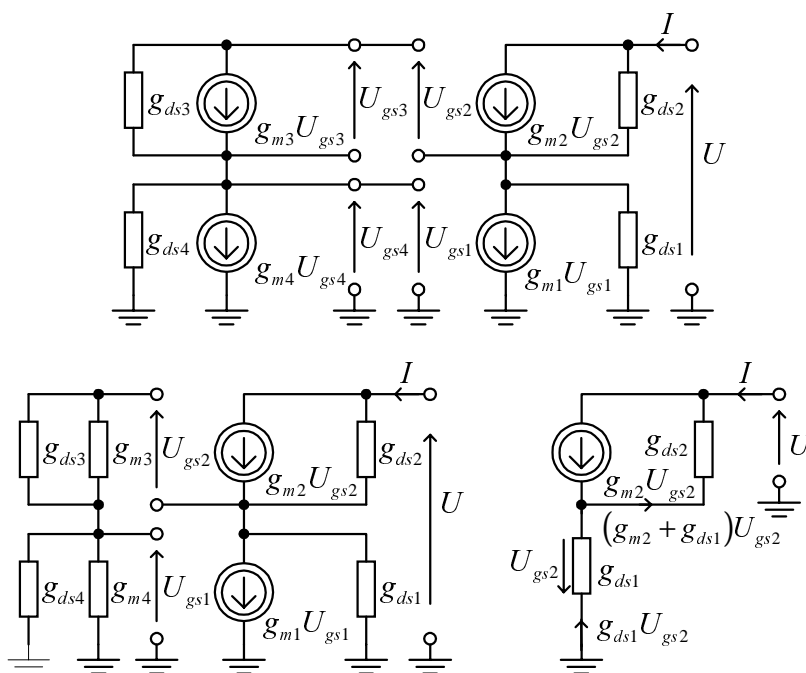
Dynamiczną rezystancję wyjściową lustra kaskodowego możemy wyznaczyć na podstawie jego małosygnałowego schematu zastępczego i jego kolejnych przekształceń, przedstawionych na rys.9.32 [28].

Rezystancja ta wynosi

$$\begin{aligned} r_o &= \frac{U}{I} = \frac{-[U_{gs2} + r_{ds2} U_{gs2} (g_{m2} + g_{ds1})]}{-U_{gs2} g_{ds1}} \\ &= r_{ds1} + r_{ds2} (1 + g_{m2} r_{ds1}) \approx r_{ds2} (1 + g_{m2} r_{ds1}) \end{aligned} \quad (9.115)$$

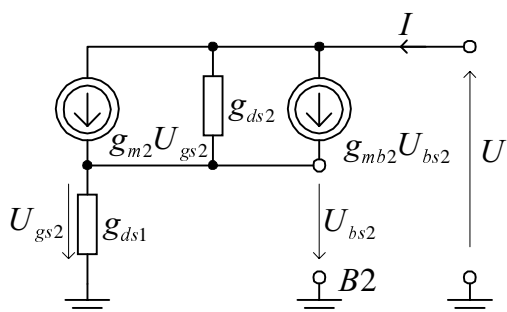
W stosunku do podstawowego lustra prądowego z rys.9.28 rezystancja wyjściowa lustra kaskodowego wzrosła $(1 + g_{m2} r_{ds1})$ razy.

Ponieważ potencjał drenu tranzystora M1 może się nieznacznie zmieniać, to zmiana ta powoduje zmianę napięcia źródło - podłoże w tranzystorze M2, zatem w tranzystorze tym wystąpi efekt podłoża.



Rys.9.32. Małosygnałowy schemat zastępczy lustra kaskodowego i jego kolejne przekształcenia

Na rys.9.33 przedstawiono końcową postać przekształconego schematu zastępczego z rys.9.32, w którym uwzględniono składową zmienną napięcia źródło - podłoże U_{bs2} tranzystora M_2 .



Rys.9.33. Małosygnałowy schemat zastępczy lustra kaskodowego, uwzględniający efekt podłoża tranzystora M_2

Dynamiczna rezystancja wyjściowa lustra, przy uwzględnieniu efektu podłoża tranzystora

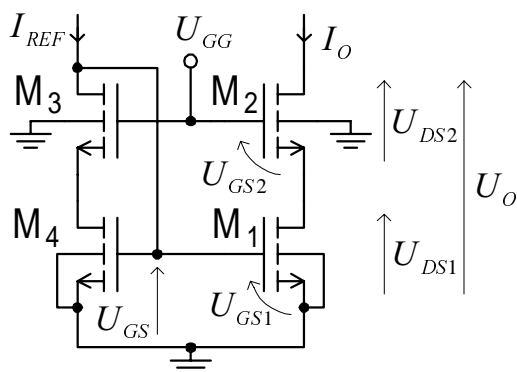
$$r_o = r_{ds1} + r_{ds2} [1 + (g_{m2} + g_{mb2}) r_{ds1}] \quad (9.116)$$

jest nieco większa niż ta, którą wyznaczono przy pominięciu efektu podłoża.

Kaskodowe lustro prądowe z tranzystorami MOSFET zapewnia znacznie większą dynamiczną rezystancję wyjściową niż jego odpowiednik z tranzystorami bipolarnymi. Wadą kaskodowego lustra prądowego z rys.9.31 jest stosunkowo duże napięcie na wejściu lustra, równe $2U_{GS}$, oraz stosunkowo duża wartość minimalnego napięcia wyjściowego, która nie może być mniejsza niż $U_{Omin} \geq 2U_{GS} - U_T$ (jak

wyjaśniono wcześniej, przy dalszym obniżaniu napięcia na wyjściu tranzystor M_2 wchodzi w obszar liniowy i prąd wyjściowy maleje). Ogranicza to znacznie możliwość wykorzystania tych luster we współczesnych analogowych układach scalonych CMOS pracujących przy niskich napięciach zasilających.

Na rys.9.34 przedstawiono schemat ideowy niskonapięciowego lustra prądowego (ang. *high swing current mirror*), które w porównaniu do kaskadowego lustra z rys.9.31 posiada mniejsze napięcie wejściowe i większy zakres napięcia wyjściowego [14]



Rys.9.34. Niskonapięciowe lustro prądowe typu „high swing”

Założmy, dla uproszczenia rozważań, że wszystkie tranzystory M_1 - M_4 mają te same rozmiary i te same napięcia U_{GS} . Napięcie U_{GG} polaryzujące bramki tranzystorów M_2 i M_3 należy tak dobrać, aby wszystkie tranzystory pracowały w obszarach nasycenia.

Zatem

$$\left. \begin{aligned} U_{DS1min} &\geq U_{GS} - U_T \\ U_{GG} &= U_{DS1min} + U_{GS} = 2U_{GS} - U_T \end{aligned} \right\} \quad (9.117)$$

Aby tranzystor M_2 pracował w obszarze nasycenia, potencjał jego drenu nie może być niższy od $U_{GG} - U_T$ (tzn. $U_{GD2} < U_T$).

Stąd, napięcie wyjściowe U_O nie może obniżyć się poniżej pewnej minimalnej wartości

$$U_{Omin} \geq U_{GG} - U_T = 2U_{GS} - 2U_T \quad (9.118)$$

Porównując zależności (9.114) i (9.118) widzimy, że napięcie U_{Omin} lustra prądowego typu „high swing” jest mniejsze o wartość napięcia progowego U_T od napięcia U_{Omin} w konwencjonalnym lustrze kaskadowym z rys.9.32a.

Biorąc pod uwagę, że napięcie progowe U_T zawiera się w granicach 0,7 – 1V, ma to istotne znaczenie przy realizacji niskonapięciowych analogowych układów CMOS.

Również napięcie wejściowe lustra typu „high swing” jest mniejsze i wynosi U_{GS} (w klasycznym lustrze kaskodowym $2U_{GS}$).

9.4.3.2. Źródła napięciowe

Bardzo często punkty pracy tranzystorów w unipolarnym układzie scalonym ustalane są za pomocą źródeł napięciowych dołączonych do bramek tych tranzystorów.

W zakresie zmiennoprądowym bramki tych tranzystorów zwarte są do masy. Źródła napięciowe o takim przeznaczeniu mogą posiadać dość duże rezystancje wewnętrzne, ponieważ obciążone są bardzo dużymi impedancjami wejściowymi tranzystorów MOSFET, a przez to mogą być realizowane w najprostszej postaci, np. dzielników napięciowych.

Szczególnym rodzajem źródeł napięciowych są układy przesuwania napięcia stałego, które są stosowane w obwodach sprzęgających dwóch kolejnych stopni układu scalonego oraz na wyjściu ostatniego stopnia w celu zapewnienia zerowego napięcia wyjściowego przy zerowym napięciu wejściowym. Ponieważ układy przesuwania napięcia znajdują się w głównym torze transmisji sygnału, dlatego nie powinny wносить tłumienia sygnału użytecznego, obciążać stopnia poprzedniego oraz powinny gwarantować sterowanie napięciowe stopnia następnego.

Źródła napięciowe o małej wrażliwości napięcia na zmiany temperatury i napięcia zasilania nazywa się źródłami odniesienia. Źródła napięciowe są w znacznie większym stopniu wrażliwe na zmiany temperatury niż na zmiany napięcia zasilania (odwrotnie niż w przypadku źródeł prądowych).

Na rys.9.35 przedstawiono przykłady realizacji dzielników napięciowych w technologii NMOS i CMOS zbudowanych z tranzystorów MOSFET w połączeniu diodowym.

Ponieważ przez dzielnik tranzystorowy przepływa ten sam prąd drenu I_D (przy pomijalnie małych prądach obciążeń) zatem napięcie U_{DSi} i-tego tranzystora w dzielniku jest równe

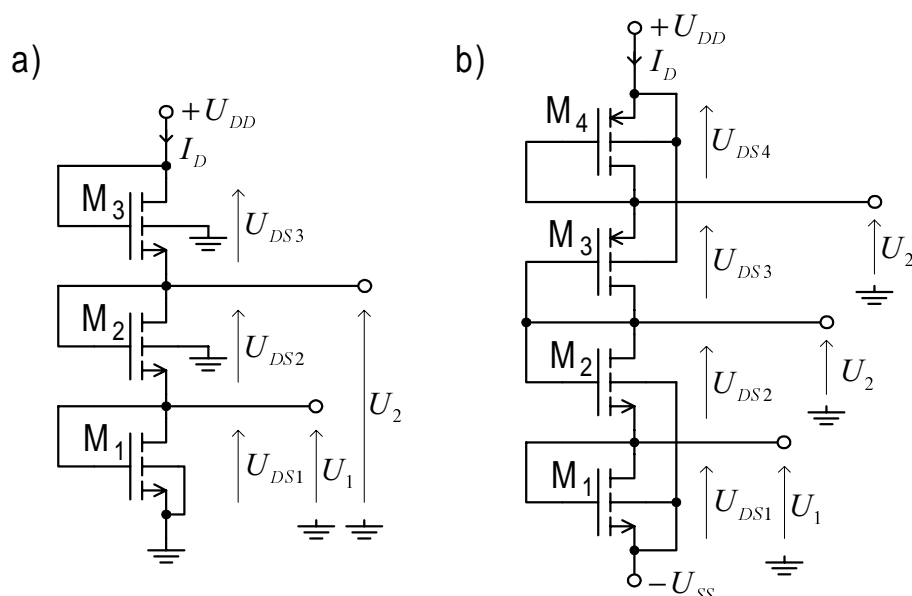
$$U_{DSi} = \sqrt{\frac{I_D}{(K'W/L)_i}} + U_T \quad (9.119)$$

Napięcie na j-tym wyjściu dzielnika wynosi

$$U_j = \sum_{i=1}^j U_{DSi} - |U_{SS}| \quad dla \quad j = 1, \dots, k-1 \quad (9.120)$$

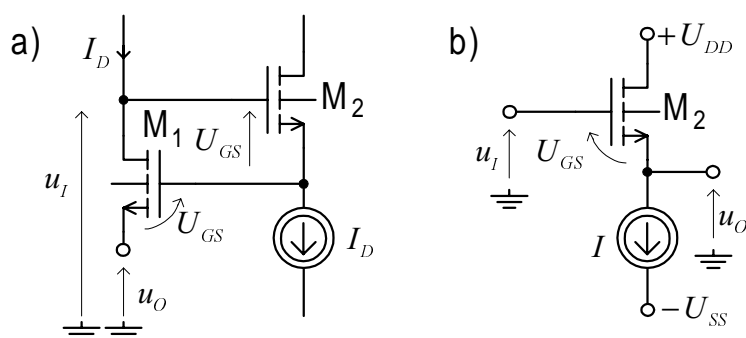
przy czym k jest w ogólnym przypadku liczbą tranzystorów tworzących dzielnik, zasilany napięciem $U_{DD} + |U_{SS}|$, czyli

$$U_{DD} + |U_{SS}| = \sum_{i=1}^k U_{DSi} \quad (9.121)$$



Rys.9.35. Dzielniki napięciowe zbudowane z tranzystorów MOSFET w połączeniu diodowym: a) w technologii NMOS, b) w technologii CMOS

Na rys.9.36 przedstawiono proste przykłady układów przesuwania napięcia stałego.



Rys.9.36. Układy przesuwania napięcia stałego: a) ze źródłem stałoprądowym, b) wtórnikowy

W układzie na rys.9.36a poziom napięcia wyjściowego u_O jest przesunięty względem poziomu napięcia wejściowego u_I o stałą wartość $-2U_{GS}$, który przy identycznych tranzystorach M_1, M_2 wynosi

$$u_o - u_i = -2U_{GS} = -2\left(\sqrt{\frac{I_D}{K'W/L}} - U_T\right) \quad (9.122)$$

W układzie na rys.9.36b przesunięcie to wynosi $-U_{GS}$.

Inne typowe rozwiązania stosowane w obwodach zasilania układów scalonych są przytaczane w dalszych rozdziałach przy omawianiu konkretnych rozwiązań układowych.

10 WZMACNIACZE TRANZYSTOROWE W RÓŻNYCH KONFIGURACJACH

10.1. WPROWADZENIE

Najbardziej oczywistą funkcją tranzystorów w układach analogowych jest wzmacnianie sygnałów.

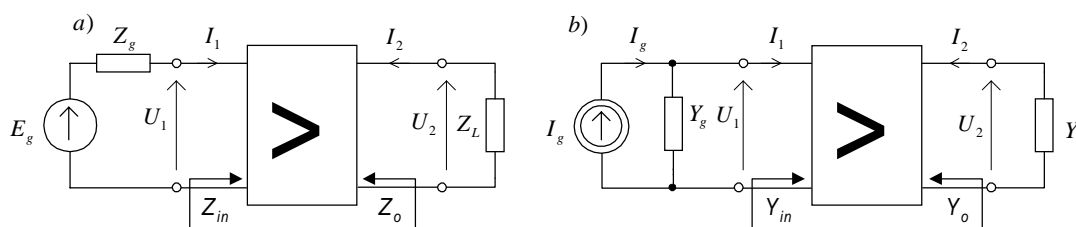
W celu zapewnienia właściwości aktywnych tranzystora należy go odpowiednio spolaryzować i ustalić punkt pracy dostosowany do amplitudy wzmacnianego sygnału. Źródło sygnału i obciążenie powinny być dołączone do tranzystora przez odpowiednie obwody sprzęgające, zapewniające kontrolowany wpływ na jego punkt pracy i zapewniające najkorzystniejszy przepływ sygnałów. Sygnał wyjściowy w obciążeniu powinien być nieznkształcony, a jego moc powinna być większa niż sygnału ze źródła sterującego.

Właściwości wzmacniacza można ocenić na podstawie jego parametrów roboczych, tj. funkcji układowych wyznaczonych w warunkach pracy układu.

Na rys.10.1 przedstawiono schemat blokowy wzmacniacza sterowanego ze źródła napięciowego E_g o impedancji wewnętrznej Z_g , lub równoważnego źródła prądowego I_g, Y_g i równoważnej admitancji obciążenia Y_L . Wielkości te łączą znane związki:

$$I_g = \frac{E_g}{Z_g}; Y_g = \frac{1}{Z_g}; Y_L = \frac{1}{Z_L} \quad (10.1)$$

$$Y = G + jB = \frac{1}{Z} = \frac{1}{R + jX}$$



Rys.10.1. Schemat blokowy wzmacniacza sterowanego z generatora:
a) napięciowego, b) prądowego

Zgodnie z oznaczeniami na rys.10.1 definiuje się następujące parametry robocze wzmacniacza:

- skuteczne wzmacnienie napięciowe

$$k_{us} = \frac{U_2}{E_g} = \frac{U_2}{I_g} Y_g \quad (10.2)$$

- wzmacnienie napięciowe

$$k_u = \frac{U_2}{U_1} = \lim_{Z_g \rightarrow 0} k_{us} \quad (10.3)$$

- skuteczne wzmacnienie prądowe

$$k_{is} = -\frac{I_2}{I_g} = \frac{U_2}{E_g Y_g} Y_L = k_{us} Z_g Y_L \quad (10.4)$$

- wzmacnienie prądowe

$$k_i = -\frac{I_2}{I_1} = \frac{U_2}{U_1} Z_{in} Y_L \quad (10.5)$$

- impedancję (admitancję) wejściową

$$Z_{in} = \frac{1}{Y_{in}} = \frac{U_1}{I_1} \quad (10.6)$$

- impedancję (admitancję) wyjściową

$$Z_o = \frac{1}{Y_o} = \left. \frac{U_2}{I_2} \right|_{E_g=0} \quad (10.7)$$

- wzmacnienie mocy

$$k_p = \frac{|U_2|^2 G_L}{|U_1|^2 G_{in}} = |k_u|^2 \frac{G_L}{G_{in}} = \frac{|I_2|^2 R_L}{|I_1|^2 R_{in}} = |k_i|^2 \frac{R_L}{R_{in}} \quad (10.8)$$

Wzmocnienie bardzo często podaje się w jednostkach logarytmicznych

$$k_p [dB] = 10 \log \frac{P_2}{P_1} = 10 \log k_p \quad (10.9)$$

$$k_u [dB] = 20 \log \left| \frac{U_2}{U_1} \right| = 20 \log |k_u|$$

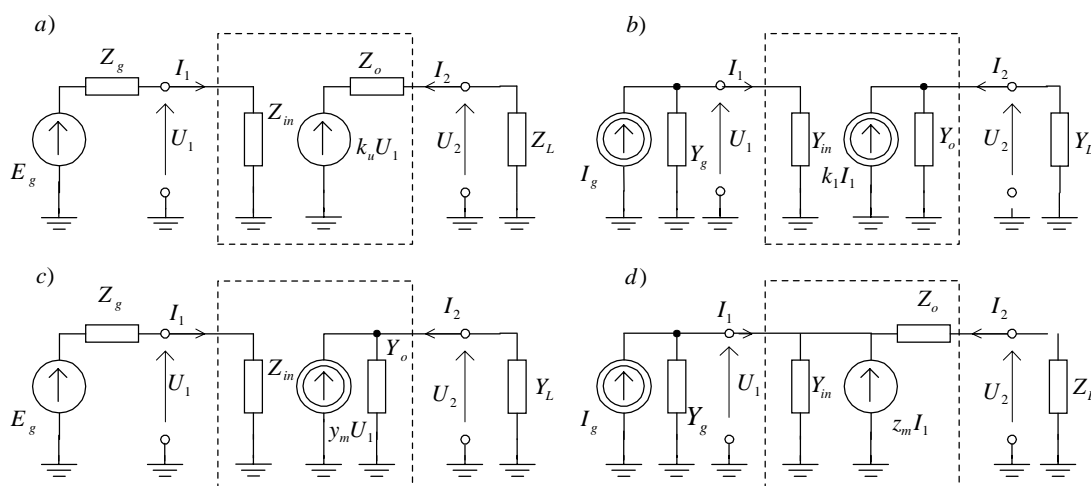
10.2. KLASYFIKACJA WZMACNIACZY

Na rys.10.2 dokonano podziału wzmacniaczy zależnie od zachodzących relacji pomiędzy impedancją wejściową wzmacniacza Z_{in} , a impedancją źródła sterującego Z_g oraz pomiędzy impedancją wyjściową wzmacniacza Z_o , a impedancją obciążenia Z_L .

a) Wzmacniacz napięciowy

Idealny wzmacniacz napięciowy dostarcza napięcia wyjściowego o wartości wprost proporcjonalnej do napięcia wejściowego, a współczynnik proporcjonalności (nazywany wzmocnieniem napięciowym) jest niezależny od wartości impedancji źródła i obciążenia.

Na rys 10.2a przedstawiono układ zastępczy wzmacniacza ze źródłami Thevenina.



Rys.10.2. Podział wzmacniaczy ze względu na własności obwodu wejściowego i wyjściowego. Wzmacniacze: a) napięciowy, b) prądowy, c) transadmitancyjny, d) transimpedancyjny

W idealnym wzmacniaczu napięciowym spełnione są warunki

$$Z_{in} \rightarrow \infty, \quad Z_o = 0, \quad U_2 = k_u U_1 = k_u E_g \quad (10.10)$$

Praktycznie, źródło sterujące i obciążenie spełniają warunki

$$Z_{in} \gg Z_g, \quad Z_o \ll Z_L \quad (10.11)$$

b) Wzmacniacz prądowy

Idealny wzmacniacz prądowy dostarcza prądu wyjściowego o wartości proporcjonalnej do wartości prądu sygnału, a współczynnik proporcjonalności (nazywany wzmocnieniem prądowym) jest niezależny od Z_g i Z_L . Układ zastępczy wzmacniacza ze źródłami Nortona przedstawiono na rys.10.2b.

W idealnym wzmacniaczu prądowym

$$Y_{in} \rightarrow \infty, \quad Y_o = 0, \quad I_2 = k_i I_1 = k_i I_g, \quad (10.12)$$

zaś praktycznie

$$Y_{in} \gg Y_g, \quad Y_o \ll Y_L \quad (10.13)$$

c) Wzmacniacz transadmitancyjny

Idealny wzmacniacz transadmitancyjny dostarcza prądu wyjściowego o wartości wprost proporcjonalnej do napięcia sygnału, niezależnie od wartości Z_g i Z_L . Współczynnik proporcjonalności nazywamy transadmitancją. Wzmacniacz transadmitancyjny przedstawiono na rys.10.2c za pomocą układu zastępczego Thevenina na wejściu i układu Nortona na wyjściu. Idealny wzmacniacz transadmitancyjny otrzymujemy, gdy

$$Z_{in} \rightarrow \infty, \quad Y_o = 0 \quad (10.14)$$

zaś praktycznie

$$Z_{in} \gg Z_g, \quad Y_o \ll Y_L \quad (10.15)$$

d) Wzmacniacz transimpedancyjny

Idealny wzmacniacz transimpedancyjny dostarcza napięcia wyjściowego o wartości proporcjonalnej do wartości prądu sygnału niezależnie od Z_g i Z_L . Współczynnik proporcjonalności nazywamy transimpedancją. Wzmacniacz transimpedancyjny przedstawiono na rys.10.2d za pomocą układu zastępczego Nortona na wejściu i układu zastępczego Thevenina na wyjściu. W idealnym wzmacniaczu transimpedancyjnym

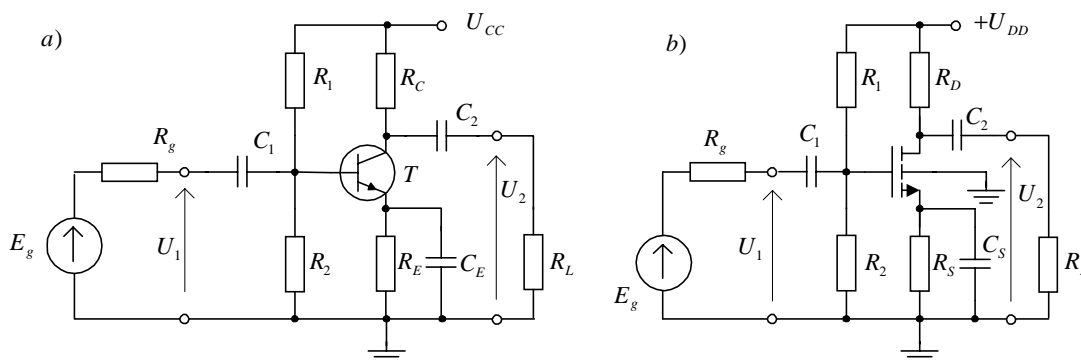
$$Y_{in} \rightarrow \infty, \quad Z_o = 0, \quad U_2 = z_m I_1 = z_m I_g \quad (10.16)$$

zaś praktycznie

$$Y_{in} \ll Y_g, \quad Z_o \ll Z_L \quad (10.17)$$

10.3. TWORZENIE SCHEMATÓW ZASTĘPCZYCH WZMACNIACZY

Na rys.10.3 przedstawiono, dla przykładu, dwa schematy ideowe prostych wzmacniaczy RC, przy czym pierwszy jest układem o wspólnym emiterze (OE), zaś drugi układem o wspólnym źródle (OS).

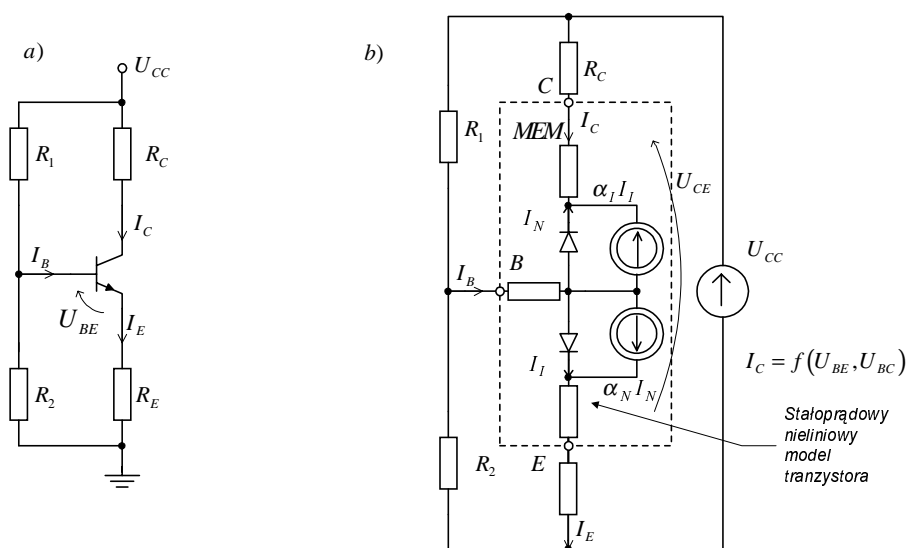


Rys.10.3. Schematy ideowe wzmacniaczy RC: a) z tranzystorem bipolarnym, b) z tranzystorem polowym.

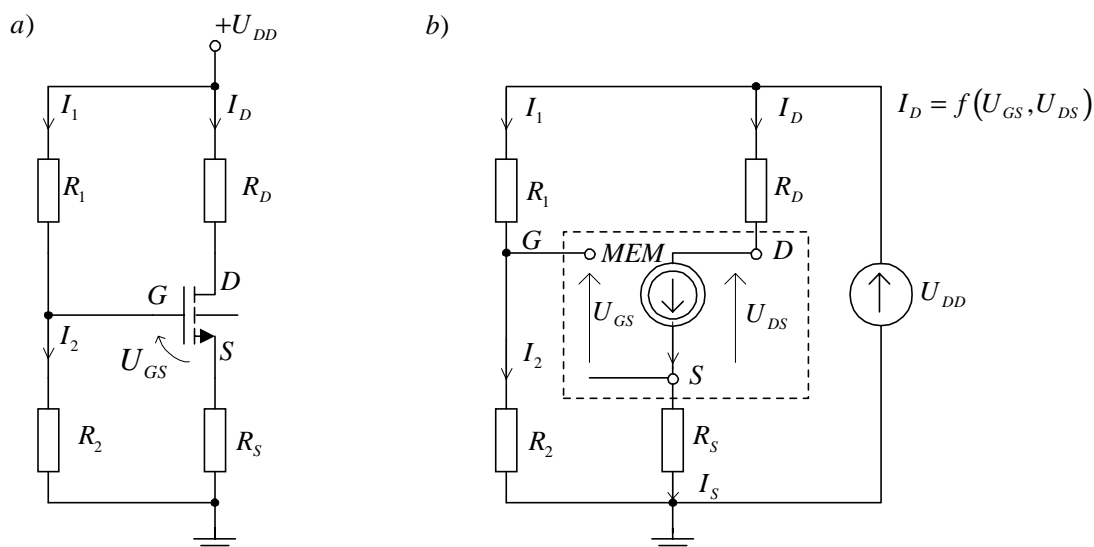
Na podstawie tych schematów ideowych możemy utworzyć odpowiednie schematy zastępcze oddzielne dla prądu stałego i zmiennego. Schematy zastępcze pozwalają na symulację określonych właściwości układów.

W celu wyznaczenia stałoprądowego modelu układu należy zewrzeć wszystkie cewki indukcyjne (jeżeli występują w układzie), rozewrzeć wszystkie pojemności i wprowadzić w miejsce elementów aktywnych ich nieliniowe, wielkosygnałowe modele.

Postępując zgodnie z opisaną metodą, na rys.10.4 i 10.5 przedstawiono wyznaczone schematy stałoprądowe i stałoprądowe modele układów z rys.10.3.

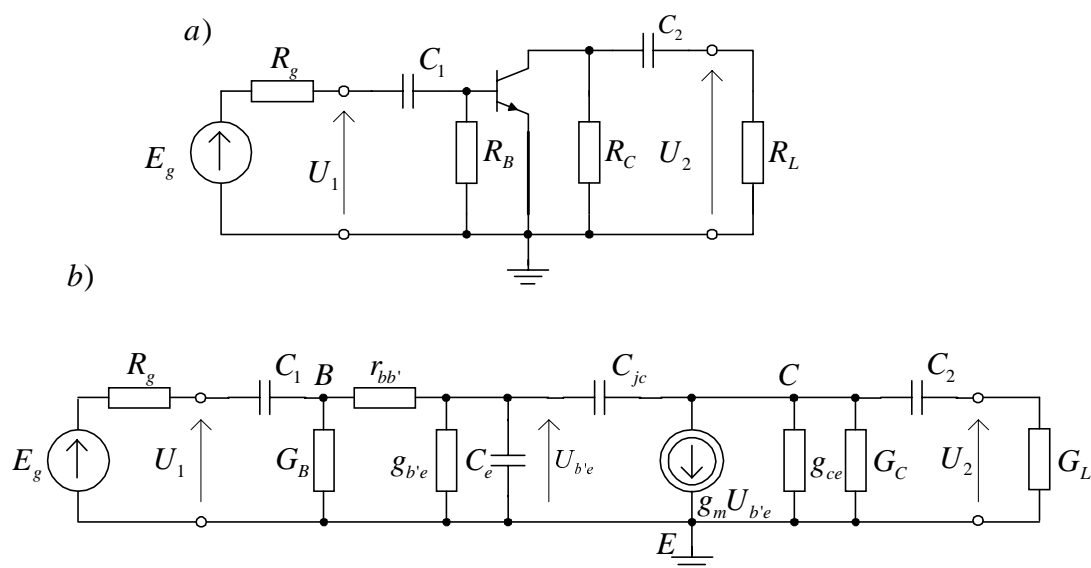


Rys.10.4. Schematy układu z rys.10.3a: a) stałoprądowy, b) zastępczy stałoprądowy

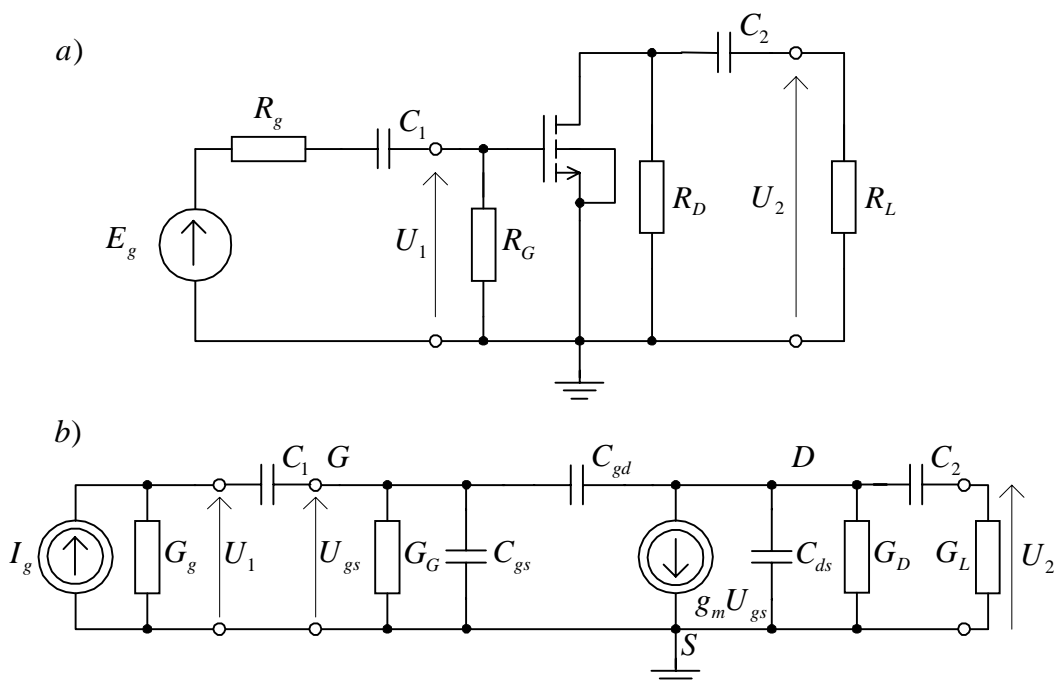


Rys.10.5. Schemat układu z rys.10.3b: a) stałoprądowy, b) model stałoprądowy

Model liniowy układu, prawdziwy tylko dla składowych zmiennych napięć i prądów o niewielkich amplitudach, otrzymujemy przy zwarcu zacisków wszystkich źródeł zasilania i zastąpieniu elementów aktywnych ich modelami zmiennoprądowymi. Należy również zewrzeć te pojemności i rozewrzeć te indukcyjności (jeżeli występują w układzie), które w rozważanym zakresie częstotliwości charakteryzują się odpowiednio bardzo małym i bardzo dużym modulem impedancji. Wykorzystując opisany algorytm postępowania do układów z rys.10.3, możemy wyznaczyć ich schematy zmiennoprądowe oraz małosygnałowe schematy zastępcze. Schematy te dla układu z rys.10.3a przedstawiono na rys.10.6, zaś dla układu z rys.10.3b na rys.10.7.



Rys.10.6. Schemat zmiennoprądowy (a) i małosygnałowy schemat zastępczy (b) układu z rys.10.3a.



Rys.10.7 Schemat zmiennoprądowy (a) i małosygnałowy schemat zastępczy (b) układu z rys.10.3 b.

Na rys.10.6 wielkość $R_B = 1/G_B$ jest rezystancją równoległego połączenia R_1 i R_2 , $G_C = 1/R_C$, $G_L = 1/R_L$.

Na rys.10.7 wielkość $R_G = 1/G_G$ jest rezystancją równoległego połączenia R_1 i R_2 , $G_D = 1/R_D$, $G_L = 1/R_L$.

W obu rozpatrywanych przykładach wzmacniaczy RC, kondensatory C_1 i C_2 separują układ od zewnętrznych napięć stałych oraz umożliwiają doprowadzenie sygnału do zacisku wejściowego tranzystora (kondensator C_1) i odprowadzenie wzmocnionego sygnału do obciążenia (kondensator C_2). W użytecznym zakresie częstotliwości pracy kondensatory sprzęgające C_1 i C_2 posiadają pomijalnie małe reaktancje i w schematach zmiennoprądowych należy je zewrzeć.

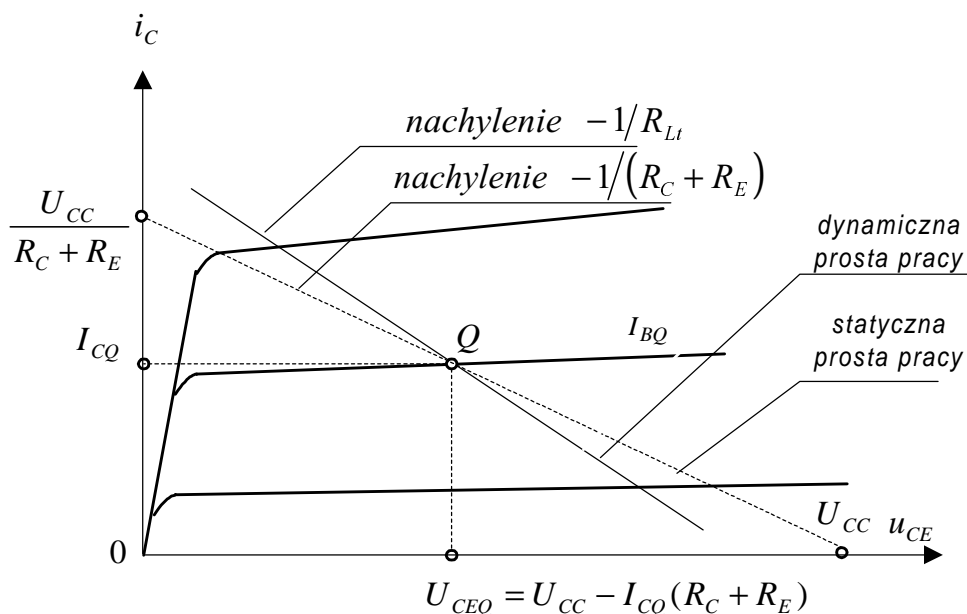
Wtedy dla sygnałów zmiennych tranzystory obciążone są wypadkowymi rezystancjami R_{Lt} :

$$R_{Lt} = \frac{R_C R_L}{R_C + R_L} = \frac{I}{G_C + G_L} \quad \text{dla tranzystora bipolarnego}$$

$$R_{Lt} = \frac{R_D R_L}{R_D + R_L} = \frac{I}{G_D + G_L} \quad \text{dla tranzystora polowego}$$
(10.18)

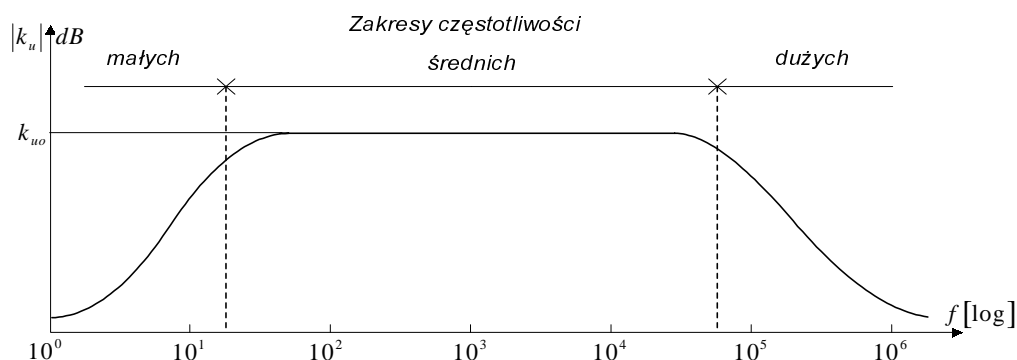
Należy jeszcze nadmienić, że przy zmianie sygnału sterującego, np. prądu bazy i_b w układzie na rys.10.3a, chwilowy punkt pracy tranzystora przesuwają się w polu charakterystyk kolektorowych

$i_C = f(u_{CE})$ po linii prostej o nachyleniu zależnym od rezystancji R_{Lt} .
Linie tę nazywa się dynamiczną prostą obciążenia (rys.10.8).



Rys.10.8. Dynamiczna prosta pracy układu z rys.10.3 a.

Wzmacniacze RC stosowane są najczęściej do wzmacniania sygnałów o szerokich widmach częstotliwości. Typową charakterystykę amplitudową wzmacniacza przedstawiono na rys 10.9.



Rys.10.9. Typowa charakterystyka amplitudowa wzmacniacza RC

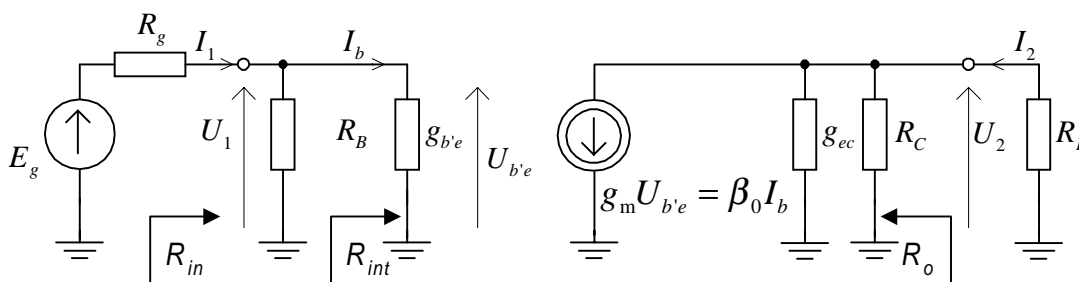
Opadanie charakterystyki amplitudowej przy małych częstotliwościach jest skutkiem wzrostu reaktancji kondensatorów C_1, C_2, C_E , włączonych w tor sygnału. Spadek wzmocnienia przy dużych częstotliwościach jest spowodowany spadkiem wzmocnienia samego tranzystora (wpływ pojemności międzyelektrodowych) oraz wpływem pojemności pasożytniczych elementów wzmacniacza. W środkowej części charakterystyki, nazywanej zakresem średnich częstotliwości,

wzmocnienie jest praktycznie stałe. W tym zakresie częstotliwości schemat zastępczy wzmacniacza nie zawiera żadnych elementów reaktancyjnych i opisywany jest parametrami rzeczywistymi.

10.4. WŁAŚCIWOŚCI WZMACNIACZY W ZAKRESIE ŚREDNICH CZĘSTOTLIWOŚCI.

10.4.1. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego emitera.

Schemat ideowy jednostopniowego wzmacniacza RC z tranzystorem w konfiguracji wspólnego emitera (OE), przedstawiono na rys.10.3a. W układzie zastosowano potencjometryczne zasilanie bazy (rezystory R_1 i R_2) i sprzężenie emiterowe (rezystor R_E) zapewniające dobrą stałość punktu pracy. Dla sygnałów zmiennych kondensator C_E stanowi zwarcie, powodując, że emiter jest na zerowym potencjale zmiennym względem masy i stanowi wspólną elektrodę, przez którą płyną składowe zmienne prądu obwodu wejściowego i wyjściowego. Schemat zastępczy wzmacniacza OE w zakresie średnich częstotliwości, wyznaczony zgodnie z zasadami opisanymi w rozdz. 10.3, przedstawiono na rys.10.10.



Rys.10.10. Uproszczony model wzmacniacza OE dla zakresu średnich częstotliwości.

W oparciu o schemat zastępczy zostaną wyznaczone następujące parametry robocze wzmacniacza:

– Rezystancja wejściowa

$$R_{in} = \frac{U_1}{I_1} = R_B \parallel r_{b'e} \approx r_{b'e} = \frac{1}{g_{b'e}} \quad (10.19)$$

przy $R_B = R_1 \parallel R_2 \gg r_{b'e}$, gdzie: $R_1 \parallel R_2$ - skrócony zapis zależności reprezentującej równoległe połączenie rezystancji $R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$.

- Rezystancja wyjściowa

$$R_o = \frac{U_2}{I_2} \Big|_{E_g=0} = R_C \parallel \frac{1}{g_{ec}} = \frac{R_C}{1 + R_C g_{ec}} \approx R_C \quad (10.20)$$

gdzie $R_C \ll \frac{1}{g_{ec}}$.

- Wzmocnienie napięciowe

$$k_{u0} = \frac{U_2}{U_1} = -g_m R'_{Lt} \approx -g_m R_{Lt} = -\beta_0 \frac{R_{Lt}}{r_{b'e}} \quad (10.21)$$

gdzie:

$$R'_{Lt} = R_{Lt} \parallel \frac{1}{g_{ce}}, R_{Lt} = R_C \parallel R_L, g_m = g_{eb'} = \beta_0 g_{b'e} = \frac{\beta_0}{r_{b'e}}$$

Znak minus we wzorze (10.21) oznacza, że faza napięcia wyjściowego jest odwrócona względem fazy sygnału wejściowego o 180° . Wzmocnienie napięciowe jest tym większe im większa jest rezystancja $R_{Lt} = R_C \parallel R_L$. Celowym jest zatem stosowanie obciążenia dynamicznego w postaci źródeł prądowych.

- Skuteczne wzmocnienie napięciowe wyznaczamy na podstawie znanej już wartości k_u (10.21) oraz R_{in} (10.19)

$$k_{us0} = k_{u0} \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}} = -\beta_0 \frac{R_{Lt}}{r_{b'e}} \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}} \quad (10.22)$$

- Skuteczne wzmocnienie prądowe k_{is} można wyznaczyć na podstawie znanej wartości k_{us} , gdyż

$$k_{is0} = -\frac{I_2}{I_g} = \frac{U_2 G_L}{E_g Y_g} = k_{us0} R_g Y_L \quad (10.23)$$

Na podstawie zależności (10.21, 10.22 i 10.23) otrzymujemy

$$\begin{aligned} k_{is0} &= -\beta_0 \frac{R_{Lt}}{r_{b'e}} \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}} \frac{R_g}{R_L} = \\ &= -\beta_0 \frac{R_{Lt}}{R_L} \frac{R_{in}}{r_{b'e}} \frac{R_g}{R_g + R_{in}} = k_{i0} \frac{R_g}{R_g + R_{in}} \end{aligned} \quad (10.24)$$

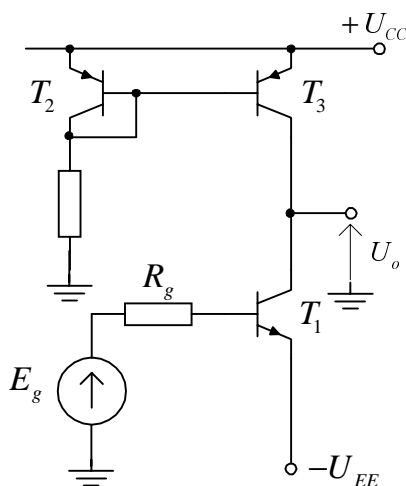
gdzie k_{i0} jest wzmocnieniem prądowym wzmacniacza

$$k_{i0} = -\frac{I_2}{I_1} = -\beta_0 \frac{R_{Lt}}{R_L} \frac{R_{in}}{r_{b'e}} = -\beta_0 \frac{R_{Lt}}{R_L} \frac{R_B}{R_B + r_{b'e}} \quad (10.25)$$

Wzmocnienie prądowe jest mniejsze od największej możliwej wartości wzmocnienia tranzystora, tj. β_0 , na skutek wystąpienia podziału prądu w obwodzie wyjściowym (czynniki R_{Lt}/R_L) oraz w obwodzie

wejściowym (czynnik $R_B / (R_B + r_{b'e})$). Duże wartości wzmocnienia prądowego uzyskuje się przy dużych rezystancjach kolektorowych R_C i dużych rezystancjach polaryzujących bazę R_1 i R_2 . Zwiększenie rezystancji R_1 i R_2 prowadzi jednak do pogorszenia stałości punktu pracy tranzystora.

Jak przedstawiono w rozdz. 9, w realnych układach stosuje się inny sposób zasilania i stabilizacji punktu pracy tranzystora, a rezystor R_C możemy zastąpić dynamiczną rezystancją źródła prądowego. Na rys.10.11 przedstawiono schemat ideowy scalonego wzmacniacza OE, w którym zamiast rezystancji R_C występuje dynamiczna rezystancja wyjściowa źródła prądowego na tranzystorach T_2 , T_3 , równa w przybliżeniu r_{ce3} .



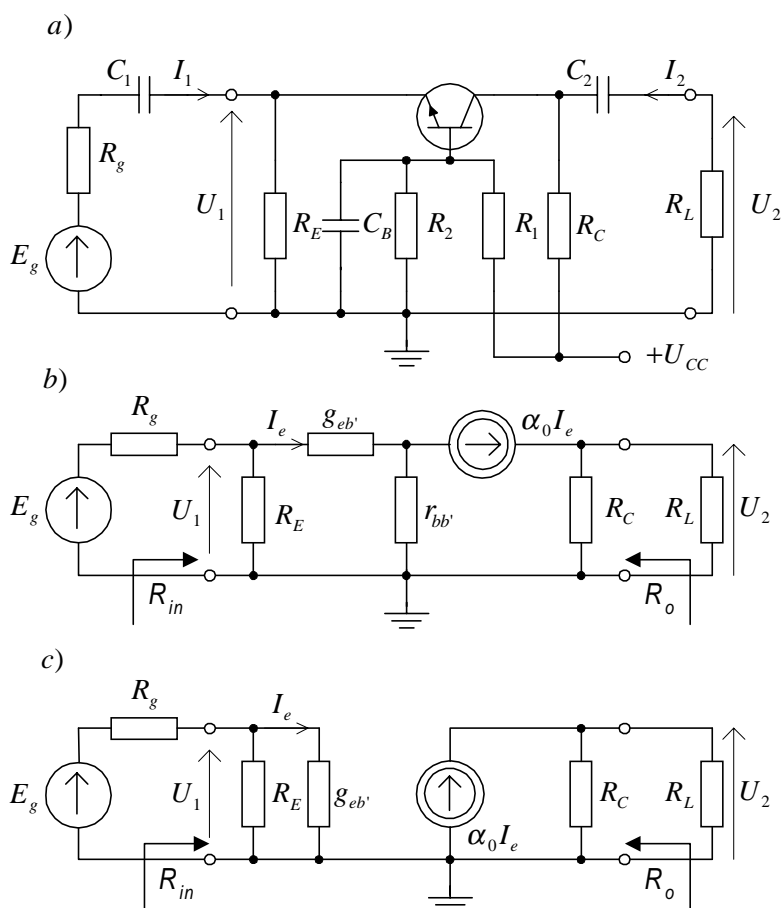
Rys.10.11. Schemat ideowy wzmacniacza OE z dynamicznym obciążeniem w kolektorze

10.4.2. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bazy.

Schemat ideowy wzmacniacza RC w konfiguracji wspólnej bazy (OB) przedstawiono na rys.10.12a. Jego schemat zastępczy w zakresie średnich częstotliwości przedstawiono na rys.10.12b, a kolejne uproszczenie tego schematu na rys.10.12c.

Sposób analizy układu jest identyczny jak dla wzmacniacza w konfiguracji OE, dlatego niżej podano tylko wzory określające podstawowe parametry robocze wzmacniacza

$$k_{u0} = \alpha_0 \frac{g_{eb'} R_C R_L}{R_C + R_L} = g_m R_{Lt} \quad (10.26)$$



Rys.10.12. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bazy: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy, c) uproszczony schemat zastępczy

$$k_{i0} = \alpha_0 \frac{R_C}{R_C + R_L} < 1 \quad (10.27)$$

$$R_{in} = \frac{1}{G_E + g_{eb'}} \approx \frac{1}{g_m} \approx r_{eb'} \quad (10.28)$$

$$R_o = R_C \quad (10.29)$$

$$k_{us0} \approx \alpha_0 \frac{r_{eb'}}{R_g + r_{eb'}} \frac{g_{eb'} R_C R_L}{R_C + R_L} \approx \alpha_0 \frac{R_{Lt}}{R_g} \quad (10.30)$$

$$k_{is0} \approx \alpha_0 \frac{R_g}{R_g + r_{eb'}} \frac{R_C}{R_C + R_L} \quad (10.31)$$

Z zależności (10.26 – 10.31) wynika, że wzmacniacz o wspólnej bazie:

- nie odwraca fazy napięcia wyjściowego,
- wzmacnienie jest nieco większe niż w układzie wspólnego emitera,
- rezystancja wejściowa jest mała, w przybliżeniu $1/g_m$,

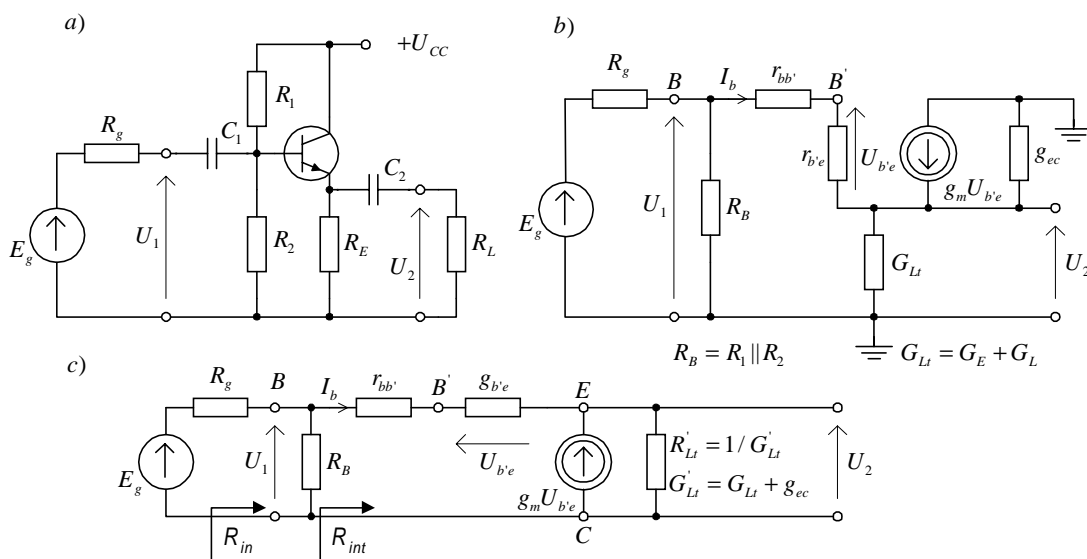
- rezystancja wyjściowa jest w przybliżeniu taka sama jak w układzie OE i wynosi R_C .

10.4.3. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego kolektora - wtórnik emiterowy.

Na rys.10.13a przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza w konfiguracji wspólnego kolektora (OC), na rys.10.13b jego małosygnałowy schemat zastępczy dla średnich częstotliwości, a na rys.10.13c ten sam schemat zastępczy ale w dogodniejszej do analizy postaci.

Dla obwodu z rys.10.13c możemy napisać następujące równania

$$\begin{aligned} U_2 &= (g_m U_{b'e} + I_b) R'_{Lt} \\ I_b &= g_{b'e} U_{b'e} \\ U_1 &= I_b r_{bb'} + U_{b'e} + U_2 \\ g_m &= \beta_0 g_{b'e} \end{aligned} \quad (10.32)$$



Rys.10.13. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego kolektora: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy, c) przekształcony schemat zastępczy.

Rozwiązując układ równań (10.32) możemy wyznaczyć wzmocnienie napięciowe układu OC

$$k_{u0} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{(\beta_0 + 1) g_{b'e} R'_{Lt}}{1 + g_{b'e} r_{bb'} + (\beta_0 + 1) g_{b'e} R'_{Lt}} \leq 1 \quad (10.33)$$

Jak widać ze wzoru (10.33), wzmacniacz w konfiguracji OC nie odwraca fazy. Jeżeli $(\beta_0 + 1)g_{b'e}R_{Lt} \gg 1 + g_{b'e}r_{bb'}$, to wzmacnienie k_{u0} jest bliskie, ale mniejsze od jedności. Stąd nazwa układu - wtórnik emiterowy.

Na podstawie układu równań (10.32) możemy wyznaczyć

$$R_{\text{int}} = \frac{U_1}{I_b} = r_{bb'} + r_{b'e} + (\beta_0 + 1)R_{Lt}' \approx r_{b'e} + (\beta_0 + 1)R_{Lt} \quad (10.34)$$

Rezystancja wejściowa R_{in} jest równoległym połączeniem R_{int} i R_B

$$R_{in} = \frac{U_1}{I_1} = R_B \parallel R_{\text{int}} \quad (10.35)$$

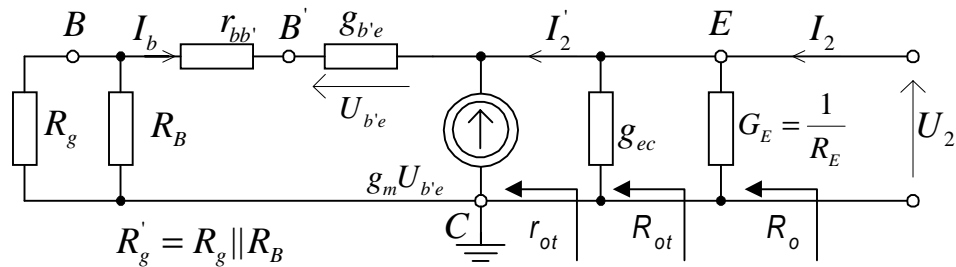
Na uwagę zasługuje bardzo duża wartość rezystancji wejściowej wtórnika emiterowego, która w przypadku pomijalnie małego wpływu obwodu polaryzującego bazę (rezystancja R_B), wynosi $R_{in} \approx r_{b'e} + (\beta_0 + 1)R_{Lt}$. Z tego też względu, skuteczne wzmacnienie napięciowe niewiele różni się od wzmacnienia napięciowego, nawet w przypadku dość dużej rezystancji wewnętrznej źródła sygnału wejściowego

$$k_{us0} = k_{u0} \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}} \approx k_{u0} \quad (10.36)$$

Rezystancję wyjściową układu ze wspólnym kolektorem wyznaczmy w oparciu o schemat zastępczy, przedstawiony na rys.10.14.

Dla obwodu z rys.10.14 możemy zapisać następujące równania

$$\begin{aligned} I_b &= g_{b'e}U_{b'e} \\ U_{b'e} &= -\frac{U_2 r_{b'e}}{R_g' + r_{bb'} + r_{b'e}} \\ I_2' &= -g_m U_{b'e} - I_b \\ I_2 &= I_2' + U_2 (G_E + g_{ec}) \\ g_m &= \beta_0 g_{b'e} \end{aligned} \quad (10.37)$$



Rys.10.14. Schemat zastępczy do wyznaczania rezystancji wyjściowej układu OC.

Na podstawie układu równań (10.37) możemy wyznaczyć rezystancję wyjściową r_{ot}

$$r_{ot} = \frac{U_2}{I_2} = \frac{R_g' + r_{bb'} + r_{b'e}}{\beta_0 + 1} \quad (10.38)$$

$$R_{ot} = r_{ot} \parallel \frac{1}{g_{ec}} \approx r_{ot} \quad (10.39)$$

Po uwzględnieniu, zwykle spełnionej nierówności $R_B \gg R_g$ oraz pominięciu g_{ec} , rezystancję wyjściową można wyrazić następująco

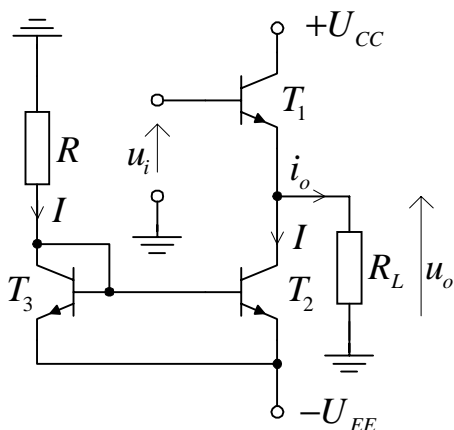
$$R_o = \frac{r_{ot} R_E}{r_{ot} + R_E} \approx \frac{R_E (r_{bb'} + r_{b'e} + R_g)}{r_{bb'} + r_{b'e} + R_g + (\beta_0 + 1) R_E} \quad (10.40)$$

Na ogół $r_{bb'} + r_{b'e} + R_g \ll (\beta_0 + 1) R_E$ i zależność (10.39) upraszcza się do postaci

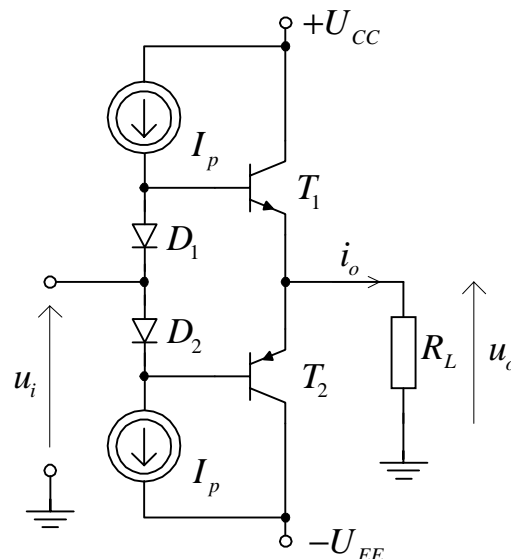
$$R_o \cong \frac{r_{bb'} + r_{b'e} + R_g}{\beta_0 + 1} \quad (10.41)$$

Jak widać ze wzoru (10.40), rezystancja wyjściowa wtórnika emiterowego jest bardzo mała, co przy jego bardzo dużej rezystancji wejściowej, czyni go bardzo użytecznym układem w praktycznych zastosowaniach dla transformacji impedancji.

Praktyczne rozwiązanie układu wtórnika emiterowego w technice scalonej przedstawiono na rys.10.15.



Rys.10.15. Wtórnik emiterowy ze źródłem stałoprądowym



Rys.10.16. Symetryczny wtórnik emiterowy

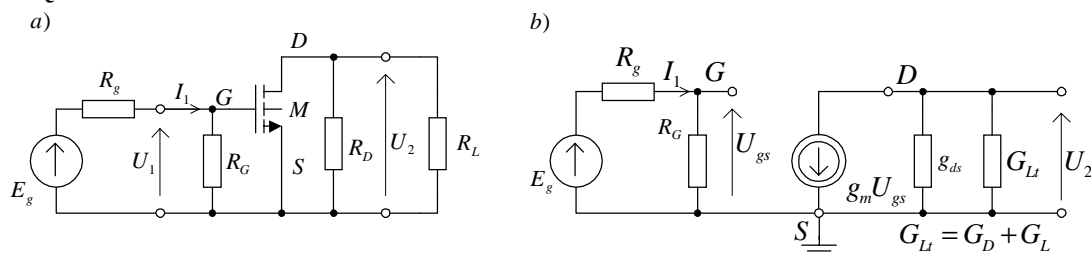
W układzie tym w miejsce rezystora R_E zastosowano źródło prądowe z tranzystorami T_2, T_3 . Pomimo, że w układzie zastosowano sprzężenia

galwaniczne, to przez rezystancje obciążenia R_L nie płynie prąd zasilania, ponieważ rezystancja ta włączona jest między zacisk o zerowym potencjale względem masy, a masą. Zasilanie tranzystora T_1 źródłem prądowym od strony emitera powoduje, że nie wymaga on układu polaryzującego w obwodzie bazy (rezystora R_B). Parametry robocze wtórnika emiterowego z rys.10.15 możemy wyznaczyć w oparciu o wzory (10.33 – 10.39) przyjmując $R_B = \infty$, $R_E = r_{ce2}$. (Praktycznie wszystkie podane uproszczenia stają się dokładnymi zależnościami dla tego układu).

Na rys.10.16 przedstawiono układ symetrycznego wtórnika emiterowego z tranzystorami przeciwstawnymi n-p-n i p-n-p. Ponieważ charakterystyka wejściowa tranzystora $I_B = f(U_{BE})$ posiada próg przewodzenia, wynoszący około 0,5 V, w układzie zastosowano wstępną polaryzację tranzystorów za pomocą spadków napięć na diodach D_1 i D_2 , przez które płynie niewielki prąd ze źródeł stałoprądowych I_p . W przenoszeniu sygnału wejściowego w zakresie dodatnich napięć bierze udział tranzystor n-p-n, zaś w przenoszeniu napięć ujemnych - tranzystor p-n-p. Zaletą układu jest to, że może on pracować przy prawie zerowych składowych stałych prądów kolektorów, przenosząc napięcie zarówno dodatnie jak i ujemne. Przez rezystancję R_L nie płynie prąd zasilania, ponieważ jest on włączony między zacisk o zerowym potencjale względem masy i masą.

10.4.4. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego źródła

Schemat ideowy wzmacniacza RC na tranzystorze polowym w konfiguracji wspólnego źródła (OS) został przedstawiony na rys.10.3b. Na rys.10.17 przedstawiono jego małosygnałowy schemat zmiennoprądowy oraz schemat zastępczy w zakresie średnich częstotliwości.



Rys.10.17. Małosygnałowe schematy zastępcze wzmacniacza o wspólnym źródle:

a) zmiennoprądowy, b) zastępczy

Prosta postać schematu zastępczego na rys 10.17b pozwala na bezpośrednie wyznaczenie parametrów roboczych. Ze względu na bardzo dużą impedancję wejściową układów unipolarnych nie określa się dla nich wzmacnień prądowych ani wzmacnień mocy, gdyż $k_i \rightarrow \infty, k_p \rightarrow \infty$. Rezystancja wejściowa określona jest przez obwód polaryzacji

$$R_{in} = \frac{U_1}{I_1} = R_G \quad (10.41)$$

Wzmocnienie napięciowe wynosi

$$k_{u0} = -g_m R'_{Lt} \quad (10.42)$$

gdzie:

$$\frac{1}{R'_{Lt}} = g_{ds} + \frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_L}$$

Skuteczne wzmocnienie napięciowe determinuje obwód polaryzacji

$$k_{us0} = k_{u0} \frac{R_G}{R_g + R_G} \quad (10.43)$$

Rezystancja wyjściowa układu wynosi

$$R_o = \left. \frac{U_2}{I_2} \right|_{E_g=0} = \frac{1}{G_D + g_{ds}} = r_{ds} // R_D \quad (10.44)$$

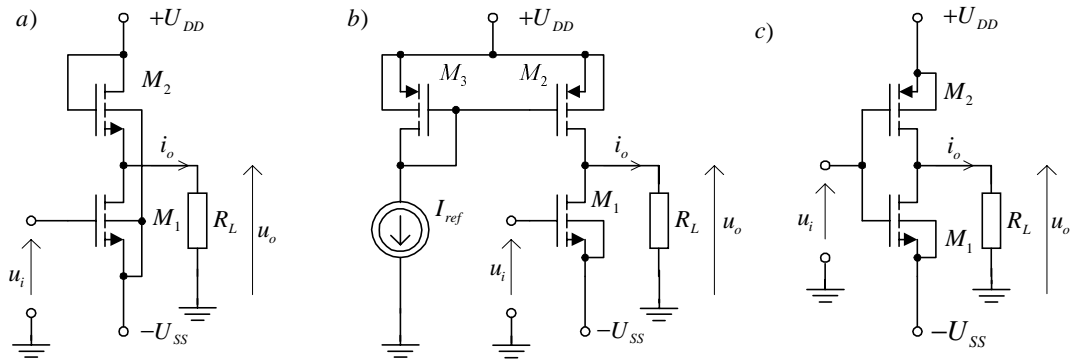
Jak wynika z przeprowadzonej analizy, wzmacniacz w konfiguracji OS odwraca fazę sygnału wejściowego a wzmocnienie jest tym większe, im większe są g_m i $R'_{Lt} = r_{ds} // R_D // R_L$.

Należy również nadmienić, że transkonduktancja g_m tranzystora polowego jest mniejsza niż tranzystora bipolarnego, przez co możliwe do uzyskania maksymalne wzmocnienie w przypadku zastosowania tranzystora polowego jest dużo mniejsze niż przy zastosowaniu tranzystora bipolarnego.

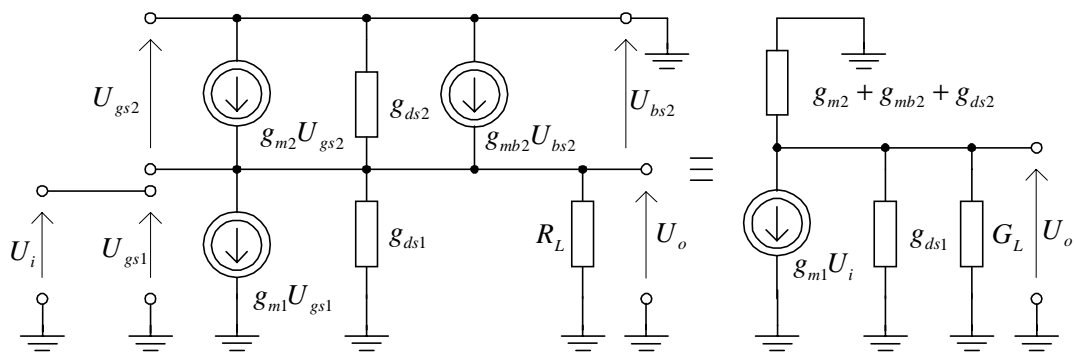
Wzmacniacze z tranzystorami polowymi realizowane są głównie w wersji scalonej, przy zastosowaniu obciążenia aktywnego. Trzy podstawowe układy wzmacniaczy w konfiguracji OS w wersji scalonej, wykorzystujących tranzystory z kanałem wzbogacanym, przedstawiono na rys.10.18.

Rys.10.18a przedstawia wzmacniacz w konfiguracji OS z obciążeniem aktywnym w postaci tranzystora nMOS z kanałem wzbogacanym, w „połączeniu diodowym”. Ponieważ źródło tranzystora M_2 jest na zmiennym potencjale, zatem w tranzystorze tym występuje efekt podłoża.

Małosygnałowy schemat zastępczy tego układu i jego przekształcenie przedstawiono na rys.10.19.



Rys.10.18. Wzmacniacze w konfiguracji OS w wersji scalonej: a) z obciążeniem aktywnym na tranzystorze nMOS z kanałem wzbogaconym w „połączeniu diodowym”, b) z obciążeniem aktywnym ze źródłem stałoprądowym na tranzystorach pMOS z kanałem wzbogaconym, c) inwerter CMOS.



Rys.10.19. Małosygnałowy schemat zastępczy układu z rys.10.18a

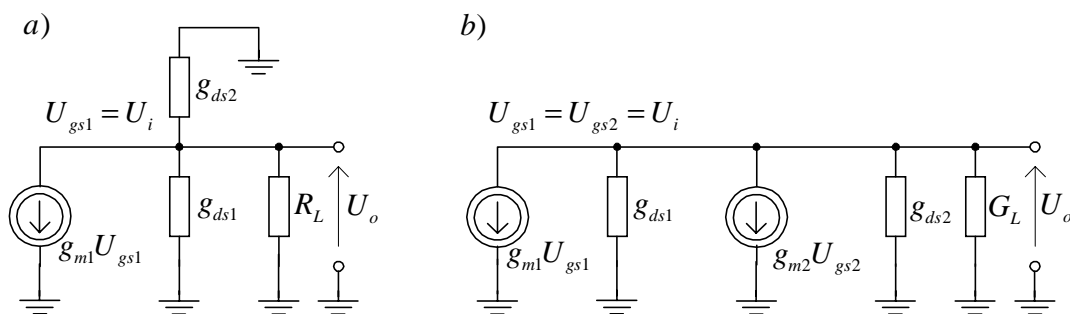
Wzmocnienie napięciowe oraz rezystancja wyjściowa układu wynoszą

$$k_{u0} = \frac{U_o}{U_i} = - \frac{g_{m1}}{g_{m2} + g_{mb2} + g_{ds2} + g_{ds1} + G_L} \approx - \frac{g_{m1}}{g_{m2} + g_{mb2} + G_L} \quad (10.45)$$

$$R_o = \frac{1}{g_{m2} + g_{mb2} + g_{ds2} + g_{ds1}} \approx \frac{1}{g_{m2} + g_{mb2}} \quad (10.46)$$

Układ charakteryzuje się małym wzmocnieniem i dużą konduktancją wyjściową. Ten typ wzmacniacza jest stosowany z uwagi na jego szerokie pasmo i stosunkowo dobrą liniowość charakterystyki przejściowej.

Na rys.10.18b przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza OS z obciążeniem aktywnym w postaci źródła stałoprądowego na tranzystorach pMOS z kanałem wzbogaconym, a jego małosygnałowy schemat zastępczy przedstawiono na rys.10.20a.



Rys.10.20. Małosygnałowy schemat zastępczy układu: a) z rys.10.18b, b) z rys.10.18c

Wzmocnienie napięciowe oraz rezystancja wyjściowa układu wynoszą

$$k_{u0} = - \frac{g_{m1}}{g_{ds1} + g_{ds2} + G_L} \quad (10.47)$$

$$R_o = \frac{1}{g_{ds1} + g_{ds2}} \quad (10.48)$$

Przy $G_L = 0$, wzmocnienie układu jest określone stosunkiem transkonduktancji do sumy konduktancji wyjściowych tranzystorów - wzmacniającego i obciążającego. Maksymalne wzmocnienie tego układu jest dużo mniejsze (typowo 10-40 razy) niż jego odpowiednika w technice bipolarnej, dla typowych geometrii tranzystorów i prądów zasilania.

Na rys.10.18c przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza w postaci inwertera CMOS. Wzmocnienie napięciowe i rezystancja wyjściowa, wyznaczone w oparciu o schemat zastępczy przedstawiony na rys.10.20b, wynoszą odpowiednio

$$k_{u0} = - \frac{g_{m1} + g_{m2}}{g_{ds1} + g_{ds2} + G_L} \quad (10.49)$$

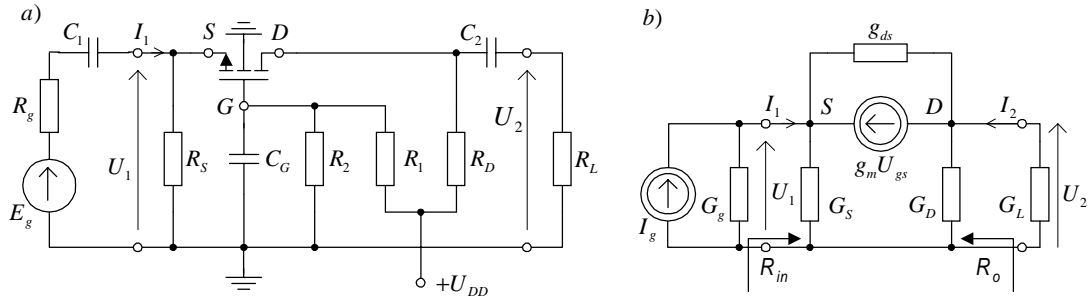
$$R_o = \frac{1}{g_{ds1} + g_{ds2}} \quad (10.50)$$

Układ ten pozwala na uzyskanie dużej amplitudy napięcia wyjściowego oraz charakteryzuje się dość dobrą liniowością. Z tego też względu jest powszechnie stosowany w stopniach końcowych wielostopniowych wzmacniaczy CMOS.

10.4.5. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bramki

Na rys.10.21a przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza w konfiguracji wspólnej bramki (OG) z tranzystorem nMOS z kanałem

wzbogacającym, a na rys 10.21b jego małosygnałowy schemat zastępczy dla średnich częstotliwości.



Rys.10.21. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bramki: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy dla średnich częstotliwości

Ponieważ bramka tranzystora jest uziemiona dla składowej zmiennej, zatem

$$U_{gs} = -U_1 \quad (10.51)$$

Suma prądów w węźle wyjściowym D wynosi

$$U_2(G_D + G_L) + g_m U_{gs} - g_{ds}(U_1 - U_2) = 0 \quad (10.52)$$

Z równań (10.51 - 10.52) otrzymujemy

$$k_{u0} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{g_m + g_{ds}}{G_{Lt} + g_{ds}} \approx g_m R_{Lt} \quad (10.53)$$

gdzie:

$$R_{Lt} = \frac{1}{G_D + G_L} = R_D \parallel R_L$$

Dla węzła wejściowego S suma prądów wynosi

$$I_1 - U_1 G_S - g_m U_1 - g_{ds}(U_1 - U_2) = 0 \quad (10.54)$$

Pomijając prąd płynący przez g_{ds} ($g_m U_1 \gg g_{ds}(U_1 - U_2)$), z równania (10.54) możemy wyznaczyć rezystancję wejściową

$$R_{in} = \frac{U_1}{I_1} = \frac{1}{G_S + g_m} \quad (10.55)$$

W oparciu o zależności (10.53, 10.55) wyznaczamy skuteczne wzmocnienie napięciowe

$$\begin{aligned} k_{us0} &= k_{u0} \frac{R_{in}}{R_{in} + R_g} = k_{u0} \frac{G_g}{G_{in} + G_g} = \frac{g_m + g_{ds}}{G_{Lt} + g_{ds}} \frac{G_g}{G_g + G_S + g_m} \approx \\ &\approx g_m R_{Lt} \frac{G_g}{G_g + G_S + g_m} \end{aligned} \quad (10.56)$$

Rezystancję wyjściową wyznaczamy na podstawie schematu zastępczego z rys.10.21b, przy $I_g = 0$. Wtedy możemy napisać następujące równanie obwodu

$$\begin{aligned} I_2 &= I_2' + G_D U_2 \\ I_2' &= g_m U_{gs} + g_{ds} (U_2 - U_1) \\ U_{gs} &= -U_1 \\ U_1 &= \frac{I_2'}{G_g + G_S} \end{aligned} \quad (10.57)$$

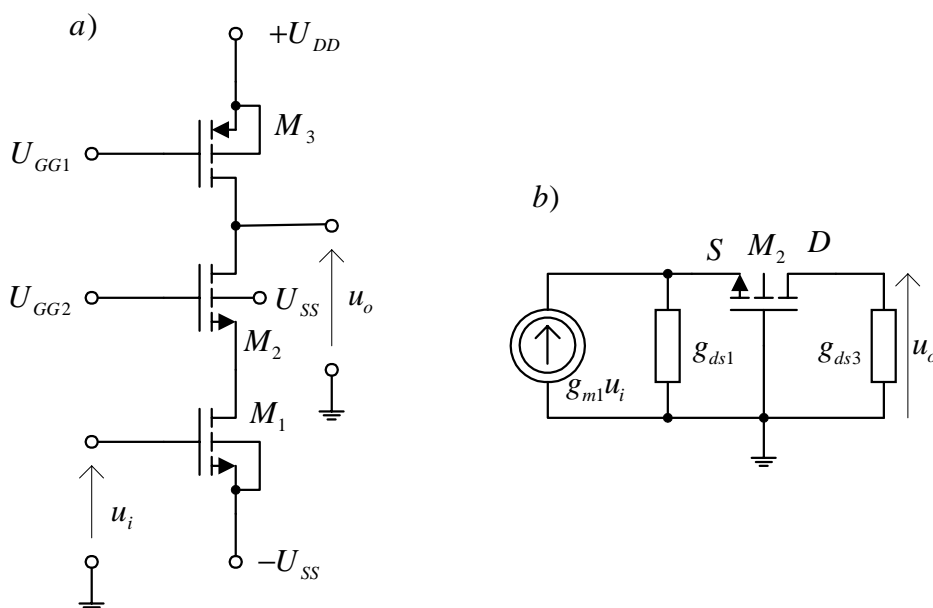
Rozwiązując układ równań (10.57) otrzymujemy

$$\begin{aligned} R_{ot} &= \frac{U_2}{I_2'} = \frac{G_g + G_S + g_{ds} + g_m}{(G_g + G_S)g_{ds}} \\ R_o &= \frac{U_2}{I_2} = R_{ot} \parallel R_D = \\ &= \frac{G_g + G_S + g_{ds} + g_m}{G_D(G_g + G_S + g_{ds} + g_m) + g_{ds}(G_g + G_S)} \approx \frac{1}{G_D} = R_D \end{aligned} \quad (10.58)$$

Na podstawie przeprowadzonej analizy możemy stwierdzić, że wzmacniacz o wspólnej bramce nie odwraca fazy, wzmocnienie jest nieco większe niż wzmacniacza o wspólnym źródle, a jego rezystancja wyjściowa jest mała, bowiem stanowi równoległe połączenie $1/g_m$ i R_S . Wzmacniacz w konfiguracji OG znajduje najczęściej zastosowanie w tzw. układach kaskodowych.

Na rys.10.22a przedstawiono uproszczony schemat ideowy kaskody OS-OG w wersji scalonej. Bramka tranzystora M_2 jest na stałym potencjale U_{GG2} , zatem dla przebiegów zmiennych jest uziemiona i tranzystor M_2 pracuje w konfiguracji OG. Jest on sterowany z wyjścia tranzystora M_1 , pracującego w konfiguracji OS. Obciążeniem stopnia OG jest źródło prądowe zrealizowane na tranzystorze M_3 z kanałem typu p. Tranzystor M_3 pracuje w obszarze nasycenia, przy stałym napięciu $U_{GS} = U_{GG1} - U_{DD}$.

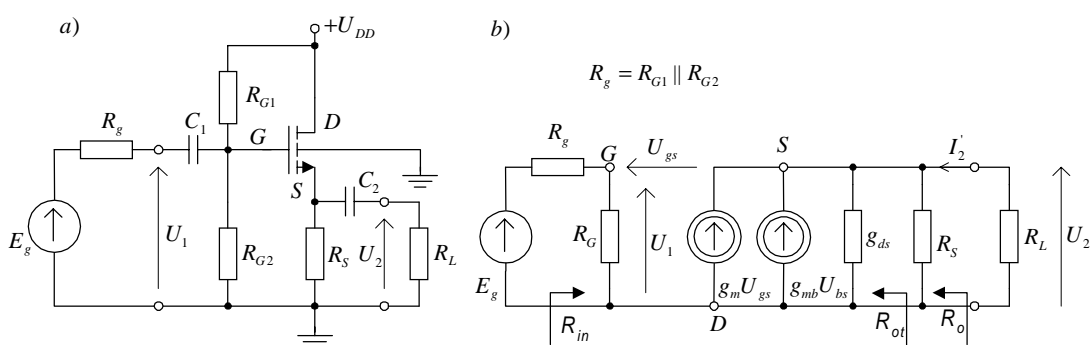
Schemat zmiennoprądowy stopnia OG przedstawiono na rys.10.22b. Stanowi on uproszczenie rozważanego wcześniej układu z rys.10.21 przy ($R_S = \infty$, $G_{Lt} = g_{ds3}$, $E_g = g_{m1}U_1$, $C_g = g_{ds1}$).



Rys.10.22. Kaskoda OS-OG: a) schemat ideowy, b) schemat zmiennoprądowy stopnia OG

10.4.6. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego drenu - wtórnik źródłowy

Schemat ideowy układu w konfiguracji wspólnego drenu przedstawiono na rys.10.23a, a jego schemat zastępczy dla średnich częstotliwości na rys.10.23b.



Rys.10.23. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego drenu: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy

Ponieważ potencjał źródła zmienia się względem podłoża, dlatego w tranzystorze występuje efekt podłoża, co uwzględnia źródło sterowane $g_m U_{bs}$ w schemacie zastępczym.

Korzystając z równań Kirchhoffa w układzie na rys.10.23

$$\begin{aligned}
U_{gs} &= U_1 - U_2 \\
U_{bs} &= -U_2 \\
U_1 &= E_g \frac{R_G}{R_g + R_G} \\
U_2 &= \frac{g_m U_{gs} + g_{mb} U_{bs}}{g_{ds} + G_S + G_L} = (g_m U_{gs} + g_{mb} U_{bs}) R_{Lt}' \\
g_{ds} + G_S + G_L &= g_{ds} + G_{Lt} = G_{Lt}'
\end{aligned} \tag{10.59}$$

otrzymujemy

$$k_{u0} = \frac{g_m}{g_m + g_{mb} + G_{Lt}'} \approx \frac{g_m}{g_m + g_{mb} + G_{Lt}} \approx \frac{g_m}{g_m + G_{Lt}} \tag{10.60}$$

Ostatnie przybliżenie jest słuszne, gdy $g_m \gg g_{mb}$.

Jak wynika ze wzoru (10.60), wtórnik źródłowy nie odwraca fazy napięcia wejściowego. Jego wzmocnienie k_{u0} jest mniejsze od jedności i to nawet znacząco, ze względu na wpływ transkonduktancji podłoża g_{mb} i konduktancji obciążenia G_{Lt} .

Rezystancja wejściowa układu determinowana jest obwodem polaryzacji

$$R_{in} = R_G \tag{10.61}$$

Skuteczne wzmocnienie napięciowe wynosi

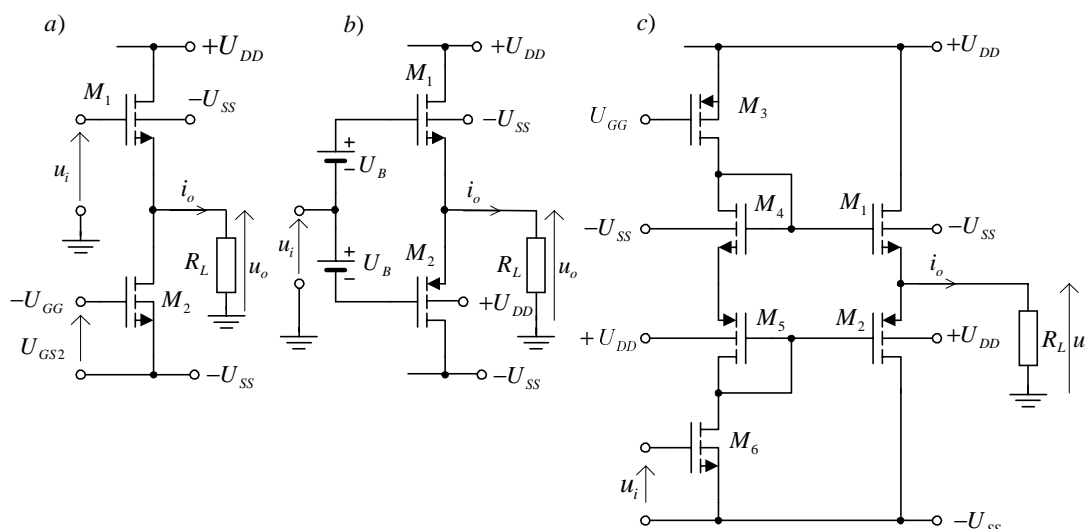
$$k_{us0} = k_{u0} \frac{R_G}{R_g + R_G} \approx \frac{g_m}{g_m + g_{mb} + G_{Lt}} \frac{R_G}{R_g + R_G} \tag{10.62}$$

Rezystancję wyjściową układu otrzymujemy ze schematu zastępczego, przy $E_g = 0$. Wtedy $U_{gs} = -U_2$ i obydwa sterowane źródła prądowe: $-g_m U_2$ oraz $-g_{mb} U_2$ na których napięcie jest równe U_2 , zmieniają się w konduktancje odpowiednio g_m , g_{mb} .

$$\begin{aligned}
R_o &= \frac{U_2}{I_2'} = \frac{1}{g_m + g_{mb} + g_{ds} + G_S} \approx \frac{1}{g_m + g_{mb} + G_S} \approx \\
&\approx \frac{1}{g_m + G_S} \cong \frac{R_S}{1 + g_m R_S}
\end{aligned} \tag{10.63}$$

Wtórnik źródłowy posiada bardzo dużą rezystancję wejściową, równą rezystancji dzielnika polaryzującego, oraz stosunkowo małą rezystancję wyjściową, równą w przybliżeniu równoległemu połączeniu rezystancji R_S i $1/g_m$.

Na rys.10.24a przedstawiono schemat ideowy rozważanego wtórnika źródłowego w wersji scalonej, w którym w miejsce rezystora R_S zastosowano obciążenie aktywne w postaci źródła prądowego.



Rys.10.24. Wtórnik źródłowy w wersji scalonej: a) zastąpienie rezystancji R_s źródłem prądowym, b) schemat ideowy symetrycznego wtórnika źródłowego, c) praktyczna realizacja układu z rys.10.24b

Rolę źródła prądowego spełnia tranzystor M_2 pracujący w obszarze nasycenia i posiadający stałe napięcie $U_{GS} = |U_{SS}| - |U_{GG}|$.

Na rys.10.24b przedstawiono symetryczny wtórnik źródłowy na tranzystorach M_1 z kanałem typu n i M_2 z kanałem typu p. Ze względu na napięcie progowe przewodzenia tranzystorów, wynoszące odpowiednio U_{Tn} i U_{Tp} konieczna jest wstępna polaryzacja bramek napięciem $2U_B \geq U_{Tn} + |U_{Tp}|$. Układ ten stanowi odpowiednik symetrycznego wtórnika emiterowego opisanego w rozdz. 10.4.3. Praktyczną implementację schematu ideowego z rys.10.24b przedstawiono na rys.10.24c.

10.5. WŁAŚCIWOŚCI WZMACNIACZY W ZAKRESIE DUŻYCH CZĘSTOTLIWOŚCI

10.5.1. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego emitera i wspólnego źródła

Jak już pokazano wcześniej na rys.10.9, wzmocnienie wzmacniacza maleje w zakresie dużych częstotliwości. Rozważmy najpierw wzmacniacz w konfiguracji wspólnego emitera, w którym opadanie charakterystyki amplitudowej w zakresie dużych częstotliwości spowodowane jest spadkiem wzmocnienia tranzystora

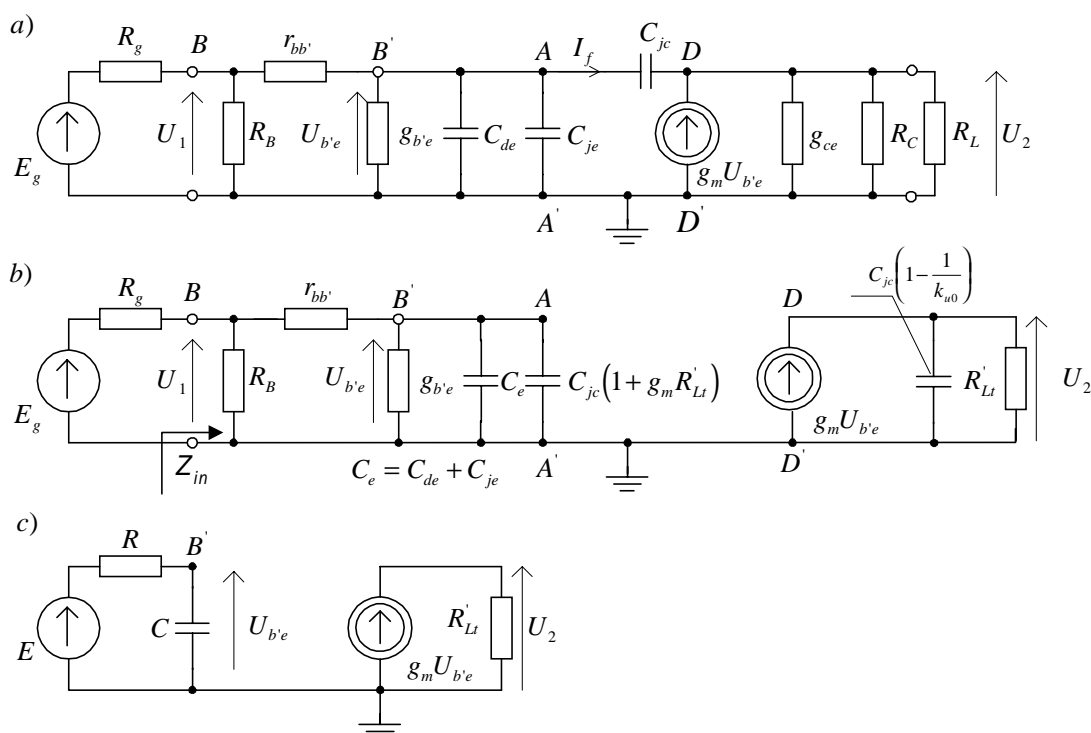
oraz istnieniem pojemności złączowych i różnych pojemności rozproszonych między elementami układu.

Schemat zastępczy wzmacniacza OE dla zakresu dużych częstotliwości przedstawiono na rys.10.25a.

Częstotliwości graniczne tranzystora są związane z elementami schematu zastępczego z rys.10.25a następującymi zależnościami

$$\omega_\beta = 2\pi f_\beta = \frac{g_{b'e}}{C_{de} + C_{je} + C_{je}} \quad (10.64)$$

$$\omega_T = 2\pi f_T = \frac{\alpha_0 g_{eb'}}{C_{de} + C_{je} + C_{je}} \quad (10.65)$$



Rys.10.25. a) Schemat zastępczy wzmacniacza OE w zakresie dużych częstotliwości, b) unilateralny schemat zastępczy wzmacniacza w zakresie dużych częstotliwości, c) przekształcony obwód dla wyznaczania charakterystyki częstotliwościowej

Schemat zastępczy z rys.10.25a można przekształcić do łatwiejszego do analizy, tzw. unilateralnego schematy zastępczego (rys.10.25b), w którym pojemność C_{jc} sprzęgająca obwód wyjściowy (kolektor) z obwodem wejściowym (bazą) jest zastąpiona odpowiednimi pojemnościami włączonymi równolegle do $g_{b'e}$ i do R'_L . Wielkość tych pojemności wyznaczamy z warunku, aby admitancje widziane z zacisków $A-A'$ i $D-D'$ były jednakowe dla obydwu schematów zastępczych. Admitancja widziana na prawo od zacisków $A-A'$ wynosi:

$$y = \frac{I_f}{U_{b'e}} = \frac{j\omega C_{jc}(U_{b'e} - U_2)}{U_{b'e}} \approx j\omega C_{jc}(1 - k_{u0}) \quad (10.66)$$

gdzie: $k_{u0} = -g_m R'_{Lt} \approx -g_m R_{Lt}$ jest wzmocnieniem napięciowym. Zatem w unilateralnym schemacie zastępczym, równolegle do $g_{b'e}$ należy dołączyć równoważną pojemność o wartości $C_{jc}(1 + g_m R'_{Lt})$.

Zjawisko zwielokrotniania pojemności (ogólnie - każdej admitancji) między wejściem i wyjściem wzmacniacza, w stosunku zależnym od jego wzmocnienia napięciowego, jest nazywane efektem Millera. Admitancja widziana na lewo od zacisków $D - D'$ wynosi

$$y_0 = \frac{-I_f}{U_2} = \frac{-j\omega C_{jc}(U_{b'e} - U_2)}{U_2} \approx j\omega C_{jc}(1 - \frac{1}{k_{u0}}) \approx j\omega C_{jc} \quad (10.67)$$

W unilateralnym schemacie zastępczym, równolegle do R'_{Lt} należy dołączyć pojemność o wartości $C_{jc}(1 - 1/k_{u0}) \approx C_{jc}$. Ponieważ $\omega C_{jc} \ll R_{Lt}$, to w dalszych rozważaniach zostanie ona pominięta.

Wykorzystując twierdzenie Thevenina, bardzo łatwo możemy przekształcić unilateralny schemat zastępczy z rys.10.25b do prostszej postaci przedstawionej na rys.10.25c [3], w której

$$E = \frac{1}{1 + r_{bb'} g_{b'e}} \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}} E_g \quad (10.68)$$

$$R = \frac{r_{bb'} + R'_g}{1 + g_{b'e}(r_{bb'} + R'_g)} \quad (10.69)$$

$$C = C_{de} + C_{je} + C_{jc}(1 + g_m R'_{Lt}) \quad (10.70)$$

przy czym

$$R_{in} = R_B \parallel (r_{bb'} + 1/g_{b'e})$$

$$R'_g = R_B \parallel R_g$$

Schemat zastępczy z rys.10.25c pozwala na bezpośrednie wyznaczenie wzmocnienia w zakresie dużych częstotliwości

$$U_2(j\omega) = \frac{-g_m R'_{Lt}}{1 + j\omega RC} E \quad (10.71)$$

Wykorzystując zależności (10.68 – 10.71), otrzymujemy

$$k_{us}(j\omega) = \frac{-g_m R'_{Lt}}{1 + r_{bb'} g_{b'e}} \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}} \frac{1}{1 + j\omega RC} = \frac{k_{us0}}{1 + j\omega / \omega_g} \quad (10.72)$$

gdzie:

$\omega_g = 1 / RC$ jest górną pulsacją graniczną wzmacniacza,

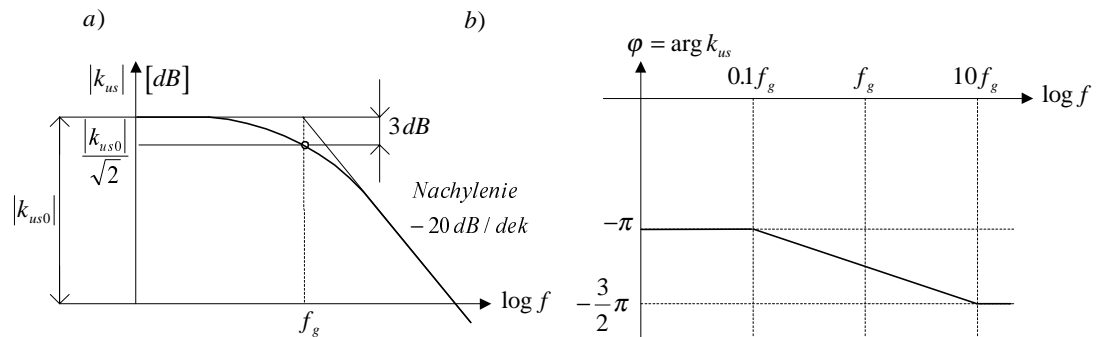
$k_{us0} = \frac{-g_m R'_{Lt}}{1 + r_{bb'} g_{b'e}} \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}}$ jest skutecznym wzmocnieniem napięciowym

w zakresie średnich częstotliwości i zostało również wyznaczone wcześniej (wzór 10.22). Po podstawieniu zależności (10.69, 10.70) do wyrażenia określającego ω_g , oraz wykorzystaniu zależności (10.64, 10.65), otrzymujemy

$$\begin{aligned} f_g &= \frac{1}{2\pi RC} = \frac{g_{b'e} + \frac{1}{r_{bb'} + R'_g}}{2\pi [C_{de} + C_{je} + C_{jc}(1 + g_m R'_{Lt})]} = \\ &= \frac{f_\beta}{1 + \omega_T R'_{Lt} C_{jc}} \left(1 + \frac{1}{g_{b'e}(r_{bb'} + R'_g)} \right) \end{aligned} \quad (10.73)$$

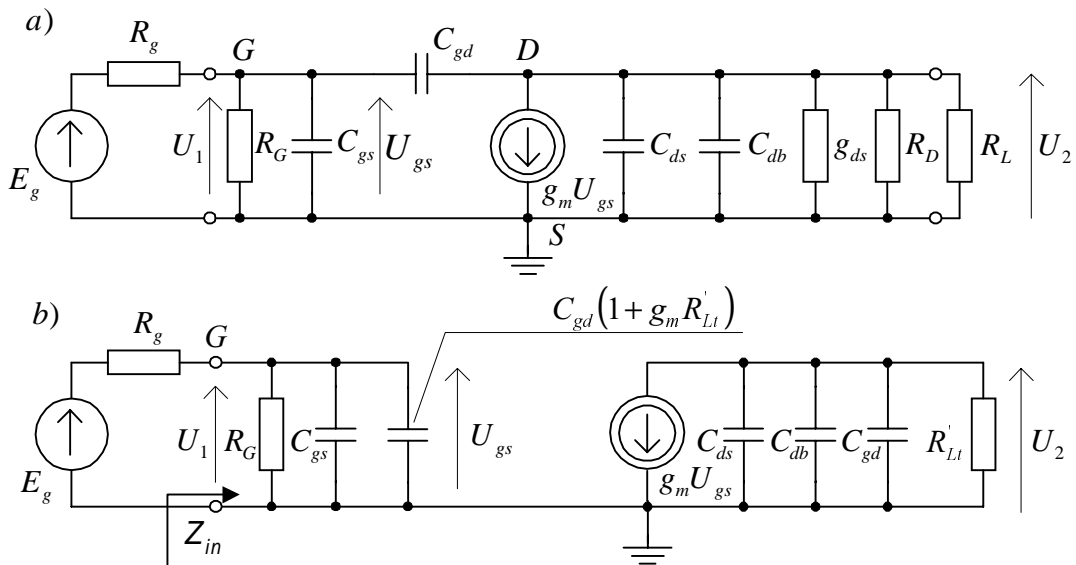
Jak wynika z zależności (10.73), zwiększenie rezystancji generatora, jak i rezystancji obciążenia powoduje zmniejszenie górnej częstotliwości granicznej. W przypadku $R'_{Lt} = 0$ i $R_g \rightarrow \infty$ otrzymujemy $f_g = f_\beta$, co jest zgodne z definicją warunków pomiaru f_β .

Wzór (10.73) określa częstotliwość przy której moduł transmitancji $k_{us}(j\omega)$ maleje do wartości $k_{us0} / \sqrt{2}$, tj. o -3 dB w skali logarytmicznej. Na rys.10.26, w oparciu o zależność (10.72), przedstawiono logarytmiczne wykresy modułu i fazy skutecznego wzmocnienia napięciowego w zakresie dużych częstotliwości.



Rys.10.26. Logarytmiczne charakterystyki modułu (a) i fazy (b) skutecznego wzmocnienia napięciowego.

Podobne rozważania mogą być przeprowadzone dla wzmacniacza w konfiguracji wspólnego źródła. Schemat zastępczy wzmacniacza OS dla dużych częstotliwości został przedstawiony na rys.10.27a. Może on być przekształcony do postaci unilateralnej w identyczny sposób jak to miało miejsce w przypadku wzmacniacza OE. W wyniku efektu Millera pojemność C_{gd} , sprzęgająca wyjście z wejściem wzmacniacza, została zastąpiona równoważną pojemnością $C_{gd}(1 + g_m R'_{Lt})$ na wejściu (rys.10.27b).



Rys.10.27. Schemat zastępczy wzmacniacza OS dla dużych częstotliwości (a), unilateralny schemat zastępczy dla dużych częstotliwości (b).

Jeżeli założymy, że $\omega(C_{ds} + C_{db} + C_{dg}) \ll G'_{Lt}$, to wszystkie zależności wyprowadzone dla tranzystora bipolarnego mogą być wykorzystane dla wzmacniacza OS, przy podstawieniu $r_{bb'} = 0$, $g_{b'e} = 0$.

W tym przypadku górna częstotliwość graniczna wzmacniacza wynosi

$$f_g = \frac{1}{2\pi R'_g C_{in}} \quad (10.74)$$

gdzie:

$$C_{in} = C_{gs} + C_{gd}(1 + g_m R'_{Lt})$$

$$R'_g = R_g \parallel R_G \approx R_g$$

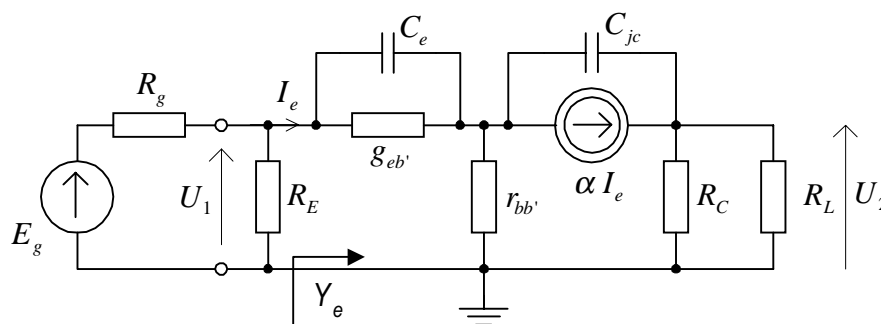
W przypadku sterowania napięciowego, gdy $R_g = 0$, górną częstotliwość graniczną wyznacza stała czasowa obwodu wyjściowego

$$f_{gu} = \frac{1}{2\pi R'_{Lt}(C_{ds} + C_{gd} + C_{db} + C_L)} \quad (10.75)$$

gdzie C_L oznacza pojemność obciążenia, nie uwzględnioną na schemacie zastępczym.

10.5.2. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnej bazy i wspólnej bramki.

Właściwości wzmacniaczy OB i OG w zakresie dużych częstotliwości rozpatrzmy tylko jakościowo na przykładzie wzmacniacza w konfiguracji wspólnej bazy. Schemat zastępczy wzmacniacza dla dużych częstotliwości przedstawiono na rys.10.28.



Rys.10.28. Schemat zastępczy wzmacniacza OB dla dużych częstotliwości.

Zakładając, że $r_{bb'} = 0$, admitancja wejściowa Y_e układu wynosi

$$Y_e = g_{eb'} + j\omega(C_{de} + C_{je}) = g_{eb'} \left(1 + \frac{j\omega}{\omega_\alpha} \right) \quad (10.76)$$

przy czym:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{\omega_\alpha}}$$

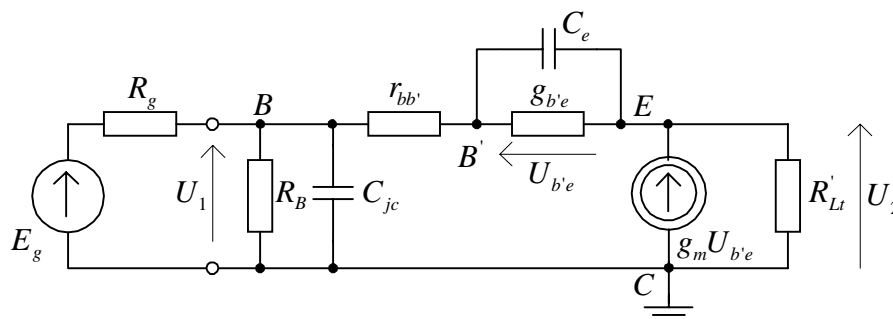
W układzie nie występuje efekt Millera (przy $r_{bb'}$ pojemność C_{jc} jest dołączona do masy). Stała czasowa obwodu wejściowego jest bardzo mała ($r_{eb'}C_e$) i najczęściej górna częstotliwość graniczna wzmacniacza zależy od stałej czasowej obwodu wyjściowego $R_{Lt}C_{jc}$.

Wzmacniacze OB i OG stosuje się przede wszystkim w układach szerokopasmowych i w układach wielkiej częstotliwości.

10.5.3. Wzmacniacz w konfiguracji wspólnego kolektora i wspólnego drenu

Ponieważ rezystancje wyjściowe wtórników: emiterowego i źródłowego są małe, a rezystancje wejściowe są bardzo duże, dlatego należy spodziewać się, że właściwości częstotliwościowe tych układów w zakresie dużych częstotliwości będą zależeć głównie od parametrów tranzystorów i rezystancji źródła, a w znacznie mniejszym stopniu od rezystancji obciążenia.

Rozważmy dla przykładu schemat zastępczy wtórnika emiterowego dla dużych częstotliwości (rys.10.29), który został utworzony w oparciu o schemat zastępczy dla średnich częstotliwości z rys.10.13c, uzupełniony pojemnościami wewnętrznymi.



Rys.10.29. Schemat zastępczy wtórnika emiterowego w zakresie dużych częstotliwości

Ze schematu zastępczego można wyznaczyć skuteczne wzmocnienie napięciowe, które jest wyrażone funkcją zawierającą jedno zero i dwa bieguny. Jeden z tych elementów jest dominujący i skuteczne wzmocnienie napięciowe można sprowadzić do jednobiegunowej transmitancji w postaci

$$k_{us} = k_{us0} \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{\omega_g}} \quad (10.77)$$

Zazwyczaj spełnione są następujące zależności w układzie

$$\begin{aligned} r_{b'e} + (\beta_0 + 1)R_{Lt} &\gg R'_g \\ (\beta_0 + 1)R_{Lt} &\gg r_{b'e} \end{aligned}$$

gdzie $R'_g = R_g \parallel R_B$ i w tym przypadku trzydecybelowa górna pulsacja graniczna wtórnika emiterowego określona jest zależnością

$$\omega_g \approx \frac{1}{R_g' \left(C_e + \frac{C_e}{g_m R_{Lt}} \right)} \quad (10.78)$$

Górna częstotliwość graniczna wtórnika emiterowego jest znacznie większa niż wzmacniacza w konfiguracji OE z takimi samymi rezystancjami źródła sterującego i obciążenia.

Podobny wniosek dotyczy również wtórnika źródłowego.

10.6. CHARAKTERYSTYKI CZĘSTOTLIWOŚCIOWE WZMACNIA - CZY RC W ZAKRESIE MAŁYCH CZĘSTOTLIWOŚCI

Nasze rozważania ograniczymy do bardzo pobieżnego rozpatrzenia przebiegu charakterystyk częstotliwościowych wzmacniacza w konfiguracji OE w zakresie małych częstotliwości.

Spadek wzmocnienia przy małych częstotliwościach jest skutkiem wzrostu reaktancji kondensatorów C_1 , C_2 i C_E .

Najczęściej wpływy tych kondensatorów na przebieg charakterystyk częstotliwościowych bada się oddzielnie, tj. wyznacza się dolne częstotliwości graniczne wzmacniacza f_1 , f_2 , f_3 przy oddzielnym uwzględnieniu każdego z kondensatorów C_1 , C_2 i C_E (gdy analizuje się wpływ jednego z kondensatorów, to pozostałe są zwarte).

Z pewnym przybliżeniem, dolną częstotliwość wzmacniacza wyznacza się z zależności

$$f_d \approx \sqrt{f_1^2 + f_2^2 + f_3^2} \quad (10.79)$$

Częstotliwości graniczne f_1 , f_2 , f_3 można wyznaczyć kolejno ze schematów zastępczych, przedstawionych na rys.10.30.

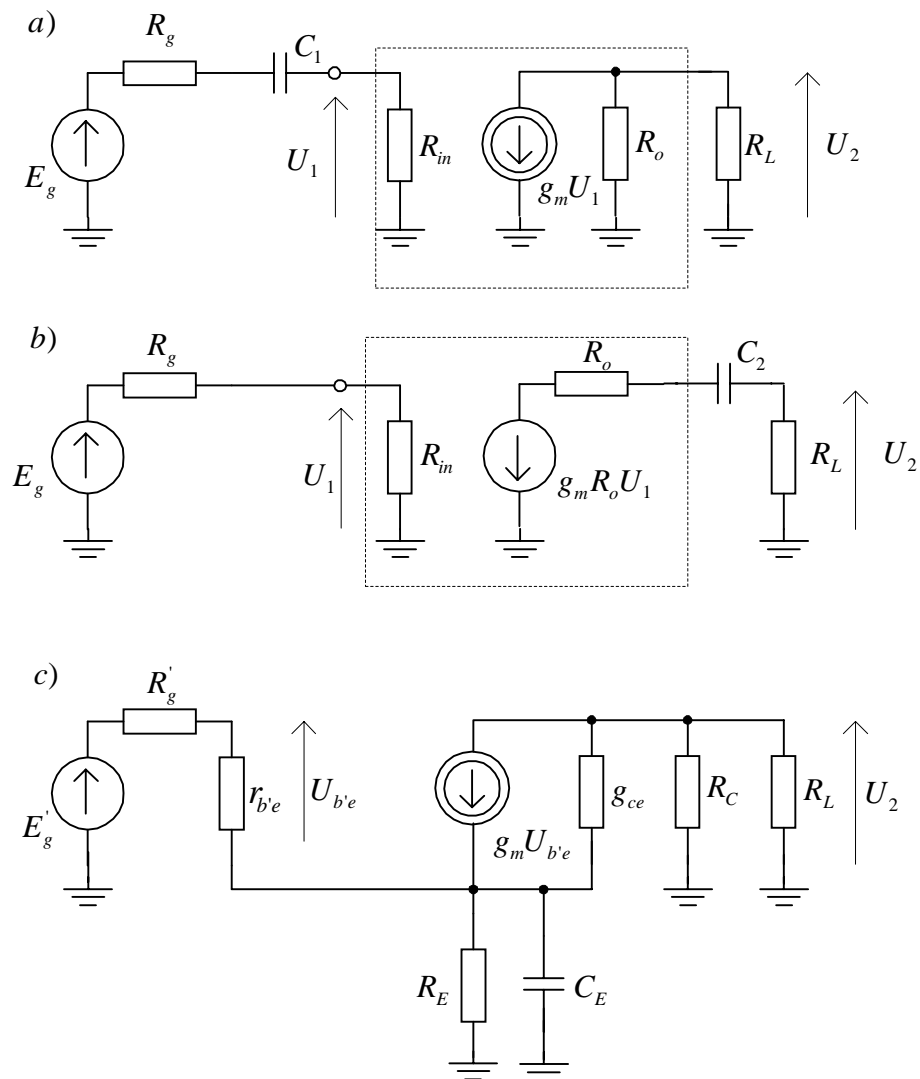
Dla układu z rys.10.30a skuteczne wzmocnienie napięciowe określone jest zależnością

$$k_{us}(j\omega) = \frac{U_2}{E_g} = k_{us0} \frac{j\omega \tau_1}{1 + j\omega \tau_1} \quad (10.80)$$

przy czym $\tau_1 = C_1(R_{in} + R_g)$, a k_{us0} jest skutecznym wzmocnieniem napięciowym dla średnich częstotliwości (zależność 10.22).

Częstotliwość graniczna f_1 wynosi

$$f_1 = \frac{1}{2\pi \tau_1} = \frac{1}{2\pi C_1(R_{in} + R_g)} \quad (10.81)$$



Rys.10.30. Schematy zastępcze dla zakresu małych częstotliwości:

a) C_2 i C_E zwarte, a) C_1 i C_E zwarte, a) C_1 i C_2 zwarte,

Podobną zależność otrzymujemy dla układu z rys.10.30b, przy czym $\tau_2 = C_2(R_o + R_L)$ jest stałą czasową obwodu wyjściowego.

Zatem częstotliwość graniczna f_2 jest równa

$$f_2 = \frac{1}{2\pi \tau_2} = \frac{1}{2\pi C_2(R_o + R_L)} \quad (10.82)$$

Wpływ pojemności C_E ma inny charakter niż pojemności C_1 i C_2 , ponieważ impedancja $Z_E = R_E \parallel 1/j\omega C$ nie rośnie do nieskończoności dla $f_1 \rightarrow 0$, lecz osiąga wartość R_E . Z tego powodu wzmocnienie układu z rys.10.30c nie dąży do zera, lecz osiąga pewną ustaloną wartość, zależną od rezystancji R_E .

Skuteczne wzmocnienie napięciowe, wyznaczone ze schematu zastępczego z rys.10.39c, przy pominięciu g_{ce} , określone jest zależnością

$$k_{us}(j\omega) = k_{us0} \frac{1 + \frac{\omega_E}{j\omega}}{1 + \frac{\omega_3}{j\omega}} \quad (10.83)$$

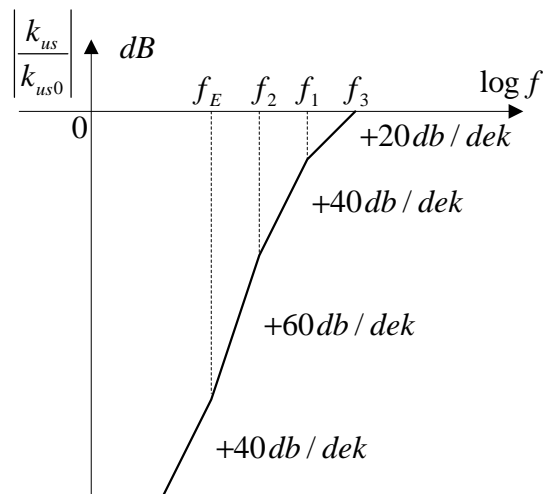
przy czym:

$$\omega_E = \frac{1}{R_E C_E} \quad (10.84)$$

$$\omega_3 = \omega_E \left(\frac{(\beta_0 + 1)R_E}{R_g' + r_{b'e}} + 1 \right) \approx \frac{\beta_0}{C_E (R_g' + r_{b'e})}$$

Jak wynika ze wzoru (10.84) częstotliwość graniczna f_3 zależy nie od stałej czasowej $R_E C_E$ lecz od znacznie mniejszego iloczynu C_E i rezystancji wyjściowej tranzystora od strony emitera $(R_g' + r_{b'e}) / \beta_0$.

Na rys.10.31 przedstawiono asymptotyczną charakterystykę amplitudową w zakresie małych częstotliwości.



Rys.10.31. Charakterystyka amplitudowa w zakresie małych częstotliwości.

11 SPRĘŻENIE ZWROTNE

11.1. UWAGI OGÓLNE

Układ ze sprzężeniem zwrotnym charakteryzuje się tym, że występuje w nim oddziaływanie zwrotne sygnału wyjściowego. Część sygnału wyjściowego, zwana *sygnałem zwrotnym*, przekazywana jest z wyjścia na wejście układu, gdzie sumuje się z sygnałem wejściowym, modyfikując warunki sterowania.

Jeśli w wyniku sprzężenia zwrotnego (ang. *feedback*) wzmocnienie układu ulega zmniejszeniu (tzn. sygnał zwrotny zmniejsza efektywny sygnał wejściowy), to sprzężenie zwrotne nazywa się *sprzężeniem ujemnym* (USZ), w przeciwnym przypadku - *sprzężenie zwrotne jest dodatnie* (DSZ).

W liniowych układach elektronicznych ujemne sprzężenie zwrotne jest ważnym czynnikiem umożliwiającym uzyskanie pożądanej poprawy parametrów roboczych i właściwości układu.

W szczególności ujemne sprzężenie zwrotne pozwala uzyskać:

- zmniejszenie wrażliwości wzmocnienia na zmiany parametrów elementów składowych, warunków zasilania, czynników zewnętrznych itp.,
- zmniejszenie zniekształceń nieliniowych oraz wpływu zakłóceń,
- kontrolowaną zmianę poziomu impedancji wejściowej i wyjściowej,
- możliwość kształtowania charakterystyk częstotliwościowych bądź impulsowych wzmacniacza.

Dodatnie sprzężenie zwrotne jest stosowane głównie w układach generacyjnych, natomiast w układach wzmacniających jest stosowane rzadko, zazwyczaj łącznie ze sprzężeniem ujemnym.

Każdy układ ze sprzężeniem zwrotnym zawiera zamkniętą drogę sygnału z wejścia na wyjście, zwaną *pętlą sprzężenia zwrotnego*.

Zależnie od liczby takich elementarnych pętli można rozróżnić:

1. układy z pojedynczą pętlą sprzężenia zwrotnego,
2. układy wielopętlowe.

Dokonując podziału sprzężeń zwrotnych ze względu na ilość stopni objętych działaniem pętli sprzężenia zwrotnego możemy wyróżnić:

1. *sprzężenie lokalne* - obejmujące jeden stopień,
2. *sprzężenia międzystopniowe* - obejmujące dwa lub więcej stopni.

W ogólnym przypadku w układzie wzmacniającym ze

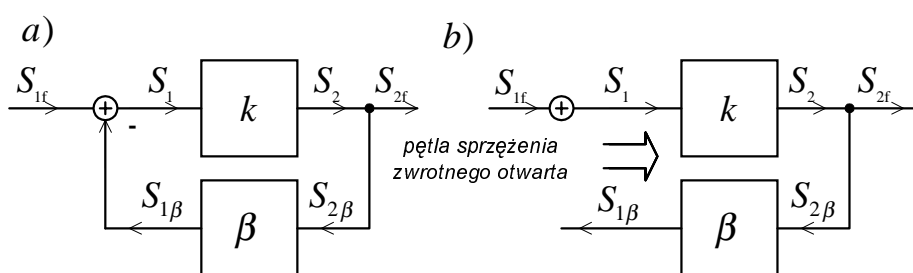
sprężeniem zwrotnym trudno jest wyodrębnić wzajemnie niezależne, jednokierunkowe torry wzmocnienia (transmisji sygnału z wejścia na wyjście) i sprzężenia zwrotnego (transmisji sygnału z wyjścia na wejście). Wynika to z jednej strony z bilateralnego charakteru elementów wzmacniających, z drugiej - z dwukierunkowej transmisji w torze sprzężenia zwrotnego (najczęściej biernym), jak również wzajemnie obciążającego działania obu torów.

W dalszych rozważaniach posłużymy się przybliżoną, elementarną metodą analizy, polegającą na wyodrębnianiu obu torów, przy założeniu, że są one wzajemnie od siebie niezależne. Stosowanie *elementarnej teorii sprzężenia zwrotnego* jest dopuszczalne tylko wtedy, gdy czwórnik wzmacniający o wzmocnieniu k oraz czwórnik sprzężenia zwrotnego o transmitancji β są zbliżone do unilateralnych (o przeciwnych kierunkach transmisji) i nie obciążają się wzajemnie.

Elementarna teoria oparta na tym założeniu ma duże znaczenie praktyczne ze względu na swoją prostotę, łatwość określenia i kontroli wielkości sprzężenia, możliwość prostego porównania parametrów roboczych układu bez- i ze sprzężeniem zwrotnym.

11.2. ELEMENTARNA TEORIA SPRĘŻENIA ZWROTNEGO

W myśl założeń upraszczających teorii elementarnej układ liniowy z pojedynczą pętlą sprzężenia zwrotnego może być przedstawiony w postaci dwóch wzajemnie od siebie niezależnych czwórników reprezentujących tor wzmocnienia i tor sprzężenia zwrotnego (rys.11.1).



Rys.11.1 Wzmacniacz z zamkniętą (a) i otwartą (b) pętlą sprzężenia zwrotnego

Wzmocnienie układu bez sprzężenia zwrotnego jest równe

$$k = \frac{S_2}{S_1} \quad (11.1)$$

zaś funkcja przenoszenia toru sprzężenia zwrotnego jest określona przez

$$\beta = \frac{S_{1\beta}}{S_{2\beta}} \quad (11.2)$$

Ponieważ na wyjściu wzmacniacza

$$S_{2f} = S_2 = S_{2\beta} \quad (11.3)$$

oraz w węźle sumacyjnym

$$S_{1f} - S_{1\beta} = S_1 \quad (11.4)$$

zatem na podstawie równań (11.1–11.4) wzmocnienie układu ze sprzężeniem zwrotnym wynosi

$$k_f = \frac{S_{2f}}{S_{1f}} = \frac{k}{1 + \beta k} \quad (11.5)$$

Wielkość $T = k\beta$ nosi nazwę *stosunku zwrotnego* i określa wzmocnienie układu z otwartą pętlą sprzężenia zwrotnego (rys.11.1b).

Na podstawie rys.11.1b otrzymujemy

$$\begin{aligned} S_2 &= S_1 k = S_{2\beta} \\ S_{1\beta} &= \beta S_{2\beta} \end{aligned} \quad (11.6)$$

Stąd

$$T = \frac{S_{1\beta}}{S_1} = k\beta \quad (11.7)$$

Wielkość $F = 1 + T = 1 + k\beta$ nosi nazwę *różnicy zwrotnej* lub *współczynnika sprzężenia zwrotnego* i jest miarą wielkości sprzężenia zwrotnego jakim objęty jest wzmacniacz k .

Gdy $|k_f| < |k| \rightarrow |1 + \beta k| > 1$, to sprzężenie zwrotne jest ujemne (USZ).

Gdy $|k_f| > |k| \rightarrow |1 + \beta k| < 1$, to sprzężenie zwrotne jest dodatnie (DSZ).

Jeżeli współczynnik sprzężenia zwrotnego jest rzeczywisty, to *sprzężenie zwrotne jest czysto ujemne bądź czysto dodatnie*, co oznacza, że sygnał zwrotny $S_{1\beta}$ jest w przeciwfazie lub w fazie z sygnałem wejściowym.

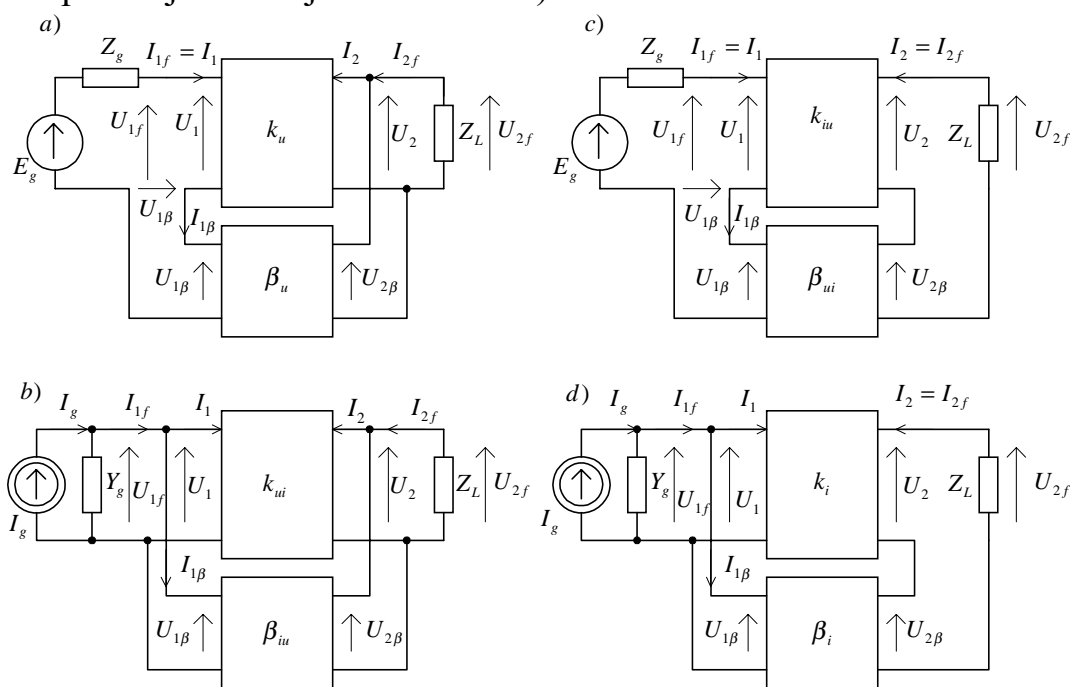
Rodzaj i właściwości zastosowanego sprzężenia zwrotnego są zależne od sposobu pobierania sygnału zwrotnego z wyjścia układu oraz sposobu wprowadzania go na wejście. Dokonując podziału ze względu na sposób pobierania sygnału zwrotnego z wyjścia wzmacniacza możemy wyróżnić:

- *sprzężenie zwrotne napięciowe*, w którym sygnał zwrotny jest proporcjonalny do napięcia wyjściowego (gdy napięcie wyjściowe $U_{2f} = 0$, to sygnał zwrotny $U_{2\beta} = 0$),

- *sprężenie zwrotne prądowe*, w którym sygnał zwrotny jest proporcjonalny do prądu wyjściowego (gdy prąd wyjściowy $I_{2f} = 0$, to sygnał zwrotny $I_{2\beta} = 0$).

Dokonując z kolei podziału ze względu na sposób wprowadzania sygnału przez czwórnik sprzężenia zwrotnego na wejście wzmacniacza możemy wyróżnić:

- *sprężenie zwrotne szeregowe*, w którym sygnał zwrotny jest wprowadzany w szereg z wejściem. Oddziałuje on na układ, gdy generator sygnału ma charakter napięciowy (tzn. sprzężenie zwrotne zanika, gdy impedancja źródła jest nieskończenie wielka),
- *sprężenie zwrotne równoległe*, w którym sygnał zwrotny jest wprowadzany równoległe z wejściem. Oddziałuje on na układ, gdy generator ma charakter prądowy (tzn. sprzężenie zwrotne zanika, gdy impedancja źródła jest równa zero).



Rys.11.2 Podstawowe układy sprzężenia zwrotnego:

- a) napięciowe - szeregowe, b) napięciowe - równoległe,
c) prądowe - szeregowe, d) prądowe - równoległe

Z omówionych kombinacji połączenia czwórników k i β na wejściu i wyjściu wynikają cztery podstawowe układy sprzężenia zwrotnego:

- *napięciowe - szeregowe* (rys.11.2a),
- *napięciowe - równoległe* (rys.11.2b),
- *prądowe - szeregowe* (rys.11.2c),
- *prądowe - równoległe* (rys.11.2d).

Transmitancje k i β mają różną postać dla różnych rodzajów sprzężenia, zależnie od tego jakie sygnały są rozważane na wejściu i na wyjściu układu.

I tak, zgodnie z oznaczeniami na rys.11.2, otrzymujemy dla sprzężenia napięciowego - szeregowego

$$k = \frac{U_2}{U_1} = k_u, \quad \beta = \frac{U_{1\beta}}{U_2} = \frac{U_{1\beta}}{U_{2f}} = \beta_u \quad (11.8)$$

dla sprzężenia napięciowego - równoległego

$$k = \frac{U_{2f}}{I_1} = r_m = k_{ui}, \quad \beta = \frac{I_{1\beta}}{U_{2\beta}} = \beta_{iu} \quad (11.9)$$

dla sprzężenia prądowego - szeregowego

$$k = \frac{I_{2f}}{U_1} = g_m = k_{iu}, \quad \beta = \frac{U_{1\beta}}{I_{2f}} = \beta_{ui} \quad (11.10)$$

dla sprzężenia prądowego - równoległego

$$k = \frac{I_{2f}}{I_1} = k_i, \quad \beta = \frac{I_{1\beta}}{I_{2f}} = \beta_i \quad (11.11)$$

11.3. WPŁYW SPRZĘŻENIA ZWROTNEGO NA WŁAŚCIWOŚCI WZMACNIACZY

1.3.1. Wpływ sprzężenia zwrotnego na wrażliwość wzmocnienia

Wrażliwość jest miarą zależności dowolnego parametru roboczego układu (np. wzmocnienia) od wartości innego parametru (np. współczynnika β_0 tranzystora zastosowanego we wzmacniaczu), czyli określa stopień stałości danego parametru roboczego.

Zakładając, że wzmocnienie jest wielkością rzeczywistą (rozważając np. zakres średnich częstotliwości) wrażliwości wzmocnienia w układzie bez i ze sprzężeniem zwrotnym względem tego samego parametru p_i wynoszą

$$S_{p_i}^k = \frac{\frac{\partial k}{\partial p_i}}{k}; \quad S_{p_i}^{k_f} = \frac{\frac{\partial k_f}{\partial p_i}}{k_f} \quad (11.12)$$

Z zależności (11.5) wynika

$$dk_f = \frac{dk}{(1 + \beta k)^2} \quad (11.13)$$

$$\frac{dk_f}{k_f} = \frac{1}{1 + \beta k} \frac{dk}{k} \quad (11.14)$$

Z zależności (11.12) i (11.14) otrzymujemy

$$S_{p_i}^{k_f} = \frac{S_{p_i}^k}{1 + \beta k}$$

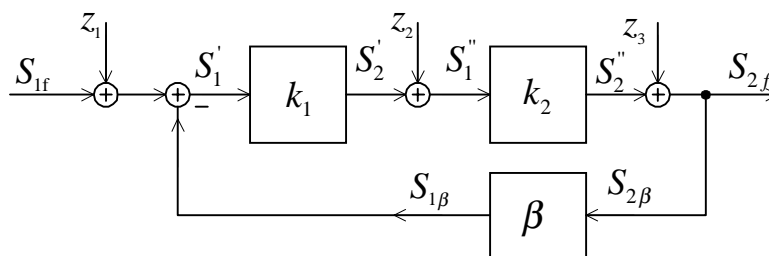
W przypadku sprzężenia czysto ujemnego czułość wzmocnienia ulega redukcji, podobnie jak samo wzmocnienie. W granicznym przypadku silnego ujemnego sprzężenia zwrotnego ($k\beta \gg 1$) z zależności (11.5) otrzymuje się wprost

$$k_f = \frac{1}{\beta} \quad (11.15)$$

tzn. wzmocnienie staje się niezależne od aktywnych elementów użytych w torze wzmacniającym i jego stałość, przy zastosowaniu biernych obwodów sprzężenia zwrotnego, może być bardzo duża.

11.3.2. Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na zniekształcenia nieliniowe, zakłócenia i szumy

Rozpatrzmy przykładowo wzmacniacz przedstawiony na rys.11.3, w którym zaznaczono sygnały powstałe na skutek nieliniowości, zakłóceń bądź szumów.



Rys.11.3 Wzmacniacz ze sprzężeniem zwrotnym z uwzględnieniem wpływu sygnałów szkodliwych

Sygnały szkodliwe zaznaczono w następujących miejscach ich powstawania:

z_1 - na wejściu wzmacniacza,

z_2 - wewnątrz pętli sprzężenia zwrotnego,

z_3 - na wyjściu wzmacniacza, w miejscu gdzie pobierany jest sygnał przez pętlę USZ.

Współczynnik sprzężenia zwrotnego jest jednakowy dla wszystkich punktów wewnątrz pętli sprzężenia i równy $1 + k_1 k_2 \beta$, natomiast wzmocnienia w układzie z otwartą pętlą są różne i wynoszą odpowiednio $k_1 k_2$ dla sygnałów S_{1f} i z_1 , k_2 - dla sygnału z_2 oraz 1 dla sygnału z_3 .

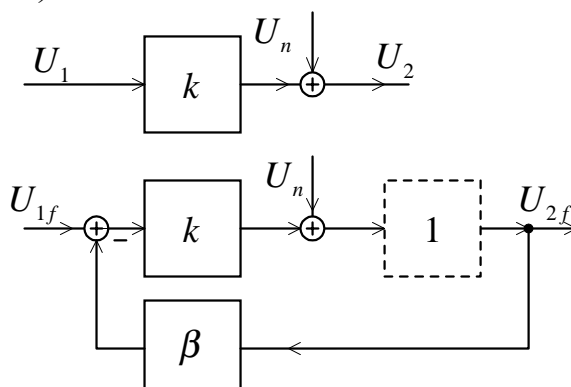
Tak więc sygnał wyjściowy jest równy

$$S_{2f} = (S_{1f} + z_1) \frac{k_1 k_2}{1 + k_1 k_2 \beta} + z_2 \frac{k_2}{1 + k_1 k_2 \beta} + z_3 \frac{1}{1 + k_1 k_2 \beta} \quad (11.16)$$

Udział sygnałów szkodliwych z_2 i z_3 na wyjściu układu jest zredukowany w stosunku równym odpowiednio k_1 i $k_1 k_2$. Wpływ sygnałów szkodliwych powstałych wewnątrz pętli sprzężenia zwrotnego jest zmniejszony i to tym bardziej, im bliżej wyjścia one powstają. Zakłócenia i szumy z_1 powstałe na wejściu układu są redukowane w tym samym stosunku co sygnał użyteczny S_{1f} , zatem ujemne sprzężenie zwrotne nie poprawia stosunku sygnału do szumu.

Zależność (11.16) jest słuszna także dla poszczególnych harmonicznych powstałych na wyjściu wskutek nieliniowości ostatniego stopnia.

Rozpatrując dwa wzmacniacze o tym samym wzmocnieniu k , przy czym jeden z nich jest objęty pętlą sprzężenia zwrotnego β , to przy tych samych amplitudach napięć na wyjściach obydwu wzmacniaczy (sygnały wejściowe różnią się $U_1 < U_{1f}$) otrzymujemy mniejsze zniekształcenia nieliniowe w układzie z ujemnym sprzężeniem zwrotnym (rys.11.4).



Rys.11.4. Zniekształcenia nieliniowe we wzmacniaczach bez i z ujemnym sprzężeniem zwrotnym

Zakładając dla uproszczenia, że w wyniku nieliniowości wzmacniacza na jego wyjściu generowane są harmoniczne sygnały, o podobnym charakterze do rozpatrywanych wcześniej sygnałów zakłócających, dla układu bez sprzężenia zwrotnego otrzymujemy

$$U_2 = kU_1 + U_n \quad (11.17)$$

zaś dla układu z ujemnym sprzężeniem zwrotnym

$$U_{2f} = U_{1f} \frac{k}{1 + k\beta} + U_n \frac{1}{1 + k\beta} \quad (11.18)$$

Stąd

$$U_{nf} = U_n \frac{1}{1 + k\beta} \quad (11.19)$$

Zawartość harmoniczných h układu bez sprzężenia zwrotnego i h_f - ze sprzężeniem zwrotnym są związane zależnością

$$h_f = h \frac{1}{1 + k\beta} \quad (11.20)$$

Ujemne sprzężenie zwrotne powoduje zatem linearyzację odpowiedniej charakterystyki roboczej wzmacniacza.

Może się jednak zdarzyć, że dla częstotliwości rozpatrywanej harmonicznój sprzężenie zwrotne jest dodatnie (np. wskutek dodatkowych przesunień fazowych w pętli sprzężenia) i wtedy zawartość tej harmonicznój ulegnie zwiększeniu.

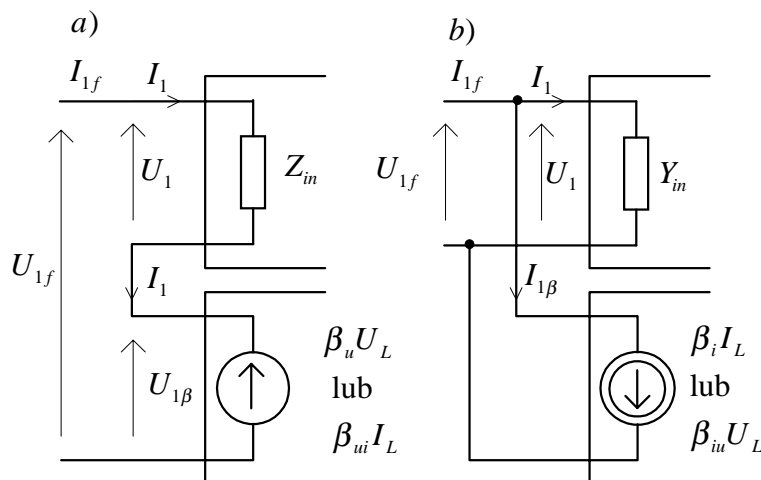
11.3.3. Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na impedancję wejściową wzmacniacza.

Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na impedancję wejściową zależy od rodzaju zastosowanego sprzężenia zwrotnego. Ujemne sprzężenie szeregowe (tj. napięciowe - szeregowe z rys.11.2a i prądowe - szeregowe z rys.11.2c) zwiększa impedancję wejściową, zaś ujemne sprzężenie równoległe (tj. napięciowe - równoległe z rys.11.2b i prądowe - równoległe z rys.11.2d) zwiększa admitancję wejściową układu. Na rys.11.5 przedstawiono obwody wejściowe wymienionych układów.

Dla obwodu wejściowego ze sprzężeniem zwrotnym szeregowym otrzymujemy

$$Z_{inf} = \frac{U_{1f}}{I_{1f}} = \frac{U_1 + U_{1\beta}}{I_1} = \frac{U_1}{I_1} \left(1 + \frac{U_{1\beta}}{U_1} \right) \quad (11.21)$$

Stosunek $U_{1\beta} / U_1$ jest wzmocnieniem otwartej pętli sprzężenia zwrotnego i może być wyznaczony jako $k_u \beta_u$ lub $k_i \beta_i$.



Rys.11.5 Obwód wejściowy układu ze sprzężeniem zwrotnym: a) szeregowym, b) równoległym

Zatem impedancja wejściowa układu z ujemnym sprzężeniem szeregowym określona jest zależnością

$$Z_{inf} = Z_{in}(1 + k_u \beta_u) = Z_{in}(1 + k_{iu} \beta_{ui}) \quad (11.22)$$

gdzie $Z_{in} = U_1 / I_1$ jest impedancją wzmacniacza bez sprzężenia zwrotnego.

Jak wynika z zależności (11.22), ujemne sprzężenie szeregowe zwiększa impedancję wejściową.

Dla obwodu wejściowego ze sprzężeniem zwrotnym równoległym (rys.11.5b) otrzymujemy

$$\begin{aligned} Y_{inf} &= \frac{1}{Z_{inf}} = \frac{I_{1f}}{U_{1f}} = \frac{I_1 + I_{1\beta}}{U_1} = \frac{I_1}{U_1} \left(1 + \frac{I_{1\beta}}{I_1} \right) = \\ &= Y_{in}(1 + k_i \beta_i) = Y_{in}(1 + k_{iu} \beta_{iu}) \end{aligned} \quad (11.23)$$

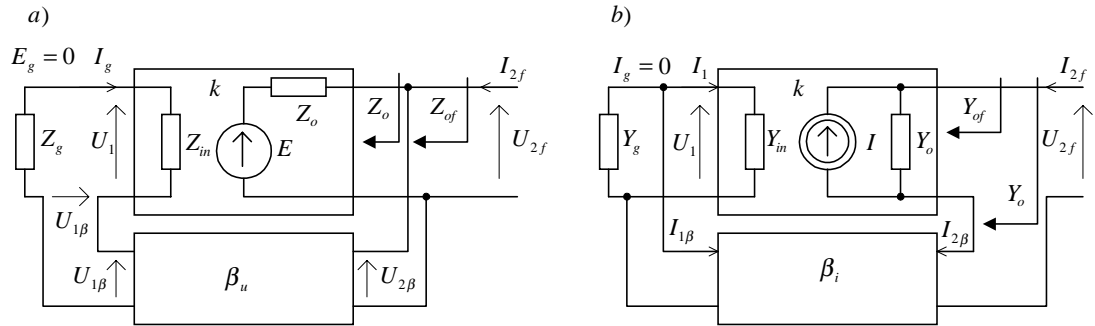
Zatem ujemne sprzężenie równoległe zwiększa admityncję wejściową wzmacniacza.

11.3.4. Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na impedancję wyjściową wzmacniacza.

Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na impedancję wyjściową zależy również od rodzaju zastosowanego sprzężenia.

Na rys.11.6a przedstawiono obwód do wyznaczania impedancji

wyjściowej układu ze sprzężeniem zwrotnym napięciowym - szeregowym.



Rys.11.6. Obwody do wyznaczania: impedancji (a) i admitancji (b) wyjściowej

Blok wzmacniacza k od strony wyjścia reprezentuje, zgodnie z zasadą Thevenina, sterowane źródło napięciowe E o impedancji wewnętrznej Z_o , przy czym

$$E = k_{u0} U_1 \quad (11.24)$$

gdzie: k_{u0} - wzmacnienie napięciowe przy rozwartym wyjściu ($Z_L = \infty$).

$$I_{2f} = \frac{U_{2f} - E}{Z_o} = \frac{U_{2f} - k_{u0} U_1}{Z_o} \quad (11.25)$$

Impedancję wyjściową wyznaczymy przy $E_g = 0$, zatem

$$U_1 = -U_{1\beta} \frac{Z_{in}}{Z_g + Z_{in}} = -\beta_u U_{2f} \frac{Z_{in}}{Z_g + Z_{in}} \quad (11.26)$$

Podstawiając (11.26) do (11.25) otrzymujemy

$$Z_{of} = -\frac{U_{2f}}{I_{2f}} = \frac{Z_o}{1 + \beta_u k_{us0}} \quad (11.27)$$

gdzie: $k_{us0} = k_{u0} \frac{Z_{in}}{Z_g + Z_{in}}$ jest skutecznym wzmacnieniem napięciowym

wzmacniacza bez sprzężenia zwrotnego.

Jak wynika z zależności (11.27), ujemne sprzężenie zwrotne napięciowe (rys.11.2a i b) zmniejsza impedancję wyjściową wzmacniacza. Przeciwdziała ono zmianom napięcia wyjściowego czyli nadaje układowi cechy źródła napięciowego (działa stabilizująco na poziom napięcia wyjściowego).

Na rys.11.6b przedstawiono obwód do wyznaczania admitancji wyjściowej wzmacniacza z ujemnym sprzężeniem zwrotnym prądowym równoległym. Stanowi on układ dualny do układu z rys 11.6a.

Wzmacniacz od strony wyjścia reprezentuje, zgodnie z zasadą Nortona, sterowane źródło prądowe I o admitancji wewnętrznej Y_o , przy czym

$$I = k_{iz} I_1 \quad (11.28)$$

gdzie: k_{iz} - wzmacnienie prądowe przy zwartym wyjściu ($Z_L = 0$).

Stosując podobne rozważania jak dla sprzężenia napięciowego otrzymujemy wyrażenie określające admitancję wyjściową Y_{of} wzmacniacza z USZ prądowym

$$Y_{of} = \frac{Y_o}{1 + \beta_i k_{isz}} = \frac{1}{Z_{of}} \quad (11.29)$$

gdzie $k_{isz} = k_{is} \frac{Y_{in}}{Y_g + Y_{in}}$ jest skutecznym wzmacnieniem prądowym bez

sprzężenia zwrotnego.

Na podstawie zależności (11.29) możemy stwierdzić, że ujemne sprzężenie zwrotne prądowe (rys.11.2c i d) zwiększa impedancję wyjściową wzmacniacza. Sprzężenie to przeciwdziała zmianom prądu wyjściowego, czyli nadaje układowi cechy źródła prądowego (działa stabilizująco na poziom prądu wyjściowego).

11.4. WPŁYW UJEMNEGO SPRZĘŻENIA ZWROTNEGO NA CHARAKTERYSTYKI CZĘSTOTLIWOŚCIOWE WZMACNIACZY

Zgodnie z zależnością (11.5) charakterystyki częstotliwościowe układu ze sprzężeniem zwrotnym mogą być kształtowane przez odpowiedni dobór wielkości i zależności częstotliwościowych $k(j\omega)$ i $\beta(j\omega)$.

Rozpatrzmy pojedynczy stopień wzmacniacza o transmitancji

$$k(j\omega) = - \frac{k_0}{\left(1 + \frac{\omega_d}{j\omega}\right) \left(1 + \frac{j\omega}{\omega_g}\right)} \quad (11.30)$$

objęty pętlą rzeczywistego sprzężenia zwrotnego o transmitancji

$$\beta = -\beta_0 \quad (11.31)$$

gdzie ω_d, ω_g odpowiednio dolna i górna częstotliwość graniczna wzmacniacza.

Dla dużych częstotliwości, gdy $\omega \gg \omega_d$

$$k_w(j\omega) \approx -\frac{k_0}{1 + \frac{j\omega}{\omega_g}} \quad (11.32)$$

Na podstawie zależności (11.5, 11.31, 11.32) możemy wyznaczyć wzmacnienie wzmacniacza z ujemnym sprzężeniem zwrotnym dla dużych częstotliwości

$$k_{wf}(j\omega) = \frac{-\frac{k_0}{1 + \frac{j\omega}{\omega_g}}}{1 + \frac{\beta_0 k_0}{1 + \frac{j\omega}{\omega_g}}} = -\frac{k_0}{1 + \beta_0 k_0} \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{\omega_g(1 + \beta_0 k_0)}} \quad (11.33)$$

Transmitancja $k_{wf}(j\omega)$ ma również postać jednobiegunowej funkcji dolnoprzepustowej

$$k_{wf}(j\omega) = \frac{-k_{0f}}{1 + \frac{j\omega}{\omega_{gf}}} \quad (11.34)$$

przy czym

$$k_{0f} = \frac{k_0}{1 + \beta_0 k_0} \quad (11.35)$$

$$\omega_{gf} = \omega_g(1 + \beta_0 k_0) = \omega_g \frac{k_0}{k_{0f}} \quad (11.36)$$

Ujemne sprzężenia zwrotne powoduje zwiększenie górnej częstotliwości granicznej tyle razy, ile razy zmniejsza się wzmacnienie w zakresie średnich częstotliwości.

Iloczyn modułu wzmacnienia dla średnich częstotliwości i górnej częstotliwości granicznej nazywamy *polem wzmacnienia GB* (ang. *gain-bandwidth product*) jest stały

$$GB = k_0 \omega_g = k_{0f} \omega_{gf} = const \quad (11.37)$$

Jak widać, skutek zastosowania ujemnego sprzężenia zwrotnego nastąpiła „wymiana” wzmacnienia i pasma, przy czym pole wzmacnienia i kształt charakterystyki pozostały bez zmian.

Podobnie dla małych częstotliwości, gdy $\omega \ll \omega_d$

$$k_n(j\omega) = -\frac{k_0}{1 + \frac{\omega_d}{j\omega}} \quad (11.38)$$

Z zależności (11.5, 11.31, 11.38) otrzymujemy

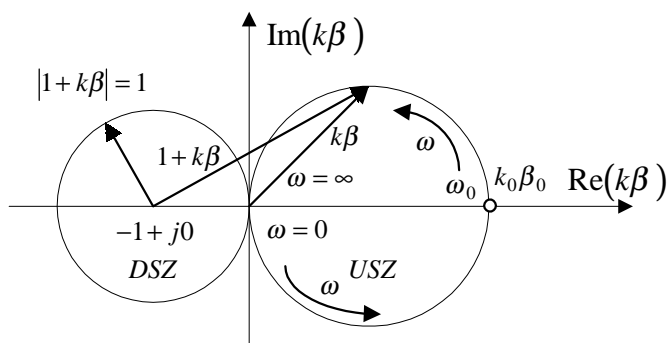
$$k_{nf}(j\omega) = -\frac{k_{0f}}{1 + \frac{\omega_{df}}{j\omega}} \quad (11.39)$$

przy czym

$$\omega_{df} = \frac{\omega_d}{1 + \beta_0 k_0} = \frac{k_{0f}}{k_0} \omega_d \quad (11.40)$$

Pasmo wzmacniacza od strony małych częstotliwości rozszerza się proporcjonalnie do redukcji wzmocnienia.

Na rys.11.7 przedstawiono wykres biegunowy wzmocnienia pętli $k\beta$ i współczynnika sprzężenia $1+k\beta$ w funkcji częstotliwości dla rozpatrywanego przypadku.



Rys.11.7. Wykres biegunowy wzmocnienia pętli wzmacniacza pasmowo przepustowego z rzeczywistym USZ

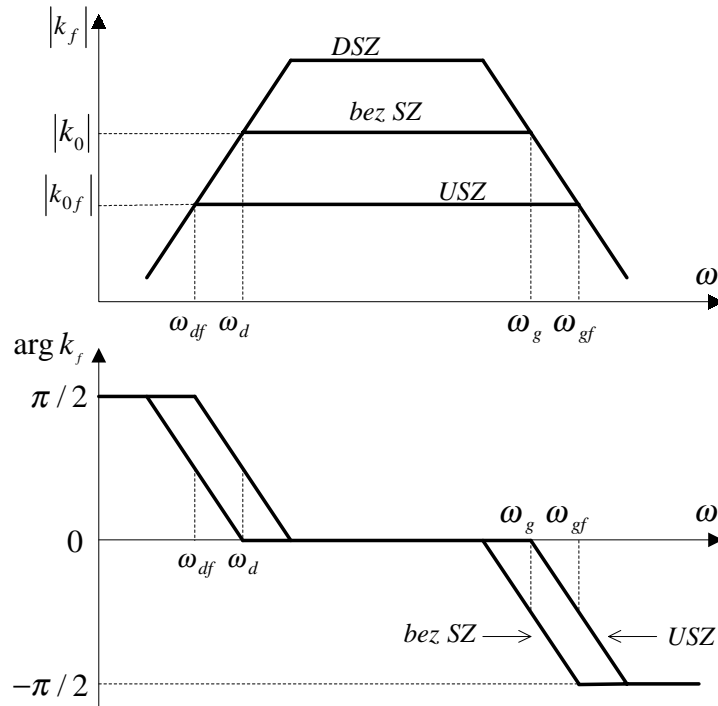
Koło o promieniu jednostkowym $|1+k\beta|=1$ reprezentuje miejsce geometryczne końców wektorów odpowiadających stałemu modułowi $|k_f/k|=1$. Obszar wewnątrz tego koła odpowiada dodatniemu, zaś na zewnątrz - ujemnemu sprzężeniu zwrotnemu. Wykres biegunowy $k\beta$ pokrywa się w tym przypadku z wykresem biegunowym funkcji k w odpowiedniej skali i jest kołem leżącym w całości po prawej stronie osi rzędnych $\text{Im}(k\beta)$.

Wykres ten nie przecina koła jednostkowego $|1+k\beta|=1$, zatem sprzężenie zwrotne jest ujemne w całym zakresie częstotliwości $0 \rightarrow \infty$.

Na rys.11.8 przedstawiono aproksymowane, częstotliwościowe charakterystyki Bodego układu bez i ze sprzężeniem zwrotnym dla rozpatrywanego przypadku.

Jak widać z rys.11.8, charakterystyka wzmocnienia układu z ujemnym sprzężeniem zwrotnym leży całkowicie „wewnątrz” charakterystyki układu bez sprzężenia.

Należy również podkreślić, że przy dodatnim sprzężeniu zwrotnym kosztem wzrostu wzmocnienia w zakresie średnich częstotliwości następuje zawężenie pasma wzmacniacza.



Rys.11.8. Częstotliwościowe charakterystyki Bodego układu bez i ze sprzężeniem zwrotnym.

Tytułem przykładu możliwości kształtowania charakterystyk częstotliwościowych za pomocą ujemnego sprzężenia zwrotnego rozpatrzmy przypadek 2-stopniowego wzmacniacza o dolnoprzepustowej transmitancji 2-go rzędu

$$k = \frac{k_0}{\left(1 + j \frac{\omega}{\omega_1}\right) \left(1 + j \frac{\omega}{\omega_2}\right)} \quad (11.41)$$

objętego pętlą sprzężenia zwrotnego

$$\beta = \beta_0 \quad (11.42)$$

Transmitancję wzmacniacza z USZ określa zależność

$$k_f(j\omega) = \frac{k_{0f}}{1 + \frac{j\omega}{1 + \beta_0 k_0} \left(\frac{1}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_2} \right) + \frac{(j\omega)^2}{\omega_1 \omega_2 (1 + \beta_0 k_0)}} \quad (11.43)$$

Transmitancję $k_f(j\omega)$ 2-go rzędu najczęściej zapisujemy w postaci

znormalizowanej

$$k_f(j\omega) = \frac{k_{f0}}{1 + \frac{j\omega}{Q\omega_0} + \frac{(j\omega)^2}{\omega_0^2}} \quad (11.44)$$

o parametrach

$$\omega_0^2 = \omega_1\omega_2(1 + \beta_0k_0), \quad Q = \frac{\omega_0}{\omega_1 + \omega_2} \quad (11.45)$$

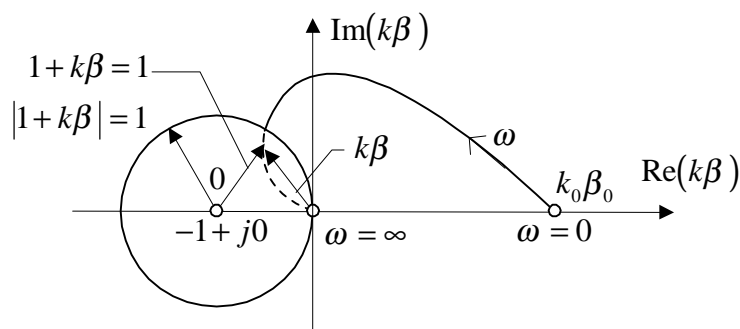
Bieguny transmitancji (11.44) określone są wzorem

$$p_{1,2} = -\frac{\omega_0}{2Q} \pm \frac{\omega_0}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{Q^2} - 4\right)} \quad (11.46)$$

Ujemne sprzężenie zwrotne pozwala na kontrolowaną zmianę położenia biegunów funkcji wzmocnienia, tzn. kształtu charakterystyk częstotliwościowych układu. Chociaż bieguny funkcji $k(j\omega)$ (wzór 11.41) są rzeczywiste, to bieguny funkcji $k_f(j\omega)$ (wzór 11.44) mogą być zespolone, sprzężone. Bieguny stają się zespolone przy dostatecznie silnym sprzężeniu, gdy jest spełniony warunek

$$Q > 0,5 \text{ czyli } 1 + \beta_0k_0 > \frac{(\omega_1 + \omega_2)^2}{4\omega_1\omega_2} \quad (11.47)$$

Na rys.11.9 przedstawiono szkicowo wykres biegunowy wzmocnienia pętli $k\beta$ i współczynnika sprzężenia $1 + k\beta$ w funkcji częstotliwości dla rozpatrywanego przypadku.

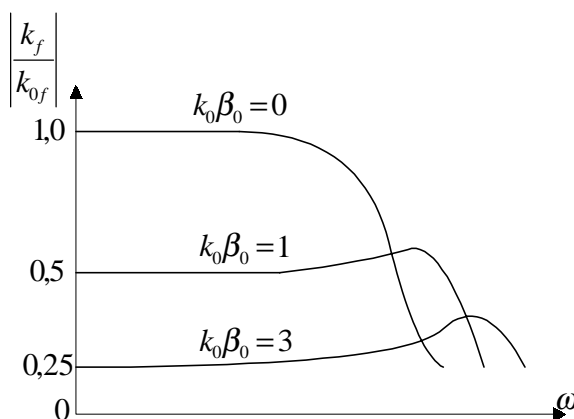


Rys.11.9. Wykres biegunowy wzmocnienia pętli $k\beta$ układu 2-biegunowego

Ponieważ wykres biegunowy wzmocnienia pętli $k\beta$ przecina koło jednostkowe $|1 + k\beta| = 1$ (gdy $\omega \rightarrow \infty$, to przesunięcie fazy funkcji $k\beta$ wynosi 180°), zatem w zakresie częstotliwości przedstawionym na rys.11.9 (linia przerywana) sprzężenie zwrotne jest dodatnie. W tym

zakresie $|k_f| > |k|$, zaś charakterystyka częstotliwościowa może nawet wykazywać maksimum.

Na rys.11.10 przedstawiono przykładowe charakterystyki amplitudowe wzmacniacza z 2-biegunową funkcją wzmocnienia dla różnych wartości stosunku zwrotnego.



Rys.11.10. Wpływ ujemnego sprzężenia zwrotnego na charakterystyki wzmacniacza 2-biegunowego

11.5. STABILNOŚĆ UKŁADÓW ZE SPRZĘŻENIEM ZWROTNYM

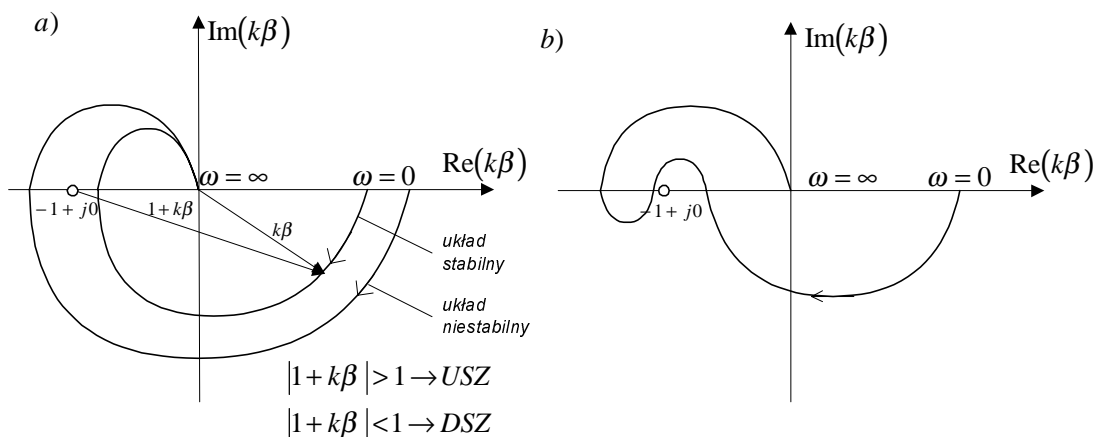
Zgodnie z zależnością (11.5) w zakresie częstotliwości, w którym $|1 + k\beta| < 1$ sprzężenie zwrotne staje się dodatnie, zaś $k\beta = -1$ układ staje się niestabilny. Niebezpieczeństwo niestabilności występuje w układach, w których graniczna wartość przesunięcia fazy w pętli sprzężenia zwrotnego jest większa od 180° , zaś stosunek zwrotny jest dostatecznie duży. Dla dokonania analizy warunku stabilności można zastosować wiele kryteriów analitycznych bądź graficznych.

Nie wdając się w głębsze rozważania nad tymi metodami przypomnimy kryteria graficzne Nyquista i Bodego, oparte na analizie zespolonej wielkości wzmocnienia pętli sprzężenia zwrotnego (stosunku zwrotnego) $T(j\omega) = k\beta$

a) kryterium Nyquista

Układ ze sprzężeniem zwrotnym jest bezwzględnie stabilny, jeśli przy zmianie częstotliwości od 0 do ∞ promień $k\beta$ ani razu nie okrąży punktu $-1 + j0$. W przeciwnym przypadku układ jest niestabilny.

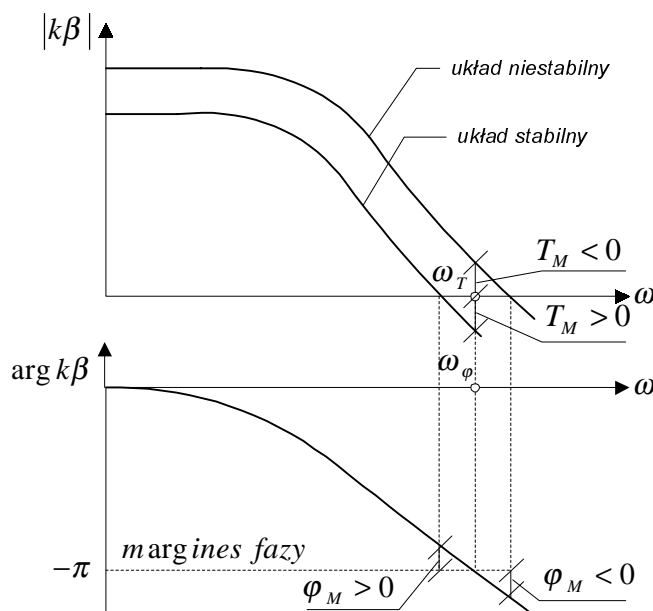
Układ warunkowo stabilny spełnia w danym przypadku warunek stabilności Nyquista, ale nie może być uznany za stabilny, gdyż jeśli stosunek zwrotny $k\beta$ zmaleje, np. wskutek zmniejszenia wzmocnienia, to może stać się niestabilny.



Rys.11.11. Wykres Nyquista: a) układu stabilnego i niestabilnego, b) układu warunkowo stabilnego

b) kryterium Bodego

Warunek stabilności można sprawdzić korzystając z charakterystyk częstotliwościowych wzmocnienia otwartej pętli $T(j\omega) = k\beta$. W tym celu należy sprawdzić, czy dla pulsacji $\omega = \omega_\phi$, przy której $\arg T(j\omega_\phi) = -\pi$ moduł $|T(j\omega_\phi)|$ jest większy (układ niestabilny), czy też mniejszy (układ stabilny) od jedności (0 dB) (rys.11.12).



Rys.11.12. Określenie marginesów stabilności dla charakterystyk częstotliwościowych układu

Sprawdzenie stabilności może być również dokonane przez stwierdzenie, czy dla pulsacji $\omega = \omega_T$, przy której $|T(j\omega_T)| = 1$ (0dB), wartość fazy $|\arg T(j\omega_T)| < \pi$ (układ stabilny), czy też $|\arg T(j\omega_T)| > \pi$

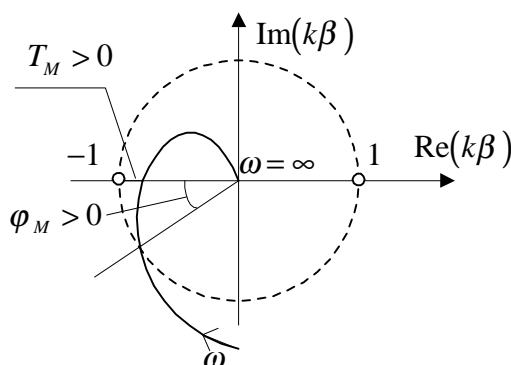
(układ niestabilny) (rys.11.12).

Miarą stabilności mogą być marginesy stabilności modułu T_M i φ_M . Margines wzmocnienia T_M określa w mierze decybelowej wielkość dodatkowego wzmocnienia jakie jest potrzebne przy $\omega = \omega_\varphi$ (wtedy $\arg T(j\omega_\varphi) = -\pi$) do utraty stabilności. Podobnie margines fazy φ_M określa przy $\omega = \omega_T$ (wtedy $|T(j\omega_T)| = 1$) wielkość dodatkowego przesunięcia fazowego potrzebnego do utraty stabilności przez układ (rys.11.12)

$$\begin{aligned} T_M [dB] &= -20 \log |T(j\omega_\varphi)| \\ \varphi_M &= \pi + \arg T(j\omega_T) \end{aligned} \quad (11.48)$$

W układzie stabilnym $T_M > 0$ i $\varphi_M > 0$.

Na rys.11.13 określono marginesy stabilności na wykresie Nyquista.



Rys.11.13. Określenie marginesów stabilności na wykresie Nyquista

Praktycznie układ wzmacniacza o dobrej stabilności wymaga następujących marginesów:

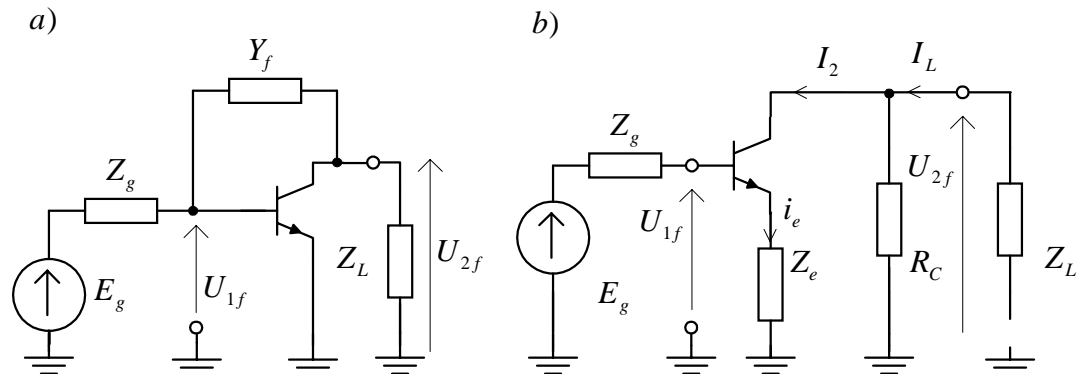
$$\begin{aligned} T_M &= 2 - 3 \text{ dB} \quad i \quad \varphi_M = 10^\circ - 30^\circ && \text{na każdy stopień wzmacniacza,} \\ T_M &\approx 10 \text{ dB} \quad i \quad \varphi_M \approx 50^\circ && \text{dla całego wzmacniacza.} \end{aligned}$$

11.6. PRZYKŁADY WZMACNIACZY Z UJEMNYM SPRZĘŻENIEM ZWROTNYM

Praktyczna realizacja podstawowych rodzajów ujemnego sprzężenia zwrotnego zostanie przedstawiona na przykładzie jednostopniowych i wielostopniowych wzmacniaczy z tranzystorami bipolarnymi, przy wykorzystaniu uproszczonych schematów ideowych (tylko dla składowej zmiennej) tych wzmacniaczy.

Na rys.11.14 przedstawiono przykłady realizacji ujemnego sprzężenia zwrotnego we wzmacniaczach jednostopniowych:

1. USZ napięciowe - równoległe (rys.11.14a),
2. USZ prądowy - równoległe, nazywane sprzężeniem emiterowym (rys.11.14b)



Rys.11.14. Wzmacniacze w konfiguracji OE z USZ:

a) napięciowym - równoległym, b) prądowym - szeregowym

Transmitancje obwodów sprzężenia zwrotnego wyrażają się wzorami:

- w układzie z USZ napięciowym - równoległym (rys.11.14a)

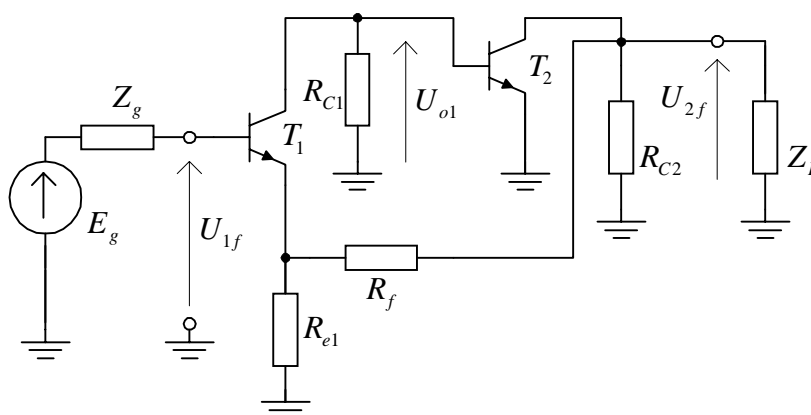
$$\beta_{iu} = -Y_f \quad \beta_u = -Y_f Z_g \quad \beta_i = Y_f Z_L \quad (11.49)$$

- w układzie z USZ prądowym - szeregowym (rys.11.14b)

$$\beta_{ui} = -Z_e \quad \beta_u = -\frac{Z_e}{Z_{Lt}} \quad \beta_i = -\frac{Z_e}{Z_g} \quad (11.50)$$

przy czym $Z_{Lt} = R_C \parallel Z_L$, a transmitancje tego układu są obliczane w stosunku do prądu I_2 .

Na rys.11.15 przedstawiono uproszczony schemat ideowy dla składowej zmiennej dwustopniowego wzmacniacza z USZ napięciowym - szeregowym.



Rys.11.15. Wzmacniacz w konfiguracji OE z USZ napięciowym - szeregowym

W układzie tym występuje podwójna pętla sprzężenia zwrotnego:

lokalnego emiterowego - rezystancja R_{e1} (o transmitancji zwrotnej β_{u1}) oraz dwustopniowego - rezystancje R_{e1}, R_f (o transmitancji zwrotnej β_u). Ponieważ wzmacniacz dwustopniowy nie odwraca fazy sygnału (napięcia U_{1f} i U_{2f} są w fazie), dlatego dla realizacji dwustopniowego USZ sygnał z wyjścia jest podawany przez rezystor R_f na emiter tranzystora T_1 .

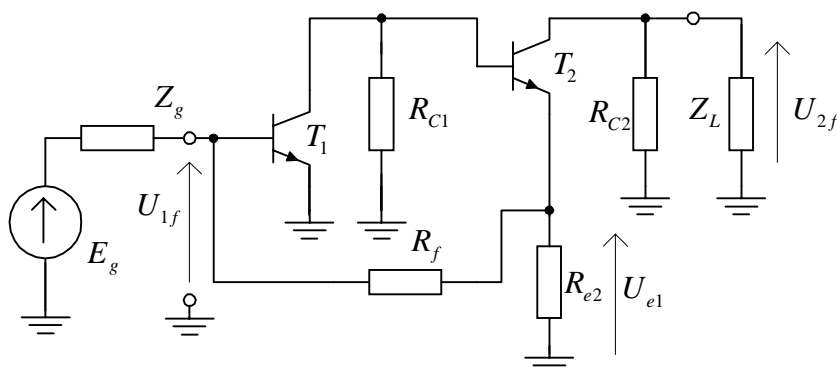
Napięciowe transmitancje zwrotne w układzie wynoszą

$$\beta_{u1} = \frac{U_{e1}}{U_{o1}} \cong \frac{R_{e1}}{R_{Lt1}}; \quad \beta_u = \frac{U_{e1}}{U_{2f}} = \frac{R_{e1}}{R_{e1} + R_f} \quad (11.51)$$

przy czym: $R_{Lt1} = R_{C1} \parallel R_{inT2}$.

Na rys.11.16 przedstawiono schemat ideowy dwustopniowego wzmacniacza z USZ prądowym - równoległym.

W układzie tym również występuje podwójna pętla USZ: lokalnego emiterowego - rezystancja R_{e2} (o transmitancji zwrotnej β_{u2}) oraz dwustopniowego - rezystancje R_{e2}, R_f (o transmitancji zwrotnej β_u).



Rys.11.16. Wzmacniacz dwustopniowy z USZ prądowym - równoległym

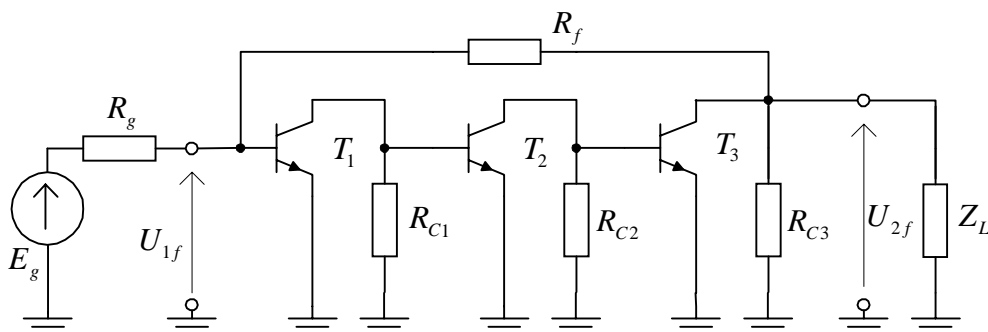
Transmitancje zwrotne w układzie wynoszą

$$\beta_{u2} = -\frac{R_{e2}}{Z_{Lt2}}, \quad \text{gdzie } Z_{Lt2} = R_{C2} \parallel Z_L \quad (11.52)$$

$$\beta_u = \frac{R_{e2}}{R_{e2} + R_f} \frac{Z_g}{Z_{Lt2}}, \quad \beta_i = \frac{R_{e2}}{R_{e2} + R_f} \quad (11.53)$$

Na rys.11.17 przedstawiono schemat ideowy trzystopniowego wzmacniacza z USZ napięciowym - równoległym. Układ trzystopniowy odznacza się dużym wzmocnieniem otwartej pętli oraz większym przesunięciem fazy na krańcach pasma, tzn. zwiększonym

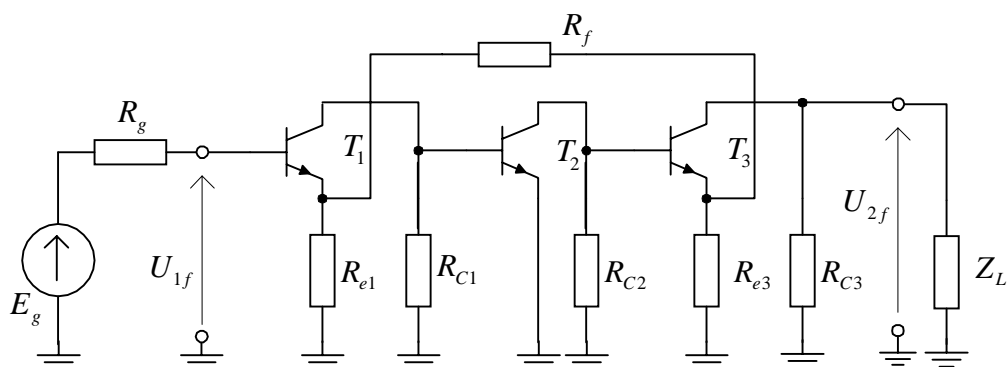
niebezpieczeństwem niestabilności.



Rys.11.17. Tranzystorowy wzmacniacz z USZ napięciowym - równoległym

Zwiększone wzmocnienie otwartej pętli umożliwia zastosowanie małej wartości współczynnika sprzężenia zwrotnego β , przez co obciążający wpływ obwodów sprzężenia jest mały.

Na rys.11.18 przedstawiono schemat ideowy dla składowej zmiennej trzystopniowego wzmacniacza z USZ prądowym - szeregowym.



Rys.11.18. Tranzystorowy wzmacniacz z USZ prądowym - szeregowym

12 WZMACNIACZE PRĄDU STAŁEGO

12.1. WPROWADZENIE

Wzmacniacze prądu stałego, czy też wzmacniacze napięcia stałego, są układami dolnoprzepustowymi służącymi do wzmacniania sygnałów w określonym paśmie częstotliwości, w tym również sygnałów wolnozmiennych i stałych. Z takiego określenia wynika, że w układach tych nie można stosować elementów reaktancyjnych do blokady, bądź separacji sygnałów składowych stałych i konieczne jest użycie sprzężenia bezpośredniego między stopniami. Wskutek tego wszelkie sygnały szkodliwe wynikłe np. z niestałości punktu pracy poszczególnych stopni nie mogą być wyodrębnione i rozróżnione od sygnału użytecznego, zaś podstawowym problemem staje się zapewnienie stałości warunków pracy i zmniejszenie do minimum sygnałów szkodliwych. Wzmacniacz prądu stałego powinien wzmacniać tylko sygnał użyteczny, zaś tłumić sygnały szkodliwe. Od wzmacniaczy prądu stałego wymaga się również, aby na zaciskach wejściowych i wyjściowych, przy braku pobudzenia, napięcie stałe względem masy było równe zeru. Spełnienie tego wymagania umożliwia kaskadowe łączenie wzmacniaczy oraz zwieranie zacisku wyjściowego z wejściowym.

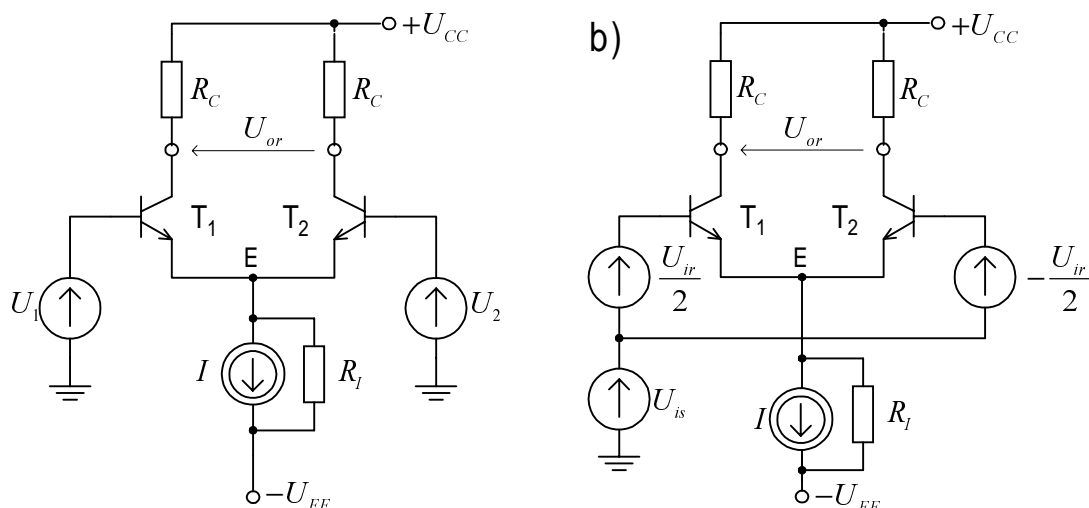
Sygnały szkodliwe mogą powstawać we wszystkich stopniach wzmacniacza, jednak najważniejsze znaczenie ma dryft stopnia wejściowego, który podlega największemu wzmocnieniu. Z tego względu stopnie wejściowe realizuje się jako układy różnicowe.

Układ różnicowy, określany w literaturze anglosaskiej jako para sprzężona emiterami (ang. *emitter-coupled pair*), jest jednym z najważniejszych i najbardziej uniwersalnych elementów współczesnych analogowych układów elektronicznych.

12.2. WZMACNIACZ RÓŻNICOWY Z TRANZYSTORAMI BIPOLARNYMI

12.2.1. Zasada działania wzmacniacza różnicowego

Podstawowy układ wzmacniacza różnicowego z tranzystorami bipolarnymi przedstawiono na rys.12.1a.



Rys.12.1. Wzmacniacz różnicowy: a) schemat ideowy, b) rozkład napięć wejściowych na składowe: różnicową $U_{ir} = U_1 - U_2$ i sumacyjną $U_{is} = (U_1 + U_2)/2$

Zakładamy, że układ jest symetryczny. Polaryzację tranzystorów T_1 i T_2 do pracy w obszarze aktywnym zapewnia rzeczywiste źródło prądowe I w obwodzie emiterów tych tranzystorów (źródło I posiada skończoną wartość rezystancji dynamicznej R_I).

Idealny wzmacniacz różnicowy wzmacnia tylko różnicę napięć wejściowych niezależnie od wartości bezwzględnej tych napięć. Różnicę napięć $U_1 - U_2$ nazywa się wejściowym napięciem różnicowym U_{ir} . Gdy napięcia sterujące U_1 i U_2 mają tę samą wartość, ale przeciwne znaki (tzn. $U_1 = -U_2$), to w tranzystorze T_1 prąd kolektora zwiększy się o pewną wartość, natomiast w tranzystorze T_2 zmaleje o taką samą wartość. W rezultacie sumaryczny prąd obu tranzystorów pozostaje stały. W wyniku zmian rozptywu prądów wystąpią zmiany potencjału kolektorów tranzystorów równe co do wartości, lecz przeciwne w fazie. Różnica napięć kolektorów tranzystorów stanowi wyjściowe napięcie różnicowe U_{or} .

Jeżeli napięcia U_1 i U_2 są jednakowe i zgodne w fazie ($U_1 = U_2$), to wystąpią jednakowe zmiany prądu kolektora w obu tranzystorach, a wyjściowe napięcie różnicowe jest równe zero. Jest to przypadek sterowania *sygnałem wspólnym* nazywanym również *sygnałem sumacyjnym*. Wzmocnienie idealnego, symetrycznego wzmacniacza różnicowego dla sygnałów sumacyjnych jest równe zero. Należy również podkreślić, że w przypadku gdy rezystancja źródła prądowego w obwodzie emitera $R_I \rightarrow \infty$, to zmiana sygnału sumacyjnego nie powoduje żadnej zmiany potencjałów kolektorów obydwu tranzystorów. Na rys.12.1b przedstawiono równoważny układ sterowania

wzmacniacza różnicowego, w którym napięcia sterujące U_1 i U_2 zostały rozłożone jako superpozycja składowej różnicowej U_{ir} oraz składowej sumacyjnej U_{is}

$$U_{ir} = U_1 - U_2 \qquad U_{is} = (U_1 + U_2)/2 \qquad (12.1)$$

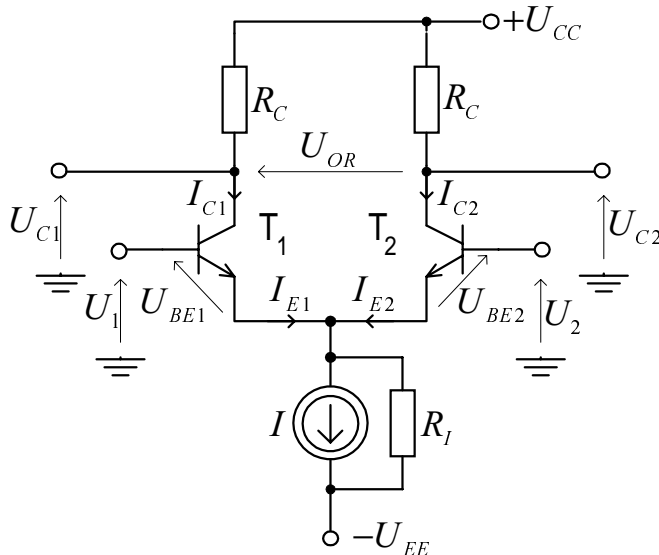
Podobnie jak dla sygnału sumacyjnego zachowuje się wzmacniacz różnicowy w przypadku:

- zmiany parametrów tranzystorów wywołanych zjawiskami termicznymi,
- zmiany napięć zasilających,
- wystąpienia zakłóceń,
- wzmacniania parzystych harmonicznych napięć sterujących U_1 i U_2 .

Powyższe właściwości są dużą zaletą wzmacniacza różnicowego.

12.2.2. Charakterystyka przejściowa wzmacniacza

Charakterystykę przejściową wzmacniacza różnicowego, tj. zależność wyjściowego napięcia różnicowego U_{OR} od wejściowego napięcia różnicowego U_{IR} , możemy wyznaczyć w oparciu o analizę wielkosygnałową układu z rys. 11.2.



Rys.12.2. Oznaczenia prądów i napięć w układzie różnicowym

W rozważanym układzie założono, że tranzystory są jednakowe oraz przyjęto $R_I = \infty$. Ponieważ analiza jest wielkosygnałowa, dlatego indeksy wszystkich napięć i prądów zaznaczono dużymi literami. Ze schematu na rys.12.2 otrzymujemy

$$U_1 - U_2 = U_{BE1} - U_{BE2} = U_{IR} \qquad (12.2)$$

$$I_{C1} = \alpha_0 I_{E1}, \quad I_{C2} = \alpha_0 I_{E2} \quad (12.3)$$

$$I_{E1} + I_{E2} = I = \text{const} \quad (12.4)$$

Z równań Ebersa - Molla, przy założeniu $U_{BE1}, U_{BE2} \gg \varphi_T$, wynika

$$\begin{aligned} I_{E1} &= I_{ES} (e^{U_{BE1}/\varphi_T} - 1) \approx I_{ES} e^{U_{BE1}/\varphi_T} \\ I_{E2} &= I_{ES} (e^{U_{BE2}/\varphi_T} - 1) \approx I_{ES} e^{U_{BE2}/\varphi_T} \end{aligned} \quad (12.5)$$

Z zależności (12.2), (12.5) otrzymujemy

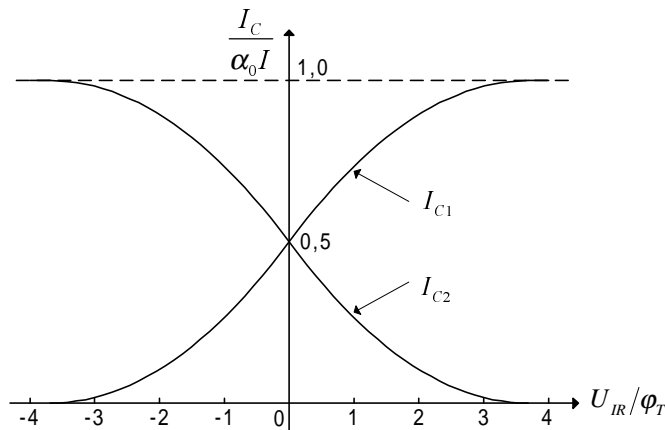
$$\frac{I_{E1}}{I_{E2}} = e^{(U_{BE1} - U_{BE2})/\varphi_T} \approx e^{U_{IR}/\varphi_T} \quad (12.6)$$

Wykorzystując zależności (12.3), (12.4) i (12.6) otrzymujemy

$$I_{C1} \approx \frac{\alpha_0 I}{1 + e^{-U_{IR}/\varphi_T}} \quad (12.7)$$

$$I_{C2} \approx \frac{\alpha_0 I}{1 + e^{U_{IR}/\varphi_T}} \quad (12.8)$$

Zależności (12.7) i (12.8) przedstawiono graficznie na rys.12.3.



Rys.12.3. Charakterystyki przejściowe wzmacniacza różnicowego:

$$I_C / \alpha_0 I = f(U_{IR} / \varphi_T)$$

Niesymetryczne napięcia wyjściowe, zgodnie z oznaczeniami na rys.12.2, wynoszą

$$\begin{aligned} U_{C1} &= U_{CC} - I_{C1} R_C \\ U_{C2} &= U_{CC} - I_{C2} R_C \end{aligned} \quad (12.9)$$

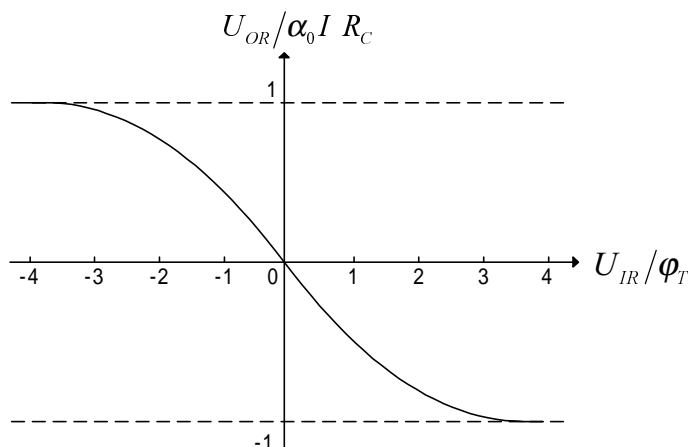
Różnicowe napięcie wyjściowe

$$U_{OR} = U_{C1} - U_{C2} = -(I_{C1} - I_{C2}) R_C \quad (12.10)$$

Korzystając z zależności (12.7), (12.8) i (12.10), otrzymujemy

$$U_{OR} = -\alpha_0 I R_C \tanh(U_{IR} / \varphi_T) \quad (12.11)$$

Zależność (12.11), opisująca charakterystykę przejściową wzmacniacza różnicowego, przedstawiono na rys.12.4.



Rys.12.4. Charakterystyka przejściowa wzmacniacza różnicowego: $U_{OR} = f(U_{IR})$

Z przedstawionych na rys.12.3 wykresów zależności (12.7) i (12.8) wynika, że prądy kolektorów zmieniają się liniowo w niewielkim zakresie napięć U_{IR} (ok. $\pm 26\text{mV}$). Zakres napięć U_{IR} , w którym prąd kolektora zmienia się od 0,1 do 0,9 wartości maksymalnej nazywa się *strefą przełączania*.

Dla $T=300\text{K}$, $\phi_T=26\text{mV}$, strefa ta ma szerokość ok. 114mV . Podobny przebieg ma wykreślona na rys. 21.4 zależność (12.11) $U_{OR} = f(U_{IR})$. Przyjmuje się, że dla $|U_{IR}|/\phi_T \leq 1$, zależność ta jest prawie liniowa.

Nachylenie charakterystyki $U_{OR} = f(U_{IR})$ jest wzmocnieniem różnicowym wzmacniacza, które jest największe, gdy $U_{IR} = 0$.

W tym przypadku

$$k_{ur \max} = -\alpha_0 I R_C / 2\phi_T = -g_{mr \max} R_C = -g_m R_C \quad (12.12)$$

gdzie:

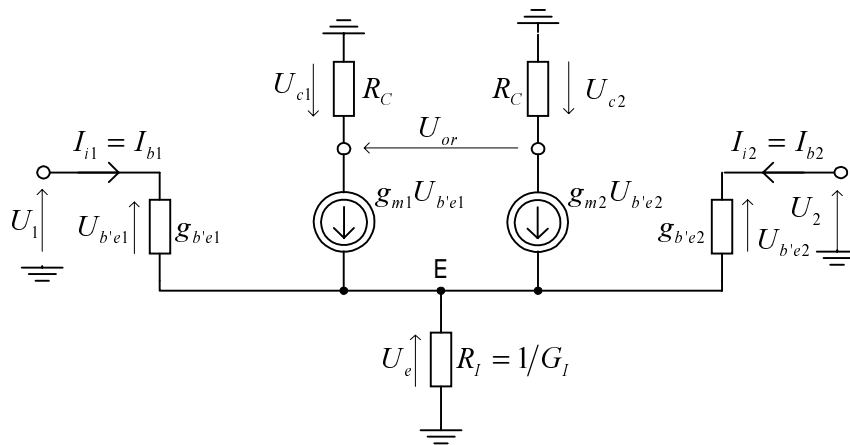
$$g_{mr \max} = \frac{\alpha_0 I}{2\phi_T} = g_m \quad (12.13)$$

We wzorze (12.13) $g_{mr \max}$ oznacza transkonduktancję różnicową wzmacniacza, gdy $U_{IR} = 0$, zaś g_m jest transkonduktancją jednego tranzystora, gdy jego prąd emitera jest równy $I/2$.

12.2.3. Analiza małosygnałowa

Jak zaznaczono na rys.12.2, we wzmacniaczu różnicowym można wyróżnić trzy różne napięcia wyjściowe: jedno symetryczne napięcie różnicowe U_{or} i dwa niesymetryczne względem masy napięcia U_{c1} i

U_{c2} , z których jedno jest przesunięte w fazie o π względem drugiego. Z kolei, jak zaznaczono na rys.12.1b, napięcia sterujące U_1 , U_2 przyłożone do zacisków wejściowych mogą być przedstawione jako superpozycja *składowej sumacyjnej (wspólnej, niesymetrycznej)* U_{is} i *różnicowej (symetrycznej)* U_{ir} . Dla każdej składowej można wyznaczyć typowe, czwórnikowe parametry robocze. Ze względu na trzy wyjścia wzmacniacza różnicowego i dwie składowe napięć sterujących, liczba parametrów opisujących ten układ jest większa niż dla innych wzmacniaczy. Analiza małosygnałowa wzmacniacza różnicowego zostanie przeprowadzona w oparciu o jego uproszczony małosygnałowy schemat zastępczy, przedstawiony na rys.12.5. W schemacie tym założono nieznaczną asymetrię tranzystorów oraz przyjęto uproszczenia: $r_{bb'} = 0$, $g_{ce} = 0$. Ponadto założono, że wzmocnienia prądowe tranzystorów są duże ($\beta_0 \gg 1$).



Rys.12.5.
Uproszczony
model liniowy
wzmacniacza
różnicowego

Wprost ze schematu zastępczego możemy wyznaczyć składową zmienną napięcia na rezystancji R_I

$$U_e = R_I [U_{b'e1}(g_{m1} + g_{b'e1}) + U_{b'e2}(g_{m2} + g_{b'e2})] \quad (12.14)$$

Ponieważ

$$g_m = \alpha_0 g_{eb'} \quad , \quad g_{b'e} = (1 - \alpha_0) g_{eb'}$$

$$g_m + g_{b'e} = g_m \left(1 + \frac{1}{\beta_0} \right) \approx g_m$$

to równanie (12.14) upraszcza się do postaci

$$U_e \approx R_I (g_{m1} U_{b'e1} + g_{m2} U_{b'e2}) \quad (12.15)$$

Równania Kirchhoffa dla obwodu wejściowego, po uwzględnieniu zależności (12.15), mają postać

$$U_1 = U_{b'e1} + U_e \approx U_{b'e1}(1 + g_{m1}R_I) + U_{b'e2}g_{m2}R_I \quad (12.16a)$$

$$U_2 = U_{b'e2} + U_e \approx U_{b'e1}g_{m1}R_I + U_{b'e2}(1 + g_{m2}R_I) \quad (12.16b)$$

Z układu równań (12.16) możemy wyznaczyć napięcia $U_{b'e1}$ i $U_{b'e2}$ jako funkcje napięć U_1 i U_2 , co pozwala na wyznaczenie napięć wyjściowych

$$U_{c1} = -g_{m1}U_{b'e1}R_C \approx -\frac{U_1 + g_{m2}R_I(U_1 - U_2)}{1 + (g_{m1} + g_{m2})R_I}g_{m1}R_C \quad (12.17a)$$

$$U_{c2} = -g_{m2}U_{b'e2}R_C \approx -\frac{U_2 + g_{m1}R_I(U_2 - U_1)}{1 + (g_{m1} + g_{m2})R_I}g_{m2}R_C \quad (12.17b)$$

$$U_{or} = U_{c1} - U_{c2} \quad (12.18)$$

$$U_{os} = \frac{(U_{c1} + U_{c2})}{2} \quad (12.19)$$

Przeanalizujemy dwa szczególne przypadki sterowania: różnicowego i sumacyjnego.

a) Sterowanie różnicowe

Przy sterowaniu różnicowym napięcie sumacyjne $U_{is} = 0$, zaś $U_1 = -U_2 = \frac{U_{ir}}{2}$.

Wzmocnienie różnicowe k_{ur} , wyrażające stosunek składowej różnicowej napięcia wyjściowego do wejściowego napięcia różnicowego, wynosi

$$k_{ur} = \frac{U_{or}}{U_{ir}} = -\frac{(g_{m1} + g_{m2}) + 4g_{m1}g_{m2}R_I}{2[1 + (g_{m1} + g_{m2})R_I]}R_C \quad (12.20)$$

Wzmocnienie k_{us-r} , wyrażające stosunek składowej sumacyjnej napięcia wyjściowego do wejściowego napięcia różnicowego, wynosi

$$k_{us-r} = \frac{U_{os}}{U_{ir}} = -\frac{(g_{m1} - g_{m2})R_C}{4[1 + (g_{m1} + g_{m2})R_I]} \quad (12.21)$$

Przy pełnej symetrii układu, gdy $g_{m1} = g_{m2} = g_m$, wyrażenia (12.20) i (12.21) upraszczają się do bardzo prostych postaci

$$\left. \begin{aligned} k_{ur} &= \frac{U_{or}}{U_{ir}} = -g_m R_C \\ k_{us-r} &= \frac{U_{os}}{U_{ir}} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (12.22)$$

Wzmocnienia dla wyjść niesymetrycznych, przy sterowaniu różnicowym, są dwukrotnie mniejsze i przy pełnej symetrii układu wynoszą

$$\left. \begin{aligned} k_{ur1} &= \frac{U_{c1}}{U_{ir}} = -\frac{g_m R_C}{2} \\ k_{ur2} &= \frac{U_{c2}}{U_{ir}} = \frac{g_m R_C}{2} \end{aligned} \right\} \quad (12.23)$$

b) Sterowanie sumacyjne

Przy sterowaniu sumacyjnym $U_1 = U_2 = U_{is}$ ($U_{ir} = 0$). Wzmocnienie sumacyjne k_{us} , wyrażające stosunek składowej sumacyjnej napięcia wyjściowego do wejściowego napięcia sumacyjnego, określa zależność

$$k_{us} = \frac{U_{os}}{U_{is}} = -\frac{(g_{m1} + g_{m2})R_C}{2[1 + (g_{m1} + g_{m2})R_I]} \quad (12.24)$$

Wzmocnienie k_{ur-s} , wyrażające stosunek składowej różnicowej napięcia wyjściowego do wejściowego napięcia sumacyjnego wynosi

$$k_{ur-s} = \frac{U_{or}}{U_{is}} = -\frac{(g_{m1} - g_{m2})R_C}{1 + (g_{m1} + g_{m2})R_I} \quad (12.25)$$

Dla układu symetrycznego zależności (12.24) i (12.25) przekształcają się do bardzo prostych postaci

$$\left. \begin{aligned} k_{us} &= \frac{U_{os}}{U_{is}} = -\frac{g_m R_C}{1 + 2g_m R_I} \approx -\frac{R_C}{2R_I} \\ k_{ur-s} &= \frac{U_{or}}{U_{is}} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (12.26)$$

Miarą stopnia symetrii wzmacniacza różnicowego i jego zdolności do eliminowania składowych sumacyjnych na wyjściu jest tzw. *współczynnik tłumienia sygnału sumacyjnego* (wspólnego) *CMRR* (ang. *Common Mode Rejection Ratio*). Współczynnik *CMRR* definiuje się jako stosunek wzmocnienia sygnałów różnicowych do wzmocnienia sygnałów sumacyjnych.

Dla symetrycznego wyjścia różnicowego

$$CMRR = \left| \frac{k_{ur}}{k_{ur-s}} \right| \quad (12.27)$$

Na podstawie wzorów (12.20), (12.25) i (12.27) otrzymujemy

$$CMRR = \frac{(g_{m1} + g_{m2}) + 4g_{m1}g_{m2}R_I}{2(g_{m1} - g_{m2})} \approx \frac{2g_{m1}g_{m2}R_I}{g_{m1} - g_{m2}} \quad (12.28)$$

Przy pełnej symetrii układu ($g_{m1} = g_{m2}$) $CMRR \rightarrow \infty$.

Dla wyjścia niesymetrycznego

$$CMRR = \left| \frac{k_{ur}}{k_{us}} \right| \quad (12.29)$$

Podstawiając (12.20), (12.24) do (12.29), otrzymujemy

$$CMRR = 1 + \frac{4g_{m1}g_{m2}R_I}{g_{m1} + g_{m2}} \quad (12.30)$$

Przy pełnej symetrii układu wzór (12.20) upraszcza się do postaci

$$CMRR = 2g_m R_I \quad (12.31)$$

Aby uzyskać dużą wartość $CMRR$ konieczne jest zachowanie symetrii układu i zasilanie wzmacniacza aktywnym źródłem prądowym o dużej rezystancji dynamicznej. Duża wartość współczynnika $CMRR$ jest potrzebna głównie w celu eliminacji sygnałów zakłócających, które zwykle mają charakter napięć niesymetrycznych względem masy.

Dalsze parametry wzmacniacza zostaną określone dla układu symetrycznego.

Różnicowa rezystancja wejściowa jest definiowana jako stosunek małosygnałowego różnicowego napięcia wejściowego do małosygnałowego prądu wejściowego, przy założeniu, że napięcie sumacyjne $U_{is} = 0$.

$$R_{ir} = \left. \frac{U_{ir}}{I_i} \right|_{U_{is}=0} = \left. \frac{U_{ir}}{I_b} \right|_{U_{is}=0} \quad (12.32)$$

Ze schematu zastępczego na rys.12.5 otrzymujemy

$$R_{ir} = 2r_{be} \approx \frac{2\beta_0\phi_T}{I_C} = 4\frac{\beta_0\phi_T}{I} \quad (12.33)$$

Rezystancja wejściowa dla sygnału sumacyjnego

$$R_{is} = \left. \frac{U_{is}}{I_{i1} + I_{i2}} \right|_{U_{ir}=0} = \left. \frac{U_{is}}{2I_b} \right|_{U_{ir}=0} \quad (12.34)$$

Na podstawie schematu zastępczego z rys. (12.5) otrzymujemy

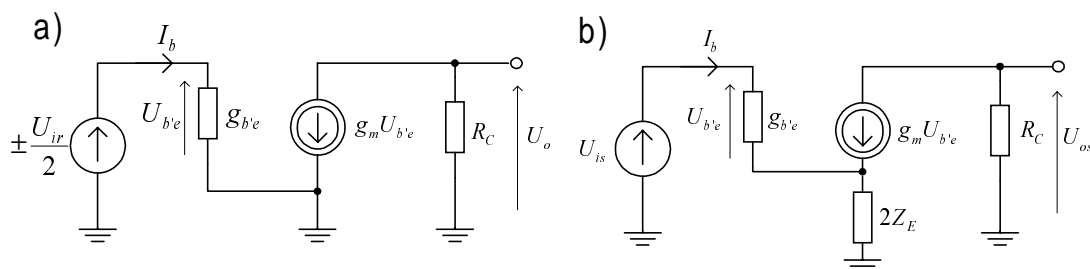
$$R_{is} = \frac{r_{be}}{2} + (\beta_0 + 1)R_I \approx \beta_0 R_I \quad (12.35)$$

Rezystancja wyjściowa dla każdego z wyjść niesymetrycznych jest praktycznie równa rezystancji R_C .

12.2.4. Wzmacniacz różnicowy w zakresie dużych częstotliwości

Charakterystyki częstotliwościowe wzmacniacza różnicowego należy rozważyć oddzielnie dla sygnałów - różnicowego i sumacyjnego. Mogą być one wyznaczone w oparciu o układy zastępcze dla tych sygnałów przedstawione na rys.12.6.

Dla sygnału różnicowego układ zachowuje się jak pojedynczy stopień OE bez rezystancji emiterowej, a jedynie o 2-krotnie zmniejszonym wzmocnieniu. Pełna analiza charakterystyki częstotliwościowej takiego wzmacniacza została przedstawiona w podrozdz. 10.5. Z kolei dla sygnału sumacyjnego układ zachowuje się tak, jak pojedynczy wzmacniacz OE z impedancją $2Z_E$ w emiterze, przy czym Z_E jest impedancją wyjściową źródła prądowego w obwodzie emiterów.



Rys.12.6. Równoważny układ zastępczy wzmacniacza różnicowego: a) dla sygnału różnicowego, b) dla sygnału sumacyjnego

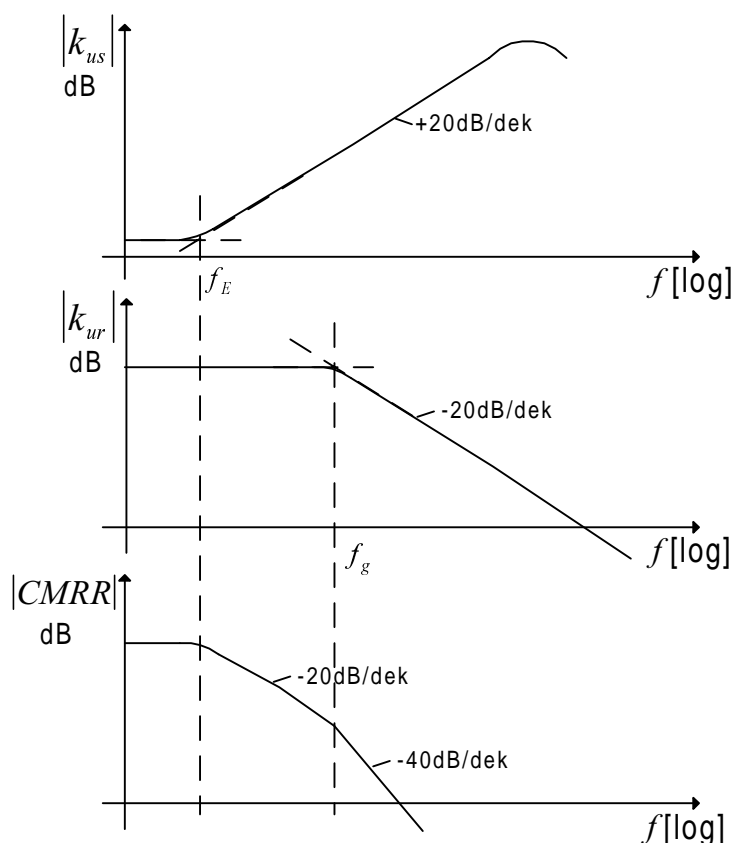
Jeżeli R_I i C_{CS} stanowią odpowiednio rezystancję i pojemność wyjściową rzeczywistego źródła prądowego w obwodzie emiterów, to impedancja $2Z_E$ jest równoległym połączeniem rezystancji $2R_I$ i pojemności $C_{CS}/2$.

$$2Z_E = \frac{2R_I}{1 + j\omega C_{CS} R_I} \quad (12.36)$$

Z dużym uproszczeniem możemy przyjąć, że wzmocnienie dla sygnału sumacyjnego wynosi

$$k_{us}(j\omega) \approx -\frac{R_C}{2Z_E} = -\frac{R_C}{2R_I} (1 + j\omega C_{CS} R_I) \quad (12.37)$$

Charakterystyki amplitudowe wzmocnienia różnicowego $|k_{ur}|$, sumacyjnego $|k_{us}|$ oraz współczynnika tłumienia sygnału sumacyjnego $|CMRR|$ wzmacniacza różnicowego przedstawiono na rys.12.7.



Rys.12.7. Charakterystyki amplitudowe wzmacniacza różnicowego: a) wzmocnienia sumacyjnego, b) wzmocnienia różnicowego, c) współczynnika $CMRR$

Równanie (12.37), określające wzmocnienie sumacyjne, zawiera jedno zero, wskutek czego wzmocnienie to rośnie 20dB/dekadę powyżej częstotliwości

$$f_E = \frac{1}{2\pi R_I C_I} \quad (12.38)$$

Powoduje to również zmniejszanie się współczynnika $CMRR$ wraz ze wzrostem częstotliwości z szybkością zaznaczoną na rys.12.7c.

12.2.5. Wzmacniacze z obciążeniem aktywnym

Współczesne wzmacniacze prądu stałego, w tym wzmacniacze operacyjne, realizuje się w technologii monolitycznej. Wzmacniacze różnicowe stanowią również bardzo często podstawowy blok funkcjonalny wielu bardziej rozbudowanych analogowych układów scalonych. Technologia monolityczna pozwala na uzyskanie dobrej symetrii układu, a przez to zapewnienie korzystnych właściwości wzmacniacza różnicowego, określonych m.in. takimi parametrami jak: *napięcie niezerównoważenia* U_{os} (ang. *offset voltage*), *prąd*

niezrównoważenia I_{os} (ang. *offset current*), czy współczynnik tłumienia sygnału sumacyjnego $CMRR$.

Napięcie niezrównoważenia U_{os} jest to taka wartość napięcia różnicowego, jaką należy doprowadzić do wejścia, aby napięcie na obu wyjściach niesymetrycznych były jednakowe

$$U_{os} = -U_{ir}|_{U_{C1}=U_{C2}} = (U_2 - U_1)|_{U_{C1}=U_{C2}} \quad (12.39)$$

Prąd niezrównoważenia I_{os} jest równy różnicy prądów wejściowych (prądów polaryzacji) wzmacniacza, które trzeba wprowadzić na wejście wzmacniacza, aby napięcia na jego wyjściach były jednakowe

$$I_{os} = I_{ir}|_{U_{C1}=U_{C2}} = (I_{i1} - I_{i2})|_{U_{C1}=U_{C2}} \quad (12.40)$$

Oprócz wielkości napięć i prądów niezrównoważenia ważne są ich współczynniki temperaturowe, których małe wartości zapewniają małe dryfty napięcia i prądu niezrównoważenia.

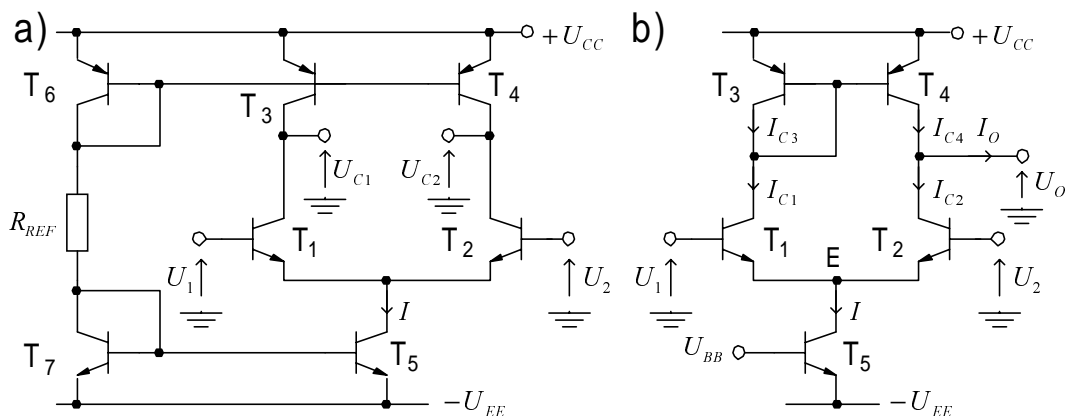
Typowe wartości napięć niezrównoważenia monolitycznych wzmacniaczy różnicowych są rzędu ułamka miliwolta do kilku miliwoltów, a ich współczynniki temperaturowe mogą być w starannie zaprojektowanych układach poniżej $1\mu V/K$.

W rozważanym wcześniej wzmacniaczu różnicowym, przedstawionym na rys.12.1, w kolektorach tranzystorów włączone są rezystory R_C zapewniające wzmocnienie sygnału różnicowego

$$k_{ur} = -g_m R_C = -\frac{I_C R_C}{\varphi_T} \quad (12.41)$$

Dla uzyskania dużego wzmocnienia, iloczyn $I_C R_C$ powinien być duży, co wymaga dużej wartości napięcia zasilania i rezystancji R_C . Rozwiązaniem problemu jest zastąpienie rezystancji liniowych R_C przez obciążenia aktywne, których wyjściowe rezystancje różniczkowe są duże, przy małych spadkach napięcia. Rolę obciążeń aktywnych spełniają źródła stałoprądowe, tranzystory z ustalonym napięciem baze-emiter a także tranzystory w połączeniu „diodowym”. Eliminacja z układów monolitycznych rezystorów liniowych o dużych wartościach rezystancji jest również koniecznością wynikającą ze złej jakości tych rezystorów oraz dużej powierzchni płytki krzemu potrzebnej do ich realizacji (dużo większej niż dla tranzystorów).

Dwa przykłady wzmacniaczy różnicowych z obciążeniem aktywnym przedstawiono na rys.12.8.



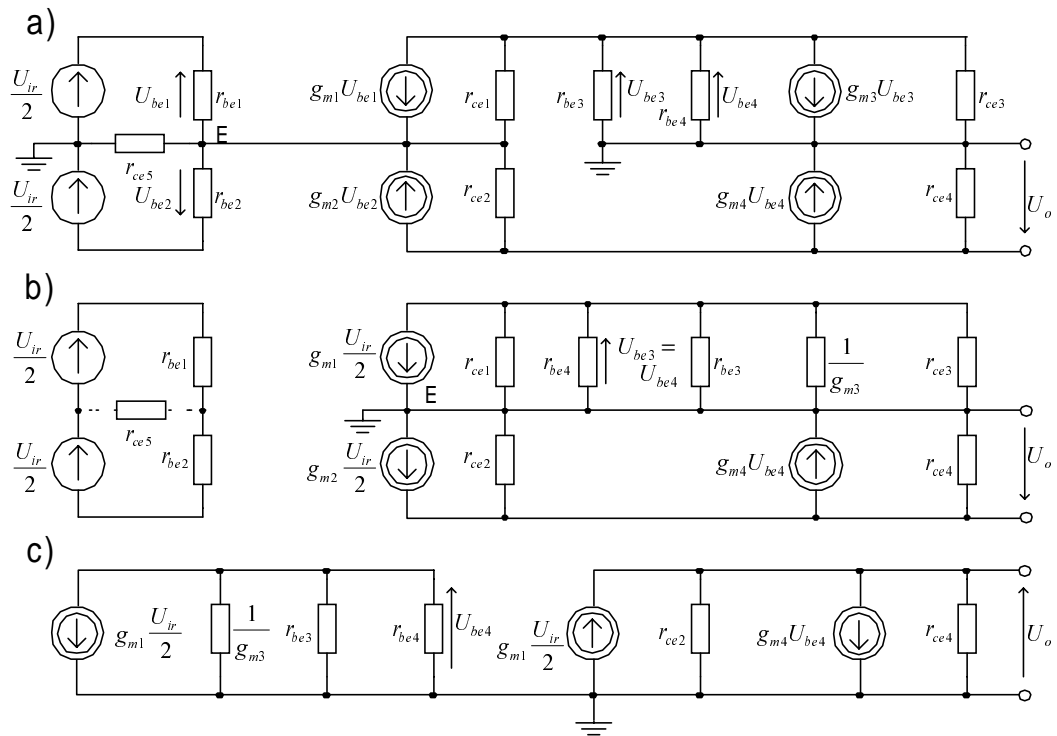
Rys.12.8. Wzmacniacze różnicowe z obciążeniem aktywnym: a) w postaci symetrycznych źródeł prądowych z tranzystorami p-n-p, b) w postaci lustra prądowego z tranzystorami p-n-p

W układzie na rys.12.8a w miejsce rezystorów R_C wprowadzono źródła prądowe z tranzystorami T_3 , T_4 . Układ polaryzacji z tranzystorami T_6 , T_7 i rezystorem R_{REF} wyznacza wielkość prądu źródła prądowego w obwodzie emiterów (z tranzystorem T_5) i źródeł prądowych z tranzystorami T_3 , T_4 (stanowiących obciążenie aktywne).

Bardzo ważnym rozwiązaniem, powszechnie stosowanym jako stopień wejściowy we wzmacniaczach operacyjnych, jest układ z obciążeniem aktywnym w postaci lustra prądowego z tranzystorami T_3 , T_4 (rys.12.8b). Zastosowanie lustra prądowego jako obciążenia aktywnego wnosi dodatkowe korzyści w porównaniu do układu z obciążeniami aktywnymi z rys.12.8a. W układzie tym wykorzystuje się wyjście niesymetryczne bez straty wzmocnienia (tj. niesymetryczne napięcie wyjściowe ma taką samą wartość jak napięcie różnicowe w układzie na rys.12.8a), bowiem zmiany prądu kolektora T_1 są powtarzane przez lustro prądowe $T_3 - T_4$ i dodają się do zmian prądu kolektora T_2 . Przykładowo, jeżeli napięcie sterujące U_{ir} spowoduje wzrost prądu kolektora T_1 o wielkość ΔI i zmniejszenie prądu kolektora T_2 o tę samą wielkość, to zmiana prądu wyjściowego ΔI_O wynosi

$$\Delta I_O = \Delta I_{C4} - \Delta I_{C2} = \Delta I_{C1} - \Delta I_{C2} = 2\Delta I \quad (12.42)$$

Z kolei składowa sumacyjna na wyjściu niesymetrycznym jest prawie całkowicie wyeliminowana gdyż składowe sumacyjne tranzystorów T_2 i T_4 mają przeciwne znaki (składowe sumacyjne tranzystorów T_1 i T_2 mają te same znaki) i odejmują się w obciążeniu. Dzięki temu w układzie uzyskuje się bardzo dużą wartość współczynnika $CMRR$ (w układzie w pełni symetrycznym, nawet przy skończonej wartości rezystancji R_I , $CMRR \rightarrow \infty$).



Rys.12.9. Małosygnałowy schemat zastępczy wzmacniacza różnicowego z rys.12.8b i jego kolejne przekształcenia: a) uwzględniający zmianę potencjału węzła E, b) uproszczony, przy założeniu, że węzeł E jest masą pozorną, c) końcowe przekształcenie schematu b

Na rys.12.9a przedstawiono małosygnałowy schemat zastępczy wzmacniacza różnicowego z rys 12.8b dla małych częstotliwości, przy założeniu $r_{bb'} = 0$ (zastosowano oznaczenia r_{be} zamiast $r_{b'e}$) [22].

Ponieważ tranzystory T_1 i T_2 są dopasowane, możemy założyć: $r_{be1} = r_{be2}$, $g_{m1} = g_{m2}$, $U_{be1} = -U_{be2}$.

Zaniedbując wpływ sumy prądów różnicowych płynących przez tranzystory T_1 i T_2 na zmianę potencjału węzła E możemy przyjąć, że węzeł ten jest zmiennoprądową masą. Przy tym założeniu upraszczającym przez rezystancję dynamiczną r_{ce5} nie płynie prąd i dlatego można ją pominąć. Sterowane źródło prądowe $g_{m3}U_{be3}$ można zastąpić konduktancją g_{m3} , ponieważ napięcie na tym źródle jest równe U_{be3} .

Rys.12.9c przedstawia końcową postać przekształconego schematu zastępczego, z którego możemy wyznaczyć wzmocnienie wzmacniacza dla sygnału różnicowego

$$k_{ur} = \frac{U_o}{U_{ir}} = \frac{1}{2} \left[g_{m1} + \frac{g_{m1}g_{m4}}{g_{m3} + g_{be3} + g_{be4}} \right] \left[\frac{1}{r_{ce2} + r_{ce4}} \right] \quad (12.43)$$

Tranzystory T_3 i T_4 są dopasowane, zatem $g_{m3} = g_{m4}$. Również

tranzystory M_1 i M_2 posiadają te same napięcia progowe przewodzenia $U_{T1} = U_{T2} = U_T$, układ z rys.12.10 możemy opisać następującymi zależnościami wielkosygnałowymi

$$U_{IR} = U_{G1} - U_{G2} = U_{GS1} - U_{GS2} = \left[\frac{2I_{D1}}{\beta_1} \right]^{1/2} - \left[\frac{2I_{D2}}{\beta_2} \right]^{1/2} \quad (12.46)$$

$$I = I_{D1} + I_{D2} = \text{const} \quad (12.47)$$

gdzie $\beta = K' \left(\frac{W}{L} \right) = \frac{\mu_n C_i}{2} \left(\frac{W}{L} \right)$

C_i - pojemność bramka - kanał na jednostkę powierzchni,

μ_n - ruchliwość elektronów,

W - szerokość kanału,

L - długość kanału,

K' - parametr transkonduktancji.

Rozwiązując układ równań (12.46), (12.47) (równanie (12.46) jest równaniem kwadratowym) możemy wyznaczyć prądy I_{D1} , I_{D2} . Przy założeniu symetrii układu $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, otrzymujemy

$$I_{D1} = \frac{I}{2} + \frac{I}{2} \left[\frac{\beta U_{IR}}{I} - \frac{\beta^2 U_{IR}^4}{4I^2} \right] \quad (12.48)$$

$$I_{D2} = \frac{I}{2} - \frac{I}{2} \left[\frac{\beta U_{IR}}{I} - \frac{\beta^2 U_{IR}^4}{4I^2} \right] \quad (12.49)$$

Powyższe zależności są słuszne tylko dla

$$|U_{IR}| \leq \left| \frac{2I}{\beta} \right|^{1/2} \quad (12.50)$$

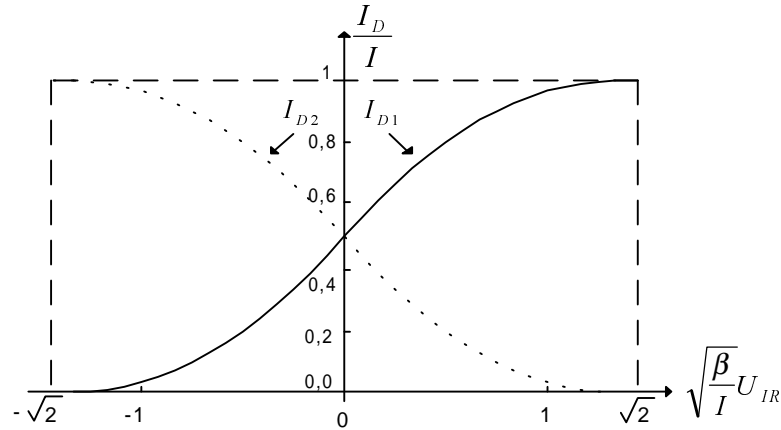
oraz, gdy tranzystory M_1 i M_2 pracują w obszarze nasycenia.

Zależności (12.48), (12.49) przedstawiono graficznie na rys.12.11.

Transkonduktancję różnicową wzmacniacza wyznaczymy z nachylenia charakterystyki przejściowej wyjściowego prądu różnicowego I_{OR} w funkcji wejściowego napięcia różnicowego

$$I_{OR} = I_{D1} - I_{D2} = f(U_{IR}) \quad (12.51)$$

dla spoczynkowego punktu pracy, tj. dla $U_{IR} = 0$ (wtedy transkonduktancja różnicowa ma największą wartość).



Rys.12.11. Charakterystyki przejściowe wzmacniacza różnicowego z tranzystorami MOS

Wykorzystując zależności (12.48, 12.49, 12.51), otrzymujemy

$$g_{mr} = \frac{\partial I_{OR}}{\partial U_{IR}} = (\beta_1 I)^{1/2} = \left(\frac{K' I W_1}{L_1} \right)^{1/2} = \left(\frac{2K' I_{D1} W_1}{L_1} \right)^{1/2} = g_{m1} \quad (12.52)$$

Transkonduktancja różnicowa wzmacniacza różnicowego jest równa transkonduktancji jednego tranzystora pary różnicowej, gdy jego prąd drenu jest równy $I/2$.

12.3.2 Wzmacniacze różnicowe MOS z obciążeniem aktywnym. Analiza małosygnałowa

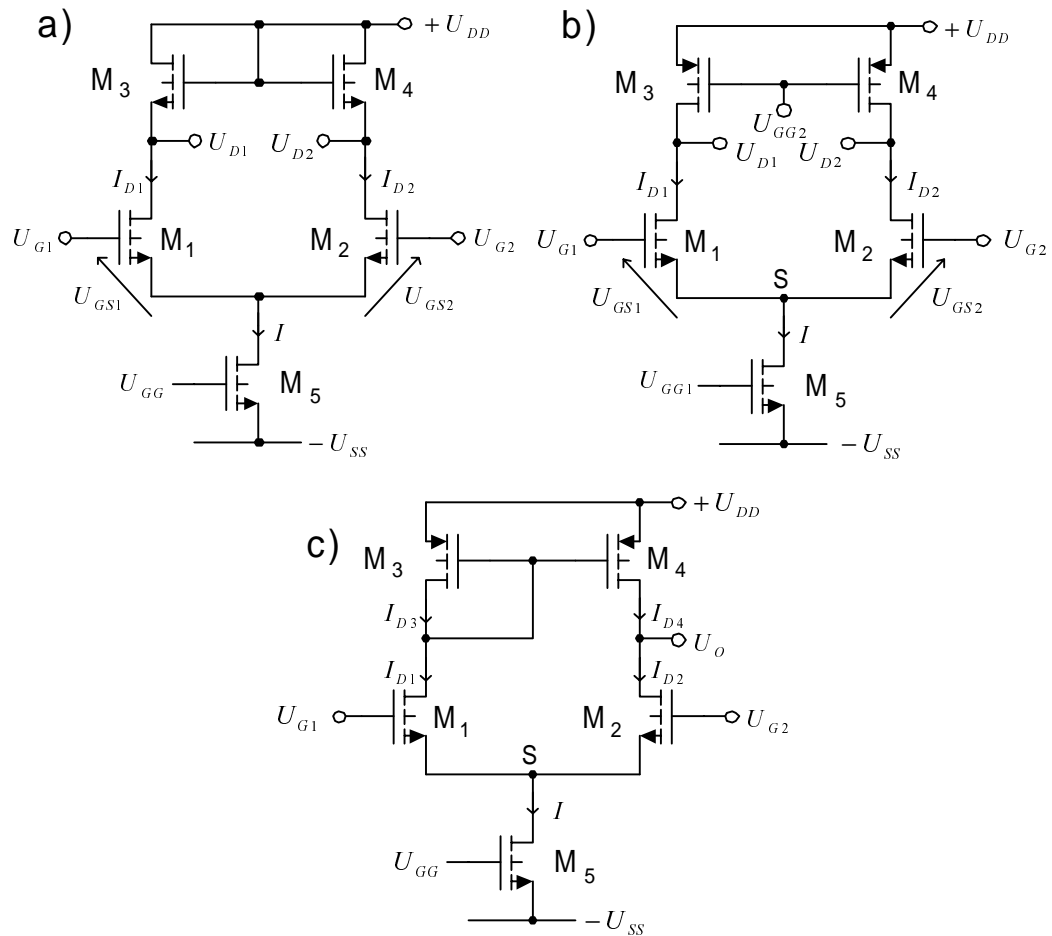
Trzy podstawowe układy wzmacniaczy różnicowych MOS z obciążeniami aktywnymi przedstawiono na rys.12.12 [22].

W układzie na rys.12.12a obciążenia aktywne tworzą tranzystory M_3 i M_4 z kanałem typu n w połączeniu „diodowym”. Każdy z tych tranzystorów reprezentuje sterowane źródło prądowe $g_{m3}U_{gs3}$ lub $g_{m4}U_{gs4}$, które może być zastąpione równoważną rezystancją dynamiczną $1/g_{m3}$ lub $1/g_{m4}$, ponieważ napięcie U_{gs} jest równe napięciu U_{ds} na każdym z tych źródeł.

Ze względu na małą wartość rezystancji dynamicznej $1/g_m$ układ charakteryzuje się małym wzmocnieniem napięciowym k_{ur} dla sygnału różnicowego.

W układzie na rys.12.12b obciążeniem aktywnym są stałoprądowe źródła z tranzystorami M_3 i M_4 , z których każdy reprezentuje rezystancję dynamiczną, odpowiednio r_{ds3} , r_{ds4} .

Małosygnałowy model zastępczy tego układu przedstawiono na rys.12.13.

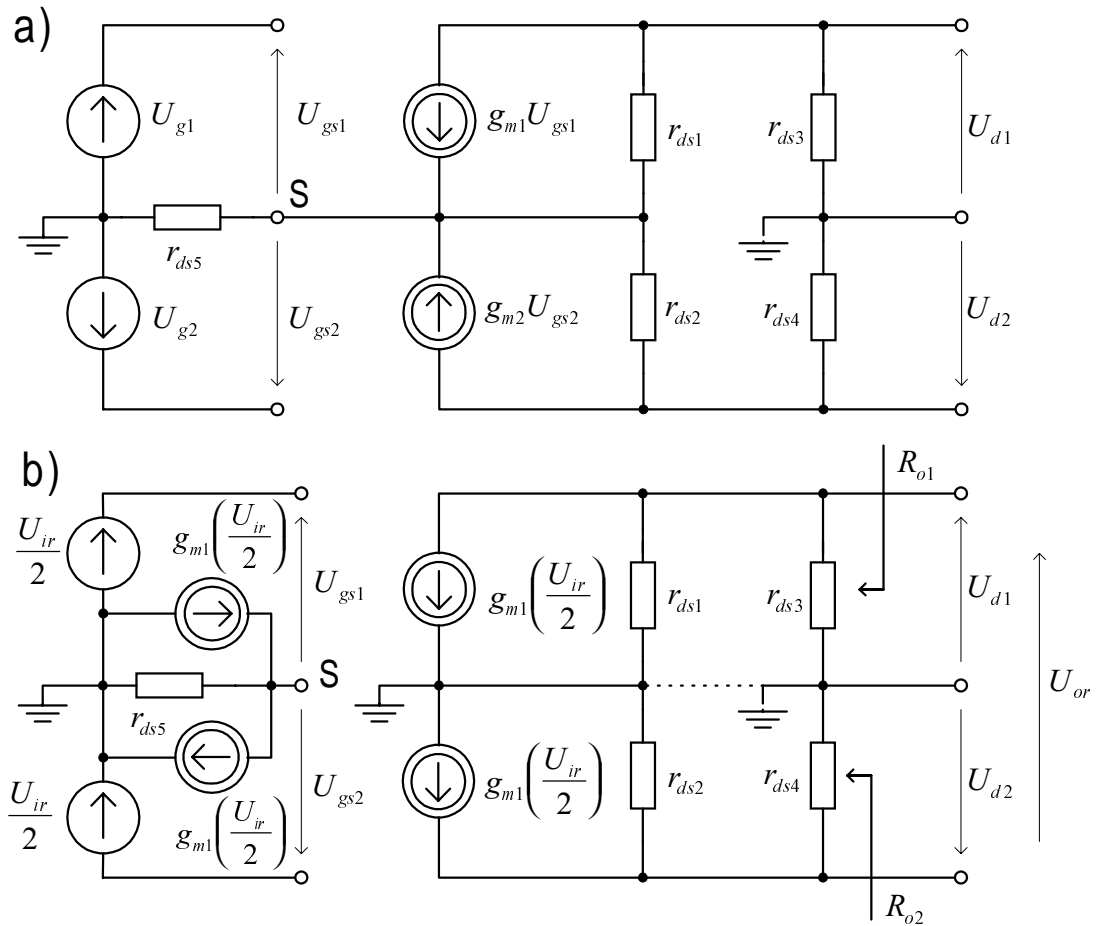


Rys.12.12. Podstawowe układy wzmacniaczy różnicowych MOS z obciążeniem aktywnym: a) z tranzystorami nMOS w połączeniu „diodowym”, b) ze źródłami prądowymi na tranzystorach pMOS, c) z lustrem prądowym z tranzystorami pMOS

Ponieważ układ jest symetryczny, $g_{m1} = g_{m2}$, to małosygnałowy model zastępczy dla wejściowego sygnału różnicowego $U_{g1} = -U_{g2} = U_{ir}/2$ może być uproszczony do postaci jak na rys.12.13b. Zaniedbując wpływ sumy prądów płynących przez tranzystory M_1 i M_2 na zmianę potencjału węzła S możemy przyjąć, że węzeł ten jest zmiennoprądową masą i możemy dokonać jego rozcięcia. Wtedy $U_{gs1} = U_{ir}/2$, $U_{gs2} = -U_{ir}/2$ i na podstawie schematu zastępczego na rys.12.13b otrzymujemy

$$k_{ur1} = \frac{U_{d1}}{U_{ir}} = -\frac{g_{m1}}{2(g_{ds1} + g_{ds3})} \quad (12.53)$$

$$k_{ur2} = \frac{U_{d2}}{U_{ir}} = \frac{g_{m2}}{2(g_{ds2} + g_{ds4})} \quad (12.54)$$



Rys.12.13. Małosygnałowy model zastępczy wzmacniacza różnicowego z obciążeniem aktywnym z rys.12.12b (a) i jego uproszczona wersja dla sygnału różnicowego (b)

$$k_{ur} = \frac{U_{or}}{U_{ir}} = \frac{-g_{m1}}{g_{ds1} + g_{ds3}} = \frac{-g_{m2}}{g_{ds2} + g_{ds4}} \quad (12.55)$$

$$R_{o1} = \frac{1}{g_{ds1} + g_{ds3}} \quad (12.56)$$

$$R_{o2} = \frac{1}{g_{ds2} + g_{ds4}} \quad (12.57)$$

Przy sterowaniu sygnałem sumacyjnym

$$U_{g1} = U_{g2} = U_{is}, \quad U_{gs1} = U_{gs2} = U_{gs}.$$

W tym przypadku, na podstawie schematu zastępczego na rys.12.13a, otrzymujemy

$$U_{is} = U_{gs} + (2g_{m1}U_{gs})r_{ds5}, \text{ skąd możemy wyznaczyć}$$

$$U_{gs} = \frac{U_{is}}{1 + 2g_{m1}r_{ds5}} \quad (12.58)$$

Wykorzystując wyznaczoną wartość napięcia U_{gs} oraz pomijając, w celu uproszczenia, rezystancje dynamiczne r_{ds1} , r_{ds2} w schemacie zastępczym na rys.12.13a, otrzymujemy

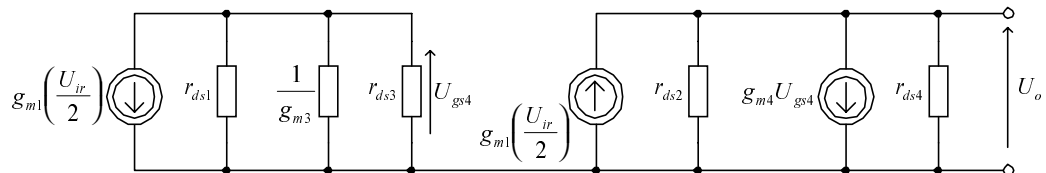
$$k_{us1} = k_{us2} = k_{us} = \frac{U_{d1}}{U_{is}} \approx \frac{-g_{m1}r_{ds3}}{1 + 2g_{m1}r_{ds5}} \quad (12.59)$$

Korzystając z zależności (12.55) i (12.59) możemy wyznaczyć współczynnik $CMRR$

$$CMRR = \frac{|k_{ur}|}{|k_{us}|} = \frac{g_{ds3}(1 + 2g_{m1}r_{ds5})}{g_{ds2} + g_{ds4}} \quad (12.60)$$

Wzmacniacz różnicowy na rys.12.12c posiada obciążenie aktywne w postaci lustra prądowego z tranzystorami M_3 i M_4 . Układ ten wyróżnia się tymi samymi zaletami, co omówiony wcześniej odpowiednik z tranzystorami bipolarnymi, tj. na wyjściu niesymetrycznym nie ma straty wzmocnienia w porównaniu do wyjścia różnicowego oraz składowa sumacyjna na tym wyjściu jest prawie całkowicie wyeliminowana.

Uproszczony schemat zastępczy wzmacniacza z rys.12.12c przedstawiono na rys.12.14. Przy konstrukcji tego schematu zastosowano te same założenia upraszczające, co w poprzedniej analizie układu z rys.12.12b.



Rys.12.14. Małosygnałowy model zastępczy wzmacniacza różnicowego z rys.12.12c

Wzmocnienie różnicowe, wyznaczone na podstawie przedstawionego małosygnałowego modelu zastępczego, wynosi

$$k_{ur} = \frac{U_o}{U_{ir}} = \frac{1}{2} \left(g_{m1} + \frac{g_{m1}g_{m4}}{g_{ds1} + g_{m3} + g_{ds3}} \right) \left(\frac{1}{g_{ds2} + g_{ds4}} \right) \quad (12.61)$$

Ponieważ tranzystory M_3 i M_4 są dopasowane (tj. $g_{m3} = g_{m4}$) oraz $g_{m3} \gg g_{ds1}$, g_{ds3} , to równanie (12.61) może być uproszczone do postaci

$$k_{ur} \approx \frac{g_{m1}}{g_{ds2} + g_{ds4}} \quad (12.62)$$

Porównując wyrażenia (12.55), (12.62) widzimy, że na wyjściu niesymetrycznym wzmacniacza z obciążeniem aktywnym w postaci lustra prądowego nie ma straty wzmocnienia.

Wyrażając konduktancję w równ. (12.62) przez parametry tranzystorów otrzymujemy

$$k_{ur} = \frac{2(K_1' I W_1 / L_1)^{1/2}}{(\lambda_2 + \lambda_4) I} = \frac{2}{\lambda_2 + \lambda_4} \left(\frac{K_1' W_1}{I L_1} \right)^{1/2} \quad (12.63)$$

przy czym λ_1, λ_2 są współczynnikami modulacji długości kanałów tranzystorów M_2 i M_4 .

Przykładowo, dla $W_1/L_1=10$, $I=100\mu A$, wzmocnienie różnicowe $k_{ur} \approx 103$. Jak widać wzmacniacz w technologii CMOS umożliwia uzyskanie znacznie mniejszego wzmocnienia (o ponad rząd wielkości) niż jego odpowiednik w technologii bipolarnej, przy porównywalnych wymiarach tranzystorów (por. rozdz. 12.2.5).

Rezystancja wyjściowa układu, wyznaczona ze schematu zastępczego na rys.12.14, wynosi

$$R_o = \frac{1}{g_{ds2} + g_{ds4}} = \frac{2}{(\lambda_2 + \lambda_4) I} \approx \frac{1}{\lambda I} \quad (12.64)$$

12.4. WZMACNIACZE OPERACYJNE

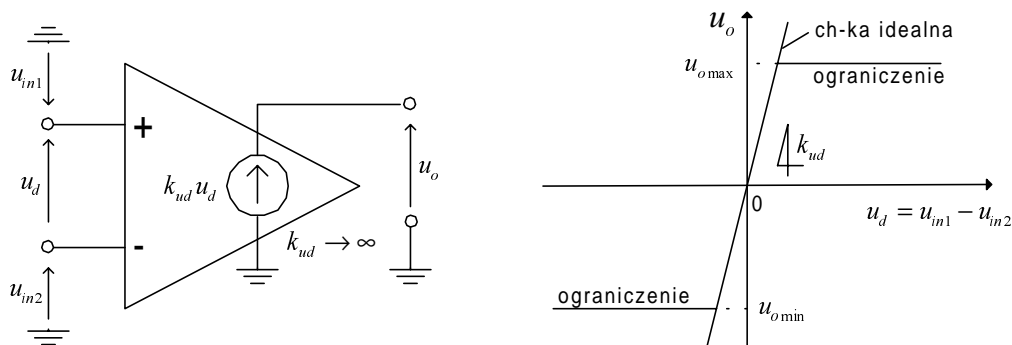
12.4.1. Podstawowe właściwości wzmacniaczy operacyjnych

Wzmacniacz operacyjny jest układem o sprzężeniach bezpośrednich, dużym wzmocnieniu i z reguły przeznaczony do pracy z zewnętrznym obwodem ujemnego sprzężenia zwrotnego. Jak wykazano w rozdz.11, sprzężenie to zapewnia lepszą stałość pracy, zwiększa zakres dynamiczny, poprawia liniowość i poszerza pasmo wzmacniacza. Zewnętrzny obwód sprzężenia zwrotnego decyduje w głównej mierze o właściwościach całego układu (patrz wzór (11.15)).

Na rys.12.15 przedstawiono schemat blokowy idealnego wzmacniacza operacyjnego, którego napięcie wyjściowe u_o zależy tylko od różnicy chwilowych wartości napięć wejściowych u_{in1} na wejściu nieodwracającym (+) i u_{in2} na wejściu odwracającym (-).

$$u_o = k_{ud} (u_{in1} - u_{in2}) = k_{ud} u_d \quad (12.65)$$

przy czym k_{ud} - wzmacnienie napięciowe różnicowe,
 u_d - wejściowe napięcie różnicowe.



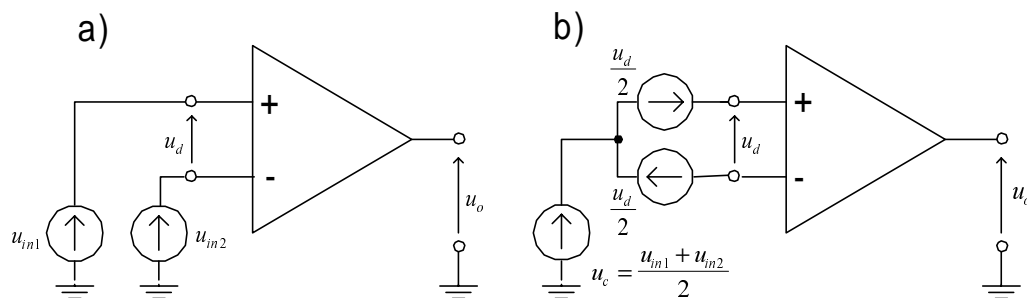
Rys.12.15. Wzmacniacz operacyjny: a) symbol, b) charakterystyka przejściowa
 $u_o = f(u_d)$

Idealny wzmacniacz operacyjny powinien posiadać m.in. nieskończenie dużą rezystancję wejściową na obu wejściach, liniową i nieskończenie stromą charakterystykę przejściową ($k_{ud} \rightarrow \infty$), brak ograniczeń napięcia wyjściowego, zerową rezystancję wyjściową, brak ograniczeń częstotliwościowych oraz nieskończenie duże tłumienie sygnałów wspólnych ($CMRR \rightarrow \infty$).

Sposób sterowania i wyodrębniania składowej różnicowej u_d (ang. *differential mode*) i składowej wspólnej (ang. *common mode*) $u_c = (u_{in1} + u_{in2})/2$ jest pokazany na rys.12.16.

Właściwości wzmacniacza operacyjnego określane są przy pomocy parametrów definiowanych w identyczny sposób jak dla wzmacniacza różnicowego.

Wejściowy prąd polaryzacji definiuje się jako średnią arytmetyczną prądów polaryzujących wejściową parę różnicową. W przypadku wzmacniacza z tranzystorami bipolarnymi $I_{IN} = (I_{B1} + I_{B2})/2$, przy czym I_{B1} , I_{B2} są prądami baz wejściowej pary różnicowej.



Rys.12.16. Sterowanie wzmacniacza operacyjnego: a) napięcia wejściowe określone oddzielnie, b) wyodrębnienie składowej różnicowej u_d i składowej wspólnej u_c

Typowe wartości wejściowych prądów polaryzacji wynoszą: $I_{IN} \approx 10\text{-}100\text{nA}$ dla wzmacniaczy bipolarnych oraz $I_{IN} \approx 0,1\text{-}10\text{pA}$ dla wzmacniaczy unipolarnych z tranzystorami MOSFET.

Wejściowy prąd niezrównoważenia $I_N = I_{IN1} - I_{IN2} = I_{B1} - I_{B2}$. Jego typowe wartości, to 50nA dla wzmacniaczy bipolarnych i ok. $0,5\text{pA}$ dla wzmacniaczy unipolarnych.

Wejściowe napięcie niezrównoważenia U_N jest to taka wartość wejściowego napięcia różnicowego, która sprowadza do zera napięcie stałe na wyjściu wzmacniacza. Typowe wartości tego napięcia wynoszą $1\text{-}5\text{mV}$ dla wzmacniaczy bipolarnych i kilka- 10mV dla wzmacniaczy unipolarnych.

Wzmocnienie sygnału różnicowego k_{ud} , nazywane również wzmocnieniem otwartej pętli, jest małosygnałowym wzmocnieniem wejściowego sygnału różnicowego, przy zerowej wartości sygnału wspólnego: $k_{ud} = u_o / u_d$, przy $u_c = 0$. Typowa wartość k_{ud} wynosi ok. 100 dB dla wzmacniaczy bipolarnych i ok. 70 dB dla wzmacniaczy unipolarnych.

Wzmocnienie sygnałów wspólnych $k_{uc} = u_o / u_c$, przy $u_d = 0$, jest małe i zamiast wartości k_{uc} podaje się zwykle *współczynnik tłumienia sygnału wspólnego* $CMRR = 20 \log \frac{k_{ud}}{k_{uc}}$. Współczynnik $CMRR$ dla wzmacniaczy bipolarnych ma najczęściej wartość większą niż 100 dB , a dla wzmacniaczy unipolarnych większą niż 60 dB .

Różnicowa rezystancja wejściowa R_{ind} zawiera się w granicach $0,2\text{-}3\text{ M}\Omega$ dla wzmacniaczy bipolarnych. We wzmacniaczach unipolarnych R_{ind} jest bardzo duża i nawet nie jest specyfikowana jako parametr wzmacniacza.

Rezystancja wyjściowa R_o wzmacniaczy bipolarnych jest mniejsza niż 100Ω , zaś dla wzmacniaczy unipolarnych jest dużo większa.

Właściwości częstotliwościowe wzmacniaczy operacyjnych określa się najczęściej w zakresie małosygnałowym *trzydecybelową, górną częstotliwością graniczną* (czyli częstotliwością bieguna dominującego) oraz *częstotliwością odcięcia* określaną też jako pole wzmocnienia (ang. *gainbandwidth*). Trzydecybelowa częstotliwość graniczna ma znikome znaczenie praktyczne, ponieważ we wzmacniaczach skompensowanych zawiera się w granicach od kilku do kilkuset herców. Częstotliwość odcięcia (tj. częstotliwość, przy której wzmocnienie przy otwartej pętli jest równe jedności) ma wartość $1\text{-}20\text{MHz}$ dla przeciętnych wzmacniaczy bipolarnych i $2\text{-}20\text{MHz}$ dla przeciętnych wzmacniaczy

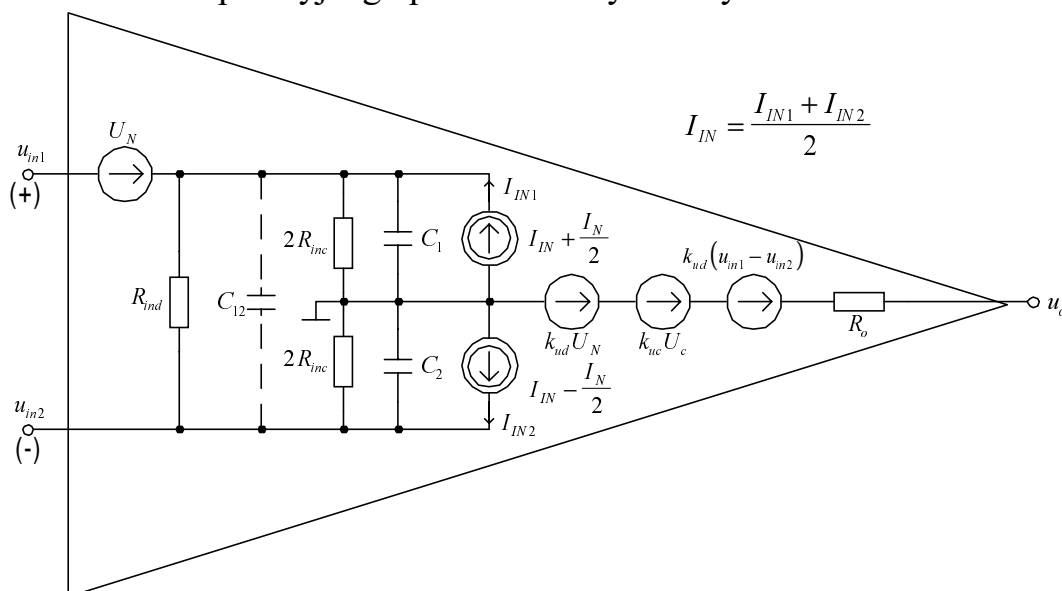
unipolarnych.

Podstawowym parametrem definiowanym w zakresie wielkosygnałowym jest *szybkość narastania napięcia wyjściowego* - SR (ang. *slew rate*). Wielkość tę definiuje się jako pochodną czasową napięcia wyjściowego

$$SR = \frac{du_o(t)}{dt} \approx \frac{\Delta u_o}{\Delta t} \quad (12.66)$$

Współczynnik SR podaje się w $V/\mu s$. Zawiera się on w granicach $1-100 V/\mu s$ dla przeciętnych wzmacniaczy bipolarnych i unipolarnych, przy czym wzmacniacze bipolarne mają mniejsze SR .

Wyszczególnione parametry związane są z liniowym modelem wzmacniacza operacyjnego przedstawionym na rys.12.17.



Rys.12.17. Liniowy model wzmacniacza operacyjnego

12.4.2. Budowa wzmacniaczy operacyjnych

Scalony wzmacniacz operacyjny jest układem wielostopniowym zawierającym stopień wejściowy, pośredni i wyjściowy.

Stopień wejściowy jest wzmacniaczem różnicowym zoptymalizowanym dla uzyskania minimalnego dryftu, dużej impedancji wejściowej oraz dużego tłumienia sygnałów sumacyjnych $CMRR$. Dla uzyskania dużego wzmocnienia całego układu, w różnicowym stopniu wejściowym oraz stopniu pośrednim stosuje się obciążenie aktywne.

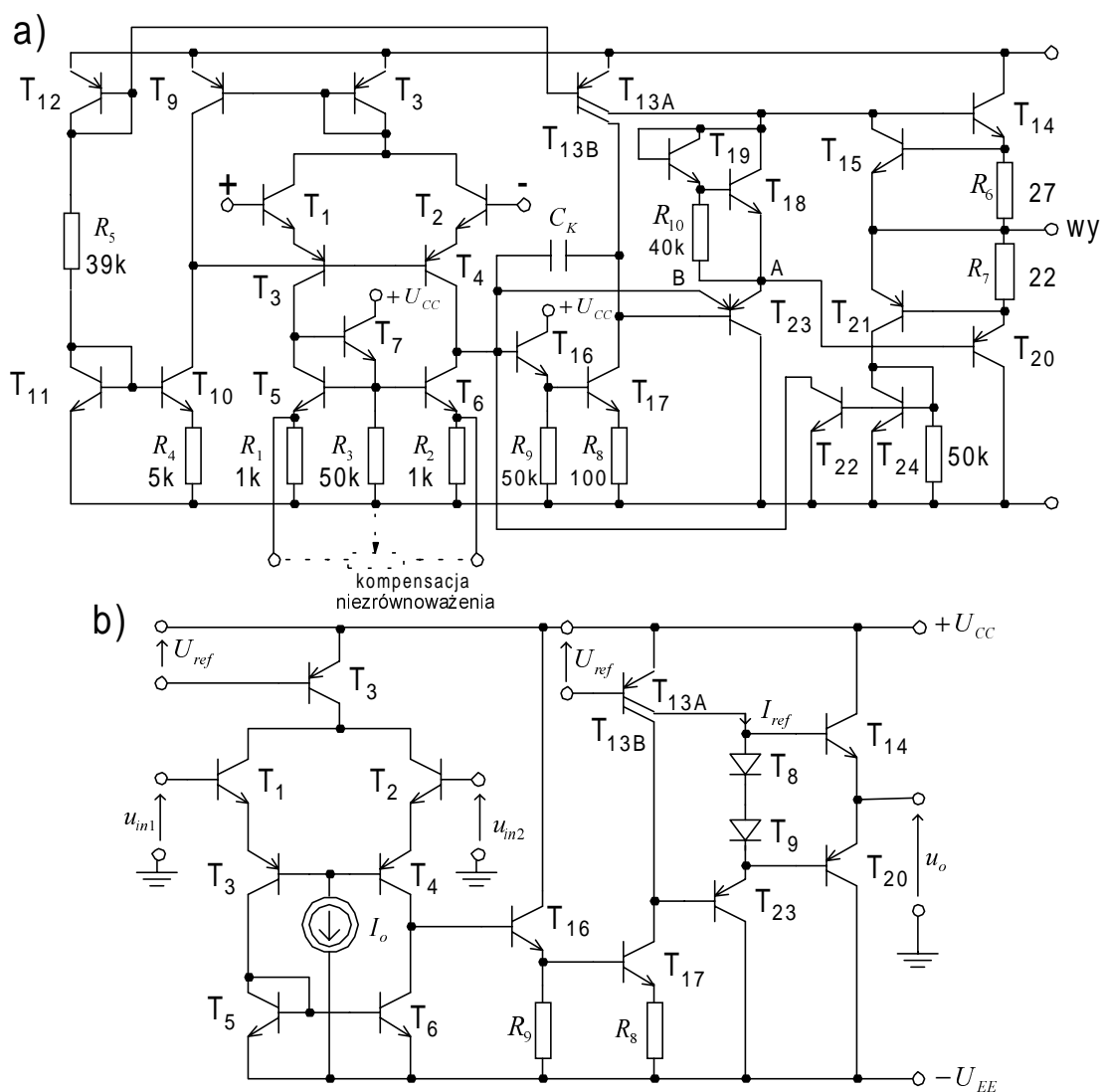
Stopień wyjściowy wzmacniacza operacyjnego jest najczęściej symetrycznym wtórnikiem emiterowym, pozwalającym na uzyskanie małej impedancji wyjściowej oraz dużej wartości napięcia wyjściowego

i prądu obciążenia.

O wartości wzmocnienia napięciowego układu oraz o kształcie charakterystyki częstotliwościowej decydują dwa pierwsze stopnie.

Zastosowanie obciążeń aktywnych i zapewnienie dużego wzmocnienia w układzie dwustopniowym znacznie ułatwia kompensację charakterystyk częstotliwościowych, którą można zrealizować za pomocą jednego kondensatora scalonego o niewielkiej pojemności. (Każdy stopień wzmacniacza wprowadza nowe bieguny transmitancji i komplikuje problem stabilności układu ze sprzężeniem zwrotnym).

Istnieje wiele odmian wzmacniaczy operacyjnych. Tytułem ilustracji sposobu realizacji takiego wzmacniacza opiszemy przykładowe rozwiązanie układowe wzmacniacza bipolarnego i unipolarnego.



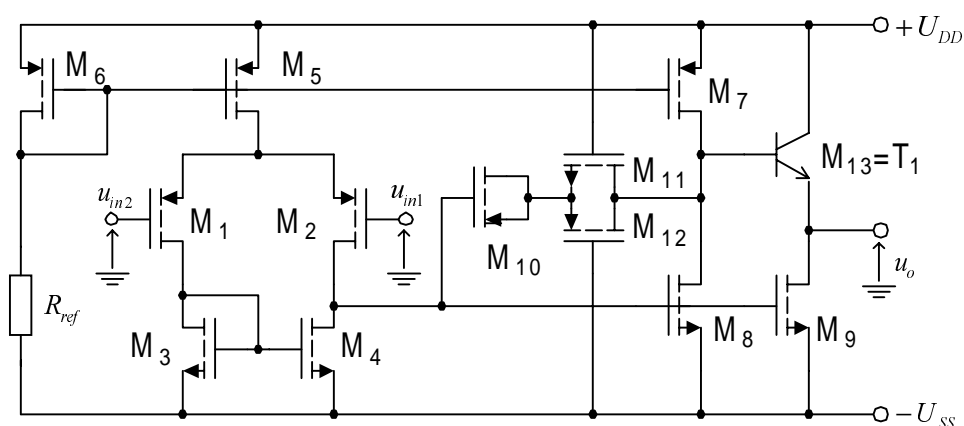
Rys.12.18. Schemat ideowy wzmacniacza operacyjnego $\mu A741$: a) pełny, b) uproszczony

typu n jest wytwarzane przez dzielnik napięciowy z rezystorem R_{REF} i tranzystorem M_6 w połączeniu „diodowym”.

Obciążeniem aktywnym pary różnicowej jest lustro prądowe z tranzystorami M_3, M_4 z kanałem typu p . Napięcie z wyjścia układu różnicowego steruje tranzystor M_8 stopnia wyjściowego w konfiguracji OS z obciążeniem aktywnym z tranzystorem M_7 . W celu ukształtowania jednobiegunowej charakterystyki amplitudowej zastosowano pojemność kompensującą C_k . Opisany układ charakteryzuje się bardzo dużą rezystancją wyjściową z uwagi na bezpośrednie wyjście z drugiego stopnia wzmacniającego.

Na rys.12.20 przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza BiCMOS, w którym na wyjściu zastosowano wtórnik emiterowy z tranzystorem $M_{13} = T_1$ zapewniającym małą rezystancję wyjściową. Układ ten posiada bardzo podobną strukturę do przedstawionego wcześniej na rys.12.19 z tym, że para różnicowa jest zrealizowana na tranzystorach M_1, M_2 z kanałem typu p , co w powiązaniu z całością struktury układowej pozwala na realizację wtórnika emiterowego na tranzystorze T_1 typu n-p-n (tranzystor n-p-n jest elementem dostępnym w technologii BiCMOS).

Równolegle połączone tranzystory M_{11}, M_{12} , odpowiednio z kanałem typu n i p , pracują w obszarze liniowym i zapewniają prawie liniową rezystancję dynamiczną R_z . Rezystancja ta połączona szeregowo z pojemnością bramkową tranzystora M_{10} formuje obwód R_z, C_k do kompensacji charakterystyki częstotliwościowej wzmacniacza (z kompensacją zera). Na schemacie pominięto połączenia podłoży tranzystorów do odpowiednich napięć zasilających $+U_{DD}$ lub $-U_{SS}$.

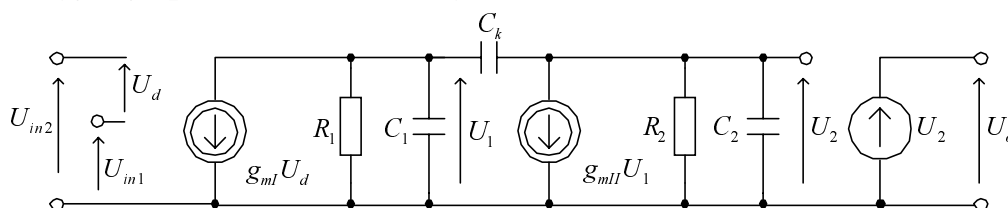


Rys.12.20. Dwustopniowy wzmacniacz operacyjny BiCMOS

12.4.3. Kompensacja charakterystyki częstotliwościowej wzmacniacza operacyjnego

Typowy wzmacniacz operacyjny, którego uproszczony schemat ideowy przedstawiono na rys.12.18b, jest układem dwustopniowym. Stopniem wejściowym jest układ różnicowy z obciążeniem aktywnym w postaci lustra prądowego, zaś następnym stopniem jest najczęściej układ OE (lub OS we wzmacniaczu unipolarnym) z obciążeniem aktywnym i wewnętrzną kompensacją charakterystyki częstotliwościowej (kondensator C_k).

Uproszczony model zastępczy dwustopniowego wzmacniacza operacyjnego przedstawiono na rys.12.21.



Rys.12.21. Schemat zastępczy dwustopniowego wzmacniacza operacyjnego

Analiza układu z rys.12.21 pozwala na ilustrację wpływu pojemności kompensującej (wywołującą efekt Millera w drugim stopniu) na charakterystyki częstotliwościowe wzmacniacza.

Jak łatwo wykazać, transmitancja wzmacniacza bez pojemności C_k ma postać [22]

$$\frac{U_o(s)}{U_d(s)} = -\frac{g_{mI} R_1 g_{mII} R_2 \omega_I' \omega_{II}'}{(s + \omega_I')(s + \omega_{II}')} = \frac{k_{u0} \omega_I' \omega_{II}'}{(s + \omega_I')(s + \omega_{II}')} \quad (12.67)$$

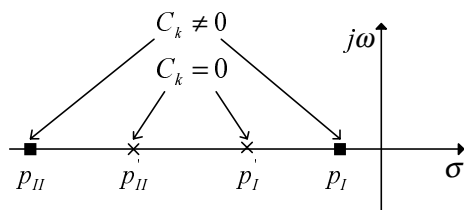
przy czym

$$\begin{aligned} \omega_I' &= -p_I' = \frac{1}{R_1 C_1} \\ \omega_{II}' &= -p_{II}' = \frac{1}{R_2 C_2} \end{aligned} \quad (12.68)$$

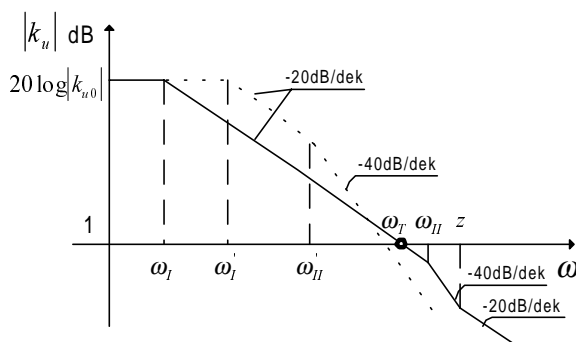
Rozkład biegunów p_I' , p_{II}' funkcji transmitancji wzmacniacza nieskompensowanego przedstawiono na rys.12.22, zaś na rys.12.23 linią przerywaną przedstawiono logarytmiczne charakterystyki Bodego modułu wzmocnienia wzmacniacza.

Dla pulsacji większej niż ω_{II}' nachylenie charakterystyki amplitudowej jest równe -40dB/dek, a moduł wzmocnienia jest większy niż 1 (0dB). Nieskompensowany wzmacniacz po zamknięciu pętli sprzężenia

zwrotnego jest zatem niestabilny. A przecież wiadomo, że wzmacniacze operacyjne przeznaczone są wyłącznie do pracy z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego.



Rys.12.22. Rozkład zer i biegunów transmitancji skompensowanego i nieskompensowanego wzmacniacza operacyjnego



Rys.12.23. Charakterystyki modułu wzmocnienia skompensowanego i nieskompensowanego wzmacniacza operacyjnego

Transmitancja skompensowanego wzmacniacza ma postać [22]

$$\frac{U_o(s)}{U_d(s)} = -k_{u0} [1 - (sC_k / g_{mII})] / \{1 + s[R_1(C_1 + C_2) + R_2(C_2 + C_k)] +$$

$$+ g_{mII}R_1R_2C_k\} + s^2R_1R_2[C_1C_2 + C_k(C_1 + C_2)]\} \quad (12.69)$$

Aproksymowane wartości biegunów oraz pojawiające się zero nowej transmitancji wynoszą

$$\omega_I = -p_I \approx \frac{-1}{g_{mII}R_1R_2C_k} \quad (12.70)$$

$$\omega_{II} = -p_{II} = \frac{-g_{mII}C_k}{C_1C_2 + C_2C_k + C_1C_k} \quad (12.71)$$

$$z = \frac{g_{mII}}{C_k} \quad (12.72)$$

Jak pokazano na rys.12.22 biegun p_I' przesunął się w kierunku początku układu współrzędnych do p_I , a biegun p_{II}' w kierunku przeciwnym do p_{II} . Linia ciągłą na rys.12.22 przedstawiono charakterystykę modułu wzmocnienia skompensowanego wzmacniacza. Jeżeli dobierze się takie C_k , aby

$$\omega_T \leq \omega_H \quad (12.73)$$

to wzmacniacz operacyjny będzie skompensowany z marginesem fazy nie mniejszym niż 45° . Przyrównując moduł wzmocnienia skompensowanego wzmacniacza do jedności, można wyznaczyć w przybliżeniu pulsację odcięcia

$$\omega_T = GB = \frac{g_{ml}}{C_k} \quad (12.74)$$

Opisany sposób kompensacji charakterystyki częstotliwościowej wzmacniacza nazywany jest *kompensacją biegunem dominującym*.

12.4.4. Szybkość narastania napięcia wyjściowego

Przy dużych i szybko zmieniających się sygnałach wejściowych wzmacniacz operacyjny ulega przesterowaniu mimo pętli sprzężenia zwrotnego. Przesterowanie objawia się ograniczeniem prędkości narastania napięcia wyjściowego. Maksymalna możliwa prędkość zmian napięcia wyjściowego SR (ang. *slew rate*) ograniczona jest wydajnością źródła prądowego zasilającego stopień wejściowy wzmacniacza. Wydajność prądowa różnicowego stopnia wejściowego zależy od napięcia wejściowego u_d i jest ograniczona do zakresu $-I$, $+I$ (rys.12.4). Z wyjścia stopnia różnicowego sterowany jest drugi stopień wzmacniacza, który między swoim wejściem, a wyjściem ma włączoną pojemność kompensującą C_k . Dla dużej zmiany sygnału sterującego, kiedy nastąpi całkowite przełączenie prądów tranzystorów pary różnicowej, maksymalny prąd jaki może ładować pojemność C_k jest stały i równy I .

Napięcie wyjściowe można zatem przedstawić następująco

$$u_o(t) = \frac{1}{C_k} \int I dt \quad (12.75)$$

Po obustronnym zróżniczkowaniu zależności (12.75) względem czasu otrzymujemy

$$SR = \frac{du_o(t)}{dt} = \frac{I}{C_k} \quad (12.76)$$

Przykładowo, dla wzmacniacza $\mu A741$ prąd $I = 20\mu A$, pojemność $C_k = 30pF$, skąd $SR = 0,67V/\mu s$. Jest to typowa wartość SR dla większości wzmacniaczy operacyjnych ogólnego zastosowania.

Dostępne są również wzmacniacze operacyjne do specjalnych

W przedstawionym układzie

$$I_o = g_m U_{in} \quad (12.80)$$

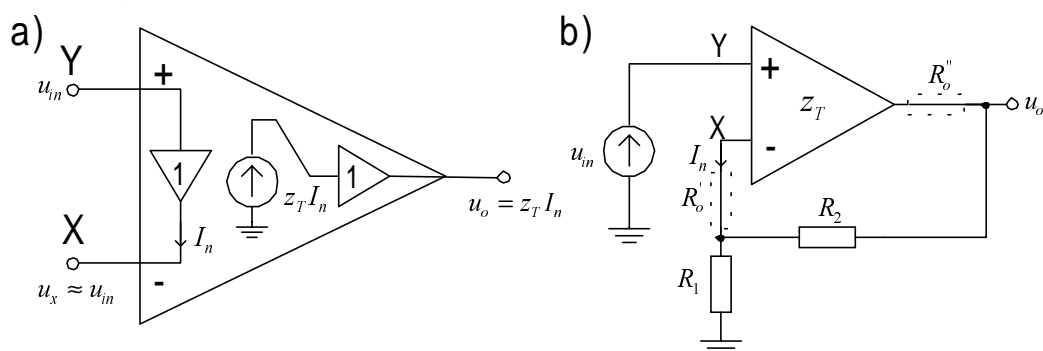
$$g_m = \frac{I_{REF}}{2\phi_T} \quad (12.81)$$

Jak wynika z przedstawionego schematu i zależności (12.80, 12.81), zmieniając napięcie U_{REG} lub rezystancję R można regulować wartość transkonduktancji wzmacniacza.

Wzmacniacz OTA ma bardzo szerokie zastosowanie przy konstrukcji filtrów aktywnych.

b) Wzmacniacz ze sprzężeniem prądowym

Bardzo ważnym układem, szeroko stosowanym w praktyce, jest *wzmacniacz ze sprzężeniem prądowym* (ang. *current-feedback-amplifier*), nazywany również *wzmacniaczem transimpedancyjnym*. Specjalna struktura układowa wzmacniacza, w połączeniu z tzw. komplementarną technologią bipolarną (ang. *complementary bipolar process*) pozwala na realizację bardzo szybkich wzmacniaczy operacyjnych, których pole wzmocnienia osiąga wartości gigaherców, a czasy ustalania odpowiedzi są w przedziale od ułamków do 10ns. Wzmacniacze te są również realizowane jako bloki funkcjonalne w technologii CMOS.



Rys.12.25. a) model wzmacniacza transimpedancyjnego, b) nieodwracający wzmacniacz ze sprzężeniem prądowym

Na rys.12.25a przedstawiono model zastępczy idealnego wzmacniacza transimpedancyjnego, a na rys.12.25b wykorzystano ten układ do realizacji wzmacniacza ze sprzężeniem prądowym w konfiguracji nieodwracającej, w którym zastosowano obwód zewnętrznego sprzężenia zwrotnego z rezystorami R_1 , R_2 .

Wtórnik napięciowy powtarza napięcie u_{in} przyłożone do wejścia nieodwracającego Y na wejściu odwracającym X. Dla układu idealnego

rezystancja wyjściowa wtórника napięciowego jest równa zero. Napięcie wyjściowe stopnia transimpedancyjnego $u_o = z_T I_n$, przy czym I_n jest prądem na wejściu odwracającym X, a $z_T(j\omega)$ jest transimpedancją układu. W celu zapewnienia małej rezystancji wyjściowej całego układu na jego wyjściu również zastosowano wtórnik napięciowy o wzmacnieniu 1. Dla układu z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego na rys.12.25b, stosując zasadę superpozycji, możemy napisać równanie

$$U_x = U_y = U_{in}$$

$$I_n = \frac{U_{in}}{R_1 \parallel R_2} - \frac{U_o}{R_2} \quad (12.82)$$

$$U_o = z_T(j\omega)I_n$$

Rozwiązując układ równań (12.82), otrzymujemy wzmacnienie układu z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego

$$\begin{aligned} k_f(j\omega) &= \frac{U_o}{U_{in}} = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \left(\frac{1}{1 + R_2 / z_T(j\omega)} \right) = \\ &= \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \left(\frac{1}{1 + 1/T(j\omega)} \right) \end{aligned} \quad (12.83)$$

$$\text{przy czym } T(j\omega) = z_T(j\omega)/R_2 \quad (12.84)$$

jest wzmacnieniem pętli sprzężenia zwrotnego.

Jeżeli transimpedancja wzmacniacza posiada skończoną wartość transrezystancji R_T i jeden biegun dominujący, to w dziedzinie częstotliwości możemy ją zapisać

$$z_T(j\omega) = \frac{R_T}{1 + \frac{j\omega}{\omega_g}} \quad (12.85)$$

przy czym

$$\omega_g = \frac{1}{R_T C_T} \quad (12.86)$$

jest pulsacją dominującego bieguna.

Podstawiając (12.85) do (12.83) oraz wykorzystując (12.86) otrzymujemy

$$k_f(j\omega) = k_{f0} \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{\omega_{gf}}} \quad (12.87)$$

przy czym

$$k_{f0} = \frac{1 + \frac{R_2}{R_1}}{1 + \frac{R_2}{R_T}} \approx 1 + \frac{R_2}{R_1}, \text{ (ponieważ } R_T \gg R_2) \quad (12.88)$$

jest wzmocnieniem stałoprądowym układu z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego,

$$\omega_{gf} = \omega_s \left(1 + \frac{R_T}{R_2} \right) \approx \omega_s \frac{R_T}{R_2} \quad (12.89)$$

jest pulsacją graniczną wzmacniacza z zamkniętą pętlę sprzężenia zwrotnego.

Wykorzystując (12.88, 12.89) możemy wyznaczyć pole wzmocnienia

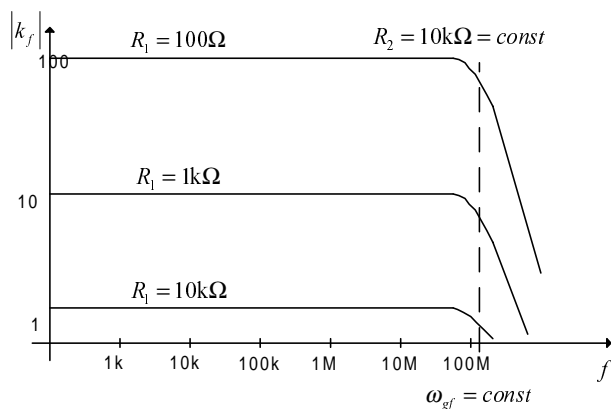
$$\begin{aligned} GB_0 = k_{f0} \omega_{gf} &= \frac{1 + \frac{R_2}{R_1}}{1 + \frac{R_2}{R_T}} \left(1 + \frac{R_T}{R_2} \right) \omega_s \approx \\ &\approx \frac{\omega_s R_T}{R_2} \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \approx \omega_s \frac{R_T}{R_1} \approx \omega_{gf} \end{aligned} \quad (12.90)$$

Z równań (12.88), (12.89) wynika, że wzmocnienie układu z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego zależy od obu rezystancji R_1 , R_2 , zaś pulsacja graniczna ω_{gf} wzmacniacza zależy tylko od rezystancji R_2 . Istnieje zatem możliwość ustalenia najpierw szerokości pasma wzmacniacza, przez odpowiedni dobór rezystancji R_2 , a następnie wzmocnienia, dobierając potrzebną wartość rezystancji R_1 .

Możliwość kształtowania szerokości pasma $\omega_{gf} \approx GB$ niezależnie od wzmocnienia k_{f0} jest najważniejszą zaletą wzmacniacza operacyjnego ze sprzężeniem prądowym.

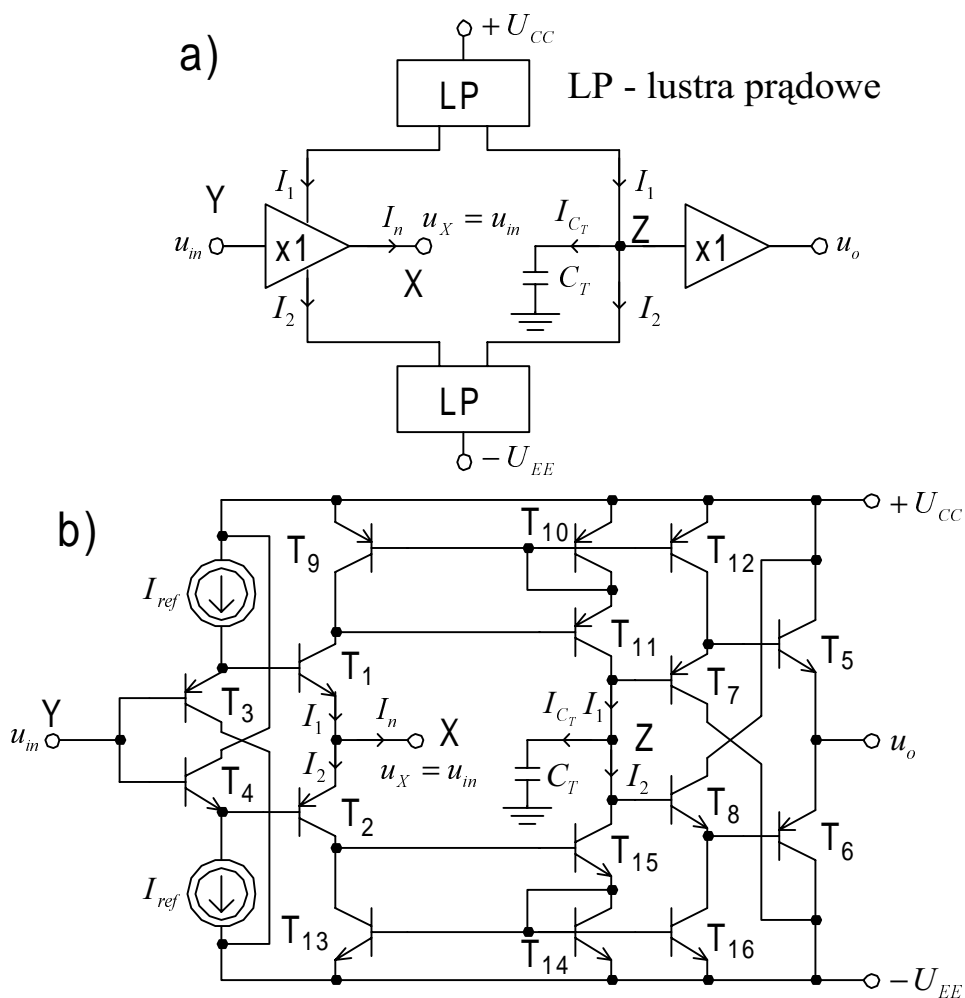
Na rys.12.26 podano przykładowe charakterystyki amplitudowe wzmacniacza z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego, w którym przy stałej rezystancji R_2 uzyskano stałe pasmo, niezależnie od wzmocnienia regulowanego za pomocą rezystora R_1 .

Przy analizie wzmacniacza operacyjnego ze sprzężeniem prądowym pominięto wpływ rezystancji wyjściowych R_o' i R_o'' , odpowiednio wejściowego i wyjściowego wtórnika napięciowego (zaznaczonych linią przerywaną na rys.12.25b oraz wpływ rezystancji obciążenia.



Rys.12.26. Przykładowe charakterystyki amplitudowe wzmacniacza z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego

W rzeczywistym wzmacniaczu, przy niezerowych wartościach R_o' i R_o'' , szerokość pasma wzmacniacza ze sprzężeniem zwrotnym w niewielkim stopniu zależy również od rezystancji R_1 , przez co pasmo wzmacniacza nieznacznie maleje ze wzrostem wzmocnienia (regulowanego za pomocą rezystancji R_1 , przy $R_2 = \text{const}$).



Rys.12.27. Wzmacniacz operacyjny ze sprzężeniem prądowym: a) schemat blokowy, b) uproszczony schemat ideowy

Na rys.12.27 przedstawiono uproszczony schemat ideowy prostego wzmacniacza operacyjnego ze sprzężeniem prądowym wraz z jego schematem blokowym.

Wejściowy wtórnik napięciowy tworzy symetryczny wtórnik emiterowy z tranzystorami T_1 , T_2 i układem polaryzacji z tranzystorami T_3 , T_4 . Ponadto pary tranzystorów T_3 , T_1 - T_4 , T_2 tworzą przeciwstawne układy Darlingtona w celu zwiększenia rezystancji wejściowej układu. W podobny sposób zrealizowany jest wyjściowy wtórnik emiterowy z tranzystorami T_5 , T_6 i układem polaryzacji z tranzystorami T_7 , T_8 . Prąd na wejściu nieodwracającym $I_n = I_1 - I_2$, przy czym I_1 oraz I_2 są prądami emiterów wejściowego wtórnika emiterowego. Prądy I_1 , I_2 przenoszone są przez lustra prądowe Wilsona z tranzystorami T_9 - T_{11} i T_{13} - T_{14} i sumowane są w węźle Z. Wypadkowa impedancja widziana z węzła Z jest transimpedancją $z_T(j\omega)$ układu, a napięcie tego węzła jest powtarzane na wyjściu jako $U_o = z_T(j\omega) I_n$.

13 LINIOWE ZASTOSOWANIA WZMACNIACZY OPERACYJNYCH

13.1. WPROWADZENIE

Wzmacniacze operacyjne dzięki swej uniwersalności znajdują powszechne zastosowanie w realizacji różnorodnych układów analogowych w wielu dziedzinach elektroniki, zwłaszcza w układach sterowania, automatyki a także w układach pomiarowych. Układy ze wzmacniaczami operacyjnymi jako elementami aktywnymi prawie całkowicie zastąpiły klasyczne rozwiązania tranzystorowe w zakresie małych częstotliwości. Nowa generacja szybkich wzmacniaczy operacyjnych, głównie z prądowym sprzężeniem zwrotnym o częstotliwościach f_T do 10 GHz i SR rzędu 500 - kilku tysięcy V/ μ s, znacznie rozszerza zakres częstotliwości układów budowanych w oparciu o te wzmacniacze.

Za pomocą wzmacniaczy operacyjnych można realizować funkcyjne operacje liniowe i nieliniowe na sygnałach analogowych, takie jak np. sumowanie, całkowanie, różniczkowanie, przesuwanie fazy napięcia, przetwarzanie napięcie - prąd lub prąd - napięcie, precyzyjne prostowanie i wiele, wiele innych. Szczególną klasą układów realizowaną w oparciu o wzmacniacze operacyjne są filtry aktywne o charakterystykach pasmowych z biegunami zespolonymi, a przy tym bez użycia indukcyjności. Niżej zostaną przedstawione zastosowania liniowe wzmacniaczy operacyjnych w układach wzmacniających, w układach realizujących operacje matematyczne oraz filtrach aktywnych.

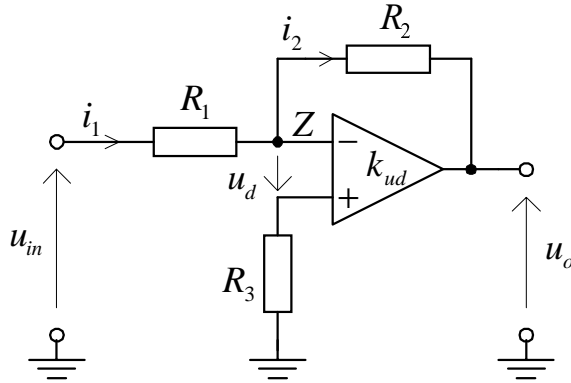
13.2. PODSTAWOWE KONFIGURACJE WZMACNIACZA OPERACYJNEGO W UKŁADACH WZMACNIAJĄCYCH

13.2.1. Wzmacniacz odwracający

Układ wzmacniacza odwracającego fazę pokazano na rys.13.1. W układzie tym zastosowano ujemne sprzężenie zwrotne napięciowe równoległe. Zakładając idealny model wzmacniacza operacyjnego,

rezystancja wejściowa $R_{ind} \rightarrow \infty$ i do wejść wzmacniacza nie wpływają żadne prądy. Zatem $i_1 = i_2$, czyli

$$\frac{u_{in} + u_d}{R_1} = \frac{-u_d - u_o}{R_2} \quad (13.1)$$



Rys.13.1. Wzmacniacz odwracający

Ponieważ potencjał wejścia nieodwracającego jest równy potencjałowi masy (przez rezystor R_3 nie płynie prąd), więc

$$u_d = \frac{u_o}{k_{ud}} \quad (13.2)$$

W idealnym przypadku, gdy $k_{ud} \rightarrow \infty$, $u_d \rightarrow 0$, potencjał punktu Z jest bliski potencjałowi masy i dlatego punkt ten nazywany jest „masą pozorną” (*virtual ground*). Przy założeniu $u_d = 0$, ze wzoru (13.1) możemy wyznaczyć wartość wzmocnienia napięciowego wzmacniacza odwracającego

$$k_{u0f} = \frac{u_o}{u_{in}} = -\frac{R_2}{R_1} \quad (13.3)$$

W celu uzyskania najmniejszego błędu spowodowanego napięciem niezrównoważenia, powstającego na skutek przepływu wejściowych prądów polaryzujących, należy dobrać: $R_3 = R_1 \parallel R_2$

W ogólnym przypadku rezystory R_1 i R_2 możemy zastąpić impedancjami Z_1 i Z_2 ; wtedy wzór (13.3) przyjmuje postać

$$k_{uf} = \frac{u_o}{u_{in}} = -\frac{Z_2}{Z_1} \quad (13.4)$$

W zależności od doboru tych elementów możemy realizować dowolną transmitancję i układ może spełniać szereg funkcji (przynajmniej jedna z tych impedancji musi zapewnić przepływ składowej stałej wejściowego prądu polaryzacji).

Ponieważ wzmocnienie różnicowe wzmacniacza operacyjnego jest bardzo duże, to napięcie różnicowe u_d na zaciskach wejściowych wzmacniacza jest bardzo małe.

Przykładowo, jeżeli $R_1 = 10\text{ k}\Omega$, $R_2 = 100\text{ k}\Omega$, $k_{ud} \approx 10^5$, to $k_{uof} = -10\text{ V/V}$. Dla napięcia wejściowego np. $u_{in} = 0,2\text{ V}$, napięcie wyjściowe $u_o = -2\text{ V}$, a bezpośrednio na zaciskach wejściowych wzmacniacza napięcie $u_d = -u_o / k_{ud} \approx 20\text{ }\mu\text{V}$ tj. 10 000 razy mniej niż u_{in} .

Z tego względu przyjmuje się, że na zaciskach wejściowych wzmacniacza operacyjnego występuje „bezprądowe zwarcie”.

Zwarcie jest bezprądowe, ponieważ prąd wejściowy przez to zwarcie praktycznie nie przepływa, kierując się niemal w całości z rezystora R_1 do rezystora R_2 .

Rezystancja wejściowa układu wynosi

$$\begin{aligned} R_{inf} &= \frac{u_{in}}{i_1} = \frac{u_{in}}{\frac{(u_{in} + u_d)}{R_1}} = R_1 \frac{u_{in}}{u_{in} + \frac{u_o}{k_{ud}}} = \\ &= R_1 \left(\frac{1}{1 + k_{uof} / k_{ud}} \right) \approx R_1 \left(1 - \frac{k_{uof}}{k_{ud}} \right) \approx R_1 \end{aligned} \quad (13.5)$$

ponieważ $|k_{uof}| \ll k_{ud}$

Wykorzystując zasadę „bezprądowego zwarcia” na wejściu wzmacniacza operacyjnego możemy bezpośrednio wyznaczyć: $R_{inf} = R_1$.

Z uwagi na bardzo silne ujemne sprzężenie zwrotne napięciowe, rezystancja wyjściowa $R_{of} \approx R_o \frac{|k_{uof}|}{k_{ud}}$ (R_o jest rezystancją wyjściową wzmacniacza operacyjnego) jest pomijalnie mała i układ zachowuje się prawie jak idealne sterowane źródło napięciowe.

Trzydecybelowa pulsacja graniczna wzmacniacza ω_{gf} jest równa ilorazowi pulsacji odcięcia ω_T wzmacniacza operacyjnego i modułu stałoprądowego wzmocnienia $|k_{uof}|$ wzmacniacza

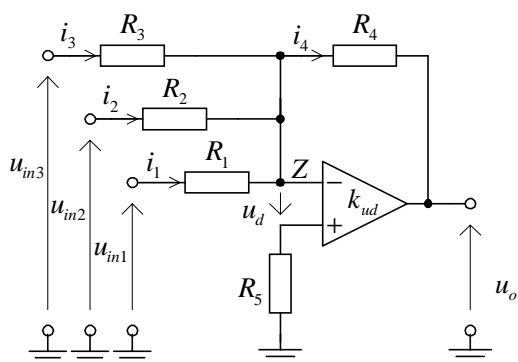
$$\omega_{gf} \approx \frac{\omega_T}{|k_{uof}|} \quad (13.6)$$

co bezpośrednio wynika z zasady, że pole wzmocnienia jest stałe i równe pulsacji odcięcia wzmacniacza operacyjnego.

13.2.2. Wzmacniacz sumujący

W układzie przedstawionym na rys.13.2. możemy zrealizować

sumowanie napięć.



Rys.13.2. Wzmacniacz sumujący

Zakładając idealny model wzmacniacza operacyjnego, otrzymujemy $i_1 + i_2 + i_3 = i_4$.

Stąd

$$u_o = -R_4 \left(\frac{u_{in1}}{R_1} + \frac{u_{in2}}{R_2} + \frac{u_{in3}}{R_3} \right) \quad (13.7)$$

Przy doborze jednakowych wartości rezystorów $R_1 = R_2 = R_3 = R$ otrzymuje się w układzie sumowanie napięć

$$u_o = -\frac{R_4}{R} (u_{in1} + u_{in2} + u_{in3}) \quad (13.8)$$

Rezystancje wejściowe układu widziane z każdego z wejść wynoszą odpowiednio R_1, R_2, R_3 .

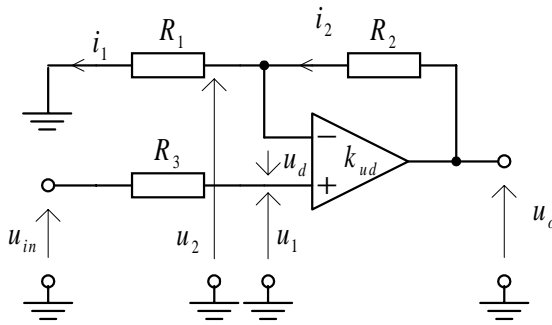
Dla zminimalizowania wpływu napięcia niezrównoważenia, powstającego na skutek przepływu wejściowych prądów polaryzujących, należy dobrać $R_5 = R_1 \parallel R_2 \parallel R_3 \parallel R_4$.

13.2.3. Wzmacniacz nieodwracający

Podstawowy układ wzmacniacza nieodwracającego przedstawiono na rys.13.3. W układzie tym zastosowano ujemne sprzężenie zwrotne napięciowe szeregowe (a nie równoległe jak we wzmacniaczu odwracającym). Dlatego w układzie tym należy się spodziewać (w stosunku do wzmacniacza odwracającego) bardzo dużej rezystancji wejściowej.

Zgodnie z oznaczeniami na rys.13.3 otrzymujemy

$$u_o = k_{ud} u_d = k_{ud} \left(u_{in} - u_o \frac{R_1}{R_1 + R_2} \right) \quad (13.9)$$



Rys.13.3. Wzmacniacz
nieodwracający

Stąd

$$u_{in} = \frac{u_o}{k_{ud}} + u_o \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad (13.10)$$

Dla $k_{ud} \rightarrow \infty$ otrzymujemy

$$k_{uof} = \frac{u_o}{u_{in}} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad (13.11)$$

Wzmocnienie jest dodatnie i większe od jedności. We wzmacniaczu nieodwracającym nie ma punktu „masy pozornej” i w przeciwieństwie do wzmacniacza odwracającego w układzie tym występuje wejściowy sygnał sumacyjny, ze względu na sterowanie obu wejść. Ponieważ wzmacniacz nieodwracający jest układem z napięciowym, szeregowym sprzężeniem zwrotnym, to różnica zwrotna wynosi

$$F = 1 + k_{ud} \frac{R_1}{R_1 + R_2} = 1 + \frac{k_{ud}}{k_{u0f}} \approx \frac{k_{ud}}{k_{u0f}} \quad (13.12)$$

W oparciu o elementarną teorię sprzężenia zwrotnego możemy wyznaczyć rezystancję wejściową i wyjściową wzmacniacza nieodwracającego

$$R_{inf} = R_{ind} \frac{k_{ud}}{k_{uof}} \quad (13.13)$$

$$R_{of} = R_o \frac{k_{uof}}{k_{ud}} \quad (13.14)$$

przy czym R_{ind}, R_o są odpowiednio różnicową rezystancją wejściową i rezystancją wyjściową wzmacniacza operacyjnego.

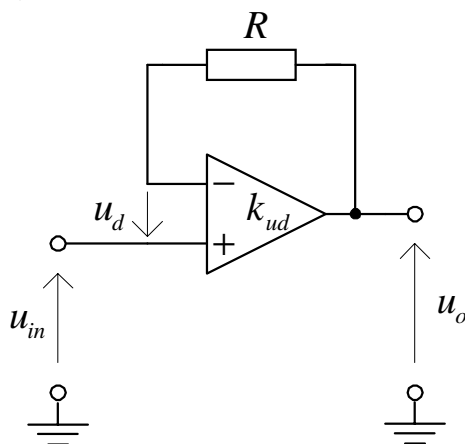
Rezystancja R_{inf} , odpowiadająca wyrażeniu (13.13) jest bardzo duża i może być pominięta, natomiast ograniczeniem wejściowej rezystancji wzmacniacza nieodwracającego jest wejściowa rezystancja R_{inc} dla sygnałów wspólnych, która nie jest objęta pętlą sprzężenia

zwrotnego. Rezystancja R_{of} jest tak mała, że praktycznie układ zachowuje się prawie jak idealne sterowane źródło napięciowe.

W celu zminimalizowania wpływu napięcia niezrównoważenia, powstającego na skutek przepływu wejściowych prądów polaryzujących, należy zapewnić: $R_g = R_1 \parallel R_2$, gdzie R_g jest rezystancją źródła sterującego.

13.2.4. Wtórnik napięciowy

Przyjmując we wzmacniaczu nieodwracającym $R_1 = \infty$ uzyskuje się, zgodnie ze wzorem (13.11), wzmocnienie napięciowe równe jedności. Układ pracuje wtedy jako wtórnik napięciowy (rys.13.4) i charakteryzuje się bardzo dużą rezystancją wejściową, która w układzie rzeczywistym stanowi równoległe połączenie wejściowej rezystancji dla sygnałów wspólnych i wejściowej rezystancji różnicowej wzmacniacza pomnożonej przez wzmocnienie przy otwartej pętli sprzężenia zwrotnego ($R_{in} = R_{inc} \parallel R_{ind} k_{ud}$). Rezystancja wyjściowa jest pomijalnie mała, $R_{of} = R_o / k_{ud}$. Wartość rezystancji R należy tak dobrać, aby była równa rezystancji wewnętrznej źródła sygnału.



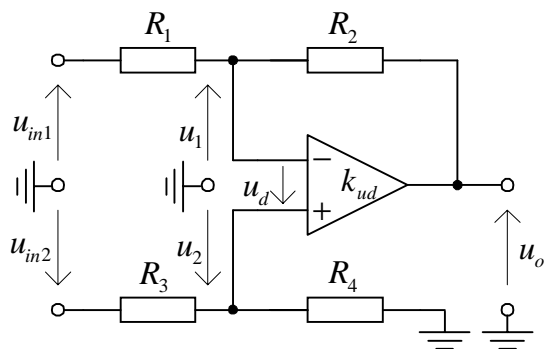
Rys.13.4. Wtórnik napięciowy

Trzydecybelowa pulsacja graniczna wtórnika napięciowego wynosi

$$\omega_{gf} = \omega_T \quad (13.15)$$

13.2.5. Wzmacniacz różnicowy

Na rys.13.5 przedstawiono wzmacniacz różnicowy ze sprzężeniem zwrotnym, który może służyć do odejmowania dwóch napięć.



Rys.13.5. Wzmacniacz różnicowy do odejmowania napięć

Przy założeniu, że wejście wzmacniacza nie pobiera prądu możemy napisać relacje

$$u_2 = u_{in2} \frac{R_4}{R_3 + R_4} \quad (13.16)$$

$$\frac{u_{in1} - u_1}{R_1} = \frac{u_1 - u_o}{R_2}$$

Jeżeli $k_{ud} \rightarrow \infty$, to $u_1 = u_2$ i z równań (13.16) otrzymujemy

$$u_o = \left(\frac{R_1 + R_2}{R_3 + R_4} \right) \frac{R_4}{R_1} u_{in2} - \frac{R_2}{R_1} u_{in1} \quad (13.17)$$

Stosując: $R_1 = R_3$, $R_2 = R_4$ uzyskuje się napięcie wyjściowe proporcjonalne do różnicy napięć wejściowych

$$u_o = \frac{R_2}{R_1} (u_{in2} - u_{in1}) \quad (13.18)$$

W celu zapewnienia minimalnego błędu wynikającego z napięcia niezrównoważenia, spowodowanego wejściowymi prądami polaryzującymi należy dobrać $R_1 \parallel R_2 = R_3 \parallel R_4$.

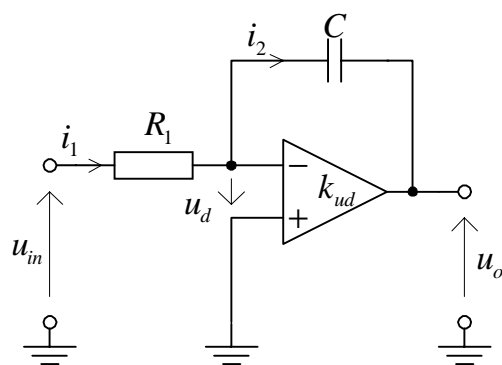
13.3. UKŁADY CAŁKUJĄCE I RÓŻNICZKUJĄCE

13.3.1. Układ całkujący

Stosując kondensator w obwodzie sprzężenia zwrotnego wzmacniacza odwracającego, jak na rys.13.6, otrzymujemy układ całkujący, nazywany powszechnie integratorem Millera.

Jeżeli zastosujemy zapis operatorowy $Z_1 = R_1$, $Z_2 = 1/sC$, to równanie (13.4) przyjmuje postać

$$U_o(s) = - \frac{U_{in}(s)}{sR_1 C} \quad (13.19)$$



Rys.13.6. Integrator

Zależność (13.19) w dziedzinie czasu oznacza

$$u_o(t) = -\frac{1}{R_1 C} \int_0^t u_{in}(t) dt \quad (13.20)$$

Integrator z rys.13.6 nie uwzględnia warunków początkowych w procesie całkowania.

Transmitancja integratora, wyznaczona z równania (13.19), wynosi

$$H_I(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = -\frac{1}{s R_1 C} = -\frac{\omega_i}{s} \quad (13.21)$$

przy czym

$$\omega_i = \frac{1}{R_1 C} \quad (13.21a)$$

nazywa się *pulsacją integratora*.

Układ całkujący, którego transmitancja opisana jest równaniem (13.21) nazywa się *integratorem idealnym*. Jak zaznaczono linią przerywaną 1 na rys.13.7, charakterystyka modułu transmitancji idealnego integratora jest prostą o nachyleniu - 20 dB/dek w całym zakresie częstotliwości, a pulsacja odcięcia charakterystyki, czyli pulsacja przy której moduł transmitancji jest równy 1 (lub 0 dB), jest równa pulsacji integratora (ω_i). Kąt przesunięcia fazowego napięcia wyjściowego w integratorze idealnym wynosi $-\pi/2$ dla każdej pulsacji.

W rzeczywistym integratorze konieczną rzeczą jest uwzględnienie skończonego wzmocnienia i skończonego pasma wzmacniacza operacyjnego.

Przyjmując, że wzmocnienie wzmacniacza operacyjnego opisuje jednobiegunowa funkcja

$$k_{ud}(s) = \frac{k_0}{1 + \frac{s}{\omega_g}} \quad (13.22)$$

dla integratora na rys.13.6 możemy napisać równanie

$$\frac{U_{in}(s) + U_d(s)}{R_1} = -[U_o(s) + U_d(s)]sC \quad (13.23)$$

$$U_d(s) = \frac{U_o(s)}{k_{ud}(s)}$$

Rozwiązując bardzo prosty układ równań (13.23) możemy wyznaczyć transmitancję napięciową rzeczywistego integratora

$$H_I(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = - \frac{k_0}{1 + s \left[(k_0 + 1) R_1 C + \frac{1}{\omega_g} \right] + \frac{s^2 R_1 C}{\omega_g}} \quad (13.24)$$

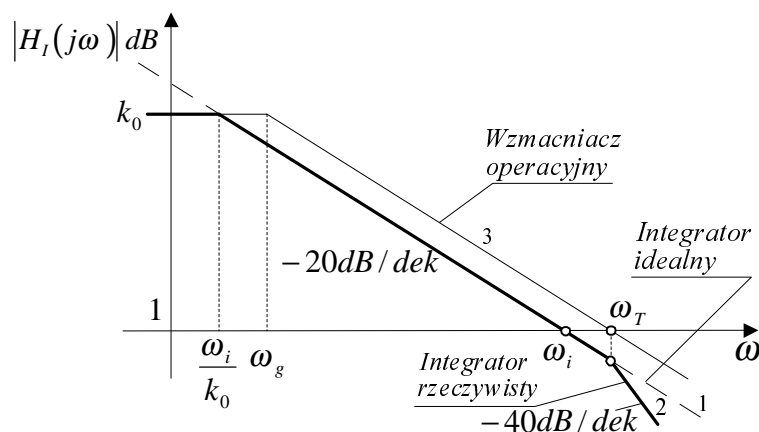
Ponieważ $k_0 + 1 \approx k_0$ oraz stosując oznaczenie (13.21a) otrzymujemy

$$H_I(s) = - \frac{k_0}{\left(1 + \frac{s}{\omega_i / k_0} \right) \left(1 + \frac{s}{k_0 \omega_g} \right)} \quad (13.25)$$

Równanie (13.25) wskazuje, że transmitancja rzeczywistego integratora posiada dwa bieguny:

$$p_1 = -\frac{\omega_i}{k_0}, \quad p_2 = -k_0 \omega_g = \omega_T \quad (13.26)$$

oraz skończoną wartość wzmocnienia stałoprądowego, równą k_0 .



Rys.13.7. Charakterystyki modułu transmitancji: 1 - integratora idealnego, 2 - integratora rzeczywistego, 3 - wzmacniacza operacyjnego

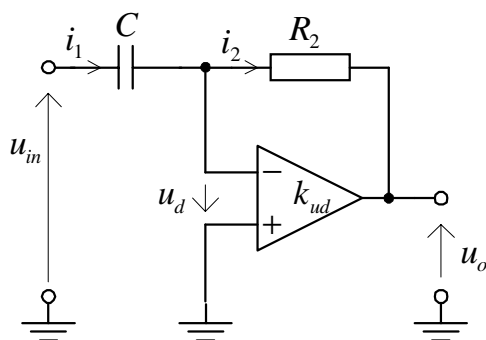
Charakterystykę modułu transmitancji rzeczywistego integratora przedstawiono linią ciągłą 2 na rys.13.7, na którym również zaznaczono charakterystykę amplitudową wzmacniacza operacyjnego (linia 3).

Jak widać, aproksymowane charakterystyki modułów transmitancji integratorów: idealnego i rzeczywistego pokrywają się tylko w przedziale pulsacji $\omega_i / k_0 < \omega < \omega_T$. Jednak pulsacja sygnału

na wejściu integratora musi być mniejsza niż ω_T , ponieważ dla $\omega = \omega_T$ występują już duże różnice pomiędzy charakterystykami częstotliwościowymi integratora idealnego i rzeczywistego: w amplitudzie - 3 dB oraz w fazie - $\pi / 4$.

13.3.2. Układ różniczkujący

Najprostszy sposób realizacji układu różniczkującego (ang. *differentiator*) ze wzmacniaczem operacyjnym przedstawiono na rys.13.8.



Rys.13.8. Układ różniczkujący

Przyjmując w tym układzie $Z_1 = 1 / sC$, $Z_2 = R_2$ otrzymujemy w dziedzinie operatorowej

$$U_o(s) = -R_2 C s U_{in}(s) \quad (13.27)$$

W dziedzinie czasu odpowiada to zależności

$$u_o(t) = -R_2 C \frac{du_{in}(t)}{dt} \quad (13.28)$$

Transmitancja napięciowa idealnego układu różniczkującego, wyznaczona z zależności (13.27), wynosi

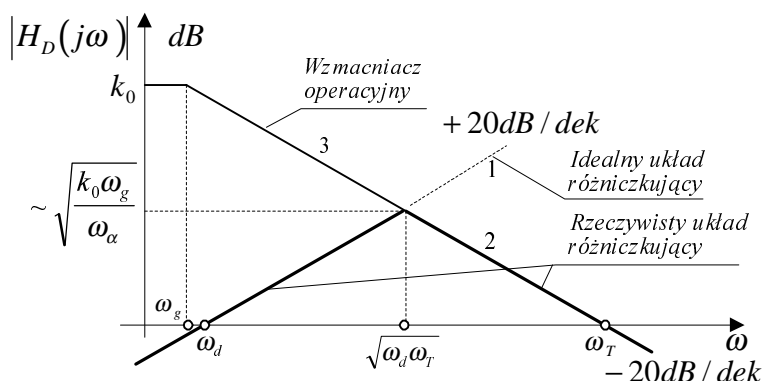
$$H_D(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = -s R_2 C = -\frac{s}{\omega_d} \quad (13.29)$$

Wielkość $\omega_d = 1 / R_2 C$ nazywa się pulsacją układu różniczkującego. Transmitancja (13.29) ma pojedyncze zero w zerze. Na rys.13.9 przedstawiono linią przerywaną 1 charakterystykę modułu transmitancji idealnego układu różniczkującego. Nachylenie charakterystyki wynosi $+20$ dB / dek, a moduł transmitancji jest równy 1 (lub 0 dB) dla pulsacji ω_d . Kąt przesunięcia fazowego napięcia wyjściowego w idealnym układzie różniczkującym wynosi $+\pi / 2$ dla każdej pulsacji. W przypadku rzeczywistego układu różniczkującego, gdy wzmacniacz operacyjny ma skończone wzmocnienie i skończone pole wzmocnienia, możemy przeprowadzić rozważania analogiczne do tych, jakie przeprowadzono dla integratora. Transmitancję napięciową

rzeczywistego układu różniczkującego opisuje zależność

$$H_D(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = - \frac{s / \omega_\alpha}{s^2 + s(\omega_d + \omega_g) + (k_0 + 1)\omega_g \omega_d} k_0 \omega_g \omega_d \quad (13.30)$$

Charakterystykę modułu transmitancji rzeczywistego układu różniczkującego, odpowiadającą zależności (13.30), przedstawiono linią ciągłą 2 na rys.13.9, wraz z charakterystyką amplitudową wzmacniacza operacyjnego (linia 3).



Rys.13.9. Charakterystyki modułu transmitancji: 1 - idealnego układu różniczkującego, 2 - rzeczywistego układu różniczkującego, 3 - wzmacniacza operacyjnego

Aproksymowane charakterystyki modułów transmitancji układów różniczkujących: idealnego i rzeczywistego pokrywają się w zakresie

$$\text{pulsacji } \omega < \sqrt{\omega_d \omega_T} = \sqrt{\frac{k_0 \omega_g}{R_2 C}}.$$

13.4. FILTRY AKTYWNE

13.4.1. Klasyfikacja filtrów aktywnych i metody ich realizacji

Rozpatrywane w niniejszym rozdziale filtry aktywne stanowią grupę liniowych układów stacjonarnych, realizowanych w oparciu o blokowe układy aktywne, jakimi mogą być scalone wzmacniacze operacyjne, żyratory lub zespoły odpowiednio połączonych tranzystorów oraz podukładu złożonego z pojemności, rezystancji lub aktywnych elementów transkonduktancyjnych. Jeżeli do realizacji filtrów aktywnych wykorzystuje się rezystancje, to takie filtry nazywa się *filtrami aktywnymi RC*. Filtry realizowane tylko z elementów

aktywnych i pojemności nazywa się *filtrami aktywnymi C*. Filtry te realizuje się w postaci scalonych układów MOS i zależnie od rodzaju pracy (z sygnałem ciągłym czy też próbkowanym) dzieli się je na filtry aktywne:

- *C przełączane* (ang. *switched capacitor*)
- *pracujące w czasie ciągłym* (ang. *continuous time filters*).

Zalety filtrów aktywnych, w porównaniu z pasywnymi filtrami RLC, są szczególnie wyraźnie widoczne w zakresie małych i średnich częstotliwości (do ok. 100 kHz), gdyż unika się w tym przypadku stosowania kłopotliwych w użyciu cewek indukcyjnych o dużych indukcyjnościach. Zadaniem filtru aktywnego jest zrealizowanie zadanej transmitancji w postaci wymiernej funkcji $H(s)$ zmiennej zespolonej $s = \sigma + j\omega$, aproksymującej zadane charakterystyki filtru.

$$H(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = \frac{a_m s^m + \dots + a_0}{b_n s^n + \dots + b_0} = \frac{a_m}{b_n} \frac{\prod_i (s - z_i)}{\prod_j (s - p_j)} \quad (13.31)$$

gdzie:

- a_i, b_j - rzeczywiste współczynniki wielomianów,
- z_i, p_j - zera i bieguny funkcji $H(s)$ dla $i = 0, 1, 2, \dots, m$,
- $j = 0, 1, 2, \dots, n$.

Pasywne obwody RC nie pozwalają na uzyskanie dowolnego rozkładu zer i biegunów transmitancji (w lewej półpłaszczyźnie zmiennej s), jak to ma miejsce w przypadku pasywnych obwodów LC.

W filtrze aktywnym ze wzmacniaczem operacyjnym, korzystając z właściwości sprzężenia zwrotnego, można tak modyfikować położenia zer i biegunów funkcji transmitancji, aby otrzymać wymagany ich rozkład dla zapewnienia żądanej charakterystyki filtru. Położenie biegunów funkcji transmitancji w lewej półpłaszczyźnie zmiennej s , tj. zapewnienie ujemnych wartości ich rzeczywistych części, gwarantuje stabilną pracę filtru. Jeżeli bieguny transmitancji filtru leżą na osi $j\omega$, to filtr staje się układem niestabilnym. Wymagania stawiane filtrom wiążą się najczęściej z realizacją zadanej charakterystyki modułu i fazy transmitancji $H(s)$ dla $s = j\omega$

$$H(s) = |H(\omega)| \exp[j\varphi(\omega)] \quad (13.32)$$

gdzie:

- $|H(\omega)|$ - charakterystyka modułu,
- $\varphi(\omega)$ - charakterystyka fazy.

Dokonując podziału filtrów za względu na pasmo częstotliwości przenoszonych sygnałów możemy wyróżnić: filtry dolno- i górnoprzepustowe, filtry środkowoprzepustowe, filtry

środkowozaporowe, filtry wszechprzepustowe (o stałej wartości modułu i fazy będącej funkcją częstotliwości) i inne. Charakterystyki częstotliwościowe wymienionych rodzajów filtrów mogą być dowolnie kształtowane w zależności od sposobu ich zestrojenia. Najczęściej są stosowane typowe charakterystyki: *maksymalnie płaska* (Butterwortha), *równomiernie falista* (Czebyszewa), *maksymalnie liniowej fazy* (Thomsona), *eliptyczna* (Cauera), aperiodyczna krytyczna itp. Właściwości tych charakterystyk mogą być przedstawione zarówno przez wartości współczynników wielomianów funkcji wymiernej $H(s)$, jak i za pomocą rozkładu zer i biegunów funkcji transmitancji na płaszczyźnie zmiennej zespolonej. Częściej jednak właściwości te reprezentowane są przez wartości charakterystycznych pulsacji biegunów funkcji transmitancji i ich dobroci. Po dokonaniu wyboru odpowiedniej charakterystyki częstotliwościowej, w zależności od wymaganego rodzaju i właściwości filtru, kolejnym zadaniem jest wybór optymalnej realizacji transmitancji filtru, czyli wybór struktury układu. Końcowym etapem projektowania filtru jest wyznaczenie wartości elementów przyjętej struktury i ich optymalizacja pod kątem różnych wymagań. Wymagania te sprowadzają się najczęściej do minimalizacji wrażliwości modułu transmitancji na rozrzuty wartości elementów, zmiany temperatury, czasu itp.

W ciągu kilkudziesięcioletniego rozwoju teorii filtrów aktywnych zaproponowano bardzo wiele metod projektowania i realizacji tych układów, z których kilka znalazło szerokie zastosowanie.

Większość znanych obecnie sposobów realizacji aktywnych filtrów opiera się na jednej z dwóch ogólnych metod:

- kaskadowej,
- wielopętlowego sprzężenia zwrotnego.

Realizacja metodą kaskadową polega na rozkładzie (dekompozycji) transmitancji wysokiego stopnia na struktury o transmitancji drugiego stopnia i ewentualnie jedną transmitancję pierwszego stopnia. Funkcja transmitancji $H(s)$ może być przedstawiona w postaci iloczynu wymiernych funkcji rzeczywistych stopnia nie większego niż dwa.

$$H(s) = \frac{N(s)}{D(s)} = \prod_k H_k(s) = \prod_k \frac{N_k(s)}{M_k(s)} \quad (13.33)$$

gdzie: stopień $N_k(s) \leq$ stopień $M_k(s) \leq 2$.

Na uwagę zasługuje fakt, że zbiór zer i biegunów transmitancji $H_k(s)$ tworzących kaskadową realizację filtru aktywnego jest identyczny ze zbiorem zer i biegunów realizowanej funkcji $H(s)$.

Procedura syntezy filtrów przy metodzie kaskadowej jest prosta, opiera się bowiem na realizacji izolowanych sekcji drugiego rzędu. Stabilność filtru kaskadowego jest określona stabilnością sekcji. W odróżnieniu od metody kaskadowej, metoda wielopętlowego sprzężenia zwrotnego polega na objęciu bloków drugiego rzędu (ewentualnie pierwszego) jedną lub większą liczbą pętli nielokalnego sprzężenia zwrotnego. W zbiorze zer i biegunów bloków aktywnych występujących w strukturze filtru z wielopętlowym sprzężeniem zwrotnym znajdują się takie zera i bieguny, które nie są zerami i biegunami realizowanej funkcji transmitancji $H(s)$ (inaczej, niż przy realizacji kaskadowej). Ta metoda realizacji filtrów jest trudniejsza, umożliwia jednak - w porównaniu z metodą kaskadową - uzyskanie charakterystyk częstotliwościowych filtrów o mniejszych wrażliwościach na zmiany parametrów filtru.

Procedura syntezy filtrów z wielopętlowym sprzężeniem zwrotnym jest oparta na symulacji bezstratnych filtrów LC pracujących między dwoma rezystancjami lub wykorzystaniu metod zmiennych stanu. W tej bardzo zróżnicowanej grupie filtrów aktywnych na szczególne wyróżnienie, ze względu na szerokie zastosowania praktyczne, zasługują:

- filtry aktywne z zastosowaniem struktury FLF (*Follow the Leader Feedback*) oraz typu „Leap - Frog”,
- filtry aktywne z bezpośrednią symulacją indukcyjności w prototypowych filtrach RLC,
- filtry aktywne realizowane na zasadzie zmiennych stanu.

Ze względu na ograniczoną objętość podręcznika przedstawimy tylko kilka metod realizacji filtrów aktywnych:

- realizacja kaskodowa z sekcjami bikwadratowymi,
- bezpośrednia symulacja indukcyjności w filtrach LC,
- filtry realizowane na zasadzie zmiennych stanu,
- filtry C - przełączane,
- filtry C pracujące w czasie ciągłym.

13.4.2. Filtry bikwadratowe

Sekcja bikwadratowa ma za zadanie zrealizować transmitancję

$$H_k(s) = \frac{a_2 s^2 + a_1 s + a_0}{s^2 + b_1 s + b_0} = \frac{N_k(s)}{s^2 + b_1 s + b_0} \quad (13.34)$$

przy czym $N_k(s)$ jest wielomianem stopnia drugiego lub niższego.

Przy projektowaniu sekcji bikwadratowych na ogół korzysta się

z postaci znormalizowanych transmitancji $H_k(s)$. Normalizacji podlegają również wartości elementów pasywnych RC sekcji. Znormalizowana funkcja $H_k(s)$ ma postać

$$H_k(s) = \frac{N_k(s)}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q}s + \omega_0^2} = \frac{N_k(s)}{(s-p_1)(s-p_2)} \quad (13.35)$$

gdzie: p_1, p_2 - są biegunami transmitancji $H_k(s)$.

Dla dobroci $Q > 1/2$ bieguny są zespolone

$$p_{1,2} = -\frac{\omega_0}{2Q} \pm j\frac{\omega_0}{2Q}\sqrt{4Q^2 - 1} = \sigma_p \pm j\omega_p \quad (13.36)$$

Części rzeczywiste i urojone biegunów określone są zależnościami

$$\sigma_p = -\frac{\omega_0}{2Q} \quad (13.36a)$$

$$\omega_p = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \quad (13.36b)$$

Pomiędzy pulsacją ω_0 i dobrocią Q , a częścią rzeczywistą i urojoną bieguna istnieją następujące zależności

$$\omega_0 = \sqrt{\sigma_p^2 + \omega_p^2} \quad (13.37)$$

$$Q = \frac{\sqrt{\sigma_p^2 + \omega_p^2}}{2|\sigma_p|} = \frac{\omega_0}{2|\sigma_p|} \quad (13.38)$$

Czasem, zamiast dobroci Q definiuje się *współczynnik tłumienia*

$$\xi = \frac{1}{2Q} \quad (13.39)$$

Dla dużych wartości Q pulsacja bieguna ω_0 (nazywana niekiedy *pulsacją charakterystyczną filtru*) jest prawie równa części urojonej bieguna (zgodnie z zależnością (13.36b) $\omega_0 \approx \omega_p$).

Z porównania mianowników wyrażeń (13.34 i 13.35) otrzymuje się

$$s^2 + b_1 s + b_0 = s^2 + \frac{\omega_0}{Q}s + \omega_0^2 \quad (13.40)$$

W podobny sposób otrzymuje się zależności

$$Q = \sqrt{b_0} / b_1 \text{ oraz } \omega_0 = \sqrt{b_0} \quad (13.41)$$

W zależności od postaci wielomianu licznika $N_k(s)$ można otrzymać filtry różnych typów:

a) *filtr dolnoprzepustowy* (ang. *lowpass filter*)

$$H_{LP} = H_0 \frac{\omega_0^2}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q} s + \omega_0^2} \quad (13.42)$$

Moduł transmitancji przyjmuje wartość maksymalną dla pulsacji równej części urojonej bieguna (wzór 13.36), jednak dla dużych Q , $\omega_0 \approx \omega_p$ i w takim przypadku maksymalna wartość modułu transmitancji występuje prawie przy pulsacji bieguna (rys. 13.10a). Wysoki charakterystyki amplitudowej są tym większe, im większa jest dobroć filtru. Dla dobroci $Q = 1/\sqrt{2}$ otrzymujemy tzw. *charakterystykę maksymalnie płaską* i w tym przypadku górna trzydecybelowa pulsacja graniczna jest równa pulsacji bieguna.

b) *filtr górnoprzepustowy* (ang. *highpass filter*)

$$H_{HP}(s) = H_0 \frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q} s + \omega_0^2} \quad (13.43)$$

Jak pokazano na rys.13.10b, również dla filtru górnoprzepustowego można wyróżnić charakterystykę maksymalnie płaską dla $Q = 1/\sqrt{2}$.

c) *filtr środkowoprzepustowy* (ang. *bandpass filter*)

$$H_{BP}(s) = H_0 \frac{\omega_0 s}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q} s + \omega_0^2} \quad (13.44)$$

W przypadku filtrów środkowoprzepustowych przeważnie $Q \gg 1$ i tym samym część urojona bieguna jest równa pulsacji bieguna, będącej jednocześnie pulsacją środkową filtru.

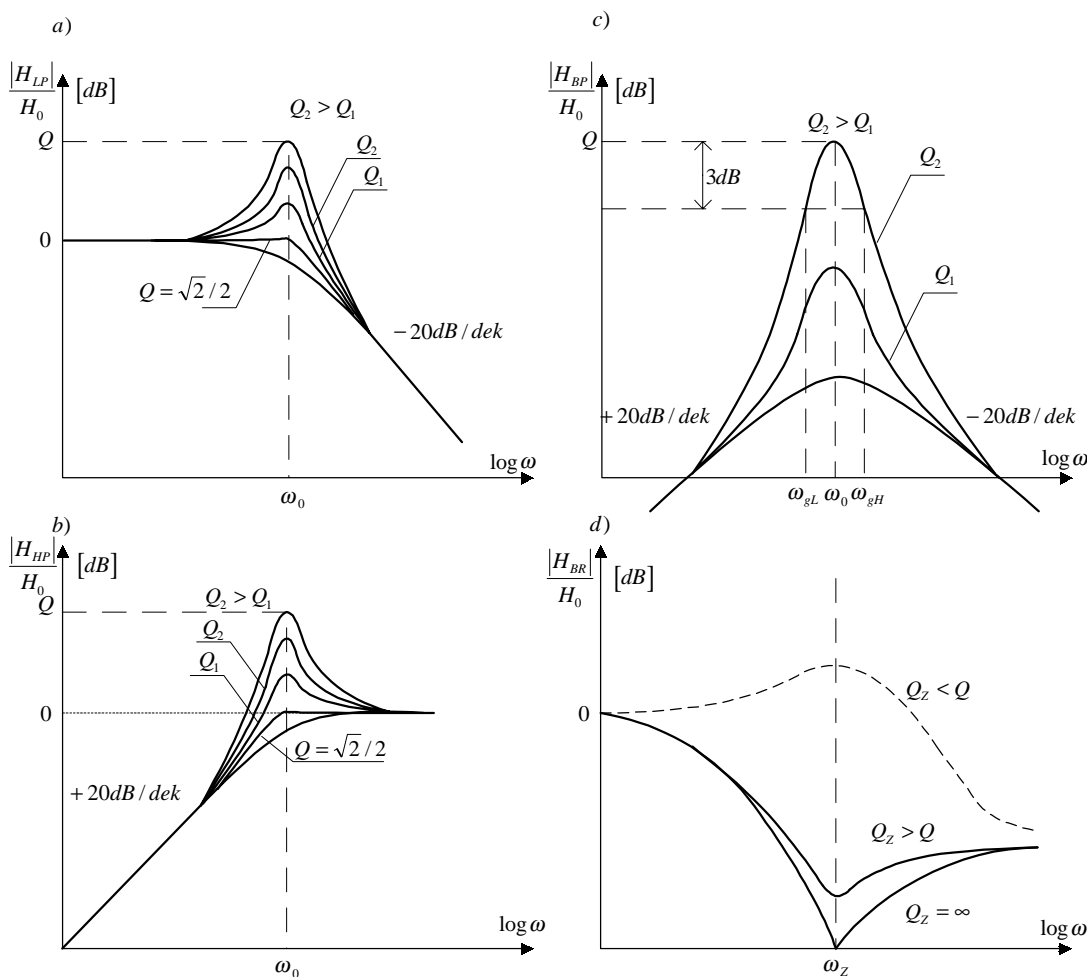
Ponieważ dobroć filtru jest równa dobroci bieguna, to trzydecybelowe pasmo filtru jest równe

$$B_{3dB} = \Delta\omega_{3dB} = \omega_{gH} - \omega_{gL} = 2\pi \Delta f_{3dB} = 2|\sigma_p| \quad (13.45)$$

Jak pokazano na rys.13.10c, charakterystyka modułu transmitancji ma asymptotyczne nachylenia $+20$ dB/dek i -20 dB/dek.

d) *filtr środkowozaporowy* (ang. *bandreject filter*)

$$H_{BR}(s) = H_0 \frac{s^2 + \frac{\omega_z}{Q_z} s + \omega_z^2}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q} s + \omega_0^2} \quad (13.46)$$



Rys.13.10. Charakterystyki amplitudowe filtrów bikwadratowych:

- a) dolnoprzepustowego, b) środkowoprzepustowego,
c) górnoprzepustowego, d) środkowozaporowego

Dla $Q_z > Q$ otrzymujemy filtr środkowozaporowy, zaś dla $Q_z = \infty$ filtr eliptyczny o charakterystyce amplitudowej przedstawionej na rys.13.10d o transmitancji

$$H_{BR}(s) = H_0 \frac{\omega_z^2}{\omega_0^2} \frac{\frac{s^2}{\omega_z^2} + 1}{\frac{s^2}{\omega_0^2} + \frac{s}{Q\omega_0} + 1} \quad (13.47)$$

e) *filtr wszechprzepustowy* (układ opóźniający Pade'go drugiego rzędu)
(ang. *allpass filter*)

$$H_{AP}(s) = H_0 \frac{s^2 - \frac{\omega_0}{Q_z} s + \omega_0^2}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q} s + \omega_0^2} \quad (13.48)$$

Charakterystykę fazową tego filtra określa zależność

$$\Phi_{AP}(\omega) = -2 \arctg \frac{\frac{\omega}{2Q\omega_0}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \quad (13.49)$$

W filtrach aktywnych współczynniki funkcji transmitancji zależą od wartości elementów pasywnych oraz od wzmacnienia elementu aktywnego. Istotnym parametrem filtru jest jego *wrażliwość* (ang. *sensitivity*). Definiuje się *wrażliwość* Q oraz ω_0 na zmiany wartości elementów pasywnych i wzmacnień elementów aktywnych tworzących filtr (wartości te ogólnie oznaczono tu jako x_i).

$$S_{x_i}^Q = \frac{x_i}{Q} \frac{\partial Q}{\partial x_i}; \quad S_{x_i}^{\omega_0} = \frac{x_i}{\omega_0} \frac{\partial \omega_0}{\partial x_i} \quad (13.50)$$

$i = 1, 2, \dots, n$

oraz *wrażliwość* zer i biegunów

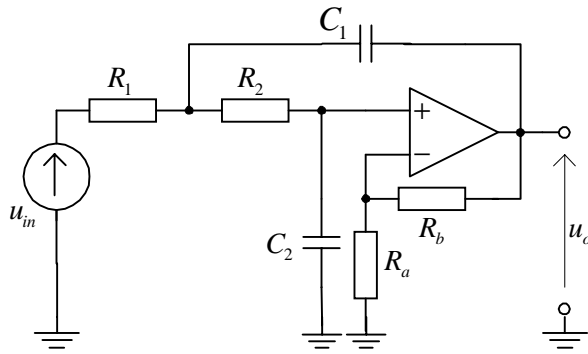
$$S_{x_i}^z = \frac{x_i}{z} \frac{\partial z}{\partial x_i}; \quad S_{x_i}^p = \frac{x_i}{p} \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (13.51)$$

$i = 1, 2, \dots, n$

Wrażliwość filtru jest istotnym kryterium jakości filtru i powinna być minimalizowana.

Elementami aktywnymi stosowanymi w sekcjach drugiego rzędu filtru kaskadowego są najczęściej wzmacniacze operacyjne w układach odwracających lub nieodwracających, ze sprzężeniem zwrotnym dodatnim lub ujemnym. Sekcja filtru może też zawierać układ kilku wzmacniaczy operacyjnych z mieszanym sprzężeniem zwrotnym. Układy z jednym wzmacniaczem zapewniają na ogół małą dobroć ($Q \leq 10$) i są bardziej *wrażliwe*, niż układy z kilkoma elementami aktywnymi, w których $Q > 10$. Zastosowanie ujemnego sprzężenia zwrotnego we wzmacniaczu działa stabilizująco na parametry filtru. Duża rezystancja wejściowa i mała rezystancja wyjściowa wzmacniacza zapewniają odpowiednią separację poszczególnych sekcji filtru kaskadowego i umożliwiają niezależne zestrajanie tych sekcji, bez wzajemnego oddziaływania.

W monografiach poświęconych tematyce filtrów aktywnych można znaleźć obszerny przegląd metod syntezy sekcji bikwadratowych i różnych sposobów ich realizacji. Tytułem przykładu przedstawimy powszechnie znany układ zaproponowany w 1954 roku przez Sallen-Key'a, który w zależności od konfiguracji elementów sprzężenia zwrotnego może realizować wszystkie typy filtrów bikwadratowych [85].



Rys.13.11. Dolnoprzepustowy filtr Sallen-Key'a

Na rys.13.11 przedstawiono filtr dolnoprzepustowy, w którym zastosowano wzmacniacz nieodwracający.

Stosując np. napięciowe prawo Kirchhoffa w układzie, można wyznaczyć jego transmitancję

$$H_{LP}(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = \frac{\frac{k_u}{R_1 R_2 C_1 C_2}}{s^2 + \left(\frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_2 C_1} + \frac{1-k_u}{R_2 C_2} \right) s + \frac{1}{R_1 R_2 C_1 C_2}} \quad (13.52)$$

$$\text{gdzie } k_u = 1 + R_b / R_a \quad (13.52a)$$

Porównując wyrażenie (13.52) z jego znormalizowaną postacią (13.42) otrzymujemy

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}} \quad (13.53)$$

$$Q = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2} \left(\frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_2 C_1} + \frac{1-k_u}{R_2 C_2} \right)} \quad (13.54)$$

$$H_0 = k_u \quad (13.55)$$

Najmniejsze wrażliwości dolnoprzepustowego filtru Sallen-Key'a otrzymuje się w przypadku, gdy wzmacniacz o wzmocnieniu k_u zostanie przekształcony we wtórnik napięciowy ($k_u = 1$). W tym przypadku dla

$$R_1 = R_2 = R$$

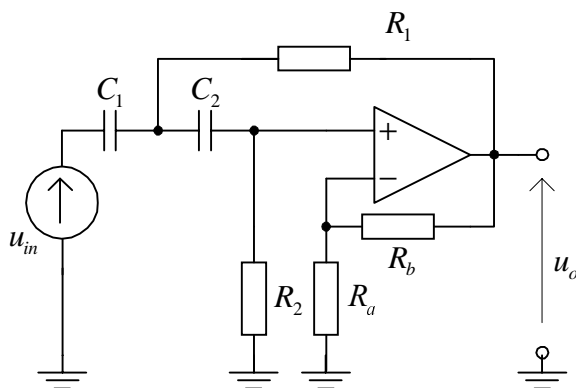
$$C_1 = \frac{2Q}{\omega_0} \quad \text{oraz} \quad C_2 = \frac{1}{2Q\omega_0} \quad (13.56)$$

zaś wrażliwości dobroci Q i pulsacji ω_0 są równe

$$S_R^Q = 0; \quad S_C^Q = \pm 1/2; \quad S_R^{\omega_0} = S_C^{\omega_0} = -1/2 \quad (13.57)$$

Zastępując na rys.13.11 rezystancje pojemnościami, zaś pojemności rezystancjami otrzymuje się górnoprzepustowy filtr Sallen-

Key'a (przedstawiony na rys.13.12).



Rys.13.12. Górnoprzepustowy filtr bikwadratowy Sallen-Key'a

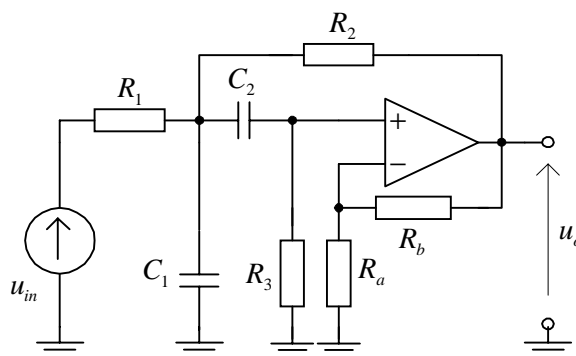
Transmitancja tego układu jest określona zależnością

$$H_{HP}(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = \frac{k_u s^2}{s^2 + \left(\frac{1}{R_2 C_1} + \frac{1}{R_2 C_2} + \frac{1-k_u}{R_1 C_1} \right) s + \frac{1}{R_1 R_2 C_1 C_2}} \quad (13.58)$$

przy czym k_u określone jest zależnością (13.52a). Przyjmując podobnie, jak poprzednio: $k_u = 1$; $C_1 = C_2$ otrzymuje się

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \quad \text{oraz} \quad \omega_0 = \frac{1}{C \sqrt{R_1 R_2}}$$

Na rys.13.13 przedstawiono jedną z możliwych konfiguracji środkowoprzepustowego filtra Sallen-Key'a.



Rys.13.13. Środkowo-przepustowy filtr bikwadratowy Sallen-Key'a

Na podstawie równań oczkowych układu możemy wyznaczyć transmitancję

$$\begin{aligned}
 H_{BP}(s) &= \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = \\
 &= \frac{\frac{k_u}{R_1 C_1} s}{s^2 + \left(\frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_3 C_2} + \frac{1}{R_3 C_1} + \frac{1-k_u}{R_2 C_1} \right) s + \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 R_3 C_1 C_2}}
 \end{aligned} \quad (13.59)$$

Porównując wyrażenie (10.59) z jego znormalizowaną postacią (13.44) otrzymujemy

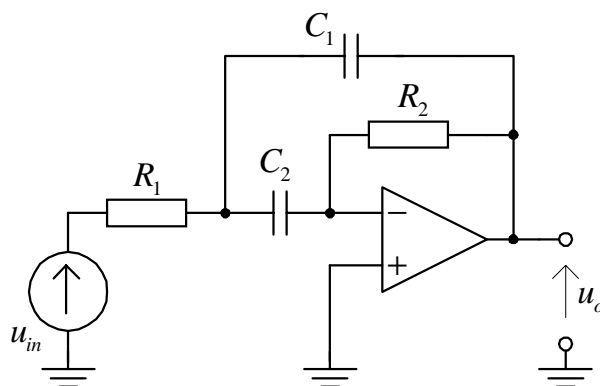
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 R_3 C_1 C_2}} \quad (13.60)$$

$$Q = \frac{\sqrt{\frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 R_3 C_1 C_2}}}{\left(\frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_3 C_2} + \frac{1}{R_3 C_1} + \frac{1-k_u}{R_2 C_1} \right)} \quad (13.61)$$

$$H_0 = \frac{\frac{k_u}{R_1 C_1}}{\left(\frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_3 C_2} + \frac{1}{R_3 C_1} + \frac{1-k_u}{R_2 C_1} \right)} \quad (13.62)$$

Filtry zawierające wzmacniacze nieodwracające odznaczają się dużymi wrażliwościami w przypadku, gdy są realizowane duże dobroci. Jest to wynikiem stosowania w układzie dodatniego sprzężenia zwrotnego.

Filtry aktywne o zmniejszonej wrażliwości, a przy tym o dużej dobroci, mogą być zrealizowane przy użyciu wzmacniaczy operacyjnych odwracających fazę.



Rys. 13.14. Środkowo-przepustowy filtr Sallen-Key'a

Przykładem takiego rozwiązania jest filtr przedstawiony na rys.13.14 [85].

$$H_{BP}(s) = \frac{U_o(s)}{U_{in}(s)} = \frac{-\frac{1}{R_1 C_1} s}{s^2 + \left(\frac{1}{R_2 C_1} + \frac{1}{R_2 C_2} \right) s + \frac{1}{R_1 R_2 C_1 C_2}} \quad (13.63)$$

Dla $C_1 = C_2 = C$ otrzymuje się

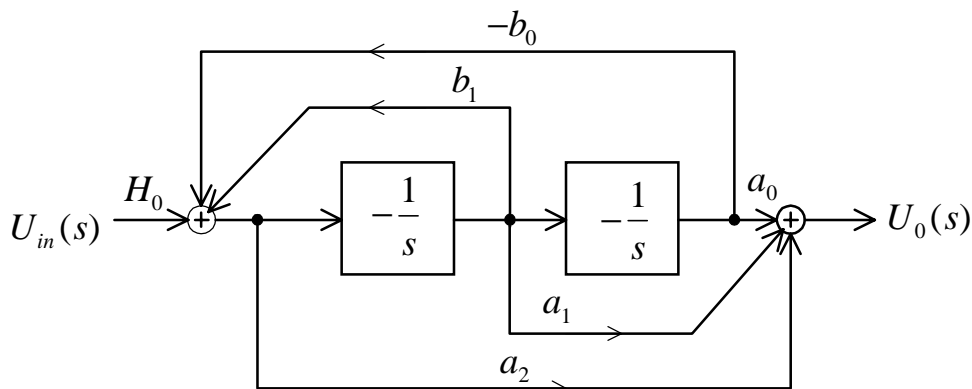
$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}, \quad \omega_0 = \frac{1}{C \sqrt{R_1 R_2}} \quad (13.64)$$

zaś dla $\omega = \omega_0$, $H_0 = 2Q^2$.

Właściwości filtru z rys.13.14 są podobne do właściwości filtru dolnoprzepustowego z wtórnikiem napięciowym i jego wrażliwości są niewielkie.

13.4.3. Filtry aktywne realizowane metodą zmiennych stanu

Realizacja filtrów aktywnych metodą *zmiennych stanu* polega na zastosowaniu elementarnych integratorów, z których każdy umożliwia dzielenie transformaty sygnału przez operator s . Na rys.13.15 przedstawiono schemat blokowy sekcji bikwadratowej o dowolnej transmitancji, zbudowanej w oparciu o dwa integratory.

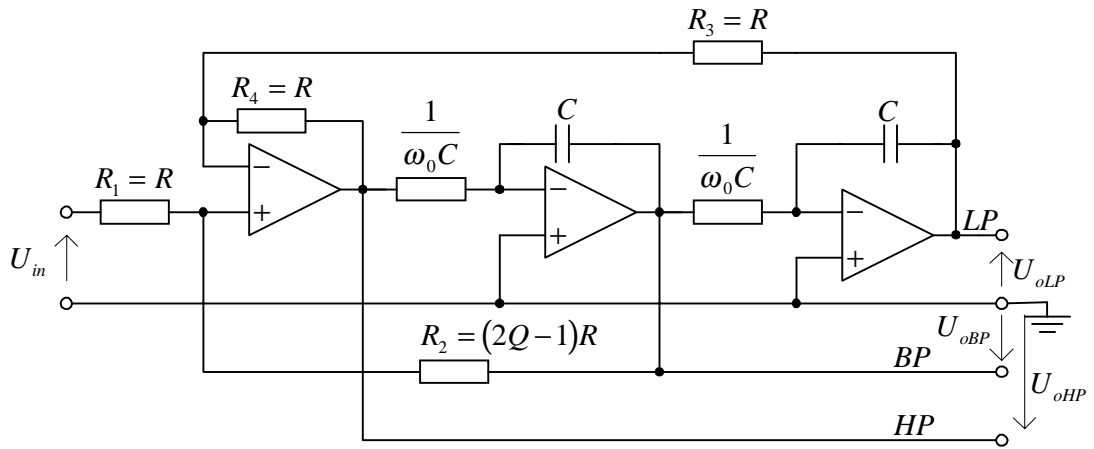


Rys. 13.15. Schemat blokowy sekcji bikwadratowej z dwoma integratorami

Transmitancja układu z rys.13.15 jest określona zależnością (13.34).

Filtry realizowane metodą zmiennych stanu umożliwiają jednocześnie uzyskanie transmitancji dolno- górno- i środkowoprzepustowych, a przez sumowanie sygnałów z wyjścia dolno- i górno- przepustowego jest również możliwe uzyskanie transmitancji środkowozaporowej. Filtry te charakteryzują się małymi wrażliwościami i dużą dobrocią, sięgającą wartości $Q = 100$.

Na rys.13.16 przedstawiono uniwersalny filtr zrealizowany metodą zmiennych stanu, nazywany filtrem KHN (twórcami filtru byli Kelvin, Huelsman i Newcomb) [85].



Rys. 13.16. Uniwersalny filtr KHN

Zakładając, że wzmacniacze operacyjne są idealne oraz stosując metodę superpozycji zgodnie z oznaczeniami na rys.13.16, otrzymujemy

$$U_{in} \frac{R_2}{R_1 + R_2} + U_{oBP} \frac{R_1}{R_1 + R_2} = U_{oHP} \frac{R_3}{R_3 + R_4} + U_{oLP} \frac{R_4}{R_3 + R_4} \quad (13.65)$$

$$U_{oLP} = - \frac{1}{\frac{s}{\omega_0 C}} U_{oBP} = - \left(\frac{\omega_0}{s} \right) U_{oBP} = \left(\frac{\omega_0^2}{s^2} \right) U_{oHP} \quad (13.65)$$

Uwzględniając podane na schemacie zależności między rezystancjami

$$R_1 = R, \quad R_3 = R, \quad R_2 = (2Q - 1)R \quad (13.66)$$

otrzymujemy

$$H_{LP}(s) = \frac{U_{oLP}(s)}{U_{in}(s)} = - \left(\frac{\omega_0}{s} \right) H_{BP}(s) = - \left(\frac{\omega_0}{s} \right) \frac{U_{oBP}(s)}{U_{in}(s)} = \frac{\omega_0^2}{s^2} H_{HP}(s) =$$

$$= \frac{\omega_0^2}{s^2} \frac{U_{oHP}(s)}{U_{in}(s)} = \frac{\frac{2Q-1}{Q}}{1 + \frac{s}{Q\omega_0} + \frac{s^2}{\omega_0^2}} \quad (13.67)$$

przy czym

$$Q = \frac{1 + R_2 / R_1}{2} \quad (13.68)$$

Jak można zauważyć, pulsacja ω_0 i dobroć Q zależą od wartości różnych elementów, co umożliwia niezależny dobór obu tych parametrów. Dodatkową zaletą filtrów realizowanych metodą zmiennych stanu jest ich mały błąd dynamiczny, wynikający

z ograniczeń częstotliwościowych integratorów, ponieważ zakres poprawnego całkowania sięga pulsacji o wartości bliskiej ω_T wzmacniacza operacyjnego.

13.4.4. Filtry aktywne z analogami indukcyjności

Realizację bezindukcyjnych filtrów n - tego rzędu można dokonać poprzez zastąpienie elementów indukcyjnych w pasywnych filtrach LC specjalnymi czwórnikami aktywnymi umożliwiającymi odpowiednią transformację impedancji. Jednym z takich czwórników jest *żyrator*, który w idealnym przypadku jest opisany następującą macierzą admitancyjną

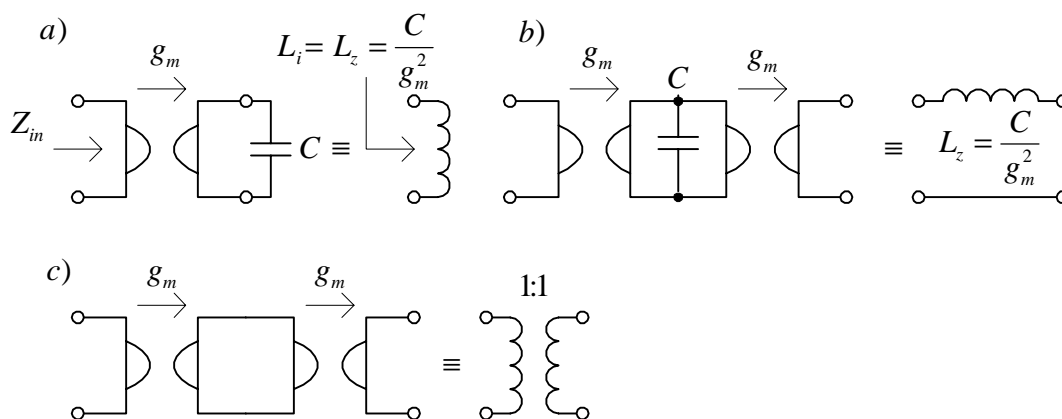
$$[y] = \begin{bmatrix} 0 & g_m \\ -g_m & 0 \end{bmatrix} \quad (13.69)$$

przy czym g_m jest konduktancją żyracji.

Jeżeli czwórnik opisany macierzą (13.69) obciążony się na wyjściu pojemnością C , to jego impedancja wejściowa wynosi

$$Z_{in} = \frac{1}{Y_{in}} = \frac{sC}{g_m^2} = sL_z \quad (13.70)$$

przy czym $L_z = C / g_m^2$.



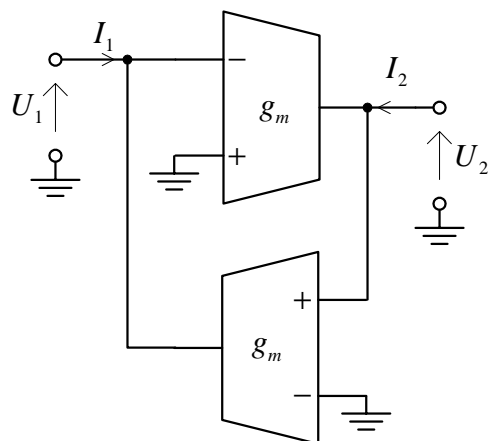
Rys.13.17. Symulacje dokonywane za pomocą idealnych żyratorów: a) indukcyjności uziemionej, b) indukcyjności nieziemionej, c) idealnego transformatora

Układ taki symuluje bezstratną indukcyjność uziemioną na zaciskach wejściowych. Wykorzystanie dwóch żyratorów pozwala na symulację indukcyjności nieziemionej (typu *floating*) lub idealnego transformatora (rys.13.17).

Jedną z wielu możliwych sposobów realizacji żyratora za pomocą wzmacniaczy transkonduktancyjnych, omówionych w rozdz.12.4.5, przedstawiono na rys.13.18.

W celu wyjaśnienia zasady działania układu z rys.13.18 macierz (13.69) rozkłada się na sumę dwóch macierzy

$$[y] = \begin{bmatrix} 0 & g_m \\ 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -g_m & 0 \end{bmatrix} \quad (13.71)$$



Rys.13.18. Realizacja żyratora za pomocą dwóch wzmacniaczy OTA

Każda ze składowych macierzy (13.71) reprezentuje idealne źródło prądowe sterowane napięciem, przy czym pierwsze źródło transmituje sygnał z wyjścia na wejście bez odwracania fazy, zaś drugie źródło transmituje sygnał z wejścia na wyjście z odwracaniem fazy. Symulacja indukcyjności za pomocą żyratorów daje możliwość uzyskania dużych wartości indukcyjności L_z o dużej dobroci (sięgającej kilkuset) w szerokim paśmie częstotliwości, co pozwala na realizację układów selektywnych o dużej dobroci i małej wrażliwości. Filtry aktywne z żyratorami, przy założeniu że żyratory są idealne, mają wszystkie charakterystyki transmisyjne i wrażliwościowe identyczne z ich prototypami LC.

13.4.5. Filtry C - przełączane

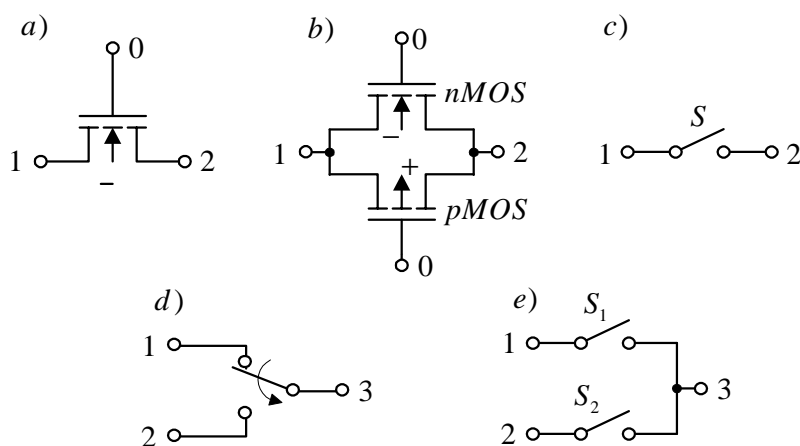
13.4.5.1. Uwagi wstępne

W końcu lat siedemdziesiątych została wprowadzona nowa klasa analogowych układów monolitycznych z przełączanymi pojemnościami, nazywana również C-przełączane lub SC (ang. *switched capacitor*). W niniejszym rozdziale zostanie przedstawiona jedynie ogólna koncepcja realizacji i analizy przykładowych rozwiązań układów SC. Koncepcja symulacji rezystancji może być podstawą prostej metody projektowania układów SC, polegającej na tym, że w klasycznych układach aktywnych RC poszczególne rezystory zastępuje się odpowiednimi podukładami SC. Początkowo technika SC znalazła

zastosowanie do realizacji filtrów, bowiem filtry SC charakteryzują się dwiema bardzo istotnymi cechami:

- współczynniki transmitancji napięciowej lub prądowej filtru nie zależą od wartości bezwzględnych pojemności, ale od ich stosunków,
- trzydecybelowa częstotliwość graniczna filtru (lub częstotliwość środkowa pasma przepustowego) jest wprost proporcjonalna do częstotliwości zegara, ze współczynnikiem proporcjonalności zależnym od stosunku pojemności.

Wymienione właściwości pozwalają na dużą dokładność wykonania filtru, niemożliwą do uzyskania w żadnej innej technologii monolitycznej. Filtry SC mogą być również automatycznie przestrajane poprzez zmianę częstotliwości zegara. Kondensatory wykonane w technologii MOS mają właściwości bliskie idealnym, tzn. małe współczynniki temperaturowe, rzędu 10 ppm/°C lub mniejsze oraz bardzo małe współczynniki stratności. W standardowej technologii MOS wartość bezwzględna pojemności może być wykonana z dokładnością (5 do 10 %), lecz żądany stosunek pojemności może być uzyskany z dokładnością $\delta < 0,1 \%$. Klucze wykorzystywane do przełączania kondensatorów realizuje się najczęściej w postaci pojedynczych tranzystorów lub par tranzystorów.



Rys.13.19. Klucze jednopozycyjne: a) przy wykorzystaniu tranzystora nMOS, b) przy wykorzystaniu pary tranzystorów CMOS, c) symbol klucza. Klucze dwupozycyjne: d) symbol klucza, e) klucz złożony z dwóch kluczy jednopozycyjnych

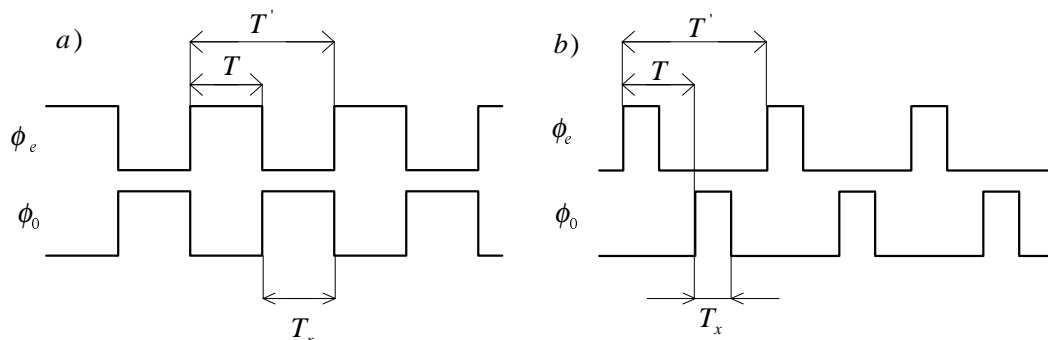
Na rys.13.19 przedstawiono realizację kluczy jednopozycyjnych przy użyciu tranzystora nMOS, lub pary tranzystorów CMOS oraz podano zasadę otrzymywania klucza dwupozycyjnego z dwóch kluczy jednopozycyjnych.

W układzie SC klucze mogą być przełączane w dwu lub więcej fazach, jednak najczęściej stosowane są zegary dwufazowe ze względu na łatwiejszą realizację układową.

Na rys.13.20 przedstawiono przebiegi czasowe zegara

dwufazowego z równymi odstępami fazowymi. Dla lepszej separacji pomiędzy poszczególnymi fazami w przebiegach sterujących wprowadza się strefy martwe (rys.13.20b). Poszczególne fazy zegara dwufazowego oznaczono

- ϕ_e - faza parzysta (ang. even)
- ϕ_o - faza nieparzysta (ang. odd)



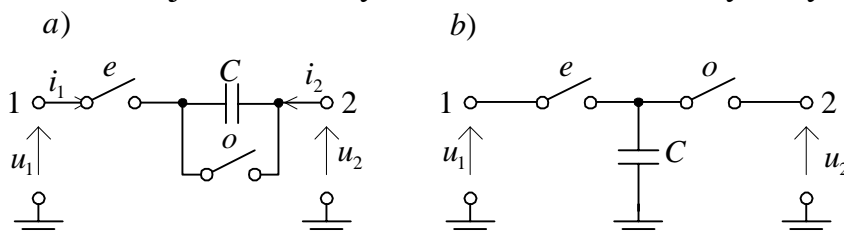
Rys. 13.20. Przebiegi czasowe zegara dwufazowego: a) bez stref martwych, b) ze strefami martwymi.

Klucze sterowane fazą ϕ_e są zwierane w chwilach parzystych, zaś klucze sterowane fazą ϕ_o są zwierane w chwilach nieparzystych.

Układy C-przełączane należą do klasy układów z sygnałem próbkowanym. Wartość sygnału należy do zbioru ciągłego, lecz jest obserwowana w dyskretnych momentach czasu. Układy dyskretne opisuje się w dziedzinie czasu równaniami różnicowymi. Do rozwiązywania tych równań szczególnie przydatna jest transformata Z, pozwalająca na sprowadzenie równań różnicowych do równań algebraicznych w dziedzinie zmiennej zespolonej z .

Na rys.13.21 przedstawiono najprostsze struktury SC, zawierające po jednej pojemności i dwa klucze, do symulacji rezystancji szeregowej i równoległej [64].

W układzie z rys.13.21a podczas fazy e kondensator jest ładowany do napięcia $u_k(nT) = u_1(nT) - u_2(nT)$, natomiast podczas fazy o kondensator jest zwierany i całkowicie rozładowywany.



Rys.13.21. Struktury SC symulujące rezystancję: a) szeregową z dwoma kluczami, b) równoległą z dwoma kluczami

W czasie jednego okresu zegarowego T' przepływa zatem ładunek $\Delta q = C[u_1(nT) - u_2(nT)]$. Ładunek ten przepływa ostrymi impulsami na początku okresów zegarowych. Możemy zatem zdefiniować średnią wartość prądu, jako stosunek przepływającego ładunku Δq w czasie każdego okresu zegarowego T' do tego okresu

$$I_{sr1} = -I_{sr2} = \frac{C}{T'} [u_1(nT) - u_2(nT)] = \frac{C}{T'} u_k(nT) \quad (13.72)$$

Zgodnie z równaniem (13.72) przełączana pojemność zachowuje się jak rezystancja o wartości

$$R_k = T' / C \quad (13.73)$$

Średnia wartość prądu przepływającego między zaciskami 1 i 2 w układzie z rys.13.21b (liczona za okres T') wynosi

$$I_{sr1} = -I_{sr2} = \frac{C}{T'} u_k[(n-1)T] \quad (13.74)$$

Wartość symulowanej rezystancji jest taka sama jak poprzednio:

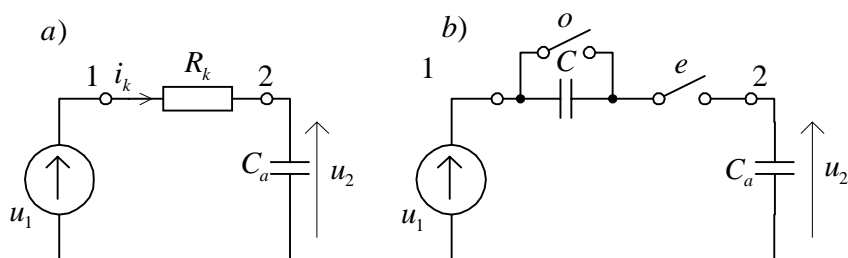
$$R_k = T' / C.$$

13.4.5.2. Przykłady realizacji integratorów i filtrów SC

Na rys.13.22 przedstawiono najprostszy układ RC (jednobiegunowy filtr RC) oraz symulującą go strukturę SC, w której rezystancja R_k jest symulowana za pomocą przełączanego kondensatora szeregowego.

Układ z rys.13.22b stanowi zarazem przykład, kiedy zaciski struktury SC symulowanej rezystancji nie są dołączane do punktów o małych impedancjach. W układzie tym średnia wartość prądu i_k zależy od przyrostu ładunku Δq na kondensatorze C_a .

$$\Delta q = [u_2(nT) - u_2[(n-1)T]] C_a \quad (13.75)$$



Rys. 13.22. Jednobiegunowy filtr RC (a) i symulująca go struktura SC (b)

W fazie e ładunek odpływający z kondensatora C_a jest równy

ładunkowi dopływającemu do rozładowanego (w fazie o) kondensatora C .

$$C_a[u_2[(n-1)T] - u_2(nT)] = C[u_2(nT) - u_1(nT)] \quad (13.76)$$

Z równania (13.76) otrzymujemy

$$u_2(nT) - u_2[(n-1)T] = \frac{C}{C + C_a}[u_1(nT) - u_2[(n-1)T]] \quad (13.77)$$

Podstawiając (13.77) do (13.75), otrzymujemy

$$\Delta q = [u_1(nT) - u_2[(n-1)T]] \frac{C_a C}{C_a + C} \quad (13.78)$$

Uśredniając wyrażenie (13.78) za okres T' otrzymujemy wartość symulowanej rezystancji

$$R_k = T' \left(\frac{1}{C_a} + \frac{1}{C} \right) \quad (13.79)$$

Rezystancja R_k jest zależna od obu pojemności C_a i C .

W przypadku, gdy $C_a \gg C$, to wyrażenie (13.79) upraszcza się do postaci $R_k \approx T' / C$.

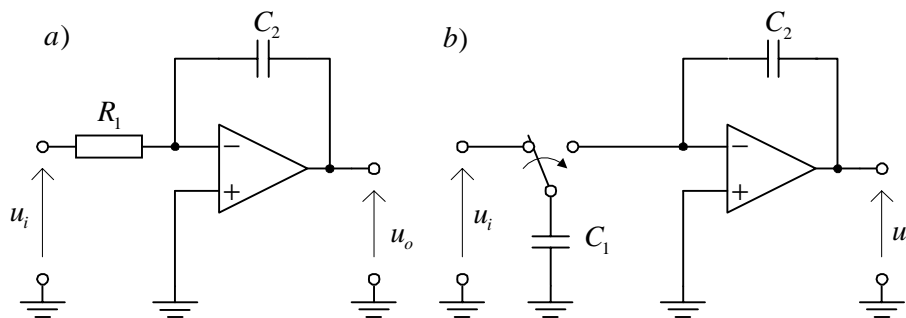
Identyczne zależności otrzymujemy w przypadku, gdy R_k jest modelowana za pomocą przełączanego kondensatora równoległego. Przez analogię do układu RC możemy określić stałą czasową dla symulowanej struktury SC.

$$\tau_{SC} = R_k C_a = T' \left(1 + \frac{C_a}{C} \right) \approx T' \frac{C_a}{C} \quad (13.80)$$

Stała τ_{SC} zależy od częstotliwości zegara oraz od stosunku pojemności. Zastosowanie zegara kwarcowego pozwala na uzyskanie dokładnej i ustabilizowanej wartości częstotliwości, zaś stosunek pojemności C_a / C może zawierać się w granicach (0,1 – 0,4) %. Zatem stała czasowa RC może być zrealizowana z dużą dokładnością. Dodatkową zaletą techniki SC jest znaczna miniaturyzacja układów realizowanych tą techniką. Na rys.13.23 przedstawiono prosty integrator C-przełączane, który nieco zmodyfikowany w celu eliminacji wpływu pojemności pasożytniczych, stanowi podstawowy blok wykorzystywany w syntezie filtrów SC.

W układzie pokazanym na rys.13.23b rezystor R_1 jest symulowany za pomocą równoległej struktury SC. W układzie tym w chwili $t = (n-1)T'$ kondensator C_1 jest dołączony do napięcia u_i , zatem zgromadzony na nim ładunek wynosi $C_1 u_i[(n-1)T']$. W drugiej połowie półokresu $(n-1)T'$ następuje przełączanie kondensatora C_1 do

wejścia wzmacniacza i przelanie z niego części ładunku do kondensatora C_2 .



Rys. 13.23. Integratory: a) realizacja RC, b) realizacja SC

W chwili $t = nT'$ spełnione jest równanie ładunkowe

$$C_2 u_o(nT') = C_2 u_o[(n-1)T'] - C_1 u_i[(n-1)T'] \quad (13.81)$$

Po dokonaniu transformacji Z wyrażenia (13.81) otrzymujemy

$$C_2 U_o(z) = z^{-1} C_2 U_o(z) - z^{-1} C_1 U_i(z) \quad (13.82)$$

Transmitancja wyznaczona z równania (13.82) ma postać

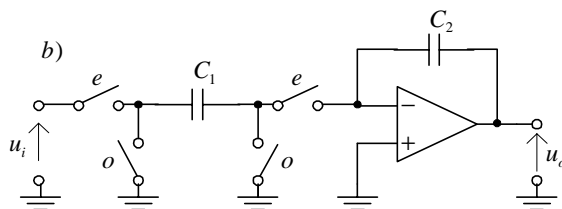
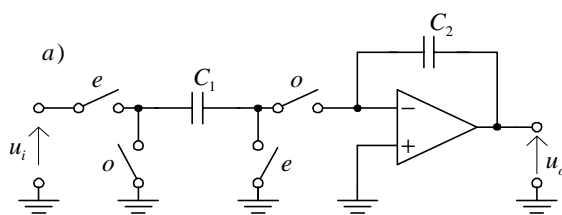
$$H(z) = \frac{U_o(z)}{U_i(z)} = -\frac{C_1}{C_2} \frac{z^{-1}}{1 - z^{-1}} \quad (13.83)$$

Omówiony integrator posiada wadę, jaką jest wrażliwość na pojemności pasożytnicze, występujące między różnymi węzłami układu, a masą. W celu wyeliminowania tej wady stosuje się bardziej rozbudowane, z większą ilością kluczy, układy symulujące rezystancję integratora. Generalną zasadą jaką należy się kierować przy projektowaniu układów SC jest przełączanie obydwu okładek kondensatorów między punktami o małej rezystancji (np. źródłem napięciowym, masą i masą pozorną), przy czym ta sama okładka nie może być przełączana między źródłem napięciowym a masą pozorną.

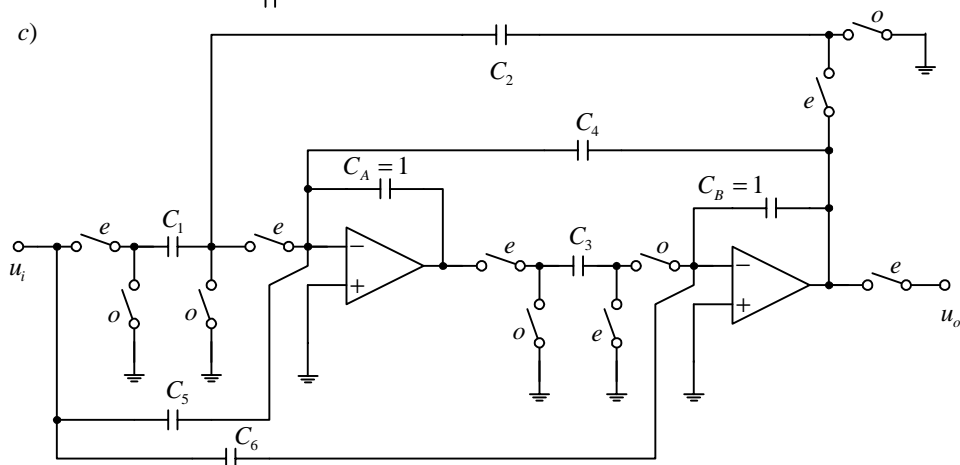
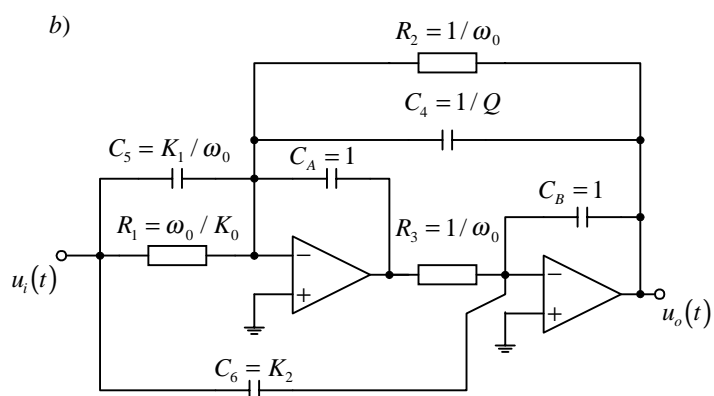
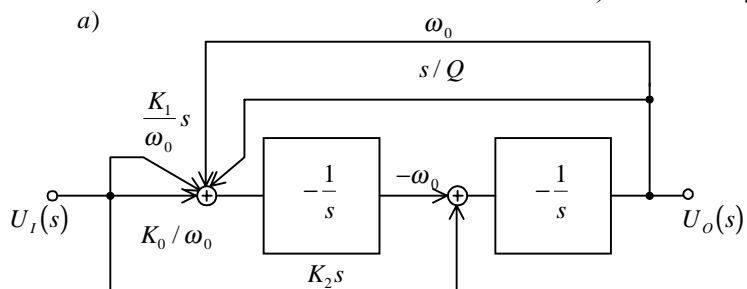
Integrator SC niewrażliwy na pojemności pasożytnicze może być układem odwracającym albo nieodwracającym, zależnie od sterowania kluczy integratora fazą parzystą lub nieparzystą. Układy takie przedstawiono na rys.13.24.

Możliwość symulacji rezystancji pozwala na realizację w układach SC omówionych wcześniej filtrów RC, a wykorzystując integratory SC można budować filtry typu zmiennej stanu oraz inne analogie do filtrów ciągłych. Istnieje również możliwość tworzenia nowych struktur i konfiguracji, nieznanych w układach ciągłych.

Przykładowo, na rys.13.25 przedstawiono kolejne etapy tworzenia filtra bikwadratowego z dwoma integratorami, począwszy od schematu blokowego, poprzez układ aktywny RC, do realizacji SC.



Rys. 13.24. Integratory SC niewrażliwe na pojemności pasożytnicze: a) odwracający, b) nieodwracający



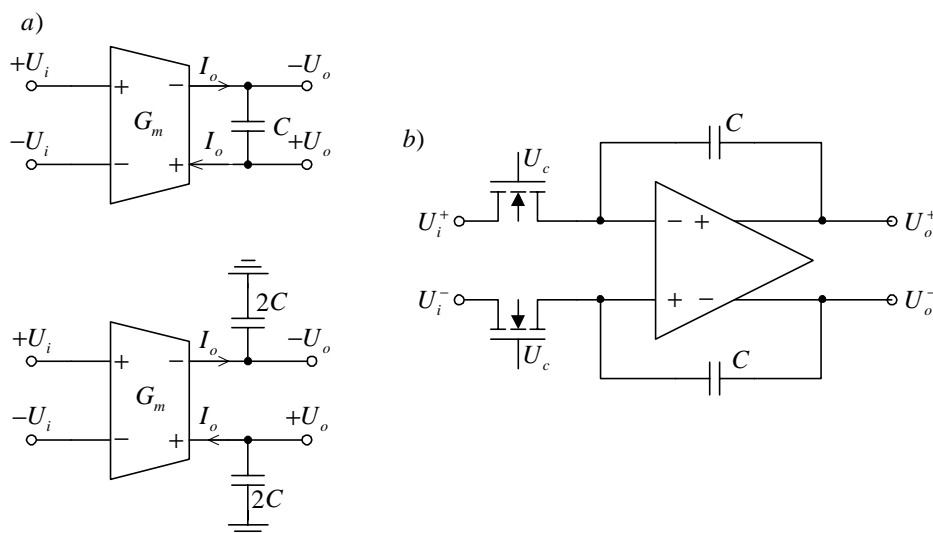
Rys. 13.25. Realizacja filtru SC o dobroci $Q > 1$: a) schemat blokowy, b) układ aktywny RC, c) realizacja SC

13.4.6. Filtry aktywne C pracujące w czasie ciągłym

Filtry aktywne C realizowane są w technologii monolitycznej tylko z elementów aktywnych i pojemności i są nazywane *filtrami o działaniu ciągłym* (ang. *continous time filters*). Najbardziej rozwiniętą i ustabilizowaną grupą filtrów o działaniu ciągłym są filtry typu $G_m - C$ lub $OTA - C$, które niezależnie od sposobu ich syntezy bazują na podstawowym elemencie aktywnym jakim jest transkonduktor lub wzmacniacz transkonduktancyjny OTA. Istnieje również grupa filtrów typu MOSFET - C, w których funkcję rezystancji dynamicznej spełnia tranzystor MOSFET. Pozycja filtrów scalonych o działaniu ciągłym jest już mocno ugruntowana w dziedzinie przetwarzania sygnałów i istnieją takie zastosowania, w których użycie tego typu filtrów jest jedynie uzasadnione. Zakres wykorzystywanych częstotliwości waha się w granicach od kilku Hz do dziesiątek MHz, przy zakresie dynamicznym rzędu 40 – 70 dB. Filtry o działaniu ciągłym najczęściej są używane do budowy filtrów anty-aliasingowych w aplikacjach audio, TV i HDTV, w układach odczytu i zapisu dyskowego, w systemach komunikacji bezprzewodowej, do budowy odbiorników AM i FM oraz wielu innych. Głównymi zaletami filtrów o działaniu ciągłym są: duża szybkość działania, mały pobór mocy (w szczególności w porównaniu do filtrów cyfrowych) oraz brak efektów związanych ze zjawiskami typu „*clock feedthrough*” (występującymi w filtrach realizowanych w technice z przełączanymi pojemnościami). Przy wykorzystaniu tego typu filtrów dokonuje się przetwarzania sygnału o postaci analogowej, unikając problemów związanych z próbkowaniem lub przełączaniem sygnału. Jednak mimo wielu znaczących zalet realizacja filtrów o działaniu ciągłym przedstawia również wiele poważnych problemów. Ich zakres dynamiczny jest ograniczony, przy czym ograniczenie to wynika głównie z możliwości przenikania sygnałów cyfrowych z części cyfrowej, umieszczonej razem z układem analogowym w jednym układzie scalonym oraz istnienia przesłuchów przez linie zasilające. Drugim poważnym problemem są znaczne rozrzuty parametrów filtru scalonego, wynikające z tolerancji producenta, zmian temperatury, procesów starzenia i innych. Konieczne jest implementowanie specjalnych struktur układowych, służących do strojenia filtru analogowego. Strojenie filtru odbywa się na zasadzie zmian parametrów pracy integratorów, stanowiących podstawowe bloki filtru. Strojenia dokonuje się zmieniając napięcia, prądy polaryzujące lub ich rozpiętości, co w konsekwencji powoduje przesunięcia punktów pracy poszczególnych tranzystorów wchodzących w skład układu.

Wykorzystując elementy transkonduktancyjne i pojemności

można zbudować integratory lub żyratory, które stanowią podstawowe bloki funkcjonalne dla różnych metod syntezy filtrów. Na rys.13.26 przedstawiono integratory $G_m - C$ z komplementarnym wyjściem prądowym. Spotyka się również integratory z pojedynczym wyjściem prądowym.



Rys. 13.26. Integratory: a) $G_m - C$, b) MOSFET-C

Dla obu układów z rys.13.26a transmitancja integratora wyraża się wzorem

$$H(s) = \frac{G_m}{sC} = \frac{\omega_0}{s}, \quad \text{gdzie} \quad \omega_0 = \frac{G_m}{C} \quad \text{oznacza pulsację, dla której}$$

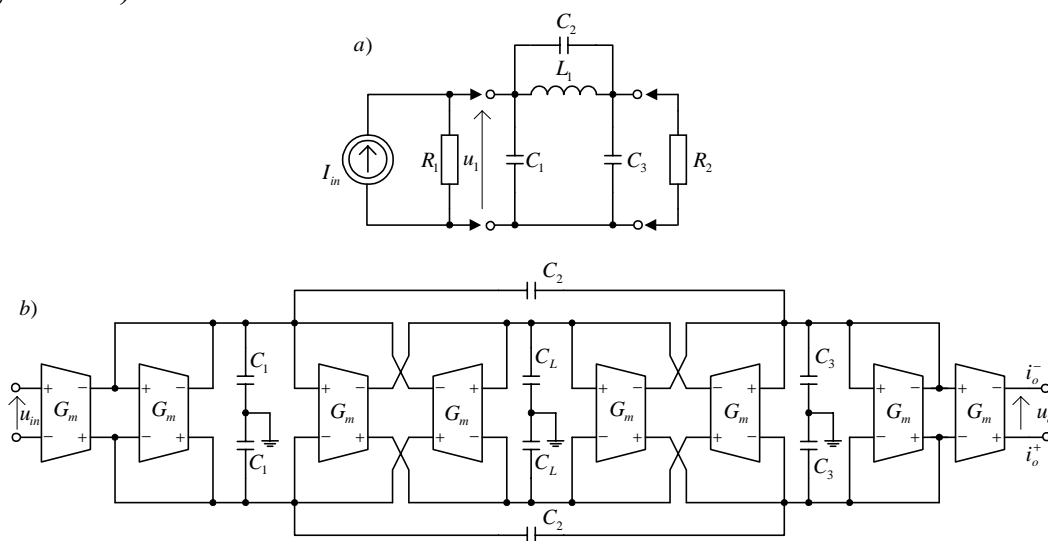
wzmocnienie ma wartość jednostkową. Układ, w którym każde wyjście posiada indywidualną pojemność pozwala na ograniczenie wpływu pojemności pasożytniczych pomiędzy podłożem a okładkami kondensatora.

Transkonduktor, będący sterowanym napięciowo źródłem prądowym powinien posiadać charakterystyki możliwie jak najbardziej liniowe dla całego rozważanego zakresu napięć wejściowych, stałą wartość g_m w całym zakresie częstotliwości i amplitud sygnału wejściowego oraz posiadać możliwość strojenia. Najprostsze wersje integratorów, stosowane często w aplikacjach wymagających bardzo dużych prędkości działania, składają się z prostych transkonduktorów jednostopniowych. Jednak wzmocnienie stałoprądowe oraz liniowość takich układów są niewielkie. Towarzyszą również takim rozwiązaniom stosunkowo duże wartości pojemności pasożytniczych, co utrudnia strojenie. Znacznie częściej stosuje się linearyzowane struktury bazujące na układzie wzmacniacza różnicowego.

Integrator MOSFET-C (rys.13.26b) bazuje na podstawowej

strukturze integratora, w której w miejsce rezystorów umieszczone zostały tranzystory MOS, pracujące w zakresie triodowym. Stanowią one sterowane napięciem bramki rezystancje, co umożliwia zmianę stałej czasowej integratora, a zatem parametrów filtru.

Na rys.13.27 przedstawiono przykład realizacji filtru eliptycznego trzeciego rzędu, stanowiącego aktywną implementację OTA-C pasywnego filtru drabinkowego LC trzeciego rzędu. Nieuziemiona indukcyjność L_1 w filtrze prototypowym jest symulowana w filtrze OTA-C dwoma żyratorami obciążonymi pojemnościami C_L , przy czym każdy z żyratorów zrealizowany jest w oparciu o dwa układy OTA (rys.13.18).



Rys. 13.27. Filtr eliptyczny 3-go rzędu: a) prototyp LC, b) aktywna implementacja OTA-C

14 WZMACNIACZE SZEROKOPASMOWE I IMPULSOWE

14.1. WPROWADZENIE

Wzmacniacze szerokopasmowe i impulsowe służą do wzmacniania sygnałów o szerokim widmie częstotliwości, porównywalnym z polem wzmocnienia użytych tranzystorów. Typowym wzmacniaczem szerokopasmowym jest np. wzmacniacz wizji, sterujący jasnością kineskopu w odbiorniku telewizyjnym, który powinien posiadać liniową charakterystykę fazową i pasmo nie węższe niż 50 Hz do 6 MHz. Innym przykładem jest wzmacniacz odchylenia pionowego w oscyloskopie, który również powinien cechować się liniową charakterystyką fazową i pasmem od zera do kilkudziesięciu lub setek a nawet 1 000 MHz. Wzmacniacze szerokopasmowe stosowane w nadajnikach lub odbiornikach systemów transmisji światłowodowej mogą posiadać pasma częstotliwości od setek kHz do dziesiątek GHz.

Właściwości takich układów mogą być opisywane bądź to w dziedzinie częstotliwości, bądź to w dziedzinie czasu. Wymagania stawiane wzmacniaczom szerokopasmowym w dziedzinie częstotliwości odnoszą się do charakterystyki amplitudowej bądź fazowej, które są tak dobrane, aby w żądany sposób aproksymowały charakterystyki przyjęte za idealne. Jako idealną charakterystykę przenoszenia przyjmuje się najczęściej taką, której moduł jest stały wewnątrz użytecznego pasma częstotliwości, zaś równy zero poza tym pasmem.

W przypadku wzmacniaczy impulsowych jakość układu określa się na podstawie oceny odpowiedzi na wzorcowy impuls wejściowy, najczęściej w postaci skoku jednostkowego.

Analityczne lub empiryczne zależności między charakterystykami impulsowymi i częstotliwościowymi umożliwiają zastosowanie jednolitych metod aproksymacyjnych w dziedzinie częstotliwości, także i w tych przypadkach, w których punktem wyjścia są charakterystyki impulsowe wzmacniacza.

Układy stosowane we wzmacniaczach szerokopasmowych i impulsowych powinny zapewnić możliwość wymiany wzmocnienia i pasma oraz odpowiedniego ukształtowania charakterystyk częstotliwościowych bądź impulsowych. Zadania te mogą być zrealizowane albo przez odpowiedni dobór międzystopniowych obwodów sprzęgających, albo przez zastosowanie odpowiedniego sprzężenia zwrotnego.

14.2. APROKSYMACJA CHARAKTERYSTYK CZĘSTOTLIWOŚCIOWYCH ORAZ ZWIĄZKI MIĘDZY CHARAKTERYSTYKAMI CZĘSTOTLIWOŚCIOWYMI I CZASOWYMI UKŁADÓW LINIOWYCH

14.2.1. Zagadnienie aproksymacji charakterystyk idealnych

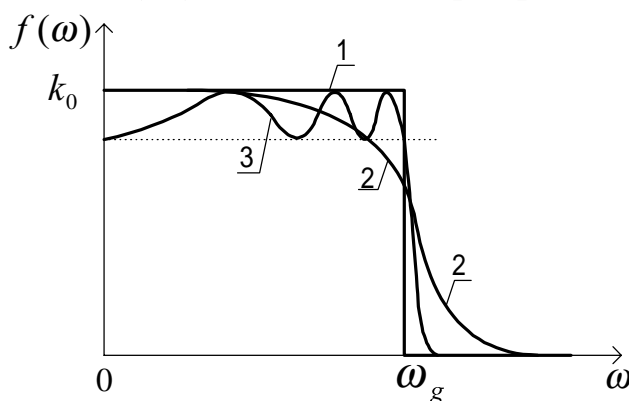
Aby układ liniowy przenosił dowolny sygnał bez zniekształceń liniowych amplitudy i fazy, to jego transmitancja powinna mieć postać

$$k(s) = k_0 \exp(-s\tau_0) \quad (14.1)$$

Ponieważ układ taki nie może być zrealizowany z elementów skupionych, dlatego koniecznością staje się aproksymacja charakterystyk idealnych. Zagadnienie aproksymacji sprowadza się do przybliżenia funkcji $f(\omega)$, która może być charakterystyką amplitudową $A(\omega)$, fazową $\Phi(\omega)$ lub opóźnienia grupowego $\tau_d(\omega) = \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega}$, do charakterystyki idealnej w ograniczonym zakresie częstotliwości

$$f(\omega) = \begin{cases} k_0 & 0 \leq \omega \leq \omega_g \\ 0 & \omega > \omega_g \end{cases} \quad (14.2)$$

Na rys.14.1 pokazano wybrane przykłady aproksymacji charakterystyk układów dolnoprzepustowych



Rys.14.1. Charakterystyka układu dolnoprzepustowego:
1- idealna,
2- monotoniczna (np. maksymalnie płaska),
3- równomiernie falista

Transmitancja układu liniowego może być przedstawiona za pomocą wymiernej funkcji zespolonego operatora s . W zakresie większych częstotliwości funkcja ta ma postać

$$k(j\omega) = k(s) \Big|_{s=j\omega} = \frac{a_m s^m + \dots + a_1 s + 1}{b_n s^n \dots b_1 s + 1} \Big|_{s=j\omega} = A(\omega) \exp j\Phi(\omega) \quad (14.3)$$

Moduł charakterystyki częstotliwościowej dla $s = j\omega$ wynosi

$$A^2(\omega^2) = k_0^2 \frac{c_m \omega^{2m} + \dots + c_1 \omega^2 + 1}{d_n \omega^{2n} + \dots + d_1 \omega^2 + 1} \quad m < n \quad (14.4)$$

gdzie k_0 jest wzmocnieniem dla $\omega = 0$.

Charakterystyka faz (14.5)

W szczególnym przypadku, gdy zera funkcji (14.3) leżą w nieskończoności, równania (14.3) - (14.5) przyjmują postać

$$k(j\omega) = \frac{k_0}{b_n s^n + \dots + b_1 s + 1} \Big|_{s=j\omega} = k_0 \frac{s_1 s_2 \dots s_n}{(s - s_1)(s - s_2) \dots (s - s_n)} \Big|_{s=j\omega} \quad (14.6)$$

$$A^2(\omega^2) = \frac{k_0^2}{1 + d_1 \omega^2 + \dots + d_n \omega^{2n}} \quad (14.7)$$

$$\Phi(\omega) = \arg k(j\omega) = -\arctg \frac{b_1 \omega - b_3 \omega^3 + \dots}{1 - b_2 \omega^2 + \dots} \quad (14.8)$$

Spośród wielu możliwych sposobów aproksymacji charakterystyki idealnej rozważymy kilka, które zdobyły dużą popularność ze względu na łatwość realizacji układów i na ich korzystne właściwości.

14.2.2. Maksymalnie płaska charakterystyka wzmocnienia

Rozkładając funkcję $A^2(\omega^2)$ w szereg Maclaurina otrzymujemy

$$A^2(\omega^2) = A^2(0) + \frac{dA^2}{d\omega^2} \Big|_{\omega=0} \omega^2 + \frac{1}{2!} \frac{d^2 A^2}{d\omega^4} \Big|_{\omega=0} \omega^4 + \dots \quad (14.9)$$

Warunek maksymalnej płaskości wyraża się przez

$$\frac{d^k A^2(\omega^2)}{d\omega^{2k}} \Big|_{\omega=0} = 0 \quad k = 1, 2, \dots, n-1 \quad (14.10)$$

W odniesieniu do funkcji wymiernej (14.4) warunek ten prowadzi do następujących związków między współczynnikami c i d

$$c_1 = d_1, c_2 = d_2, \dots, c_{n-1} = d_{n-1} \quad (14.11)$$

3 - decybelową górną pulsację graniczną ω_g układu można wyznaczyć z zależności (14.4) i (14.11) rozwiązując równanie

$$|k(j\omega_g)|^2 = A^2(\omega_g^2) = \frac{k_0^2}{2} \quad (14.12)$$

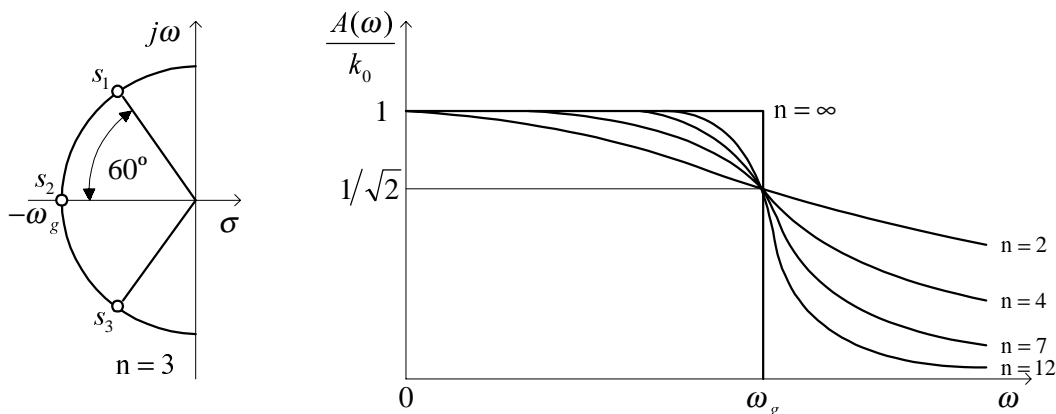
W ogólnym przypadku wymiernej funkcji (14.4) obliczenie parametrów układu o maksymalnie płaskiej charakterystyce jest skomplikowane, ponieważ wymaga rozwiązania układu n równań (14.11), (14.12). Procedura ta jest znacznie prostsza w przypadku charakterystyki wielomianowej wyrażonej zależnością (14.7). W tym przypadku *maksymalnie płaska charakterystyka amplitudowa*, zwana charakterystyką *Butterwortha*, przybiera postać

$$|k(j\omega)|^2 = A^2(\omega^2) = \frac{k_0^2}{1 + d_n \omega^{2n}} = \frac{k_0^2}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^{2n}} \quad (14.13)$$

Z zależności (14.13) możemy wyznaczyć bieguny funkcji przenoszenia (14.6), podstawiając $s = j\omega$, przyrównując mianownik do zera i wybierając z otrzymanych wartości tylko te, które leżą w lewej półpłaszczyźnie zmiennej zespolonej s . Otrzymujemy w ten sposób

$$\frac{s_k}{\omega_g} = j \exp j(k-1)\frac{\pi}{2n} = -\sin(2k+1)\frac{\pi}{2n} + j \cos(2k+1)\frac{\pi}{2n}$$

dla $k = 1, 2, \dots, n$ (14.14)



Rys.14. 2. Rozkład biegunów i maksymalnie płaskie charakterystyki Butterwortha

Maksymalnie płaskie charakterystyki częstotliwościowe funkcji Butterwortha dla kilku wartości n oraz rozkład biegunów na płaszczyźnie zmiennej zespolonej s dla $n = 3$ przedstawiono na rys.14.2.

Maksymalnie płaska charakterystyka Butterwortha jest bardzo często stosowana w praktyce zarówno ze względu na dobre właściwości częstotliwościowe, jak i na łatwość syntezy.

14.2.3. Charakterystyka równomiernie falista

Amplitudowa charakterystyka równomiernie falista (Czebyszewa) aproksymowana jest funkcją

$$A^2(\omega^2) = \frac{k_0^2}{1 + \varepsilon^2 C_n^2(\omega / \omega_g)} \quad (14.15)$$

gdzie C_n jest wielomianem Czebyszewa stopnia n , określonym wzorami rekurencyjnymi

$$C_0(x) = 1$$

$$C_1(x) = x$$

...

$$C_{n+1}(x) = 2xC_n(x) - C_{n-1}(x)$$

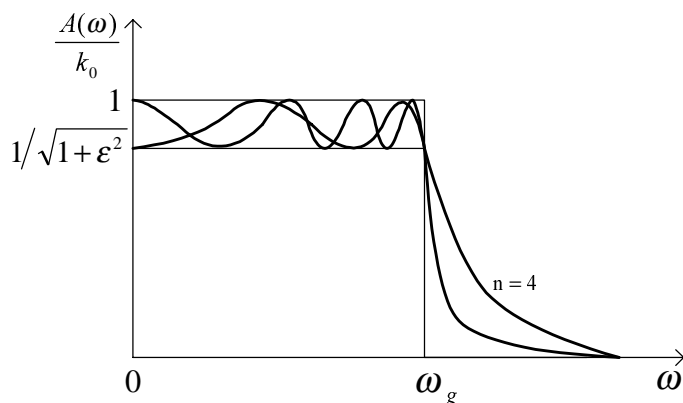
W przedziale $x \in [0, 1]$ wartość wielomianu Czebyszewa oscyluje w granicach od -1 do $+1$, zaś poza tym przedziałem, dla większych n szybko rośnie. Moduł transmitancji $A(\omega)$ oscyluje między wartościami k_0 i $k_0 / \sqrt{1 + \varepsilon^2}$.

Stromość opadania charakterystyki amplitudowej w obszarze przejściowym oraz nierównomierność w paśmie przepustowym rosną ze wzrostem parametru ε . Biegunki transmitancji $k(s)$ rozłożone są na elipsie i określone są zależnością

$$\begin{aligned} \frac{s_{pk}}{\omega_g} = & -\sinh\left(\frac{1}{n} \operatorname{arcsinh} h \frac{1}{\varepsilon}\right) \sin(2k-1) \frac{\pi}{2n} + \\ & + j \cosh\left(\frac{1}{n} \operatorname{arcsinh} h \frac{1}{\varepsilon}\right) \cos(2k-1) \frac{\pi}{2n} \end{aligned} \quad (14.16)$$

dla $k = 1, 2, \dots, n$

Dla $\varepsilon \rightarrow 0$ charakterystyka ta zmierza do charakterystyki maksymalnie płaskiej Butterwortha.

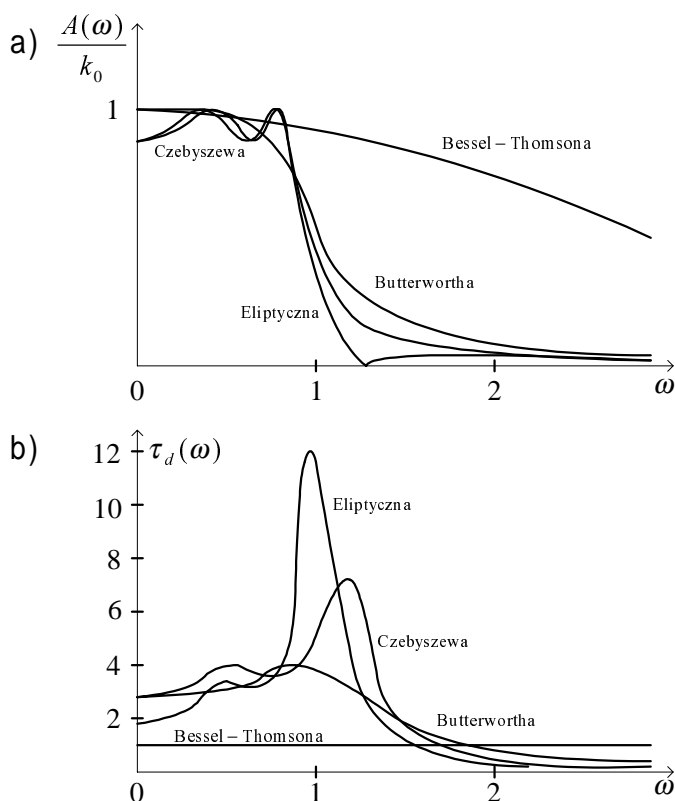


Rys.14. 3. Charakterystyki amplitudowe Czebyszewa dla $n=4$ i $n=7$

Na rys.14.3 przedstawiono charakterystykę amplitudową Czebyszewa dla $n = 4$ oraz $n = 7$.

14.2.4. Charakterystyka maksymalnie liniowej fazy

Jak wynika z zależności (14.3 - 14.5) istnieje ścisła współzależność pomiędzy charakterystyką amplitudową $A(\omega)$ i fazową $\Phi(\omega)$. Jak pokazano na rys.14.4, im lepiej charakterystyka amplitudowa aproksymuje funkcję prostokątną, tym bardziej nieliniowa jest charakterystyka fazowa. (charakterystyka opóźnienia grupowego $\tau_d(\omega)$ posiada wtedy coraz to większe zafalowania) [85].



Rys.14.4. Znormalizowane charakterystyki amplitudowe (a) i opóźnienia grupowego (b) dla różnych aproksymacji transmitancji dolnoprzepustowych 4-go rzędu

Jeżeli transmitancja układu $k(s) = N(s)/M(s)$ cechuje się tym, że wszystkie zera wielomianu licznika $N(s)$ leżą w lewej półpłaszczyźnie zmiennej zespolonej s , to w takim układzie występuje minimalny kąt przesunięcia fazowego dla każdej częstotliwości. Funkcje transmitancji o takich właściwościach należą do klasy *funkcji minimalno - fazowych*. W przeciwnym przypadku mamy do czynienia z *funkcjami nieminimalnofazowymi*.

Charakterystyka maksymalnie liniowej fazy aproksymuje idealną charakterystykę liniową $\Phi(\omega) = -\omega\tau_d$ w otoczeniu punktu $\omega = 0$, gdy

$$\left. \frac{d^k \Phi(\omega)}{d\omega^k} \right|_{\omega=0} = 0 \quad k=2, 3, \dots, n \quad (14.17)$$

W odniesieniu do ogólnej wymiernej funkcji przenoszenia (14.3) warunek maksymalnie liniowej fazy można wyznaczyć rozkładając zależność (14.5) w szereg MacLaurina

$$\Phi(\omega) = \alpha_1 \omega + \alpha_3 \omega^3 + \alpha_5 \omega^5 + \dots \quad (14.18)$$

i żądając, aby

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -\tau_d = a_1 - b_1 \neq 0 \quad \text{oraz} \\ \alpha_3 &= \alpha_5 = \dots = 0 \end{aligned} \quad (14.19)$$

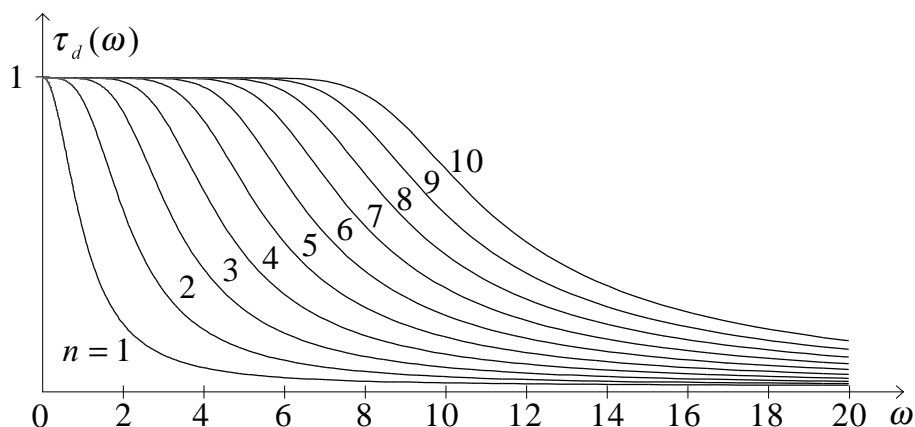
Jeżeli mianownik funkcji transmitancji

$$k_n(s) = \frac{b_0}{y_n(s)} = \frac{b_0}{s^n + b_{n-1}s^{n-1} + \dots + b_1s + b_0} \quad (14.20)$$

zostanie określony przez wielomian Bessela o współczynnikach

$$b_k = \frac{(2n-k)!}{2^{n-k} k! (n-k)!} \quad (14.21)$$

to otrzymujemy *maksymalnie płaskie charakterystyki opóźnienia grupowego* τ_d . Transmitancję o takiej aproksymacji nazywa się *transmitancją Bessela* lub *Thomsona*. Na rys.14.5 przedstawiono maksymalnie płaskie charakterystyki opóźnienia grupowego transmitancji (14.20) aproksymowanej wielomianami Bessela rzędu n od 1 do 10.



Rys.14.5. Znormalizowane, maksymalnie płaskie charakterystyki opóźnienia grupowego, dla różnych wartości rzędu aproksymacji

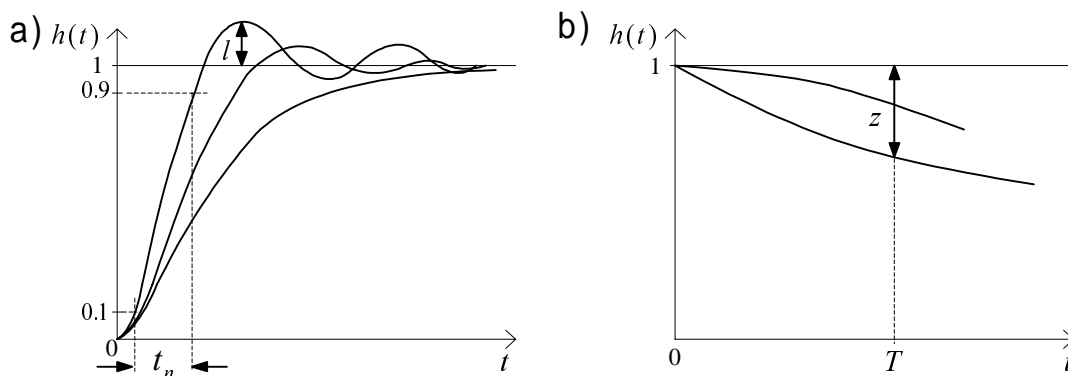
14.2.5. Związki pomiędzy parametrami częstotliwościowymi i impulsowymi wzmacniacza

Właściwości impulsowe wzmacniacza określa się zazwyczaj na podstawie odpowiedzi układu $h(t)$ na skok jednostkowy przyłożony na wejście. Funkcja $h(t)$ jest związana z transmitancją $k(s)$ zależnością

$$h(t) = L^{-1} \frac{k(s)}{s} \quad (14.22)$$

W powyższej zależności L^{-1} oznacza odwrotne przekształcenie Laplace'a.

Podobnie jak w odniesieniu do charakterystyk częstotliwościowych, właściwości impulsowe wzmacniacza mogą być rozważane niezależnie w zakresie małych czasów (tzw. czoła) i w zakresie dużych czasów (tzw. grzbietu) impulsu $h(t)$, co odpowiada zakresowi większych i mniejszych częstotliwości pasma. Typowe przebiegi $h(t)$ w zakresie czoła i grzbietu impulsu przedstawiono na rys.14.6.



Rys.14. 6. Typowe odpowiedzi wzmacniaczy na wymuszenie jednostkowe: a) czoło impulsu, b) grzbiet impulsu

Nie wdając się w szczegółową dyskusję stosowanych kryteriów błędu odpowiedzi, metod ich obliczania oraz wyników i właściwości poszczególnych układów, co jest szeroko opisane w literaturze podstawowej z tego zakresu, nasze rozważania ograniczymy do omówienia kilku szczególnie przydatnych w praktyce reguł teoretyczno - empirycznych, wiążących właściwości impulsowe i częstotliwościowe wzmacniaczy.

W zakresie większych częstotliwości (czoła impulsu) zachodzą następujące przybliżone zależności:

1. Iloczyn czasu narastania t_n i 3 - decybelowej częstotliwości granicznej jest wielkością stałą, równą w przybliżeniu

$$t_n f_g \approx 0,35 \quad (14.23)$$

2. Jeżeli czasy narastania poszczególnych stopni kaskady wynoszą odpowiednio t_1, t_2, \dots, t_n , to całkowity czas narastania t_m wynosi

$$t_m = \sqrt{t_1^2 + t_2^2 + \dots + t_n^2} \quad (14.24)$$

W przypadku odpowiedzi oscylacyjnych, całkowity czas narastania t_m rośnie ze wzrostem liczby stopni wolniej, niż to określa zależność (14.24).

3. Jeżeli amplitudy oscylacji w poszczególnych stopniach kaskady są małe ($l < 2\%$), to wówczas wartość l_m dla całej kaskady jest tego samego rzędu co l . Dla większych wartości l (np. 5 do 10 %)

$$l_m \approx \sqrt{l_1^2 + l_2^2 + \dots + l_n^2} \quad (14.25)$$

4. Jeżeli czasy opóźnienia poszczególnych stopni wynoszą odpowiednio $\tau_{d1}, \tau_{d2}, \dots, \tau_{dn}$ i odpowiedzi są zbliżone do monotonicznych, to całkowity czas opóźnienia kaskady wynosi

$$\tau_d = \tau_{d1} + \tau_{d2} + \dots + \tau_{dn} \quad (14.26)$$

5. Następujące charakterystyki częstotliwościowe i impulsowe są sobie równoważne:

- charakterystyka liniowej fazy i odpowiedź impulsowa bliska monotonicznej,
- maksymalnie płaska charakterystyka amplitudowa i odpowiedź impulsowa o niewielkich amplitudach oscylacji (kilka do kilkanaście %),
- falista charakterystyka amplitudowa i odpowiedź impulsowa o znacznych amplitudach oscylacji.

W odniesieniu do grzbietu impulsu zachodzą następujące przybliżone reguły:

1. Dla małych wartości z poszczególnych stopni całkowity zwis z_m kaskady wynosi

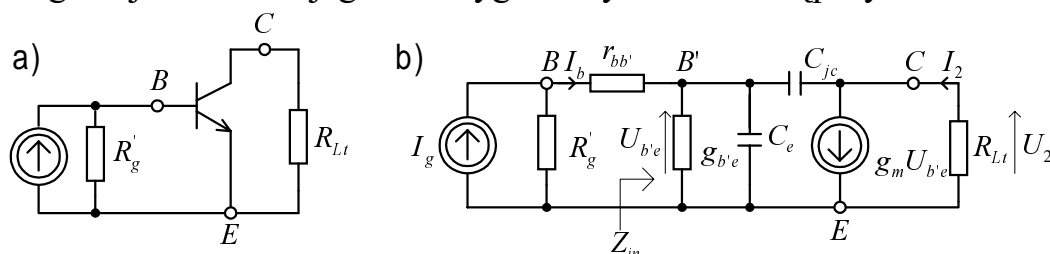
$$z_m = z_1 + z_2 + \dots + z_n \quad (14.27)$$

2. Maksymalnej płaskości początkowego przebiegu grzbietu odpowiada charakterystyka o minimalnej wartości fazy w zakresie małych częstotliwości.

14.3. SPOSOBY ROZSZERZANIA PASMA WZMACNIACZY

14.3.1. Właściwości szerokopasmowe jednostopniowego wzmacniacza oporowego w konfiguracji OE

Podstawowym stopniem wzmacniacza szerokopasmowego jest jednotranzystorowy układ w konfiguracji OE (lub OS). Jego właściwości częstotliwościowe zostały omówione w p. 10.5.1, które rozpatrzemy pod kątem optymalnego wykorzystania we wzmacniaczu szerokopasmowym. Na rys.14.7 powtórzono schemat ideowy dla składowych zmiennych pojedynczego stopnia oporowego w konfiguracji OE oraz jego małosygnałowy model zastępczy.



Rys.14.7. a) Tranzystorowy wzmacniacz oporowy, b) jego małosygnałowy schemat zastępczy

Elementy obwodu polaryzacji R_B i R_C zostały włączone równolegle do generatora i do obciążenia: $R'_g = R_g \parallel R_B$, $R_{Lt} = R_L \parallel R_C$.

Górna częstotliwość graniczna wzmocnień k_{us} i k_{is} została wyznaczona w p. 10.5.1 (wzór 10.73)

$$f_g = \frac{f_\beta}{1 + \omega_T C_{jc} R_{Lt}} \left[1 + \frac{1}{g_{b'e} (r_{bb'} + R'_g)} \right] \quad (14.28)$$

We wzorze (14.28) pominięto konduktancję g_{ce} i dlatego $R'_{Lt} \approx R_{Lt}$.

Aby zwiększyć częstotliwość graniczną f_g należy zmniejszyć rezystancję R_{Lt} (co powoduje zmniejszenie wzmocnienia k_{us} , lecz zwiększenie k_{is}) i R'_g (wtedy k_{us} zwiększa się, a k_{is} maleje).

Wygodnym wskaźnikiem wykorzystania możliwości wzmacniających tranzystora we wzmacniaczu może być tzw. *pole wzmocnienia wzmacniacza* GB (ang. *gain - bandwidth product*), określane jako iloczyn wzmocnienia i pasma

$$GB_i = f_g |k_{is0}| \quad (14.29)$$

Pole wzmocnienia może posłużyć do oceny skuteczności wymiany wzmocnienia i pasma wzmacniacza.

Dla układu z rys.14.7 pole wzmocnienia GB_i wynosi (por. wzory 10.24 oraz 10.73 w rozdz. 10.5)

$$GB_i = \frac{\beta_0 \frac{R_{Lt}}{R_L} g_{b'e} R_g'}{1 + g_{b'e} (R_g' + r_{bb'})} \frac{f_\beta}{1 + \omega_T C_{jc} R_{Lt}} \frac{1 + g_{b'e} (R_g' + r_{bb'})}{g_{b'e} (R_g' + r_{bb'})} = \quad (10.30)$$

$$= \frac{R_{Lt}}{R_L} \frac{R_g'}{R_g' + r_{bb'}} \frac{f_T}{1 + \omega_T C_{jc} R_{Lt}}$$

Tylko w przypadku, gdy $R_g' \gg r_{bb'}$, iloczyn ten stanowi w przybliżeniu stałe pole wzmocnienia, gdyż nie zależy od R_g' i wtedy

$$GB_i \approx |k_{is0}| \approx f_g = \frac{R_{Lt}}{R_L} \frac{f_T}{1 + \omega_T C_{jc} R_{Lt}} \quad (14.31)$$

Rezystancja źródła może być elementem realizującym wymianę wzmocnienia prądowego i pasma. Wymiana wzmocnienia i pasma jest realizowana przez tłumienie obwodu wejściowego tranzystora, wskutek czego stała czasowa obwodu wejściowego maleje (rośnie szerokość pasma), zaś wzmocnienie maleje ze względu na rozptyw prądu I_g pomiędzy rezystancję tłumiącą R_g' a bazę tranzystora.

W przypadku, gdy mamy do czynienia ze wzmacniaczem wielostopniowym, utworzonym z kaskady identycznych stopni, wówczas źródłem sygnału dla rozpatrywanego stopnia jest wyjście identycznego stopnia, czyli $R_g' \approx R_L$. Przyjmując jednocześnie $R_C \gg R_L$, wyrażenie (14.30) przybiera postać

$$GB_i = \frac{R_{Lt}}{R_L + r_{bb'}} \frac{f_T}{1 + \omega_T C_{jc} R_L} \quad (14.32)$$

Przyrównując pochodną wyrażenia (14.32) do zera, otrzymuje się optymalną wartość rezystancji $R_L \approx R_g'$ dla której GB_i osiąga maksimum

$$R_{Lopt} = R_g' = \sqrt{\frac{r_{bb'}}{\omega_T C_{jc}}} \quad (14.33)$$

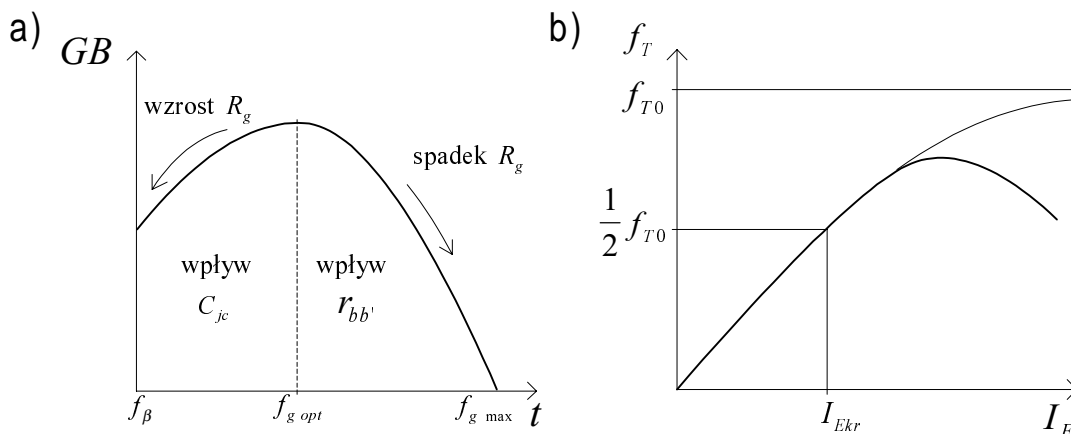
Maksymalna wartość GB_i wynosi

$$GB_{imax} = f_T \frac{1}{\left(1 + \sqrt{r_{bb'} \omega_T C_{jc}}\right)^2} \quad (14.34)$$

Ustalenie górnej częstotliwości granicznej wzmacniacza przez dobór rezystancji źródła sygnału i obciążenia ma w praktyce

ograniczone zastosowanie, ponieważ bardzo często warunki na te rezystancje są narzucone, a wymagana wartość pulsacji ω_g może znacznie odbiegać od uzyskiwanej w pobliżu optimum.

Jak pokazano na rys.14.8a, pole wzmocnienia GB_i wzmacniacza oporowego wykazuje maksimum dla optymalnej szerokości pasma $f_{g\ opt}$, wzmocnienia i rezystancji tłumiącej $R_{g\ opt}$.



Rys.14.8. a) Zależność pola wzmocnienia od częstotliwości granicznej wzmacniacza oporowego w układzie OE, b) Zależność pola wzmocnienia tranzystora od prądu emitera

Zmniejszanie się pola wzmocnienia przy dużych wartościach wzmocnienia, tzn. przy małych szerokościach pasma jest wynikiem wpływu pojemności C_{jc} , wnoszonej na wejście na skutek efektu Millera. Z kolei zmniejszanie się tego pola przy małych wartościach wzmocnienia, czyli przy dużych szerokościach pasma jest wynikiem wpływu rezystancji $r_{bb'}$ ograniczającej minimalną wartość stałej czasowej obwodu wejściowego. W granicznym przypadku, dla $R_g = 0$ skuteczne wzmocnienie prądowe maleje do zera, a częstotliwość graniczna osiąga wartość $f_{g\ max}$, jak przy sterowaniu napięciowym.

Pole wzmocnienia tranzystora określa się w warunkach, gdy jest ono maksymalne, tzn. przy prądowym sterowaniu na wejściu ($R_g' \rightarrow \infty$) i zwarcia na wyjściu ($R_L = 0$)

$$f_T = \beta_0 f_\beta \quad (14.35)$$

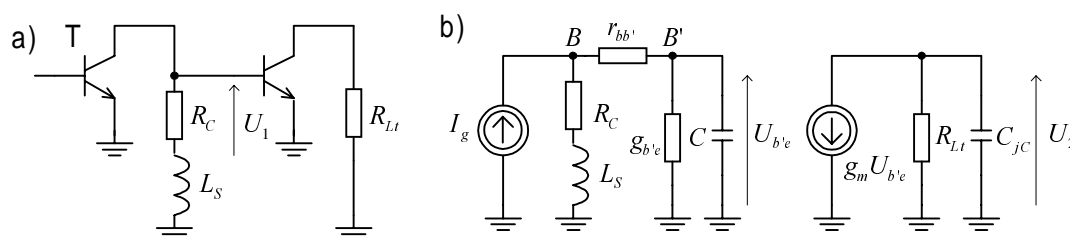
Częstotliwość graniczna f_T zależy od punktu pracy tranzystora, a przede wszystkim od prądu emitera. Zakładając dla uproszczenia, że β_0 i pojemność C_{jc} oraz C_{je} nie zależą od prądu emitera, zaś g_m i pojemność dyfuzyjna C_{de} są proporcjonalne do prądu I_E , można napisać

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{de} + C_{je} + C_{jc})} = \frac{g_m}{2\pi C_{de}} \frac{1}{1 + \frac{C_{je} + C_{jc}}{C_{de}}} = \frac{f_{T0}}{1 + \frac{I_{Ekr}}{I_E}} \quad (14.36)$$

Jak pokazano na rys.14.8b, f_{T0} jest asymptotyczną wartością częstotliwości f_T dla dużych prądów, a I_{Ekr} jest wartością prądu emitera przy której pojemność dyfuzyjna emitera jest równa sumie pojemności złączowych (wtedy $f_T = f_{T0}/2$). Ponieważ pole wzmocnienia wzmacniacza bezpośrednio zależy od wartości f_T (wzór 14.30), zatem z przebiegu zależności $f_T = f(I_E)$ wynika, że szerokopasmowe właściwości wzmacniające tranzystora pogarszają się przy małych wartościach prądu emitera.

14.3.2. Wzmacniacze z korekcją obwodów sprzęgających

Na rys.14.9a przedstawiono uproszczony schemat ideowy dla prądu zmiennego wzmacniacza na tranzystorze bipolarnym z najprostszą i często stosowaną szeregową korekcją indukcyjną.



Rys.14.9. Wzmacniacz z szeregową korekcją indukcyjną: a) uproszczony schemat ideowy, b) model małosygnałowy ($R_g = R_c$)

Rys.14.9b przedstawia unilateralny schemat zastępczy wzmacniacza, w którym pominięto niewielką konduktancję i pojemność wyjściową tranzystora sterującego, natomiast pojemność wejściowa C jest powiększona na skutek efektu Millera: $C = C_{je} + C_{de} + C_{jc}(1 + g_m R_{Lt}')$.

Zastosowanie indukcyjności korekcyjnej powoduje, że ze wzrostem częstotliwości impedancja gałęzi R_C , L_S rośnie, zmniejszając tłumienie obwodu wejściowego, przez co większa część prądu I_g wpływa do bazy tranzystora. W układzie tym nie tylko istnieje możliwość rozszerzenia użytecznego pasma lecz również, przez odpowiedni dobór indukcyjności L_S , możliwe jest ukształtowanie żądanej charakterystyki amplitudowej wzmacniacza (np. maksymalnie płaskiej). Korekcja jest najbardziej efektywna wtedy, gdy rezystancja

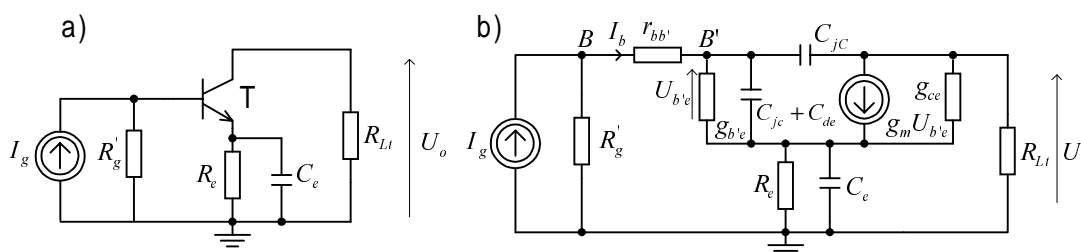
R_c (będąca rezystancją źródła sterującego) jest mała w porównaniu z rezystancją wejściową tranzystora, czyli przy małych wartościach wzmocnienia k_{is} . Wtedy bowiem można skutecznie zwiększyć prąd sterujący tranzystor. Ten rodzaj korekcji znajduje również zastosowanie we współczesnych wzmacniaczach szerokopasmowych o paśmie rzędu kilku gigaherców, realizowanych w technologii monolitycznej. Przy tak dużych szerokościach pasma indukcyjność korekcyjna jest na tyle mała, że może być wykonana w postaci płaskiej spirali o bardzo małej powierzchni (rzędu ułamka mm^2) [3].

14.3.3. Wzmacniacze z korekcją w obwodzie sprzężenia zwrotnego

W rozdziale 11 szeroko omówiono możliwości wykorzystania ujemnego sprzężenia zwrotnego do wymiany wzmocnienia i pasma oraz kształtowania żądanej charakterystyki częstotliwościowej. Możliwa jest przy tym modyfikacja charakterystyki pojedynczego stopnia poprzez zastosowanie lokalnego ujemnego sprzężenia zwrotnego, a następnie kaskadowe łączenie takich stopni bądź kształtowanie żądanej charakterystyki całego zespołu stopni, przez zastosowanie wielostopniowego ujemnego sprzężenia zwrotnego.

Jeżeli we wzmacniaczu jednostopniowym ujemne sprzężenie zwrotne realizowane jest za pomocą elementów rezystywnych (tj. $\beta = \beta_0$ jest niezależne od ω), to w układzie występuje proporcjonalna wymiana wzmocnienia i pasma ($GB = \text{const}$). Wprowadzenie do obwodów sprzężenia zwrotnego elementów reaktancyjnych w taki sposób, aby działanie sprzężenia uległo osłabieniu ze wzrostem częstotliwości, pozwala na wzrost pola wzmocnienia.

Schemat ideowy wzmacniacza ze sprzężeniem emiterowym wraz z jego układem zastępczym przedstawiono na rys.14.10.



Rys.14.10. Wzmacniacz ze sprzężeniem emiterowym i jego schemat zastępczy

Pojemność C_e jest tak dobrana (jest ona rzędu kilku do kilkudziesięciu pikofaradów), że w zakresie małych i średnich

częstotliwości ($R_e \gg 1/\omega C_e$) ujemne sprzężenie zwrotne prądowe szeregowo jest realizowane na rezystancji R_e , a w zakresie większych częstotliwości - na malejącej impedancji Z_e .

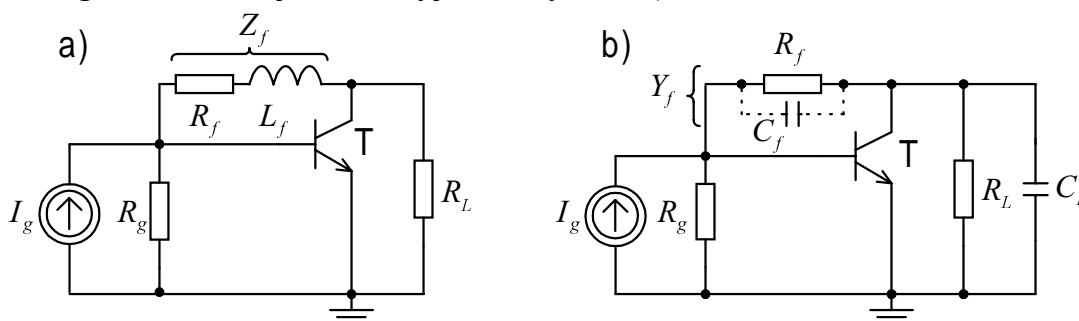
Szeregowe sprzężenie zwrotne powoduje wzrost impedancji wejściowej do wartości $(1+\beta)Z_e$, co przy tej samej wartości rezystancji tłumiącej R'_g powoduje zmniejszenie stałej czasowej obwodu wejściowego, tzn. zwiększenie szerokości pasma kosztem wzmocnienia.

Sprężenie szeregowo wykazuje największą efektywność w przypadku, gdy rezystancja źródła sterującego jest mała. Z tego powodu korekcję emiterową stosuje się najczęściej wtedy, gdy wzmocnienie prądowe jest parametrem drugorzędnym, a głównym celem jest uzyskanie maksymalnej częstotliwości granicznej.

Wymiana wzmocnienia i pasma może się odbywać przez dobór R_e i R'_g przy stałej wartości prądu emitera, zapewniającej dużą wartość częstotliwości f_T tranzystora. Wymiana ta jest szczególnie skuteczna przy większych wartościach f_g , ponieważ częstotliwość graniczna $f_{g \max}$ przy sterowaniu napięciowym wzmacniacza zostaje zwiększona. Dobór odpowiedniej wartości C_e umożliwia kształtowanie charakterystyki częstotliwościowej oraz impedancji wejściowej.

Obok sprzężenia zwrotnego prądowo - szeregowego, we wzmacniaczach szerokopasmowych jest także stosowane lokalne sprzężenie zwrotne napięciowo - równoległe (rys.14.11).

Ujemne sprzężenie zwrotne napięciowe - równoległe powoduje wzrost admitancji wejściowej $(1+k_u)Y_f$, wskutek czego admitancja wniesiona na wejście spełnia tę samą rolę, co równoległa impedancja tłumiąca: $Z_s = 1/(1+k_u)Y_f$ o charakterze indukcyjnym (por. wzmacniacz z szeregową korekcją indukcyjną na rys.14.9).



Rys.14.11. Wzmacniacz ze sprzężeniem kolektorowym: a) z kompensacją indukcyjną w obwodzie sprzężenia zwrotnego, b) z kompensacją pojemnościową impedancji obciążenia (o charakterze pojemnościowym)

Indukcyjnej korekcji Z_s odpowiada indukcyjna korekcja Z_f , gdy obciążeniem wzmacniacza jest rezystancja R_L (rys.14.11a), bądź też pojemnościowa korekcja Y_f , gdy obciążeniem wzmacniacza jest impedancja Z_L o charakterze pojemnościowym (rys.14.11b).

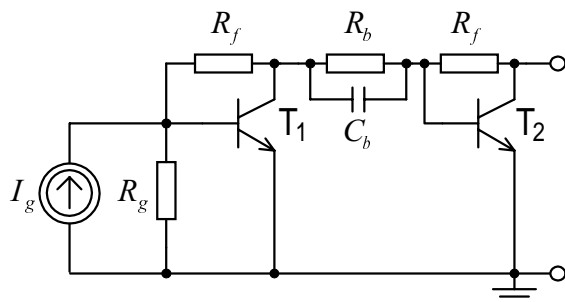
Wymiana wzmocnienia i pasma może być realizowana przez regulację wartości rezystancji R_f lub R_L , przy zachowaniu wartości prądu emitera zapewniającej dużą wartość częstotliwości f_T tranzystora.

Wpływ pojemności C_{jc} został zmniejszony, ponieważ pojemność ta może być włączona w skład obwodu sprzężenia zwrotnego, a ponadto poziom impedancji wejściowej i wyjściowej jest mniejszy. Przez odpowiedni dobór wartości elementów reaktancyjnych w układzie można wpływać na kształt charakterystyki amplitudowej wzmacniacza (np. można uzyskać charakterystykę maksymalnie płaską).

Wadą rozpatrywanego układu jest jego „przezroczystość” wynikająca z faktu, że wielkość napięciowego sprzężenia zwrotnego uzależniona jest od impedancji obciążenia Z_L . Utrudnia to kaskadowe łączenie stopni oraz zmniejsza skuteczność działania korekcji indukcyjnej w kaskadzie. Stosując bowiem indukcyjną korekcję Z_f otrzymujemy indukcyjny charakter impedancji wniesionej na wejście, stanowiącej obciążenie poprzedniego stopnia, co jest skierowane przeciw działaniu korekcyjnemu indukcyjnego obwodu sprzężenia zwrotnego.

Trudności te mogą być wyeliminowane, jeżeli poszczególne stopnie odseparuje się od siebie za pomocą odpowiednio dobranego obwodu sprzęgającego, jak to pokazano na rys.14.12.

Wartości R_b oraz C_b mogą być dobrane odpowiednio do wymagań co do wymiany wzmocnienia i pasma oraz kształtu charakterystyki częstotliwościowej.



Rys.14.12. Wzmacniacz ze sprzężeniem kolektorowym i korekcją szeregową

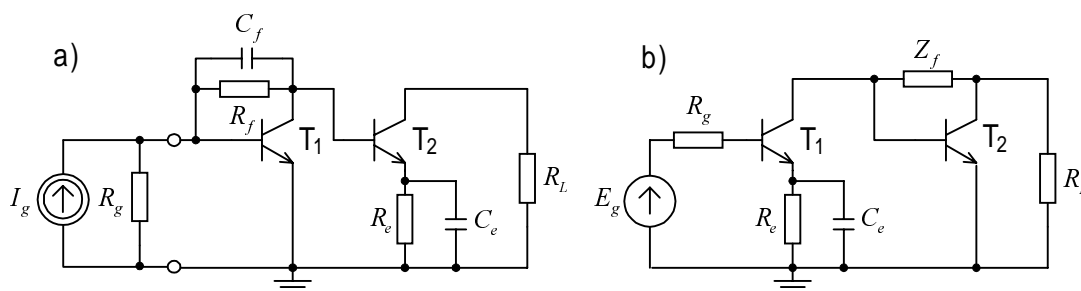
Wzmacniacz z lokalnym sprzężeniem emiterowym (rys.14.10) odznacza się dużą pojemnościową impedancją wejściową i wyjściową.

W układzie tym sprzężenie zwrotne jest skuteczne, jeśli jest on sterowany ze źródła o małej impedancji i obciążony jest dużą admitancją.

Wzmacniacz ze sprzężeniem kolektorowym (rys.14.11) ma właściwości przeciwne, tzn. jego impedancja wejściowa i wyjściowa są małe, a sprzężenie zwrotne jest skuteczne przy sterowaniu zbliżonym do prądowego i przy obciążeniu dużą impedancją.

Oba układy mogą zatem z powodzeniem współpracować we wzmacniaczu kaskadowym, złożonym na przemian ze stopni jednego i drugiego rodzaju. Jeżeli rezystancja źródła sterującego jest mała, to w pierwszym stopniu należy zastosować układ ze sprzężeniem emiterowym, w przeciwnym przypadku - układ ze sprzężeniem kolektorowym. Podobnie, jeżeli rezystancja obciążenia jest duża (mała), to w ostatnim stopniu należy zastosować wzmacniacz ze sprzężeniem kolektorowym (emiterowym).

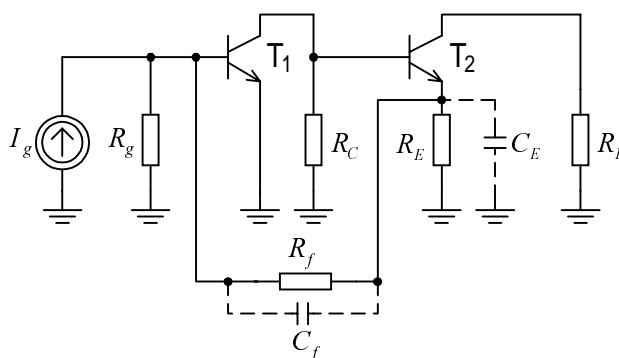
Dwustopniowe układy, zrealizowane według powyższej zasady, przedstawiono na rys.14.13.



Rys.14. 13. Układy dwustopniowe ze sprzężeniem kolektorowym i emiterowym

W przypadku wzmacniaczy dwustopniowych dobre rezultaty otrzymuje się przy zastosowaniu sprzężenia zwrotnego obejmującego dwa kolejne stopnie.

Przykład dwutranzystorowego wzmacniacza z ujemnym sprzężeniem zwrotnym prądowym - równoległym przedstawiono na rys.14.14.



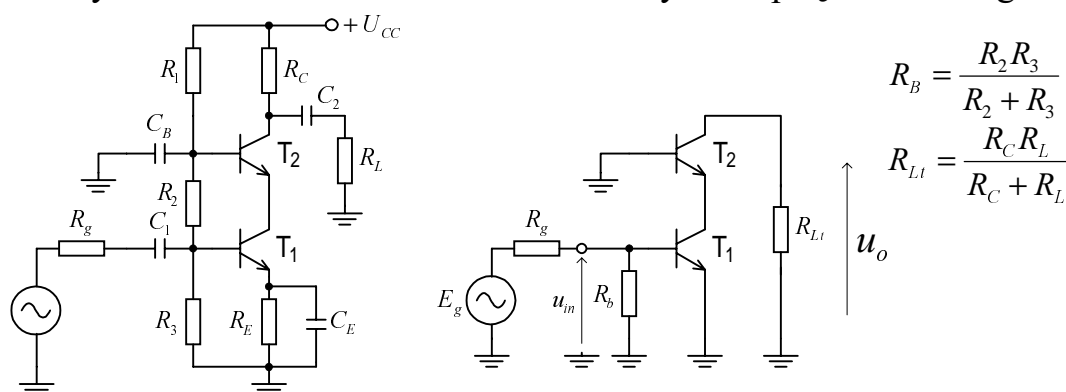
Rys.14.14. Wzmacniacz dwustopniowy ze sprzężeniem zwrotnym prądowym-równoległym

Pętla sprzężenia zwrotnego nie może obejmować większej liczby

stopni niż dwa, ze względu na trudności zapewnienia stabilności wzmacniacza. Przy dużych częstotliwościach przesunięcia fazy w tranzystorach mogą łatwo doprowadzić do zmiany charakteru sprzężenia z ujemnego na dodatnie.

14.4. WZMACNIACZE KASKODOWE

W układach wielkiej częstotliwości stosowane są prawie z reguły wzmacniacze kaskodowe. Na rys.14.15 przedstawiono schemat ideowy kaskody OE - OB wraz ze schematem ideowym dla prądu zmiennego.



Rys.14.15. Kaskoda OE-OB: a) schemat ideowy, b) schemat ideowy dla prądu zmiennego

Tranzystor T_1 pracuje w konfiguracji OE w stanie prawie zwarcia na wyjściu, ponieważ jest on obciążony impedancją wejściową tranzystora T_2 pracującego w konfiguracji OB. Zatem impedancja wejściowa kaskody jest taka, jak układu OE, zaś wzmocnienie prądowe wynosi $\beta_0 \alpha_0 \approx \beta_0$.

Podobnie, ze względu na dużą (w stosunku do impedancji wejściowej) impedancję wyjściową układu OE, można uważać, że stopień OB pracuje w warunkach rozwarci (dla składowej zmiennej) na wejściu, zatem rozwarciowa admitancja wyjściowa kaskody jest mała, taka jak w układzie OB. Ponieważ tranzystory T_1 i T_2 pracują przy tych samych wartościach składowej stałej prądu kolektora, stąd możemy przyjąć $g_{m1} = g_{m2} = g_m$.

Tranzystor T_1 jest obciążony w kolektorze małą rezystancją wejściową tranzystora T_2 w konfiguracji OB, która przy pominięciu $r_{bb'}$ wynosi

$$r_{eb'} = \frac{1}{g_{eb'}} = \frac{\alpha_0}{g_{m2}} = \frac{\alpha_0}{g_m}.$$

Z tego względu wzmocnienie napięciowe pierwszego stopnia jest małe i

wynosi

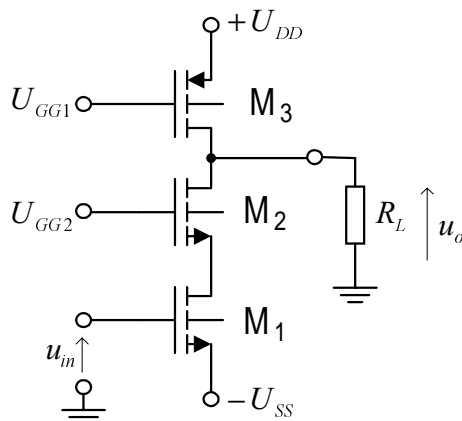
$$k_{u1} = -g_{m1} \frac{\alpha_0}{g_{m2}} = -\alpha_0 \quad (14.37)$$

Wzmocnienie napięciowe kaskody jest identyczne ze wzmocnieniem pojedynczego stopnia w konfiguracji OE.

$$k_u = \frac{u_0}{u_{in}} = -\alpha_0 g_{m2} R_{Lt} \approx -g_m R_{Lt} \quad (14.38)$$

Małe wzmocnienie napięciowe stopnia OE z tranzystorem T_1 powoduje, że pojemność C_{jc} przenosi się na wejście na skutek efektu Millera z niewielkim współczynnikiem multiplikacji: $C_{M1} = C_{jc}(1 + \alpha_0) \approx 2C_{jc}$, niezależnie od wartości rezystancji R_{Lt} . Konfiguracja OB nie przejawia efektu Millera, zatem w kaskodzie występuje minimalizacja tego efektu i jej pasmo częstotliwości jest znacznie szersze niż pasmo pojedynczego stopnia OE.

Podobne właściwości wykazuje kaskoda zrealizowana na tranzystorach polowych, opisana w rozdziale 10.4.5, której schemat ideowy powtórnie przedstawiono na rys.14.16.



Rys.14.16. Kaskoda z tranzystorami MOS

Tranzystor M_1 pracuje w konfiguracji OS, zaś tranzystor M_2 - w konfiguracji OG. Tranzystor M_3 stanowi obciążenie aktywne kaskody. Również w tym układzie występuje minimalizacja efektu Millera. Przy małym wzmocnieniu napięciowym stopnia OS

$$k_{u1} = -g_{m1} \frac{1}{g_{m2} + g_{ds1}} \approx -1 \quad (14.39)$$

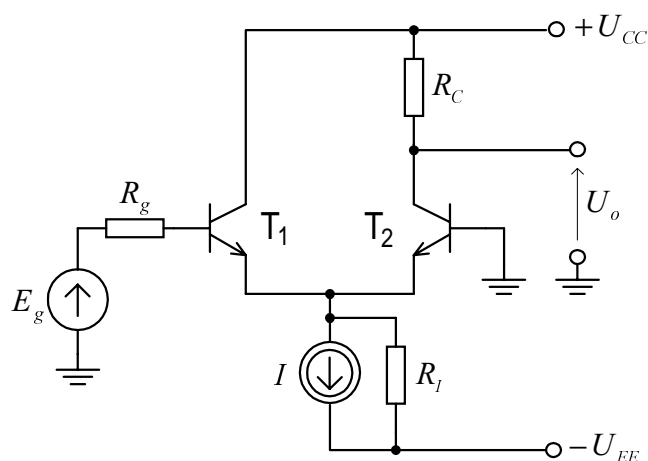
pojemność C_{gd} wniesiona na wejście układu jako $C_{M1} = C_{gd}(1+1) = 2C_{gd}$ jest mała i niezależna od R_L , zaś stopień OG nie przejawia efektu Millera.

Wzmocnienie napięciowe kaskody wynosi

$$k_u = \frac{-g_{m1}}{g_{m2} + g_{ds1}} \frac{g_{m2}}{G_L + g_{ds2} + g_{ds3}} \approx -\frac{g_m}{G_L + g_{ds2} + g_{ds3}} \quad (14.40)$$

14.4. NIESYMETRYCZNY WZMACNIACZ RÓŻNICOWY - UKŁAD OC-OB

Na rys.14.17 przedstawiono schemat ideowy niesymetrycznego wzmacniacza różnicowego (rezystancja w kolektorze tranzystora T_1 jest równa zero), który stanowi połączenie układów OC - OB sprzężonych emiterowo. W wyniku jednakowych, a przy tym małych rezystancjach - wejściowej układu OB i wyjściowej układu OC, pomiędzy emiterami obu stopni występuje dopasowanie impedancji.



Rys.14.17. Niesymetryczny wzmacniacz różnicowy - układ OC-OB

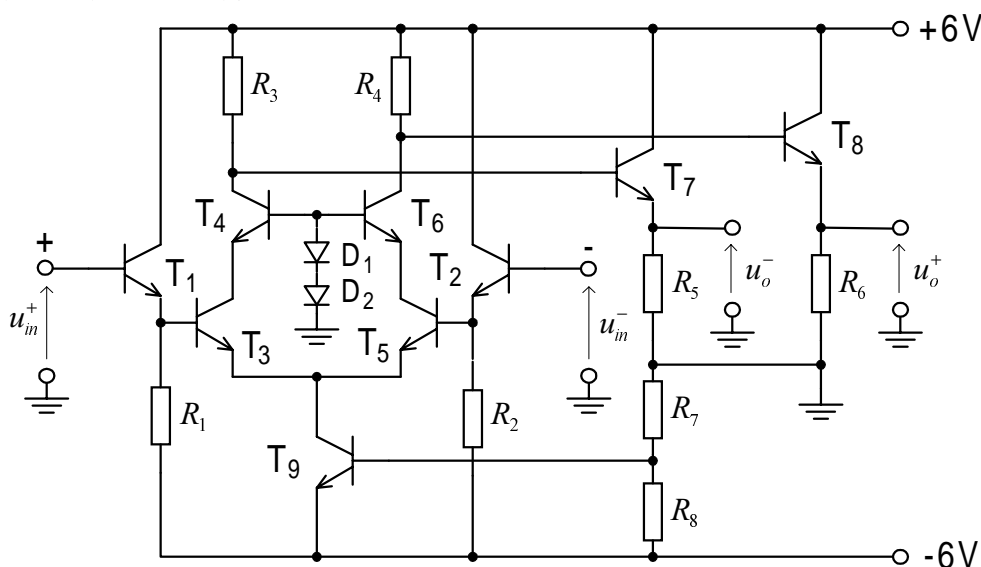
Ponieważ tranzystor T_1 pracuje przy stałym potencjale kolektora, dlatego nie występuje efekt Millera. Wzmocnienie prądowe stopnia OB jest bliskie jedności. Stopień ten praktycznie nie wprowadza ograniczeń częstotliwościowych, biorąc pod uwagę jego dużą częstotliwość graniczną f_α . Górna częstotliwość graniczna układu OC jest znacznie większa niż wzmacniacza w konfiguracji OE (co wykazano w rozdz. 10.5.3), dlatego układ z rys.14.17 charakteryzuje się bardzo dobrymi właściwościami częstotliwościowymi, porównywalnymi z właściwościami szerokopasmowymi kaskody.

Jak wykazano w rozdz. 12.2.3 (zależność 12.23), transkonduktancja wzmacniacza różnicowego przy wyjściu niesymetrycznym jest równa połowie transkonduktancji g_m tranzystora, a zatem jest o połowę mniejsza od transkonduktancji kaskody. Układ wzmacniacza różnicowego ma jednak w porównaniu z kaskodą tę zaletę, że temperaturowe zmiany napięć U_{BE} tranzystorów kompensują się. Możliwe jest rozbudowanie układu w celu uzyskania

symetrycznego szerokopasmowego wzmacniacza różnicowego, w formie różnorodnych rozwiązań, najczęściej w technologii monolitycznej.

14.5. SCALONE WZMACNIACZE SZEROKOPASMOWE

Na rys.14.18 przedstawiono schemat ideowy szerokopasmowego wzmacniacza CA 3040 firmy RCA, który posiada symetryczne wejście i symetryczne wyjście.

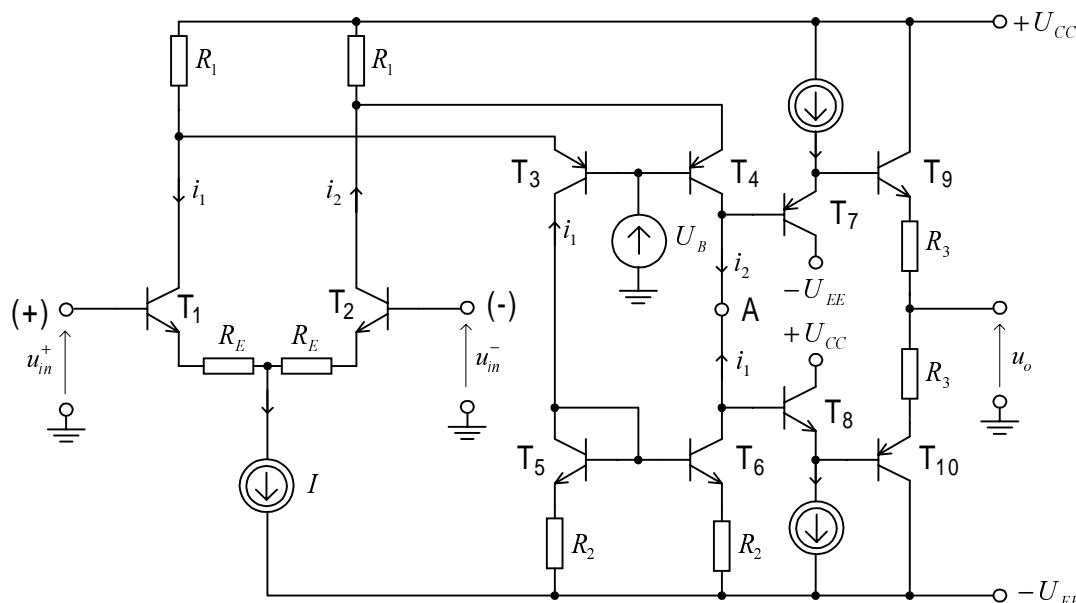


Rys.14.18. Uproszczony schemat ideowy wzmacniacza CA3040

W celu wyeliminowania efektu Millera tranzystory podstawowego układu wzmacniacza różnicowego zastąpiono układami kaskodowymi. Wejścia wzmacniacza różnicowego są sterowane za pośrednictwem wejściowych wtórników emiterowych (T_1 , T_2). Również napięcia wyjściowe pobierane są za pośrednictwem wyjściowych wtórników emiterowych (T_7 , T_8).

Przybliżona wartość wzmocnienia napięciowego, przy pominięciu rezystancji baz, konduktancji wyjściowych tranzystorów oraz przyjęciu wzmocnień wtórników emiterowych równych jedności, wynosi: $k_{u0} = -\frac{g_m}{2} R_3$. Omawiany wzmacniacz zapewnia wzmocnienie 30 dB oraz pasmo 55 MHz.

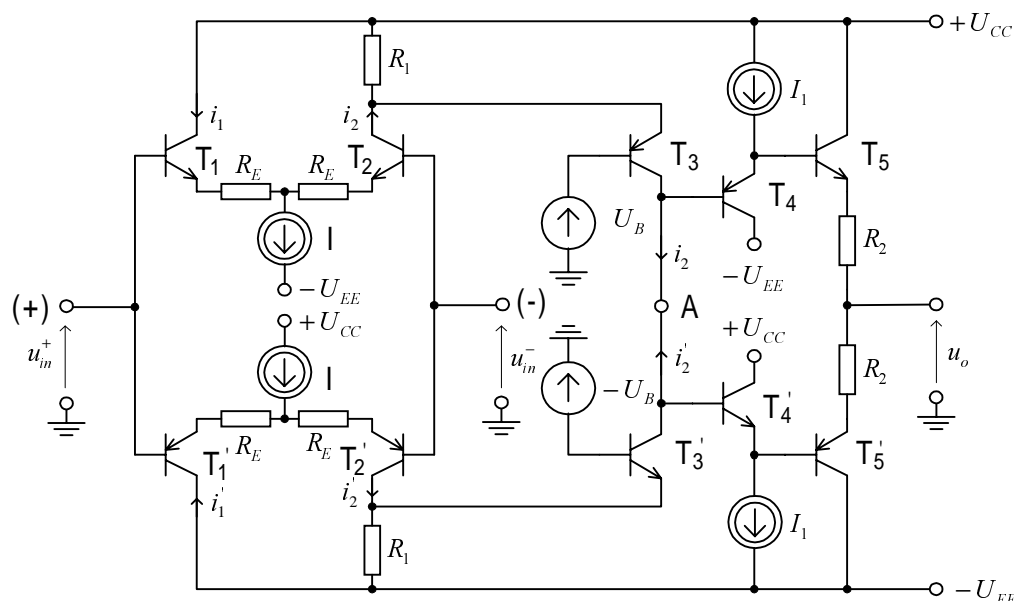
Na rys.14.19 przedstawiono uproszczony schemat ideowy szerokopasmowego wzmacniacza operacyjnego, na bazie którego są zrealizowane układy LM 6365 firmy National oraz HA 2541 / 42 firmy Harris.



Rys.14.19. Szerokopasmowy wzmacniacz operacyjny z kaskodowym wzmacniaczem różnicowym

W układzie tym rezystancje R_E wnoszą lokalne ujemne sprzężenie zwrotne zmniejszające wzmocnienie wejściowej pary różnicowej, ale równocześnie powodują zwiększenie pasma częstotliwości. W celu wyeliminowania efektu Millera - podobnie jak w układzie na rys.14.18 - wejściową parę różnicową tworzą układy kaskodowe z komplementarnymi tranzystorami $T_1 - T_3$ oraz $T_2 - T_4$. Rezystory R_1 służą do polaryzacji układów kaskodowych. Prąd kolektora T_3 jest przenoszony za pomocą lustra prądowego z tranzystorami $T_5 - T_6$ i sumowany w węźle A tak, że prąd wypływający z tego węzła jest prądem różnicowym pary różnicowej (na rys.14.19 zaznaczono fizyczne kierunki prądów, odpowiadające dodatniemu przyrostowi napięcia wejściowego u_{in}^+). Potencjał węzła A jest przenoszony na wyjście za pośrednictwem symetrycznego wtórnika emiterowego z tranzystorami $T_9 - T_{10}$. W celu zapewnienia przepływu prądu spoczynkowego w obu tranzystorach wyjściowych T_9 i T_{10} konieczna jest wstępna polaryzacja napięciem około 1,4V pomiędzy zaciskami ich baz. Napięcie to jest wytwarzane za pomocą dwu wtórników emiterowych T_7 oraz T_8 , które ponadto dokonują transformacji impedancji.

Inny przykład realizacji szerokopasmowego wzmacniacza operacyjnego przedstawiono na rys.14.20. Układ ten stanowi przeciwsołbne połączenie dwóch niesymetrycznych wzmacniaczy różnicowych OC - OB z rys. 14.17, przy czym prawe gałęzie par różnicowych są uformowane przez układy kaskodowe z komplementarnymi tranzystorami $T_2 - T_3$ oraz $T_2' - T_3'$.



Rys.14. 20. Szerokopasmowy wzmacniacz operacyjny w układzie przeciwsobnym

Podobnie jak w poprzednim układzie, prąd wypływający z węzła A jest prądem różnicowym składowych zmiennych prądów kolektorów T_2 oraz T_2' . Pozostała część układu jest identyczna jak na rys.14.19. Na bazie tego schematu zbudowane są szybkie wzmacniacze operacyjne firmy Harris, np. układy HA2539 i HA5160. Do ich realizacji wykorzystuje się komplementarną technologię bipolarną z izolacją tlenkową, dzięki czemu jest możliwe wykonanie tranzystorów p-n-p oraz n-p-n o identycznych parametrach.

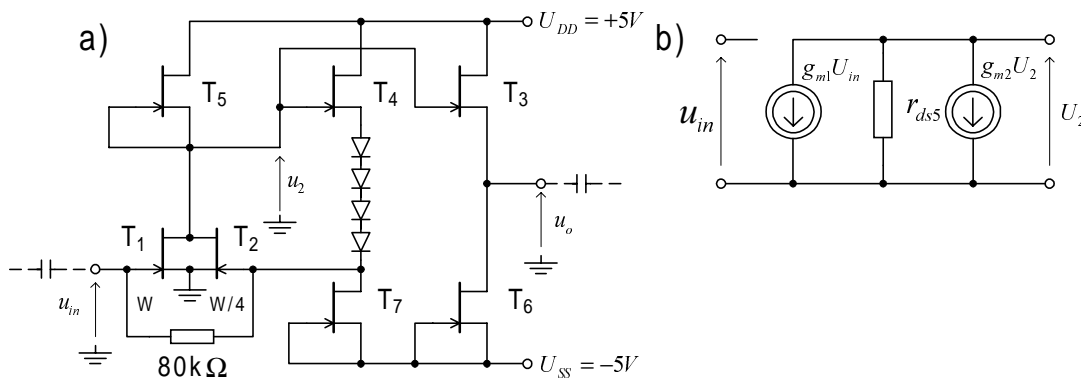
W tej samej technologii realizowane są również wzmacniacze *transimpedancyjne ze sprzężeniem prądowym* (ang. *current feedback amplifier*), które zostały opisane w rozdziale 12.4.5.

Wzmacniacze ze sprzężeniem prądowym, realizowane w komplementarnej technologii bipolarnej należą obecnie do najszybszych wzmacniaczy operacyjnych, dość powszechnie stosowanych w praktyce. Przykładem mogą być niżej wspomniane wzmacniacze, dla których wyszczególniono również maksymalną szybkość zmian napięcia wyjściowego S_u oraz szerokość pasma przy pełnym wystereowaniu wyjścia, czyli tzw. *pasma przenoszenia mocy*

$$f_p = \frac{du_o}{dt} / \pi U_{opp}$$

Typ wzmacniacza	Producent	S_u [V / μ s]	f_p [MHz]
AD 9617	Analog Dev.	1 400	100
OPA 623	Burr Brown	2 000	130
HFA 1100	Harris	2 500	130
CLC 404	Comlinear	2 500	150
Należy również podkreślić, że do realizacji wzmacniaczy			

szerokopasmowych szczególnie predystynowane są układy z tranzystorami polowymi MESFET na podłożu z arsenku galu. Przykładem może być scalony wzmacniacz o szerokości pasma 3 GHz przedstawiony na rys.14.21 [3].



Rys.14.21. Scalony wzmacniacz szerokopasmowy z tranzystorami MESFET:
a) schemat ideowy, b) uproszczony model dla zakresu małych częstotliwości

Tranzystor T₁ jest wzmacniaczem napięciowym objętym pętlą ujemnego sprzężenia zwrotnego, utworzoną przez wtórnik źródłowy z tranzystorem T₄ oraz tranzystor T₂. Tranzystor T₂ ma czterokrotnie mniejszą szerokość bramki niż tranzystor T₁, stąd pomiędzy ich transkonduktancjami zachodzi związek

$$g_{m2} = \frac{g_{m1}}{4} \quad (14.41)$$

Przy założeniu, że wzmocnienia napięciowe wtórników źródłowych T₃ i T₄ są równe jedności oraz na podstawie uproszczonego modelu wzmacniacza z rys.14.21b można wyznaczyć wzmocnienie napięciowe układu

$$k_u = \frac{U_2}{U_{in}} = - \frac{g_{m1} r_{ds5}}{1 + g_{m2} r_{ds5}} \approx - \frac{g_{m1}}{g_{m2}} = -4 (12dB) \quad (14.42)$$

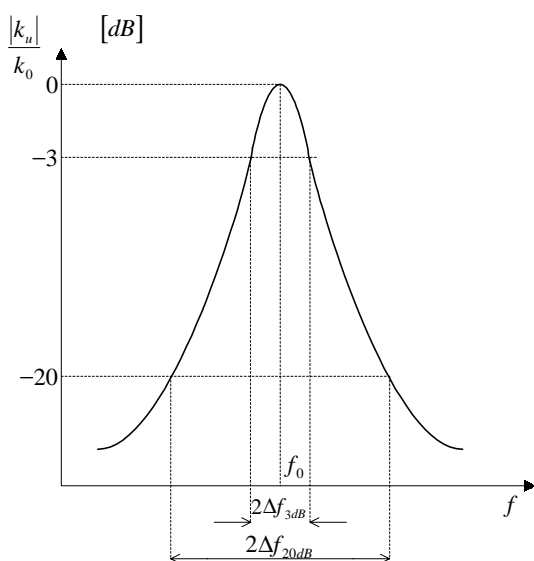
gdzie r_{ds5} jest dynamiczną rezystancją tranzystora T₅ pracującego jako źródło prądowe (przy $U_{GS} = 0$).

Wzmocnienie wzmacniacza można regulować przez odpowiedni dobór stosunku szerokości bramek tranzystorów T₁ i T₂.

15 WZMACNIACZE SELEKTYWNE WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI

15.1. WPROWADZENIE

Zadaniem wzmacniaczy selektywnych jest wzmocnienie sygnału w ściśle określonym paśmie częstotliwości i tłumienie go poza tym pasmem. Wzmacniacze te są stosowane głównie w radiokomunikacyjnych urządzeniach odbiorczych, np. telewizorach, odbiornikach radiowych i radarowych, systemach łączności satelitarnej itp., jak również w analogowych systemach telekomunikacyjnych. Typowy przebieg charakterystyki modułu wzmocnienia wzmacniacza selektywnego przedstawiono na rys.15.1



Rys.15.1. Charakterystyka modułu wzmocnienia wzmacniacza selektywnego

Stromość opadania charakterystyki amplitudowej jest określona przez współczynnik prostokątności

$$p = \frac{B_{3dB}}{B_{20dB}} = \frac{2\Delta f_{3dB}}{2\Delta f_{20dB}} < 1 \quad (15.1)$$

Dla idealnego wzmacniacza selektywnego $p=1$, natomiast dla układów rzeczywistych $p < 1$. Im bardziej charakterystyka amplitudowa ma kształt prostokątny, tym lepsze jest tłumienie sygnałów niepożądanych poza pasmem. *Dobroć wzmacniacza* definiuje się podobnie jak dla środkowoprzepustowych filtrów RC

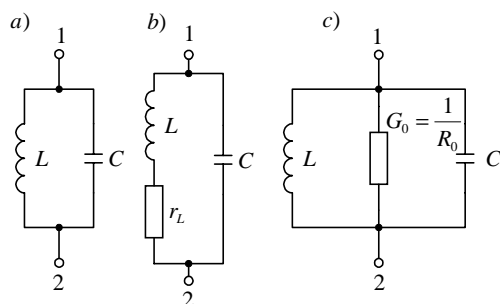
$$Q = \frac{f_0}{B_{3dB}} = \frac{f_0}{2 \Delta f_{3dB}} \quad (15.2)$$

Wzmacniacze selektywne w. cz. pracują przy dużych wzmocnieniach i wielkich częstotliwościach, co może prowadzić do wystąpienia pasożytniczych, dodatnich sprzężeń zwrotnych i niestabilności tych wzmacniaczy. Problem ten nabiera szczególnego znaczenia przy dążeniu do maksymalnego wykorzystania zdolności wzmacniających tranzystora, czyli do pracy przy dopasowaniu energetycznym. Dlatego jednym z ważniejszych etapów projektowania wzmacniaczy selektywnych w.cz. jest zapewnienie ich stabilności. Kształt charakterystyki amplitudowej wzmacniacza zależy od tego, z jakich elementów zbudowany jest jego obwód selektywny. Gdy szerokość pasma B_{3dB} jest większa niż około $0,01 f_0$, to przy częstotliwościach $f_0 < 0,5 - 1$ GHz są stosowane skupione obwody LC, zaś przy większych częstotliwościach - obwody o parametrach rozłożonych. Dużą selektywność we wzmacniaczach o stałej częstotliwości środkowej f_0 zapewniają obwody selektywne zbudowane z rezonatorów ceramicznych lub kwarcowych. We wzmacniaczach selektywnych o bardzo wąskich pasmach ($B_{3dB} \leq 0,001 f_0$) stosuje się filtry kwarcowe (przy $f_0 < 80 \text{ MHz}$) oraz filtry z falą powierzchniową (ang. *surface acoustic wave*), przy $f_0 < 1$ GHz.

15.2. OBWODY REZONANSOWE LC

15.2.1. Pojedynczy obwód rezonansowy LC

Obwód rezonansowy pełni rolę układu międzystopniowego lub układu sprzęgającego wzmacniacz z obciążeniem. Pojedynczy obwód rezonansowy składa się z indukcyjności L i pojemności C (rys.15.2a).



Rys.15.2. Modele obwodu rezonansowego LC:

- a) obwód idealny,
- b) straty skupione w gałęzi indukcyjnej
- c) przybliżony model obwodu stratnego z elementami równoległymi

Straty rzeczywistego obwodu rezonansowego wynikają głównie ze strat cewki, dlatego model stratnego obwodu rezonansowego pokazany na rysunku 15.2b najlepiej oddaje jego właściwości fizyczne.

Admitancja obwodu przedstawionego na rys.15.2b wyraża się zależnością

$$Y(j\omega) = j\omega C + \frac{1}{r_L + j\omega L} = G(\omega) + jB(\omega) \quad (15.3)$$

Część urojona admitancji dla częstotliwości rezonansowej jest równa zeru, czyli $B(\omega) = 0$; stąd otrzymujemy

$$\omega_r^2 = \frac{1}{LC} \left(1 - \frac{r_L^2 C}{L} \right) = \omega_0^2 \left(1 - \frac{r_L^2}{\omega_0^2 L^2} \right) \quad (15.4)$$

$$\text{gdzie } \omega_0 = 1/\sqrt{LC} \quad (15.5)$$

jest pulsacją rezonansową bezstratnego obwodu.

Jak wynika ze wzorów (15.4 oraz 15.5) pulsacja rezonansowa obwodu stratnego jest mniejsza niż pulsacja rezonansowa obwodu bezstratnego, ponieważ przy pulsacji $\omega = \omega_0$ prąd gałęzi indukcyjnej jest mniejszy niż w gałęzi pojemnościowej. W takim przypadku równowagę energii osiąga się przy mniejszej pulsacji. Dobroć obwodu rezonansowego można wyznaczyć z zależności

$$Q_0 = \frac{|B(\omega_r)|}{G(\omega_r)} \quad (15.6)$$

przy czym $B(\omega_r)$ jest susceptancją gałęzi pojemnościowej lub indukcyjnej obwodu rezonansowego.

Stąd

$$Q_0 = \frac{\omega_r L}{r_L} = Q_L \quad (15.7)$$

Ponieważ założono, że kondensator jest bezstratny, dlatego dobroć obwodu jest równa dobroci cewki. Gdy spełniony jest warunek: $Q_L \gg 1$, to wtedy zgodnie z zależnościami (15.4) oraz (15.7) otrzymujemy

$$\omega_r^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{r_L^2}{\omega_0^2 L^2} \right) \approx \omega_0^2 \left(1 - \frac{1}{Q_L^2} \right) \approx \omega_0^2 \quad (15.8)$$

W wąskim otoczeniu pulsacji ω_r gałąź L, r_L można przekształcić do postaci równoległej (rys.15.2c). Wartość równoległej konduktancji strat wyznacza się przez porównanie

$$Y_L(\omega_r) = \frac{1}{r_L + j\omega_r L} = G_0 + \frac{1}{j\omega_r L} \quad (15.9)$$

Dla $Q_L \gg 1$

$$G_0 = \frac{1}{Q_0 \omega_0 L} = \frac{\omega_0 C}{Q_0} = \frac{1}{r_L Q_0^2} = \frac{r_L}{\omega_0^2 L^2} = \omega_0^2 C^2 r_L = \frac{r_L C}{L} \quad (15.10)$$

$$Q_0 \approx \frac{\omega_0 L}{r_L} = \frac{1}{r_L \omega_0 C} = \frac{\sqrt{L/C}}{r_L} = \frac{\omega_0 C}{G_0} = \frac{1}{G_0 \omega_0 L} = \frac{\sqrt{C/L}}{G_0} \quad (15.11)$$

Wykorzystując zależności (15.8) oraz (15.11) możemy wyznaczyć admitancję obwodu równoległego

$$\begin{aligned} Y(j\omega) &= G_0 + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} = G_0 \left[1 + j \frac{1}{G_0} \sqrt{\frac{C}{L}} \left(\omega \sqrt{LC} - \frac{1}{\omega \sqrt{LC}} \right) \right] = \\ &= G_0 \left[1 + j Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] = G_0 (1 + j Q_0 v) \end{aligned} \quad (15.12)$$

gdzie:

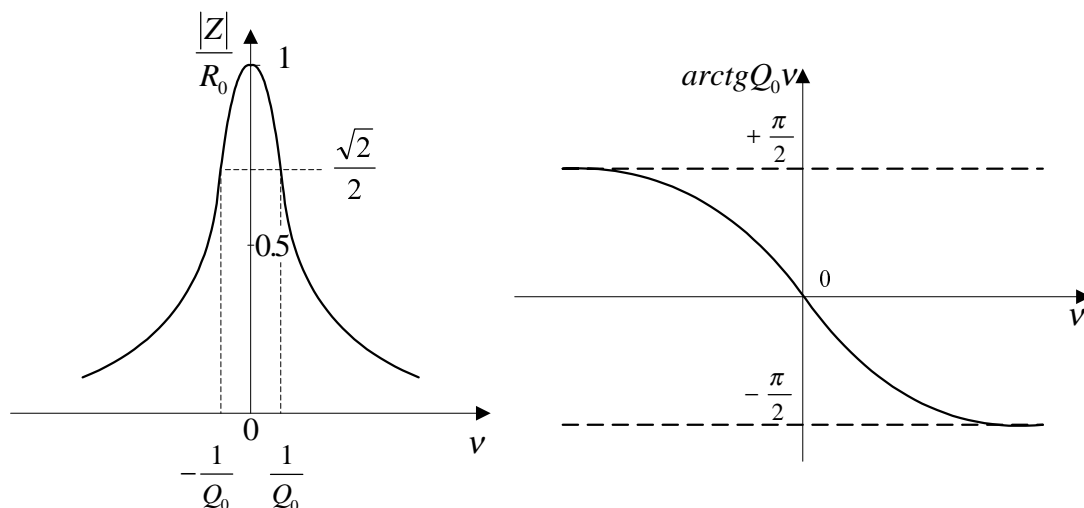
$$v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \quad (15.13)$$

jest *znormalizowanym odstrojeniem*.

Interesujące są charakterystyki częstotliwościowe impedancji obwodu rezonansowego z równoległym włączeniem strat. Wykorzystując zależność (15.12) oraz (15.13) otrzymujemy

$$\begin{aligned} Z(j\omega) &= \frac{1}{Y(j\omega)} = \frac{1}{G_0 (1 + j Q_0 v)} = \frac{R_0}{1 + j Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} = \\ &= \frac{j \frac{\omega}{\omega_0} \frac{R_0}{Q_0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0} \frac{1}{Q_0} + \left(\frac{j \omega}{\omega_0} \right)^2} = \frac{R_0}{\sqrt{1 + Q_0^2 v^2}} \exp(-j \arctan Q_0 v) \end{aligned} \quad (15.14)$$

Impedancja $Z(j\omega)$ jest funkcją jednobiegunową względem znormalizowanego odstrojenia v , zaś funkcją dwubiegunową względem zmiennej $j\omega$. Dla $Q > 0,5$ bieguny są zespolone sprzężone. Wykres charakterystyk częstotliwościowych impedancji Z jest pokazany na rys.15.3.



Rys.15.3. Charakterystyki częstotliwościowe obwodu rezonansowego

Moduł impedancji Z maleje o 3 dB względem wartości $R_0 = 1/G_0$ przy odstrojeniu $v = \pm 1/Q_0$, co zgodnie z zależnością (15.13) odpowiada pulsacjom

$$\omega_1 = \omega_0 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{4Q_0^2}} - \frac{1}{2Q_0} \right) \approx \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2Q_0} \right) \quad (15.15a)$$

$$\omega_2 = \omega_0 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{4Q_0^2}} + \frac{1}{2Q_0} \right) \approx \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2Q_0} \right) \quad (15.15b)$$

Trzydecybelowe pasmo przebiegu $|Z|$ wyznaczone na podstawie przybliżonych wartości ω_1 oraz ω_2 (dla dużych wartości Q_0) wynosi

$$B_{0.3dB} = f_2 - f_1 = \frac{f_0}{Q_0} \quad (15.16)$$

Znormalizowane odstrojenie v można wyrazić przybliżoną zależnością

$$v = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega \omega_0} = \frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{\omega \omega_0} \approx \frac{2 \Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2 \Delta f}{f_0} \quad (15.17)$$

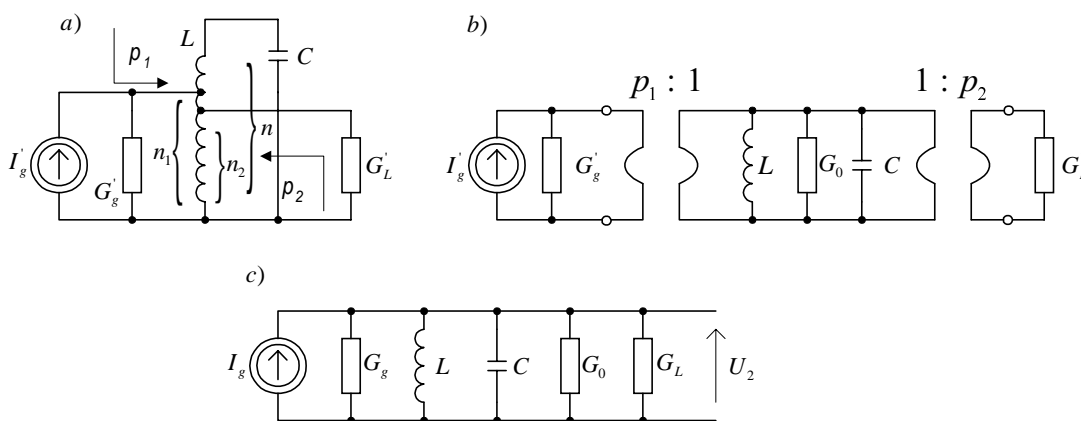
Współczynnik prostokątności prostego obwodu rezonansowego ma niewielką wartość i wynosi $p \approx 0,1$.

Zazwyczaj obwód rezonansowy włączony jest w konfiguracji czwórnikowej pomiędzy źródło i odbiornik sygnału, co powoduje zmniejszenie wypadkowej dobroci obwodu i zwiększenie szerokości pasma (czyli zmniejszenie selektywności obwodu). Aby temu zapobiec

stosuje się w obwodzie odpowiednie transformacje admitancji źródła i obciążenia (rys.15.4), co pozwala na regulację szerokości pasma, maksymalizację transmisji mocy oraz wybór optymalnej indukcyjności przy której dobroć cewki jest największa.

W obwodzie na rysunku 15.4a zastosowano autotransformatorowe sprzężenie źródła i obciążenia, w którym zgodnie z oznaczeniami na rysunku i przy pełnym sprzężeniu między uzwojeniami transformatora przekładnie p_1 i p_2 wynoszą odpowiednio

$$p_1 = \frac{n_1}{n} \quad \text{oraz} \quad p_2 = \frac{n_2}{n} \quad (15.18)$$



Rys.15.4. Obwód rezonansowy z transformacją admitancji źródła i obciążenia (a), jego schematy zastępcze (b,c)

Parametry schematu zastępczego pokazanego na rys.15.4c są opisane przez następujące zależności

$$I_g = p_1 I'_g, \quad G_g = p_1^2 G'_g, \quad G_L = p_2^2 G'_L, \quad G_0 = \frac{\omega_0 C}{Q_0} \quad (15.19)$$

Dobroć obwodu rezonansowego obciążonego konduktancjami G_g oraz G_L , zgodnie z zależnością (15.11), może być przedstawiona zależnością

$$Q = \frac{\omega_0 C}{G_0 + G_g + G_L} = \frac{1}{\omega_0 L (G_0 + G_g + G_L)} \quad (15.20)$$

Ponieważ $Q < Q_0$, to pasmo obwodu rezonansowego jest szersze, które zgodnie z zależnością (15.16) wynosi

$$B_{L3dB} = \frac{f_0}{Q} = B_{03dB} \frac{G_0 + G_g + G_L}{G_0} \quad (15.21)$$

Sprawnością energetyczną obwodu z rys.15.4 nazywa się stosunek mocy sygnału w układzie z obciążeniem do mocy

dysponowanej źródła (tj. przy $G_g = G_{in}$) przy częstotliwości rezonansowej.

$$\eta = \frac{P_L}{P_{g\,dysp}} = \frac{4G_g G_L}{(G_0 + G_g + G_L)^2} = \frac{4G_g G_L}{(G_g + G_L)^2} \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right)^2 \quad (15.22)$$

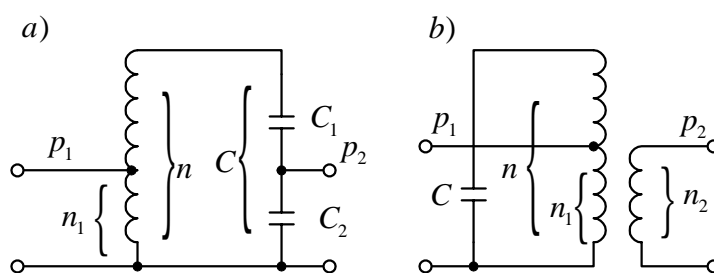
Sprawność jest największa, gdy $G_g = G_L$, tj. przy dopasowaniu obciążenia do źródła sygnału, gdy

$$p_1^2 G_g' = p_2^2 G_L' \quad (15.23)$$

i wynosi

$$\eta_{\max} = \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right)^2 \quad (15.24)$$

Przekładnie p_1 i p_2 dobiera się tak, aby uzyskać założoną dobroć obwodu. Dopasowanie obciążenia do źródła sygnału można również uzyskać stosując inne układy sprzęgające, przykładowo jak na rys.15.5.



Rys.15.5. Układy sprzęgające: a) autotransformatorowo-pojemnościowe, b) autotransformatorowo-transformatorowe

Przekładnie p_1 i p_2 w obwodzie pokazanym na rys.15.5a wynoszą

$$p_1 = \frac{n_1}{n}; \quad p_2 = \frac{C}{C_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (15.25a)$$

oraz w obwodzie na rys.15.5b

$$p_1 = \frac{n_1}{n}; \quad p_2 = \frac{n_2}{n} \quad (15.25b)$$

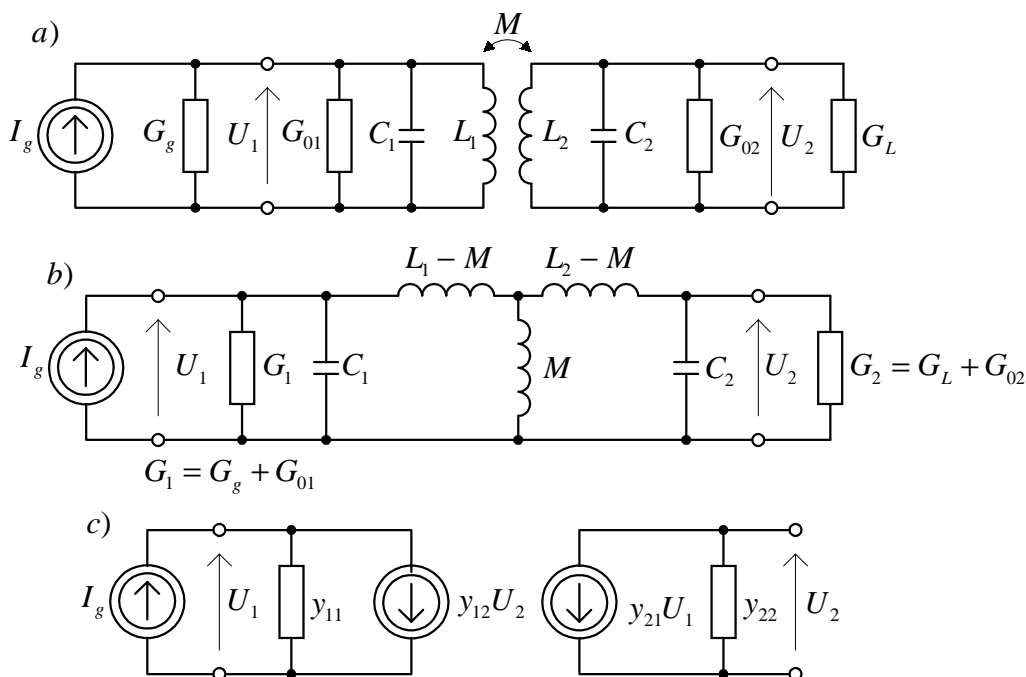
15.2.2. Obwody rezonansowe sprzężone

Mała wartość współczynnika prostokątności pojedynczego obwodu rezonansowego jest powodem małej przydatności tego obwodu we wzmacniaczach selektywnych. Charakterystykę bliższą prostokątnej

można uzyskać w obwodach rezonansowych sprzężonych, przy czym sprzężenie może być realizowane różnymi metodami. Przykładowo na rys.15.6 przedstawiono parę obwodów rezonansowych sprzężonych za pomocą indukcyjności wzajemnej M oraz ich schematy zastępcze. Indukcyjność wzajemna M jest określona zależnością

$$M = \kappa \sqrt{L_1 L_2} \quad (15.26)$$

W powyższej zależności κ jest współczynnikiem sprzężenia.



Rys.15.6. Para obwodów rezonansowych sprzężonych indukcyjnie (a) oraz ich schematy zastępcze (b, c)

Właściwości transmisyjne obwodów sprzężonych mogą być wyprowadzone w prosty sposób, znajdując parametry macierzy y schematu zastępczego pokazanego na rys.15.6b [18].

$$\left. \begin{aligned} y_{11} &= G_1 + j\omega C_1 + \frac{1}{j\omega L_{11}} = G_1(1 + jQ_1 v_1) \\ y_{22} &= G_2 + j\omega C_2 + \frac{1}{j\omega L_{22}} = G_2(1 + jQ_2 v_2) \end{aligned} \right\} \quad (15.27)$$

$$y_{12} = y_{21} = -\frac{1}{j\omega L_{11}} \frac{M}{L_2} = \frac{-\kappa^2}{j\omega M(1 - \kappa^2)} \quad (15.28)$$

gdzie:

$$\left. \begin{aligned} L_{11} &= L_1 - M + \frac{M(L_2 - M)}{(L_2 - M) + M} = L_1 - \frac{M^2}{L_2} = L_1(1 - \kappa^2) \\ L_{22} &= L_2 - M + \frac{M(L_1 - M)}{(L_1 - M) + M} = L_2 - \frac{M^2}{L_1} = L_2(1 - \kappa^2) \end{aligned} \right\} \quad (15.29)$$

Parametry obwodów rezonansowych określają zależności

$$\left. \begin{aligned} Q_{01} &= \frac{\omega_{01} C_1}{G_{01}} & Q_1 &= \frac{\omega_{01} C_1}{G_{01} + G_g} \\ Q_{02} &= \frac{\omega_{02} C_2}{G_{02}} & Q_2 &= \frac{\omega_{02} C_2}{G_{02} + G_L} \\ \omega_{01} &= \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} & \omega_{02} &= \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \end{aligned} \right\} \quad (15.30)$$

Jak wynika bezpośrednio z zależności (15.27) oraz (15.29) *pulsacje rezonansowe* każdego z obwodów, przy zwarcu drugiego obwodu, są równe

$$\left. \begin{aligned} \omega_{r1}^2 &= \frac{1}{L_{11} C_1} = \frac{1}{L_1 C_1 (1 - \kappa^2)} \\ \omega_{r2}^2 &= \frac{1}{L_{22} C_2} = \frac{1}{L_2 C_2 (1 - \kappa^2)} \end{aligned} \right\} \quad (15.31)$$

natomiast znormalizowane odstrojenie obwodów określają zależności

$$v_1 = \frac{\omega}{\omega_{r1}} - \frac{\omega_{r1}}{\omega} \quad \text{oraz} \quad v_2 = \frac{\omega}{\omega_{r2}} - \frac{\omega_{r2}}{\omega} \quad (15.32)$$

Charakterystykę częstotliwościową obwodu możemy wyznaczyć na podstawie analizy transimpedancji $Z_t(j\omega) = U_2 / I_g$ oraz skutecznego wzmocnienia mocy (sprawności)

$$k_{ps}(\omega) = 4 G_g G_L |Z_t(j\omega)|^2 = \eta(\omega) \quad (15.33)$$

Transimpedancja wyznaczona na podstawie schematu zastępczego z rysunku 15.6c oraz przy wykorzystaniu zależności (15.27) i (15.28) wynosi

$$Z_t(j\omega) = \frac{j\omega\kappa\sqrt{L_1 L_2}}{\frac{\omega}{\omega_{r1}} \frac{1}{Q_1} (1 + jQ_1 v_1) - \frac{\omega}{\omega_{r2}} \frac{1}{Q_2} (1 + jQ_2 v_2) + \frac{\kappa^2}{1 - \kappa^2}} \quad (15.34)$$

Obwody rezonansowe są najczęściej nastrojone na tę samą częstotliwość, czyli $\omega_{r1} = \omega_{r2} = \omega_r$ i dla tej częstotliwości transimpedancja $Z_t(j\omega_r)$ wynosi

$$Z_t(j\omega_r) = \frac{j\omega_r \kappa \sqrt{L_1 L_2}}{\frac{1}{Q_1 Q_2} + \frac{\kappa^2}{1 - \kappa^2}} \quad (15.35)$$

Moduł transimpedancji $|Z_t(j\omega_r)|$ osiąga wartość maksymalną przy tzw. *sprężeniu krytycznym* κ_{kr} , kiedy to występuje również największa sprawność transmisji mocy przez obwody. Przy realizacji wąskopasmowych wzmacniaczy selektywnych stosuje się obwody rezonansowe sprzężone, których $Q_1 Q_2 \gg 1$ oraz $\kappa^2 \ll 1$.

W tym przypadku

$$\kappa^2 = \kappa_{kr}^2 \approx \frac{1}{Q_1 Q_2} \quad (15.36)$$

oraz

$$\eta_{max}(\omega_r, \kappa_{kr}) = \frac{G_g}{G_g + G_{01}} \frac{G_L}{G_L + G_{02}} = \left(1 - \frac{Q_1}{Q_{01}}\right) \left(1 - \frac{Q_2}{Q_{02}}\right) \quad (15.37)$$

Sprawność obwodu dla innej częstotliwości niż rezonansowa można wyznaczyć, podstawiając zależność (15.34) do (15.33)

$$\eta(\omega) = \frac{4 \kappa^2 \eta_{max}(1/Q_1 Q_2)}{\left(\kappa^2 + \frac{1}{Q_1 Q_2}\right)^2 + v^2 \left[\left(\frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2}\right)^2 - 2 \kappa^2 - \frac{2}{Q_1 Q_2}\right] + v^4} \quad (15.38)$$

gdzie η_{max} jest określone zależnością (13.37).

Przy sprzężeniu nieco silniejszym od krytycznego, przy tzw. *sprężeniu optymalnym* ($\kappa_{opt} > \kappa_{kr}$)

$$\kappa^2 = \kappa_{opt}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2} \right) \quad (15.39)$$

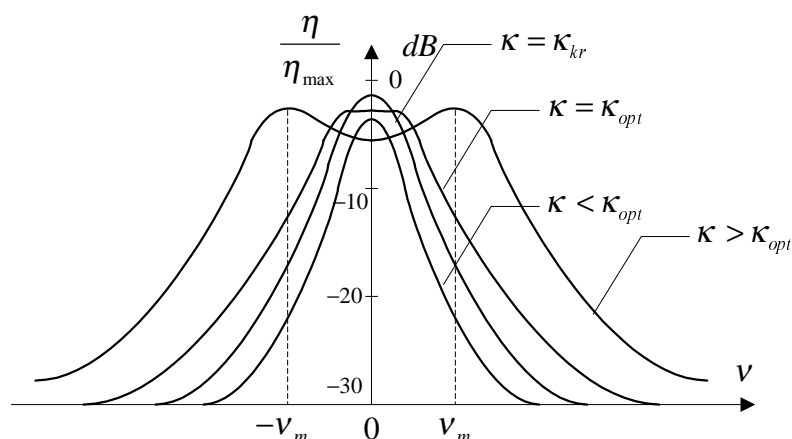
uzyskuje się charakterystykę maksymalnie płaską, przy nieco mniejszej sprawności niż przy sprzężeniu krytycznym ($\eta(\kappa_{kr}) > \eta(\kappa_{opt})$).

Przy równych dobrociach obwodów obciążonych

$$(Q_1 = Q_2 = Q), \quad \kappa_{kr} = \kappa_{opt} = 1/Q.$$

Dla sprzężeń większych, niż optymalne ($\kappa > \kappa_{opt}$) charakterystyka amplitudowa posiada dwa maksima występujące przy odstrojeniach

$$v = v_m = \pm \sqrt{\kappa^2 - \kappa_{opt}^2} \quad (15.40)$$

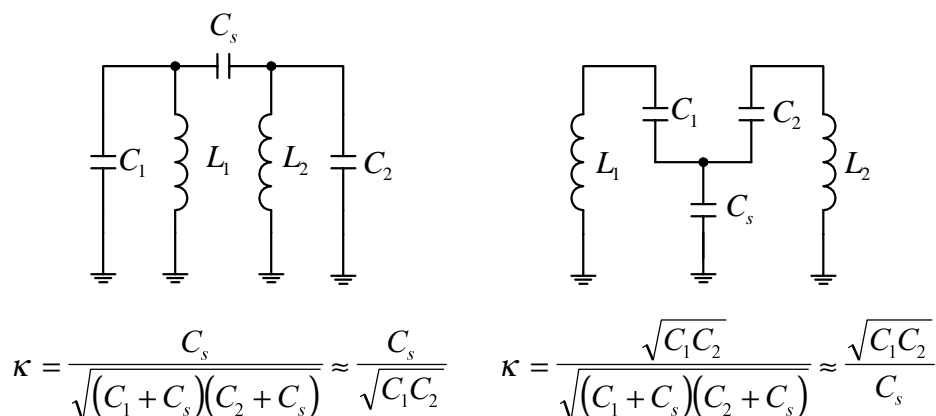


Rys.15.7. Charakterystyki amplitudowe obwodów sprzężonych

Na rys.15.7 przedstawiono charakterystyki amplitudowe sprawności obwodów sprzężonych odpowiadające różnym wartościom współczynnika sprzężenia κ .

Jak widać przez odpowiedni dobór tego współczynnika można wpływać na kształt charakterystyki amplitudowej w pobliżu częstotliwości rezonansowej, jak również na sprawność obwodu. W opisanym przypadku większy jest również współczynnik prostokątności, niż dla pojedynczego obwodu rezonansowego. Dla $\kappa_{kr} = \kappa_{opt}$ współczynnik ten wynosi $p \approx 0,32$.

Omówione wyżej sprzężenie indukcyjne dwóch obwodów rezonansowych jest tylko jednym z wielu możliwych rozwiązań, spośród których dwa o sprzężeniu pojemnościowym są przedstawione na rys.15.8.



Rys.15.8. Przykłady realizacji sprzężenia dwóch obwodów rezonansowych

Dla poprawy selektywności filtra LC i w celu uzyskania większego współczynnika prostokątności charakterystyki amplitudowej

można stosować więcej niż dwa sprzężone obwody rezonansowe. Przy wykorzystywaniu tej metody stosunkowo łatwo można realizować filtry szerokopasmowe o szerokości pasma $B > (0,1 - 0,2)f_0$, uzyskując charakterystyki amplitudowe zbliżone do idealnych. W filtrach wąskopasmowych metoda ta jest mniej efektywna, wskutek ograniczonej dobroci obwodów. Wraz ze zwiększeniem ich liczby rosną straty mocy w obwodach i nie ma wyraźnej poprawy kształtu charakterystyki amplitudowej filtru.

15.3. FILTRY PIEZOELEKTRYCZNE

15.3.1. Rodzaje filtrów piezoelektrycznych

Wzmacniacze selektywne w. cz. z obwodami rezonansowymi LC posiadają wiele wad, spośród których najważniejszymi są:

- stosowanie cewki indukcyjnej o dużych wymiarach i wymagającej strojenia, a przez to nie nadającej się do scalenia i bardziej zawodnej,
- w celu uzyskania dużej prostokątności charakterystyki amplitudowej trzeba stosować wieloobwodowe układy rezonansowe sprzężone, trudne do wykonania i strojenia oraz kosztowne.

Łatwiejsze i tańsze uzyskanie obwodów selektywnych możliwe jest przy zastosowaniu filtrów piezoelektrycznych. Ze względu na rodzaj wykorzystywanych drgań elementów piezoelektrycznych filtry piezoelektryczne możemy podzielić na dwie grupy:

- filtry wykorzystujące rezonatory piezoelektryczne z drganiami objętościowymi,
- filtry z akustycznymi falami powierzchniowymi.

Innym kryterium podziału filtrów piezoelektrycznych może być rodzaj użytego materiału piezoelektrycznego. Obecnie w filtrach tych jako materiału piezoelektrycznego używa się głównie kryształu kwarcu i ceramiki o własnościach piezoelektrycznych. Przykładem powszechnego stosowania monolitycznych filtrów ceramicznych mogą być wzmacniacze pośredniej częstotliwości fonii odbiorników radiowych i telewizyjnych.

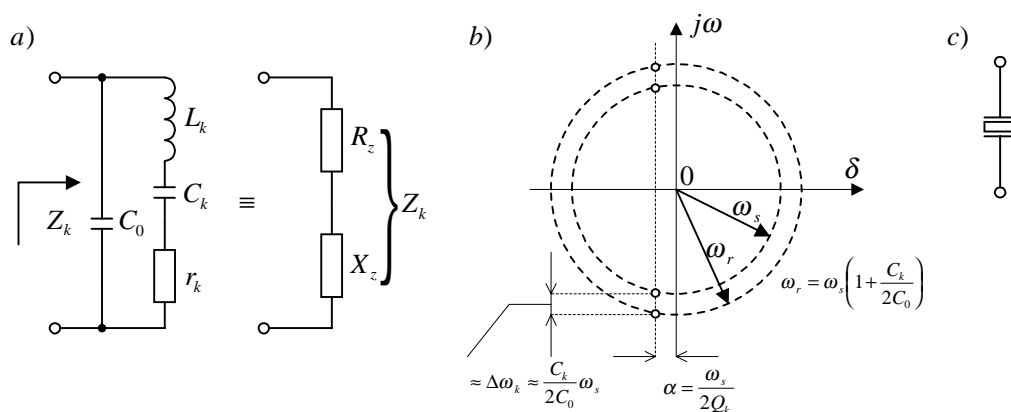
W filtrach z akustycznymi falami powierzchniowymi jako materiał na podłoża wykorzystuje się głównie kryształy kwarcu, niobianu litu i tantalenu litu oraz ceramikę piezoelektryczną. Filtry te są obecnie stosowane głównie w radiolokacji, urządzeniach kosmicznych oraz odbiornikach telewizyjnych. Przykładem powszechnego stosowania pasmowych filtrów transwersalnych z akustycznymi falami

powierzchniowymi są wzmacniacze pośredniej częstotliwości wizji odbiorników telewizyjnych.

15.3.2. Filtry kwarcowe

Rezonatorem kwarcowym nazywamy przetwornik elektromechaniczny składający się z wibratora kwarcowego i obudowy, chroniącej wibrator przed wpływami zewnętrznymi.

Element kwarcowy jest wycięty z monokryształu kwarcu, najczęściej w postaci prostokątnych lub okrągłych, płaskich lub soczewkowatych płytek, o określonych rozmiarach i orientacji względem osi krystalograficznych. Na element kwarcowy napyla się elektrody z cienkich warstw metalicznych (złoto, srebro, aluminium) o ściśle określonym kształcie i grubości. Jeżeli do elektrod rezonatora przyłożymy sinusoidalne napięcie zmienne, to w elemencie piezoelektrycznym (kwarcowym) wytworzy się tak samo zmienne pole elektryczne. W wyniku odwrotnego zjawiska piezoelektrycznego wibrator zacznie drgać, co z kolei spowoduje pojawienie się na jego powierzchniach zmiennych ładunków elektrycznych (w wyniku prostego zjawiska piezoelektrycznego), a więc i prądu w obwodzie zewnętrznym rezonatora. Elektryczne właściwości rezonatora kwarcowego, dla częstotliwości bliskich częstotliwości drgań, mogą być przedstawione za pomocą modelu zastępczego (rys.15.9).



Rys.15.9. Rezonator kwarcowy: a) liniowy model zastępczy, b) położenie zer i biegunów impedancji $Z_k(s)$, c) symbol graficzny

Parametry L_k, C_k, r_k odpowiadają parametrom mechanicznym wibratora, tj. L_k - masie elementu kwarcowego, C_k - jego podatności oraz r_k - oporności mechanicznej strat. Parametry te są nazywane parametrami dynamicznymi.

Parametr C_0 jest pojemnością statyczną kondensatora utworzonego z elektrod między którymi znajduje się rezonator kwarcowy.

Impedancja rezonatora kwarcowego z rys.15.9 jest określona wzorem

$$Z_k(s) = \frac{s^2 + \frac{\omega_s}{Q_k} + \omega_s^2}{sC_0 \left[s^2 + \frac{\omega_s}{Q_k} s + \left(1 + \frac{C_k}{C_0} \right) \omega_s^2 \right]} \quad (15.41)$$

gdzie:

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_k C_k}} \quad \text{pulsacja rezonansu szeregowego, zachodzącego}$$

w gałęzi L_k, C_k, r_k

$$Q_k = \frac{\omega_s L_k}{r_k} \quad \text{- dobroć rezonatora.}$$

Charakterystycznym parametrem rezonatora kwarcowego jest także pulsacja ω_r , która odpowiada rezonansowi równoległemu w obwodzie L_k, C_0

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_k \frac{C_k C_0}{C_k + C_0}}} = \omega_s \sqrt{1 + \frac{C_k}{C_0}} \approx \omega_s \left(1 + \frac{C_k}{2 C_0} \right) \quad (15.42)$$

Ponadto definiuje się przedział pulsacji $\Delta\omega_k$, nazywany również względnym odstępem rezonansowym

$$\Delta\omega_k = \frac{\omega_r - \omega_s}{\omega_s} = \left[\sqrt{1 + \frac{C_k}{C_0}} - 1 \right] \approx \frac{C_k}{2 C_0} \quad (15.43)$$

Wartości przybliżone w równ. (15.42) i (15.43) wynikają ze spełnienia nierówności: $C_k \ll C_0$.

Rezonator kwarcowy, w porównaniu z konwencjonalnymi obwodami rezonansowymi, charakteryzuje się wyjątkowo dużą dobrocią, zawierającą się w zakresie od kilkudziesięciu tysięcy do kilku milionów (maksymalnie dla $f_s \approx (1-5)$ MHz). Jest to wynikiem dużej wartości stosunku L_k / C_k , przy stosunkowo małej rezystancji strat r_k . Wartości elementów układu zastępczego, w zależności od wykonania rezonatora, mogą się zmieniać w bardzo szerokich przedziałach, w przypadku indukcyjności L_k (od ok. 0,1 H do ok. 200 H), pojemności C_k (od kilku setnych do kilku dziesiątek pF), rezystancji strat r_k (do setek Ω). Dodatkową charakterystyczną cechą rezonatora kwarcowego

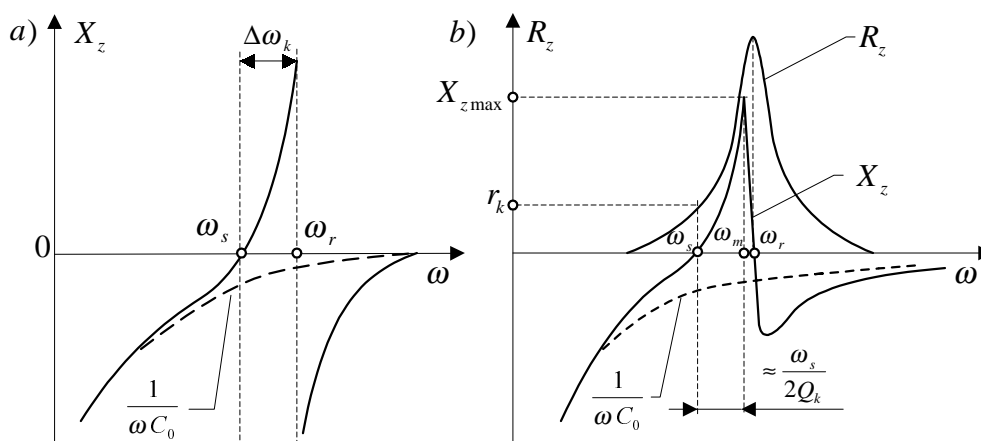
jest jego bardzo mały względny odstęp rezonansowy, co jest wynikiem bardzo małych wartości stosunku C_k / C_0 . Wartości liczbowe względnego odstępu rezonansowego zawierają się w przedziale

$$\frac{\Delta f_k}{f_k} \approx 10^{-5} - 10^{-3}$$

Z uwagi na dużą dobroć rezonatora kwarcowego możemy w pierwszym przybliżeniu zaniedbać jego straty ($r_k = 0$) i wtedy

$$Z_k(\omega) = j X_z(\omega) = j \frac{\omega^2 - \omega_s^2}{\omega C_0 (\omega_r^2 - \omega^2)} \quad (15.44)$$

Przebieg reaktancji $X_z(\omega)$ bezstratnego rezonatora kwarcowego jest pokazany na rysunku 15.10a.



Rys.15.10. Charakterystyki częstotliwościowe rezonatora kwarcowego:

a) przy pominięciu strat, b) z uwzględnieniem strat

Jak widać z rysunku, w przedziale $\omega_s - \omega_r$ reaktancja ma charakter indukcyjny, zaś poza tym przedziałem - charakter pojemnościowy. W przedziale $\omega_s - \omega_r$ zastępcza indukcyjność L_z rezonatora wyraża się zależnością

$$L_z(\omega) = \frac{X_z(\omega)}{\omega} \approx 2 L_k \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} \quad (15.45)$$

Z zależności (15.45) wynika, że zastępcza indukcyjność rezonatora bardzo szybko rośnie ze wzrostem częstotliwości. Dlatego rezonator kwarcowy, użyty jako element indukcyjny obwodu drgającego, ma bardzo dobre właściwości stabilizacyjne. Zmiany indukcyjności lub pojemności pozostałej części obwodu są wyrównywane odpowiednimi zmianami zastępczej indukcyjności rezonatora, przy niewielkiej zmianie częstotliwości.

Impedancja stratnego rezonatora kwarcowego może być wyrażona

zależnością

$$Z_k(\omega) = R_z(\omega) + j X_z(\omega) \quad (15.46)$$

Przebiegi zastępczej rezystancji $R_z(\omega)$ i reaktancji $X_z(\omega)$ stratnego rezonatora są pokazane na rysunku 15.10b.

Dla pulsacji ω_s impedancja ta wynosi

$$Z_k(\omega_s) \approx r_k \quad (15.47)$$

Maksymalna wartość reaktancji $X_{z\max}$ występuje przy pulsacji

$$\omega_m \approx \omega_r - \frac{\omega_s}{2 Q_k} \quad (15.48)$$

i wynosi

$$X_{z\max} \approx \frac{1}{2} Q_k \left(\frac{C_k}{C_0} \right)^2 \omega_m L_k \quad (15.49)$$

Jak widać z powyższych zależności, w przedziale częstotliwości $\omega_s - \omega_m$ nieco węższym niż odstęp rezonansowy, zastępcza indukcyjność szybko rośnie ze wzrostem częstotliwości.

Wśród piezoelektrycznych kryształów kwarc wyróżnia się bardzo dobrą temperaturową stabilnością częstotliwości drgań własnych. W praktyce, stabilność temperaturową szacuje się za pomocą średniego temperaturowego współczynnika częstotliwości TWC_z w określonym przedziale temperatur $T_1 - T_2$

$$TWC_z = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{T_2 - T_1} \quad (15.50)$$

W powyższej zależności f_{\max} i f_{\min} oznaczają ekstremalne wartości częstotliwości rezonatora w przedziale $T_1 - T_2$.

Synteza dyskretnego filtra kwarcowego, o wymaganej charakterystyce tłumienia, polega na zaprojektowaniu odpowiedniej struktury (drabinkowej, mostkowej lub innej) złożonej z rezonatorów kwarcowych, sprzężonych ze sobą za pomocą kondensatorów i cewek indukcyjnych. Znacznie lepszym rozwiązaniem, stosowanym w syntezie monolitycznych filtrów kwarcowych, jest użycie odpowiednio skonstruowanych rezonatorów kwarcowych, w których występuje zjawisko pułapkowania energii drgań akustycznych w międzyelektrodowych obszarach płytki. Rezonatory z pułapkowaniem energii wyróżniają się następującymi zaletami:

- lepszym tłumieniem bliskich rezonansów pasożytniczych,
- możliwością rozmieszczenia na jednej płytce kwarcowej większej ilości rezonatorów wzajemnie niesprzężonych lub sprzężonych,
- jednakowym współczynnikiem TWC_z wszystkich rezonatorów,

– możliwością integracji układu.

Zjawisko pułapkowania energii drgań akustycznych polega na koncentracji w podelektrodowej części płytki rezonatora dużej części wzbudzonych drgań (w tej części płytki powstają nietłumione drgania fali stojącej w przedziale pulsacji $\omega_e < \omega < \omega_s$, gdzie ω_s jest pulsacją rezonansową jednorodnej płytki nieograniczonej, zaś ω_e - pulsacją graniczną dla części płytki pokrytej elektrodami).

Wprowadzenie sprzężeń akustycznych pomiędzy odpowiednio zbliżonymi rezonatorami (w miejsce tradycyjnych, elektrycznych podzespołów sprzęgających) pozwala na rozmieszczenie rezonatorów na jednej płytce kwarcowej bez ich wzajemnej izolacji, co z kolei pozwala na zwiększenie stopnia integracji, miniaturyzacji i niezawodności filtrów.

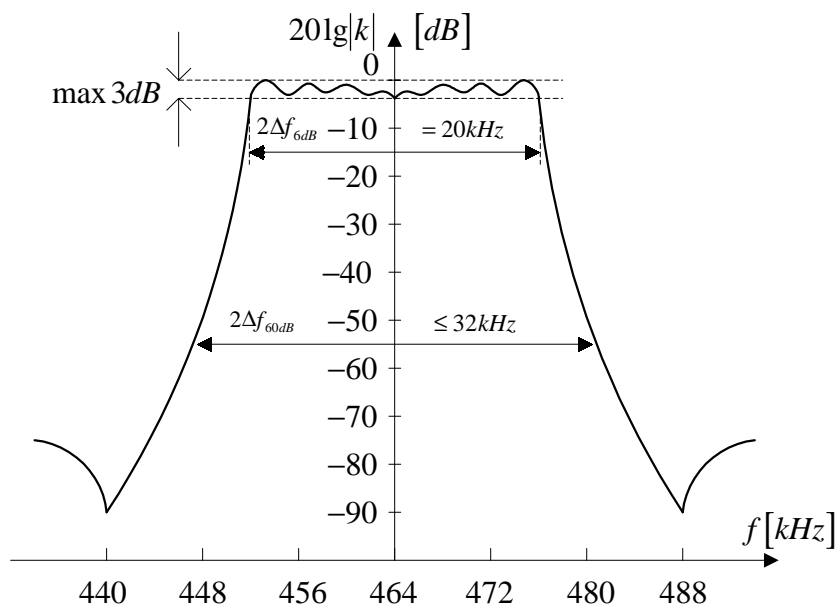
15.3.3. Filtry ceramiczne

Duża grupa ferroelektrycznych materiałów ceramicznych wykazuje właściwości piezoelektryczne. Spośród nich do realizacji rezonatorów i filtrów ceramicznych najczęściej używa się cyrkonianu ołowiu (PbZrO_3) lub tytanianu ołowiu (PbTiO_3).

Wystąpienie efektu piezoelektrycznego w polikrystalicznym materiale ceramicznym jest możliwe po wcześniejszym poddaniu go procesowi polaryzacji w silnym polu elektrycznym (w granicach 1 – 5 kV/mm). Trwale spolaryzowany ferroelektryk ceramiczny wykazuje liniową zależność zmian jego rozmiarów od wielkości pola elektrycznego.

Formy geometryczne rezonatorów ceramicznych, podobnie jak rodzaje wzbudzonych drgań, mogą być bardzo różne. Elektryczne właściwości rezonatora ceramicznego dla niewielkich odstrojeń od częstotliwości rezonansowej mogą być w przybliżeniu przedstawione za pomocą modelu zastępczego, przedstawionego na rys.15.9, tj. identycznego z modelem elektrycznym rezonatora kwarcowego.

Syntezę filtrów ceramicznych przeprowadza się w analogiczny sposób, jak filtrów kwarcowych. Przykładowo, ceramiczne rezonatory z drganiami radialnymi o współczynniku sprzężenia k_p zawartym w granicach (0,2 – 0,6) są najczęściej wykorzystywane w pasmowych filtrach drabinkowych częstotliwości pośredniej 455 kHz, 465 kHz lub 500 kHz. Charakterystykę częstotliwościową takiego filtru przedstawiono na rys.15.11.



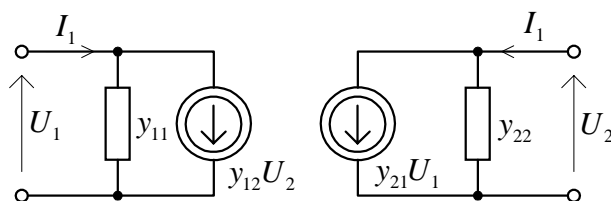
Rys.15.11. Charakterystyka częstotliwościowa filtru ceramicznego 465 kHz o paśmie $2\Delta f_{6dB} = 20\text{kHz}$

Monolityczne filtry ceramiczne z wykorzystaniem zjawiska pułapkowania energii drgań akustycznych są najczęściej stosowane w zakresie częstotliwości środkowych wynoszących 4 – 11 MHz. Przykładem mogą być bardzo popularne filtry ceramiczne o częstotliwościach środkowych 6,5 MHz i 10,7 MHz, stosowanych odpowiednio w torach częstotliwości różnicowej fonii odbiorników telewizyjnych i w torach częstotliwości pośredniej odbiorników radiowych FM. Filtry te realizowane są jako 4-obwodowe, dwuogniowe z naciętą szczeliną, ograniczającą bezpośrednio przenikanie energii pomiędzy najbliższej położonymi rezonatorami obu ogniw (co umożliwia zmniejszenie rozmiarów liniowych płytki ceramicznej).

15.4. PRZYKŁADY ANALIZY JEDNOSTOPNIOWYCH WZMACNIACZY REZONANSOWYCH LC

Analiza wzmacniaczy rezonansowych LC nie może być przeprowadzana w oparciu o schematy zastępcze zunilatoryzowane zgodnie z zasadą Millera, ponieważ aproksymacja taka wnosi zbyt duże błędy przy jej stosowaniu w analizie układów wąskopasmowych. Najczęściej stosuje się czwórnikowe schematy zastępcze tranzystorów z parametrami y (rys.15.12). W schematach tych oddziaływanie wsteczne obwodu wyjściowego tranzystora na obwód wejściowy reprezentuje źródło prądowe $y_{12}U_2$. Wszystkie elementy macierzy y

czwórnika są wielkościami zespolonymi i można je wyznaczyć zgodnie z ich definicjami ze schematu zastępczego hybryd π , lub (dla tranzystorów dyskretnych) zmierzyć za pomocą wyspecjalizowanych mierników.



Rys.15.12. Czwórnikowy schemat zastępczy tranzystora z parametrami y

Dla niewielkich odstrojeń, zgodnie z zależnością (15.12), admitancja równoległego obwodu rezonansowego dołączonego do wyjścia tranzystora składa się z części rzeczywistej i urojonej liniowo zależnej od częstotliwości. Z tego powodu admitancje y_{11} i y_{12} można uważać za równoległe połączenie konduktancji i pojemności ($y_{11} = g_{11} + j \omega C_{11}$ oraz $y_{22} = g_{22} + j \omega C_{22}$).

Przykładowo, parametry macierzy y czwórnika wyznaczono dla tranzystora unipolarnego na podstawie jego schematu zastępczego w rozdz. 5.4. (równ. 5.55), a dla tranzystora bipolarnego w rozdz. 4.4.4. (równ. 4.54 – 4.57).

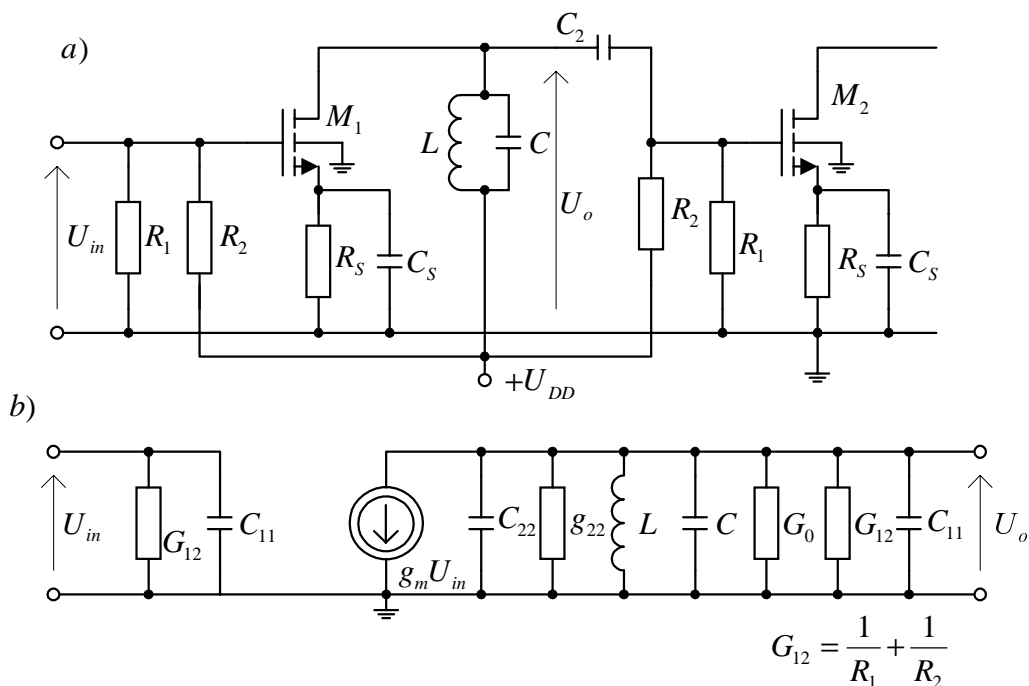
Zespolony charakter wszystkich parametrów y oraz obciążenia czynią układ potencjalnie niestabilnym. Problem ten zostanie rozpatrzony w następnym punkcie rozdziału.

Na rys.15.13 przedstawiono schemat ideowy środkowego stopnia wzmacniacza rezonansowego LC z tranzystorem MOS.

Przy założeniu, że wzmacniacz pracuje w takim zakresie częstotliwości dla którego można przyjąć $y_{12} \approx 0$, to jego małosygnałowy schemat zastępczy jest zgodny z przedstawionym na rys.15.13b, przy czym G_0 jest równoległą konduktancją reprezentującą straty obwodu rezonansowego.

Schemat ten ma identyczną postać jak na rys.15.4, przedstawiający pojedynczy obwód rezonansowy LC obciążony konduktancjami źródła i obciążenia.

W rozważanym przypadku sterowane źródło prądowe $g_m U_{in}$ wnosi konduktancyjne obciążenie obwodu rezonansowego $Y_g = g_{22} + j \omega C_{22}$, zaś następny stopień wnosi obciążenie $Y_L = g_{22} + j \omega C_{11}$ (C_{11} jest pojemnością wejściową następnego stopnia, przy czym założono, że tranzystory M_1 i M_2 są jednakowe).



Rys.15.13. Jednostopniowy wzmacniacz rezonansowy LC z tranzystorem MOSFET:
a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy

Na podstawie wcześniejszej analizy, przeprowadzonej w punkcie 15.2.1, otrzymujemy wprost

- pulsacja rezonansowa, przy której występuje maksimum modułu wzmocnienia

$$\omega_r \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L(C + C_{22} + C_{11})}} \quad (15.51)$$

- dobroć obciążonego obwodu rezonansowego

$$Q = \frac{\omega_0 (C + C_{22} + C_{11})}{G_0 + g_{22} + G_{12}} \quad (15.52)$$

- moduł wzmocnienia w rezonansie

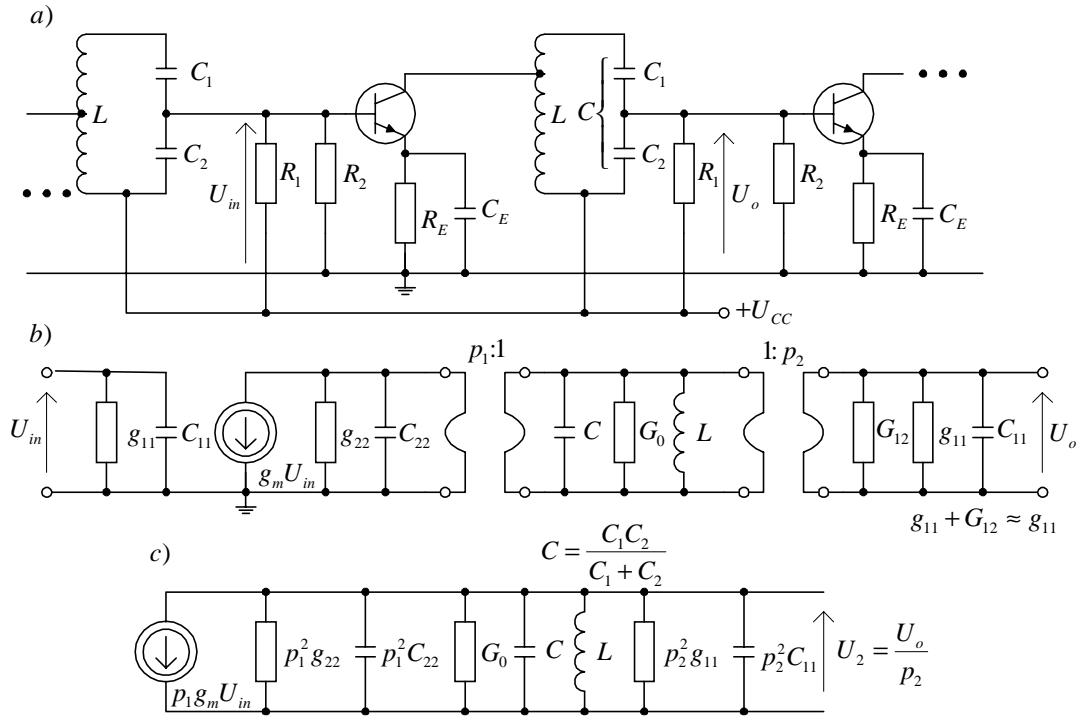
$$k_{uo} = \left. \frac{U_o}{U_{in}} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{g_m}{G_0 + g_{22} + G_{12}} \quad (15.53)$$

- trzydecybelowe pasmo częstotliwości

$$B_{3dB} = \frac{f_0}{Q} = \frac{G_0 + g_{22} + G_{12}}{2\pi(C + C_{22} + C_{11})} \quad (15.54)$$

W celu uzyskania wąskiego pasma i dużego wzmocnienia należy dążyć do stosowania obwodu rezonansowego o dużej dobroci Q_0 (czyli małej wartości G_0) oraz zapobiec tłumieniu (i zarazem przestrojeniu) obwodu rezonansowego przez obciążające go tranzystory i inne elementy wzmacniacza.

W podobny sposób możemy przeprowadzić analizę środkowego stopnia bipolarnego wzmacniacza rezonansowego LC złożonego z identycznych stopni, którego schemat ideowy przedstawiono na rys.15.14a. W tym przypadku, z uwagi na małą impedancję wejściową tranzystora bipolarnego, zastosowano obwód rezonansowy z transformacją admitancji źródła i obciążenia.



Rys.15.14. Środkowy stopień rezonansowego wzmacniacza LC z tranzystorami bipolarnymi: a) schemat ideowy, b), c) schematy zastępcze

Schemat zastępczy wzmacniacza, którego kolejne etapy przekształcenia przedstawiono na rys.15.14 b i c, ma identyczną postać jak w poprzednim przypadku, gdy rozważano układ z tranzystorem MOS (rys.15.13b). Zatem możemy napisać wprost

– pulsacja rezonansowa wzmacniacza

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L(C + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11})}} \quad (15.55)$$

– dobroć obciążonego obwodu rezonansowego

$$Q = \frac{\omega_0 (C + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11})}{G_0 + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11}} \quad (15.56)$$

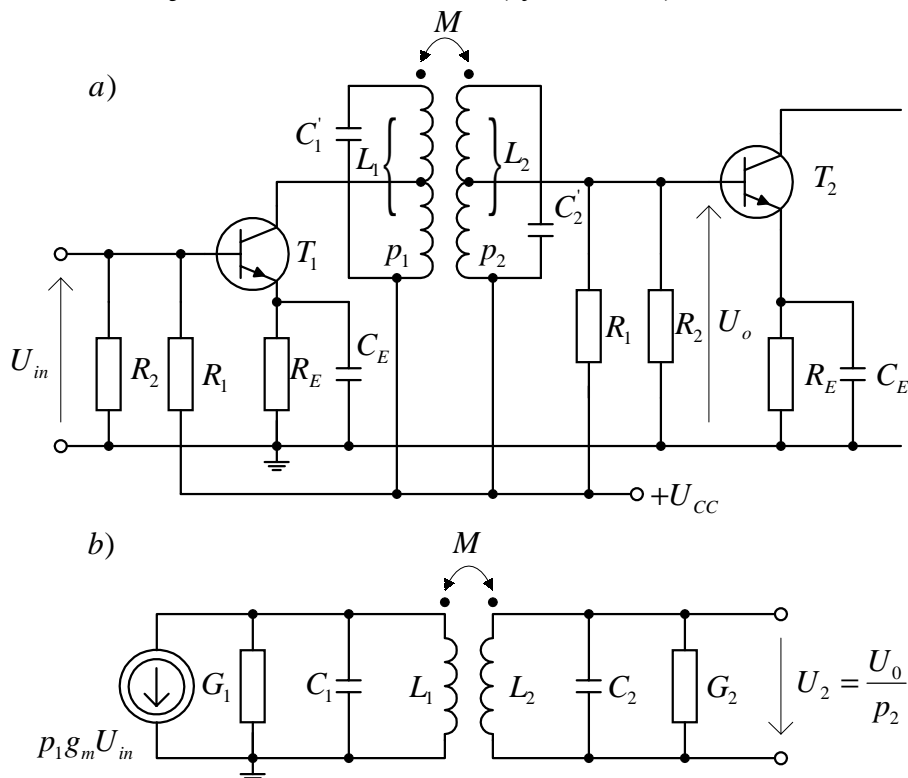
– moduł wzmocnienia w rezonansie

$$k_{u0} = \left| \frac{U_o}{U_{in}} \right|_{\omega_0} = \frac{g_m (p_1 / p_2)}{G_0 + p_1^2 g_{22} + p_2^2 g_{11}} \quad (15.57)$$

– trzydecybelowe pasmo częstotliwości

$$B_{3dB} = \frac{f_0}{Q} = \frac{G_0 + p_1^2 g_{22} + p_2^2 g_{11}}{2\pi(C + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11})} \quad (15.58)$$

Rozważmy jeszcze przykład wzmacniacza rezonansowego z parą obwodów sprzężonych, w których również zastosowano transformację konduktancji źródła i obciążenia (rys.15.15a).



Rys.15.15. Wzmacniacz rezonansowy z parą obwodów sprzężonych: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy

W schemacie zastępczym na rys.15.15b uwzględniono przetransformowane źródło prądowe, konduktancje i pojemności tranzystorów oraz konduktancję obwodu polaryzacji tranzystora T_2 .

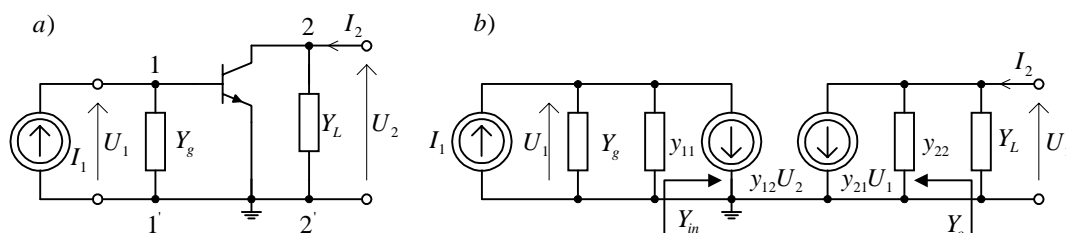
$$\begin{aligned} G_1 &= G_{01} + p_1^2 g_{22} & C_1 &= C_1' + p_1^2 C_{22} \\ G_2 &= G_{02} + p_2^2 (g_{11} + G_{12}) & C_2 &= C_2' + p_2^2 C_{11} \end{aligned} \quad (15.59)$$

Porównując schematy zastępcze na rys.15.15b i 15.6b widzimy, że poza transformacją źródła prądowego (zamiast I_g mamy $p_1 g_m U_{in}$) oraz transformacją napięcia wyjściowego (zamiast U_2 mamy U_o / p_2) układy te są identyczne. Zatem wszystkie zależności wyprowadzone w punkcie 15.2.2 są słuszne dla rozpatrywanego wzmacniacza, należy jedynie podstawić nową wartość prądu źródła: $I_g = p_1 g_m U_{in}$.

15.5. STABILNOŚĆ WZMACNIACZY REZONANSOWYCH

Na rys.15.16 przedstawiono schemat zastępczy wzmacniacza z obwodami rezonansowymi na wejściu i na wyjściu. Symbolami Y_g oraz Y_L oznaczono admitancje obwodów rezonansowych sprowadzone do zacisków 1–1' i 2–2'

$$\left. \begin{aligned} Y_g &= G_g (1 + j Q_1 v_1) \\ Y_L &= G_L (1 + j Q_2 v_2) \end{aligned} \right\} \quad (15.60)$$



Rys.15.16. Wzmacniacz z obwodami rezonansowymi na wejściu i wyjściu:
a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy

Skuteczne wzmocnienie mocy k_{ps} definiowane jest jako stosunek mocy czynnej P_2 wydzielonej w obciążeniu do mocy dysponowanej źródła P_{gd} , przy czym P_{gd} jest maksymalną mocą, jaką źródło może wydzielić w konduktancji wejściowej wzmacniacza. Występuje to w warunkach dopasowania na wejściu wzmacniacza, gdy jego admitancja (lub impedancja) wejściowa jest równa zespolonej sprzężonej admitancji (lub impedancji) źródła. Zatem

$$k_{ps} = 4 \frac{|U_2|^2}{|E_g|^2} G_L R_g = 4 |k_{us}|^2 G_L R_g = 4 |k_{is}|^2 R_L G_g \quad (15.61)$$

Wzmocnienie k_{ps} możemy wyrazić przy pomocy parametrów czwórnikowych y

$$k_{ps} = \frac{4 |y_{21}|^2 G_g G_L}{|(y_{11} + Y_g)(y_{22} + Y_L) - y_{12} y_{21}|^2} \quad (15.62)$$

Maksymalną wartość skutecznego wzmocnienia mocy k_{ps} uzyskuje się przy obustronnym dopasowaniu czwórnika, tzn. gdy [18]

$$\left. \begin{aligned} Y_{g\,dop}^* &= Y_{in} = y_{11} - \frac{y_{12} y_{21}}{y_{22} + Y_{L\,dop}} \\ Y_{L\,dop}^* &= Y_o = y_{22} - \frac{y_{12} y_{21}}{y_{11} + Y_{g\,dop}} \end{aligned} \right\} \quad (15.63)$$

Podstawiając (15.63) do (15.62) otrzymujemy maksymalną wartość mocy w warunkach dopasowania

$$k_{p\,\max} = \frac{|y_{21}|^2}{g_{11} g_{22}} \frac{1}{2 - \frac{\operatorname{Re}(y_{12} y_{21})}{g_{11} g_{22}} + 2 D} \quad (15.64)$$

gdzie:

$$D = \sqrt{\left[1 - \frac{\operatorname{Re}(y_{12} y_{21})}{2 g_{11} g_{22}}\right]^2 - \frac{|y_{12} y_{21}|^2}{4 g_{11}^2 g_{22}^2}} \quad (15.65a)$$

$$g_{11} = \operatorname{Re}(y_{11}) > 0 \quad \text{oraz} \quad g_{22} = \operatorname{Re}(y_{22}) > 0 \quad (15.65b)$$

Jeżeli części rzeczywiste parametrów y_{12} , y_{22} są dodatnie, to aby wyrażenie pod pierwiastkiem było nieujemne, musi być spełniony warunek

$$|y_{12} y_{21}| + \operatorname{Re}(y_{12} y_{21}) \leq 2 g_{11} g_{22} \quad (15.66)$$

Zależność (15.66) określa tzw. *warunek bezwzględnej stabilności czwórnika*. Jak wynika z zależności (15.66) zachowanie bezwzględnej stabilności, przy dużych wartościach $|y_{21}|$, wymaga małych wartości $|y_{12}|$. Należy również zauważyć, że gdy $y_{12} = 0$ (co oznacza brak pasożytniczego sprzężenia zwrotnego), to warunek (15.66) jest zawsze spełniony.

W przeszłości, w celu zmniejszenia parametru y_{12} , stosowano zabieg nazywany *neutralizacją*, polegający na wytwarzaniu sygnałów kompensujących pasożytnicze sprzężenie zwrotne. Współczesne tranzystory w. cz. charakteryzują się małymi wartościami parametru y_{12} . Powszechnie stosowanym zabiegiem, mającym na celu radykalne zmniejszenie wartości y_{12} , jest stosowanie *układów kaskodowych*.

Jeżeli uzasadnione jest przyjęcie $y_{12} \approx 0$, to zależność (15.64) upraszcza się do postaci

$$k_{p\,\max} = \frac{|y_{21}|^2}{4 g_{11} g_{22}} \quad (15.67)$$

W przypadku potencjalnej niestabilności czwórnika rezygnuje się

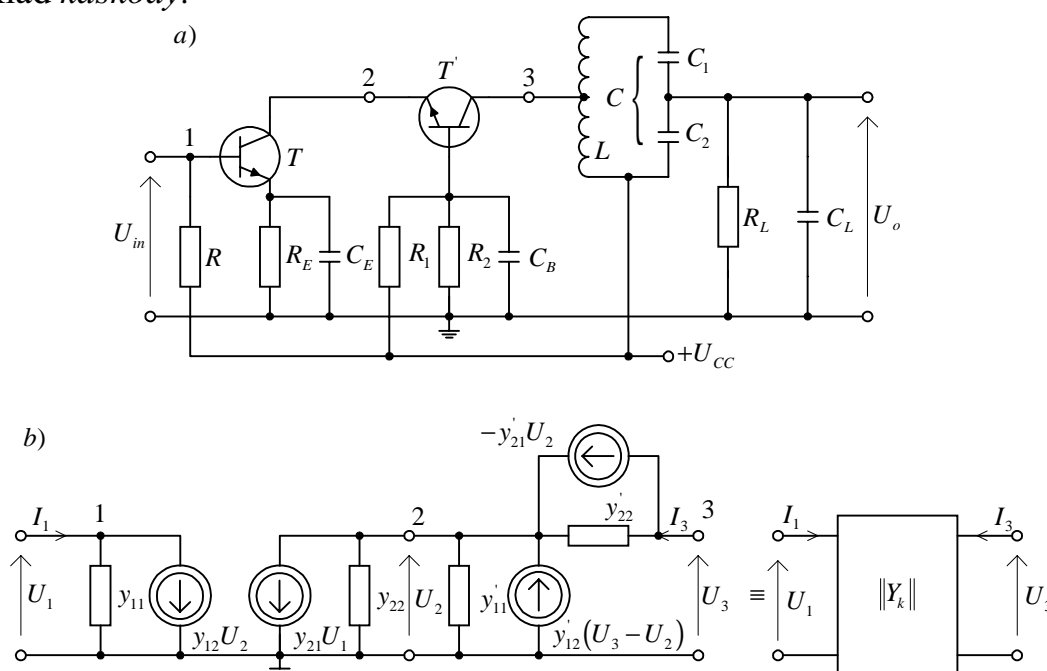
z maksymalnego wzmocnienia mocy (czyli nie zapewnia się warunków dopasowania na wejściu i na wyjściu wzmacniacza) i dobiera się takie konduktancje generatora i obciążenia, aby spełnić warunki *stabilności roboczej*

$$|y_{12} y_{21}| + \operatorname{Re}(y_{12} y_{21}) \leq 2 \left[(g_{11} + G_g)(g_{22} + G_L) \right] \quad (15.68)$$

Ten zabieg, zapewniający stabilną pracę wzmacniacza, nosi nazwę *stabilizowania przez niedopasowanie*.

15.6. WZMACNIACZE SELEKTYWNE O ULEPSZONYCH WŁAŚCIWOŚCIACH WIELKOCZĘSTOTLIWOŚCIOWYCH

Szczególnie ważną metodą zapewnienia stabilności wzmacniaczy selektywnych w.cz. jest zastępowanie w nich pojedynczych tranzystorów pewnymi ich zespołami, z których podstawowym jest układ *kaskody*.



Rys.15.17. Kaskodowy wzmacniacz rezonansowy LC: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy kaskodowego połączenia tranzystorów

Na rys.15.17 przedstawiono stopień kaskodowego wzmacniacza rezonansowego LC oraz schemat zastępczy z parametrami y kaskodowego połączenia tranzystorów.

Wyznamy zastępcze parametry czwórnikowe macierzy y_k kaskodowego połączenia tranzystorów $T-T'$ (kaskoda OE - OB).

Zgodnie z definicją, admitancję y_{12k} określa zależność

$$y_{12k} = \frac{I_1}{U_3} \bigg|_{U_1=0} \quad (15.69)$$

Wykorzystując prawo Kirchhoffa dla węzła 2 w układzie pokazanym na rysunku 15.17b, przy $U_1 = 0$, możemy napisać równanie

$$(y_{22} + y'_{11})U_2 = y'_{22}(U_3 - U_2) - y'_{21}U_2 + y'_{12}(U_3 - U_2) \quad (15.70)$$

Z powyższej zależności otrzymujemy

$$U_2 = \frac{y'_{22} + y'_{12}}{y_{22} + y'_{11} + y'_{12} + y'_{21}} U_3 \quad (15.71)$$

Przy napięciu $U_1 = 0$ prąd I_1 ma wartość

$$I_1 = y_{12} U_2 \quad (15.72)$$

Po podstawieniu zależności (15.70, 15.72) do (15.69) otrzymujemy

$$y_{12k} = \frac{y_{12}(y'_{22} + y'_{12})}{y_{22} + y'_{11} + y'_{12} + y'_{21}} \cong y_{12} \frac{y'_{22} + y'_{12}}{y'_{21}} \quad (15.73)$$

Ponieważ $|y_{21}| \gg |y_{12}(y'_{22} + y'_{12})|$, to

$$|y_{12k}| \ll |y_{12}| \quad (15.74)$$

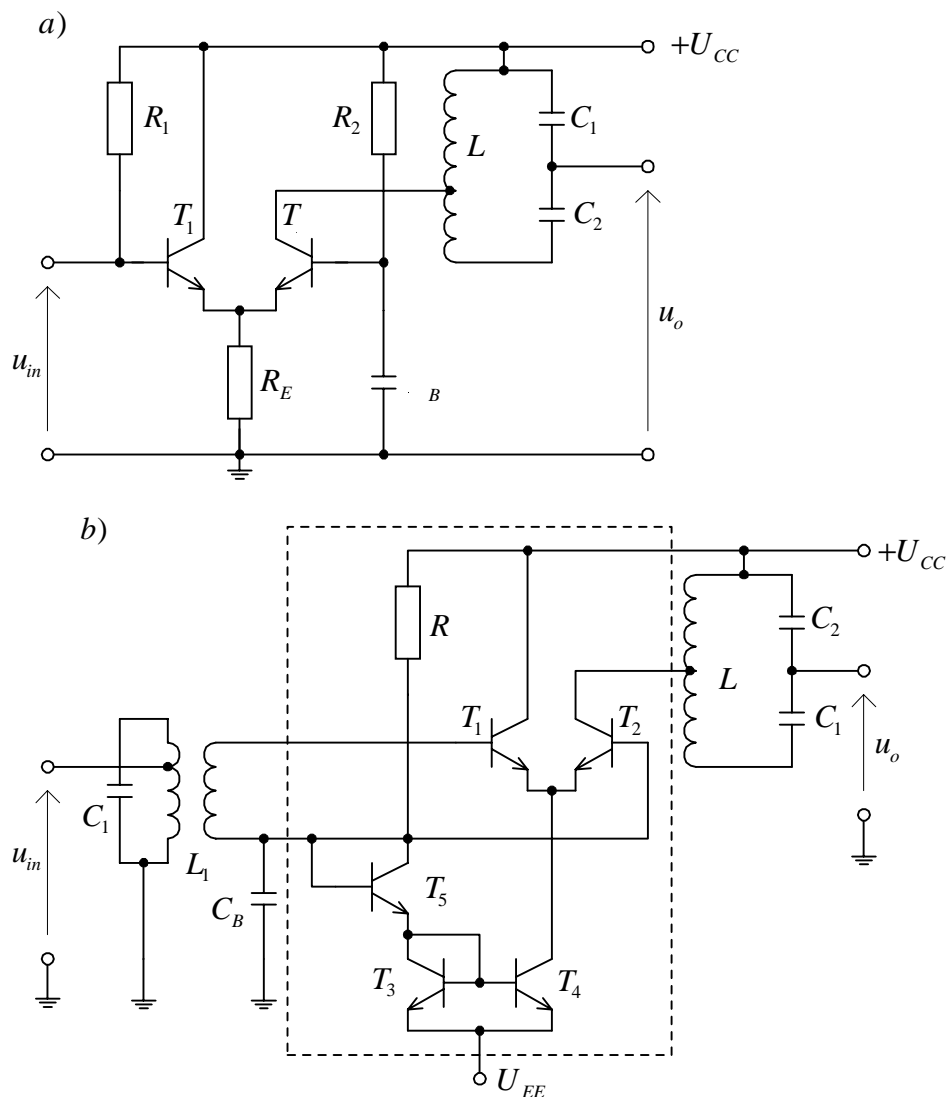
W podobny sposób mogą być wyznaczone pozostałe parametry zastępcze kaskody

$$y_{11k} \approx y_{11}; \quad y_{21k} \approx y_{21}; \quad y_{22k} \approx -y'_{12} \quad (15.75)$$

Na szczególne wyróżnienie zasługuje bardzo mała wartość admitancji zwrotnej y_{12k} , która jest o trzy rzędy wielkości mniejsza w porównaniu do parametru y_{12} pojedynczego tranzystora.

Bardzo mała wartość parametru y_{12k} pozwala na łatwe zapewnienie stabilności roboczej wzmacniacza przy dużo większych częstotliwościach, niż w przypadku wzmacniacza z pojedynczym tranzystorem w konfiguracji OE. Należy również podkreślić, że $|y_{22k}| \ll |y_{22}|$, co jest konsekwencją pracy tranzystora T' w konfiguracji OB. Mała wartość $|y_{22k}|$ zapewnia, że tranzystor T' dołączony do obwodu rezonansowego praktycznie nie powoduje tłumienia i rozstrojenia tego obwodu. Analiza i projektowanie wzmacniacza kaskodowego mogą być przeprowadzone jak dla wzmacniacza z pojedynczym tranzystorem, przyjmując parametry zastępcze y_k (uzasadnionym jest założenie $y_{12k} \approx 0$).

Innym przykładem wzmacniacza selektywnego w. cz. o znacznie polepszonych właściwościach wielkoczęstotliwościowych jest układ ze sprzężeniem emiterowym, w którym para tranzystorów pracuje w konfiguracji OC - OB (rys.15.18).



Rys.15.18. Wzmacniacz rezonansowy LC ze sprzężeniem emiterowym: a) realizacja dyskretna, b) wersja scalona

Wzmacniacz ten charakteryzuje się podobnymi właściwościami, jak rozpatrywany wcześniej stopień kaskodowy i może być uważany za układ prawie - unilateralny. Struktura pary różnicowej sprzężonej emiterowo jest podstawowym blokiem wykorzystywanym w technice monolitycznej. Stosuje się ją również powszechnie w prostych uniwersalnych układach scalonych wykorzystywanych do konstrukcji wzmacniaczy rezonansowych LC pośrednich i wielkich częstotliwości. Przykład takiej realizacji przedstawiono na rys.15.18b.

15.7. TECHNIKI REALIZACJI WZMACNIACZY SELEKTYWNYCH W. CZ.

Ogólną zasadą stosowaną w budowie współczesnych wzmacniaczy selektywnych w.cz. jest rozdzielenie funkcji wzmacniania i selektywności. Realizacja tej koncepcji polega na tym, że cała selektywność wzmacniacza jest uzyskiwana w wieloobwodowym filtrze poprzedzającym wzmacniacz szerokopasmowy, najczęściej wykonany w technice monolitycznej. W celu optymalizacji właściwości szumowych wzmacniacza, na wejściu stosuje się stopień o niewielkim wzmocnieniu, równoważący straty w filtrze, a na wyjściu stosuje się obwód selektywny w celu ograniczenia pasma i poziomu szumów. Współcześnie zastępuje się klasyczne obwody rezonansowe LC rezonatorami piezoelektrycznymi o bardzo dużej dobroci. Filtr piezoelektryczny, kwarcowy lub ceramiczny, o skupionej selektywności i charakterystyce amplitudowej o dużym współczynniku prostokątności i stałej częstotliwości środkowej, stanowi obwód wejściowy szerokopasmowego wzmacniacza wykonanego w technologii monolitycznej. Dodatkowymi zaletami takiego rozwiązania są: przystosowanie do masowej produkcji, łatwe projektowanie i uruchamianie.

Alternatywnym rozwiązaniem do opisanego wyżej jest kaskadowa struktura filtrów i wzmacniaczy. W strukturze takiej kolejne stopnie wzmacniające, najczęściej pojedyncze tranzystory, rozdzielone są obwodami rezonansowymi. Obwody rezonansowe zapewniają transformację impedancji i pracę kolejnych stopni wzmacniacza w warunkach dopasowania, umożliwiając optymalne przenoszenie mocy przez poszczególne stopnie. Ponieważ obwody rezonansowe na wejściu kolejnych stopni charakteryzują się małymi selektywnościami, dlatego ta struktura jest bardziej podatna na zakłócenie dużymi sygnałami spoza pasma roboczego. Wadą takiego rozwiązania są również trudności w projektowaniu, strojeniu i uruchamianiu, powodując, że współcześnie nie znajduje ono zastosowania w masowej produkcji.

Strukturę kaskadową prostych stopni wzmacniających i obwodów rezonansowych LC stosuje się głównie we wzmacniaczach mikrofalowych. Tranzystory w. cz. stosowane w tych wzmacniaczach posiadają małe wzmocnienie, dlatego ważne jest maksymalne wykorzystanie ich możliwości wzmacniających.

16 WZMACNIACZE MOCY

16.1 SPECYFICZNE PROBLEMY WZMACNIACZY MOCY

Zadaniem wzmacniacza mocy jest dostarczenie do obciążenia odpowiednio dużej nie zniekształconej mocy użytecznej sygnału. Z tego względu warunki pracy tranzystorów są tu odmienne niż w stopniach małej mocy, ponieważ duży poziom sygnału wymaga pełniejszego wykorzystania granicznych, dopuszczalnych wartości mocy, prądów i napięć tranzystora.

Przy projektowaniu wzmacniaczy mocy brane są pod uwagę następujące czynniki:

- maksymalna moc wyjściowa P_{Lmax} przy nominalnej rezystancji obciążenia,
- zniekształcenia nieliniowe (współczynnik zawartości harmoniczných h),
- zniekształcenia liniowe (dolna i górna częstotliwość graniczna f_d i f_g),
- sprawność energetyczna η .

Wymienione parametry są wzajemnie od siebie uzależnione i przy ocenie wzmacniacza mocy wszystkie one muszą być traktowane łącznie. Maksymalna moc wyjściowa wzmacniacza jest ograniczona użytecznym polem charakterystyk wyjściowych zastosowanych tranzystorów.

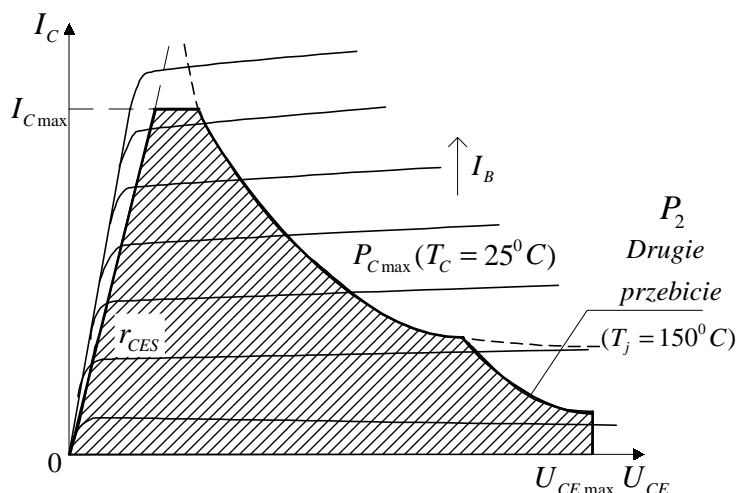
We wzmacniaczach mocy stosowane są powszechnie krzemowe tranzystory bipolarne i tranzystory MOS specjalnej konstrukcji. Użyteczny obszar charakterystyk wyjściowych tych tranzystorów jest ograniczony dopuszczalnymi wartościami mocy strat oraz prądów i napięć. Przykładowo na rys.16.1 przedstawiono zestaw tych ograniczeń dla tranzystora bipolarnego w polu jego charakterystyk wyjściowych.

Użyteczny obszar charakterystyk wyjściowych tranzystora bipolarnego ograniczają następujące linie:

- P_{Cmax} - maksymalna moc strat wynikająca z możliwości rozproszenia średniej mocy wydzielonej w tranzystorze i maksymalnej temperatury struktury tranzystora,
- P_2 - krytyczna moc tzw. drugiego przebiecia, ograniczająca

dopuszczalną moc strat przy dużych napięciach U_{CE} ,

- $U_{CE \max}$ - maksymalna chwilowa wartość napięcia U_{CE} ,
- $I_{CE \max}$ - maksymalna chwilowa wartość prądu kolektora,
- r_{CES} - linia odpowiadająca umownej wartości rezystancji r_{CES} , która oddziela użyteczny obszar charakterystyk tranzystora od obszaru nasycenia.



Rys.16.1. Użyteczny obszar charakterystyk wyjściowych tranzystora bipolarnego we wzmacniaczu mocy

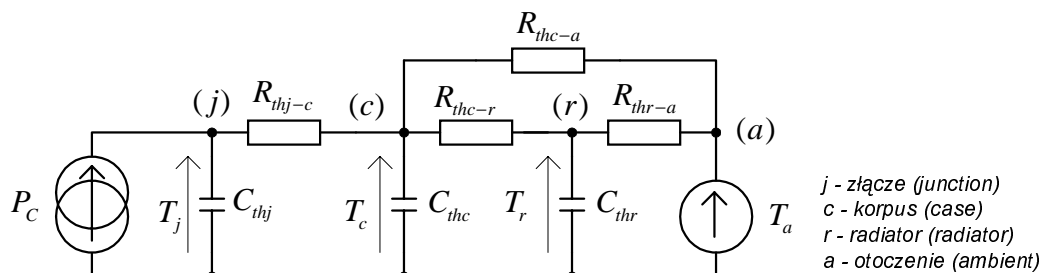
Z wyszczególnionych ograniczeń najistotniejsze jest ograniczenie maksymalnej mocy strat, gdyż zawsze iloczyn $I_{C \max} U_{CE \max}$ jest znacznie większy niż $P_{C \max}$.

16.1.1. Odprowadzenie ciepła z tranzystora mocy

Maksymalna moc strat zależy od dopuszczalnej temperatury półprzewodnika $T_{j \max}$, temperatury obudowy T_c oraz rezystancji termicznej między półprzewodnikiem a obudową R_{thj-c}

$$P_{C \max} = \frac{T_{j \max} - T_c}{R_{thj-c}} \quad (16.1)$$

Na rys.16.2 przedstawiono zastępczy układ dla wielkości moc - temperatura, reprezentujący proces wymiany ciepła między złączem kolektorowym a otoczeniem.



Rys.16.2. Ciepły schemat zastępczy tranzystora

Rezystancje cieplne $R_{thj-c}, R_{thc-r}, R_{thc-a}, R_{thr-a}$ wraz z pojemnościami cieplnymi $C_{thj}, C_{thc}, C_{thr}$ obrazują transmisję ciepła od złącza kolektorowego do korpusu tranzystora (R_{thj-c}, C_{thj}), od korpusu do radiatora i otoczenia ($R_{thc-r}, R_{thc-a}, C_{thc}$) i od radiatora do otoczenia (R_{thr-a}, C_{thr}).

Rezystancję i pojemność cieplną definiujemy w następujący sposób

$$\left. \begin{aligned} R_{th} &= \frac{\Delta T}{P} \\ C_{th} &= \frac{\Delta Q}{\Delta T} \end{aligned} \right\} \quad (16.2)$$

gdzie:

ΔT - różnica temperatur ośrodków wymieniających ciepło,

P - odprowadzana moc,

ΔQ - przyrost energii cieplnej zmagazynowanej w danym obszarze przy różnicy temperatur ΔT .

Na rys.16.2 przez T_j, T_c, T_r, T_a oznaczono odpowiednio temperatury złącza kolektorowego, korpusu tranzystora, radiatora i otoczenia. Aby temperatura złącza nie przekroczyła maksymalnej dopuszczalnej wartości $T_{j\max}$, przy najwyższej przewidywanej temperaturze otoczenia $T_{a\max}$, musi być spełniony warunek

$$\Delta T_{\max} = T_{j\max} - T_{a\max} \leq R_{th} P_{C\max} \quad (16.3)$$

gdzie przyjęto, że główną część mocy wydzielonej w złączu stanowi moc kolektora.

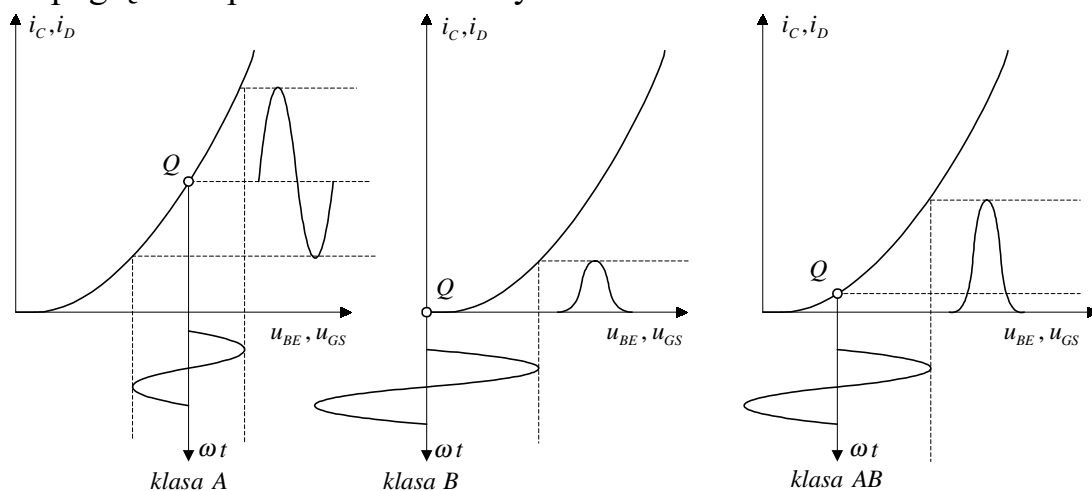
Na podstawie schematu zastępczego z rys.16.2 możemy określić związek między temperaturą złącza T_j , temperaturą otoczenia T_a a mocą P_C wydzielaną w tranzystorze w stanie ustalonym.

$$T_j - T_a = P_C [(R_{thc-r} + R_{thr-a}) \parallel R_{thc-a} + R_{thj-c}] = R_{th} P_C \quad (16.4)$$

Zależność (16.4) może być wykorzystana do obliczeń konstrukcji radiatora. Ze względów ekonomicznych i funkcjonalnych stosuje się możliwie mały radiator, co w konsekwencji prowadzi do tego, że temperatura złącza tranzystora jest bliska maksymalnej. Pociąga to za sobą konieczność bardzo starannej stabilizacji temperaturowej punktu pracy tranzystora. Moc wydzielona w tranzystorze powoduje przyrost temperatury jego złącza, a przyrost temperatury przy nieodpowiedniej stabilizacji punktu pracy powoduje wzrost prądu kolektora i dalsze zwiększenie mocy strat. W układzie moc - temperatura występuje sprzężenie zwrotne, które w pewnych warunkach może być dodatnie. Jeżeli jest ono dostatecznie silne, to układ staje się niestabilny i temperatura złącza narasta aż do zniszczenia tranzystora.

16.1.2. Klasy pracy wzmacniaczy

Podział wzmacniaczy na klasy pracy jest dokonywany w zależności od kąta przepływu prądu wyjściowego Θ , który wiąże się z położeniem punktu pracy na charakterystyce przejściowej tranzystora, co poglądowo przedstawiono na rys.16.3.



Rys.16.3. Klasy pracy wzmacniaczy

Z położenia punktu pracy wynika, że moc tracona w tranzystorze przy braku sygnału zależy od klasy pracy i jest największa w klasie A.

W klasie B kąt przepływu prądu jest bliski 180° , zaś punkt pracy leży w pobliżu granicy odcięcia prądu. Ponieważ sygnał wyjściowy zawiera tylko połowę sygnału wejściowego, zatem konieczne jest zastosowanie drugiego elementu wzmacniającego, odtwarzającego drugą połowę sygnału, tzn. praca w klasie B jest możliwa tylko w układzie symetrycznym (przeciwsobnym).

Klasa AB jest pośrednią między klasą A i B ($180^\circ < \Theta < 360^\circ$).

Ze względu na zniekształcenia nieliniowe praca układu w klasie AB jest możliwa, podobnie jak w klasie B, tylko w układach przeciwsobnych.

We wzmacniaczu klasy C punkt pracy elementu aktywnego jest tak ustawiony, że kąt przepływu prądu w obwodzie wyjściowym tego elementu jest mniejszy od 180° ($0 < \Theta < 180^\circ$).

Klasa C nie może być stosowana we wzmacniaczach częstotliwości akustycznych, ponieważ nawet przy zastosowaniu układu przeciwsobnego istnieje część okresu, w której odcięte są obydwa elementy wzmacniające i sygnał wyjściowy na rezystorze obciążenia jest zniekształcony. Klasę C stosuje się we wzmacniaczach rezonansowych, w których obciążenie jest dołączone do tranzystora przez obwód rezonansowy o dużej dobroci i wówczas napięcie na obwodzie jest sinusoidalne niezależnie od kształtu impulsu prądu doprowadzonego do tego obwodu.

16.1.3. Układy sprzęgające obciążenie ze wzmacniaczem

Ze względu na transmisję dużych mocy ze wzmacniacza do obciążenia sprzężenie pojemnościowe nie jest najlepszym rozwiązaniem, z uwagi na duże stałe czasowe oraz duże prądy. Przy małej wartości rezystancji obciążenia, pojemność sprzęgająca musi być duża dla zapewnienia wymaganej wartości dolnej pulsacji granicznej. Elementem sprzęgającym umożliwiającym równoczesne dopasowanie pomiędzy wzmacniaczem a obciążeniem jest transformator. Posiada on jednak wiele wad, z których najważniejsze to:

- ograniczenie charakterystyki częstotliwościowej,
- duże gabaryty i ciężar.

W układach scalonych eliminuje się elementy sprzęgające poprzez symetryczne zasilanie z dwóch źródeł napięcia, co umożliwia realizację układu, w którym składowa stała napięcia wyjściowego jest równa zeru.

16.1.4. Zniekształcenia nieliniowe we wzmacniaczach mocy

Bardzo ważnym parametrem dla wzmacniaczy mocy są zniekształcenia nieliniowe. Wynika to z wielkosygnałowej pracy elementów wzmacniających, których parametry zmieniają się w szerokich granicach w zależności od położenia chwilowego punktu pracy, zmieniającego się wraz z chwilową wartością sygnału sterującego. Wzmacniacze mocy nie są więc ściśle biorąc układami liniowymi, a tylko przy prawidłowym doborze warunków pracy

elementów wzmacniających mogą być traktowane jako układy prawie liniowe. Dla oceny zniekształcenia sygnału wyjściowego definiuje się współczynnik zniekształceń nieliniowych h

$$h = \sqrt{h_2^2 + h_3^2 + h_4^2 + \dots} = \sqrt{\sum_{k=2}^n h_k^2} \quad (16.5)$$

przy czym stosunek k -tej harmonicznej do pierwszej harmonicznej

$$h_k = \frac{I_k}{I_1} \quad (16.6)$$

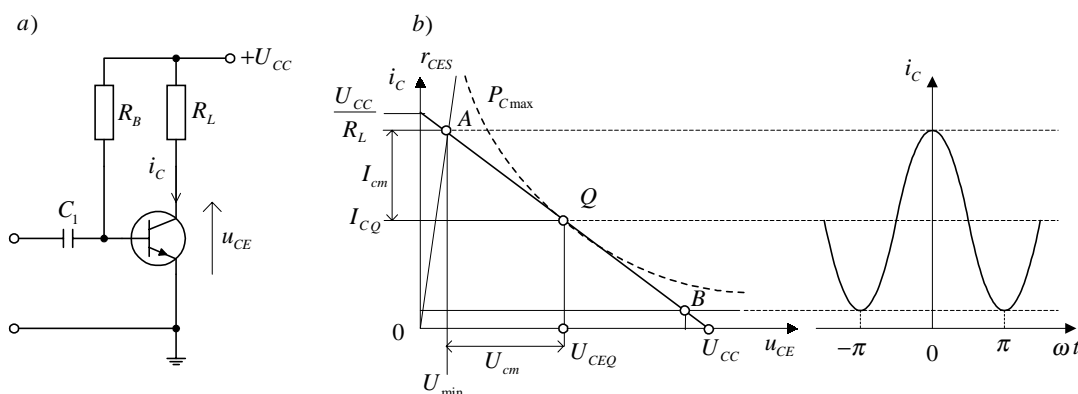
nazywa się zawartością k -tej harmonicznej. Zazwyczaj amplitudy harmoniczných maleją wraz ze wzrostem ich rzędu.

16.2. WZMACNIACZE MOCY KLASY A

16.2.1. Wzmacniacz z obciążeniem rezystancyjnym bezpośrednio włączonym w obwód kolektora

Bezpośrednie włączenie obciążenia w obwód kolektora, jak w najprostszym wzmacniaczu na rys.16.4a, ma bardzo ograniczone zastosowanie w praktyce, głównie ze względu na przepływ składowej stałej prądu w obciążeniu (np. w głośniku jest on niepożądany) oraz niewielką sprawność energetyczną. Zależności energetyczne tego układu mogą jednak dla nas stanowić pewne odniesienie dla porównania i oceny innych rozwiązań układowych wzmacniaczy mocy.

Jak pokazano na rys.16.4b, chwilowy punkt pracy tranzystora przemieszcza się po linii prostej (charakterystyce roboczej) określonej równaniem: $U_{CC} = u_{CE} + i_C R_L$.



Rys.16.4. Wzmacniacz z obciążeniem rezystancyjnym w kolektorze:
a) schemat, b) charakterystyka robocza układu

Największą moc wyjściową (wydzieloną w rezystancji R_L) uzyskuje się, gdy spoczynkowy punkt pracy Q jest tak dobrany, że leży on na hiperboli maksymalnej mocy strat $P_{C\max}$ i posiada współrzędne

$$U_{CEQ} = \frac{U_{CC}}{2}, \quad I_{CQ} = \frac{2 P_{C\max}}{U_{CC}} \quad (16.7)$$

Charakterystyka robocza jest wtedy styczna do hiperboli $P_{C\max}$ w punkcie Q i odpowiada rezystancji R_L nazywanej optymalną. Stąd R_{Lopt} wynosi

$$R_L = \frac{U_{CC} - U_{CEQ}}{I_{CQ}} = \frac{U_{CEQ}}{I_{CQ}} = \frac{U_{CC}}{2 I_{CQ}} = \frac{U_{CC}^2}{4 P_{C\max}} = R_{Lopt} \quad (16.8)$$

Przy sinusoidalnym wysterowaniu tranzystora, gdy napięcie $u_{CE}(t) = U_{CEQ} + U_{cm} \sin \omega t$, moc sygnału zmiennego wydzielona w obciążeniu wynosi

$$P_L = \frac{U_{cm}^2}{2 R_L} \quad (16.9)$$

Jak wynika z rys.16.4b, maksymalna amplituda napięcia U_{cm} i prądu I_{cm} w obciążeniu wynika z ograniczenia użytecznego obszaru charakterystyk tranzystora, wprowadzonego linią r_{CES} rozgraniczającą obszar nasycenia od obszaru aktywnego.

$$\begin{aligned} U_{cm} &= U_{CEQ} - U_{\min} = \xi U_{CEQ} \\ I_{cm} &= \frac{U_{cm}}{R_L} = I_{CQ} \xi \end{aligned} \quad (16.10)$$

przy czym

$$\xi = \frac{U_{cm}}{U_{CEQ}} = 1 - \frac{U_{\min}}{U_{CEQ}} = \frac{R_L}{R_L + r_{CES}} \quad (16.11)$$

jest nazywany *współczynnikiem wykorzystania napięcia*.

Wykorzystując zależności (16.8) – (16.11), otrzymujemy

$$P_{L\max} = \xi^2 \frac{U_{CEQ}^2}{2 R_{Lopt}} = \xi^2 \frac{P_{C\max}}{2} \quad (16.12)$$

Średnia moc dostarczona ze źródła zasilania wynosi

$$P_D = \frac{1}{T} \int_0^T U_{CC} i_C(t) dt = U_{CC} I_{CQ} = 2 P_{C \max} \quad (16.13)$$

Na podstawie zależności (16.12, 16.13) można wyznaczyć sprawność energetyczną układu

$$\eta_{\max} = \frac{P_{L \max}}{P_D} = \frac{\xi^2 \frac{P_{C \max}}{2}}{2 P_{C \max}} = \frac{\xi^2}{4} \quad (16.14)$$

W granicznym przypadku, przy założeniu $U_{cm} = U_{CEQ}$, tzn. przy pominięciu ograniczenia użytecznego obszaru charakterystyk tranzystora linią r_{CES} , współczynnik wykorzystania napięcia $\xi = 1$, a z zależności (16.12, 16.14) otrzymujemy

$$\begin{aligned} P_{L \max} &= \frac{P_{C \max}}{2} \\ \eta_{\max} &= \frac{1}{4} \rightarrow 25\% \end{aligned} \quad (16.15)$$

Przy niepełnymysterowaniu wzmacniacza, tzn. dla $I'_{cm} = k I_{CQ}$, $U_{cm} = k \xi U_{CC}$, ($k = U_{in} / U_{in \max} \leq 1$) moc wyjściowa i sprawność ulegają zmniejszeniu k -krotnie, zatem

$$\eta_{\max}(k) = \frac{P_L(k)}{P_D} = \frac{1}{4} \xi^2 k^2 \quad (16.16)$$

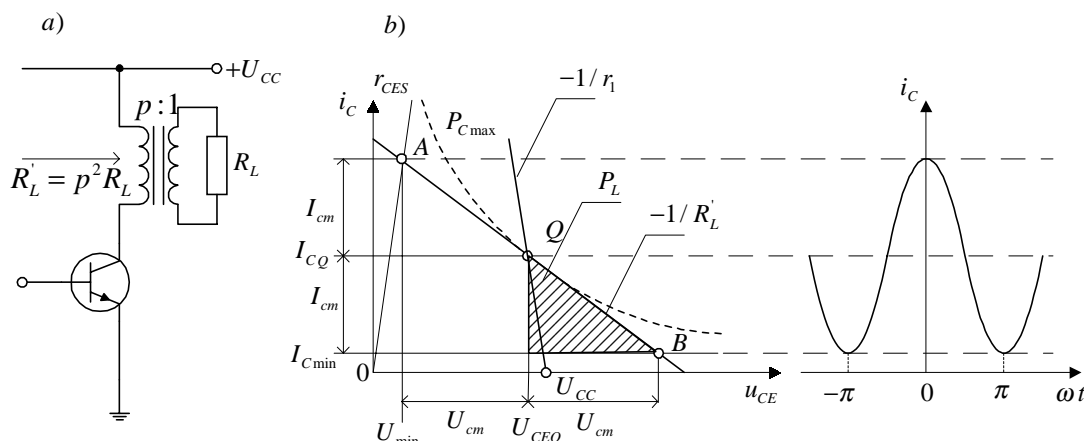
Układ charakteryzuje się bardzo małą sprawnością, co wiąże się z tym, że w obciążeniu wydziela się bezproduktywnie moc prądu stałego $P_{LDC} = I_{CQ}^2 R_L$ niezależnie od amplitudy sygnału zmiennego. Moc strat w tranzystorze jest największa i równa $P_{C \max}$, gdy wzmacniacz nie jest sterowany.

16.2.2. Wzmacniacz ze sprzężeniem transformatorowym

Wzmacniacz mocy klasy A z obciążeniem dopasowanym za pomocą transformatora stosuje się w ograniczonych przypadkach dla skrajnych wartości rezystancji obciążenia (bardzo dużych lub bardzo małych) lub, gdy konieczna jest izolacja galwaniczna obciążenia. Transformatory mają bowiem liczne wady, takie jak: wysoka cena, duży ciężar i rozmiary, powodują ograniczenie pasma częstotliwości przenoszonych przez wzmacniacz. Wprowadzają także nieliniowe

zniekształcenia sygnałów, głównie wskutek nieliniowości krzywej magnesowania. Uproszczony schemat ideowy wzmacniacza mocy w klasie A z transformatorowym dopasowaniem obciążenia wraz z jego charakterystyką roboczą przedstawiono na rys.16.5.

Charakterystyka robocza (prosta pracy) jest linią prostą wyznaczoną przez przetransformowaną rezystancję obciążenia $R'_L = p^2 R_L$ (p - przekładnia transformatora).



Rys.16.5. Wzmacniacz z obciążeniem transformatorowym:
a) schemat, b) charakterystyka robocza

Prostą pracy dla prądu stałego wyznacza niewielka rezystancja r_1 uzwojenia pierwotnego transformatora, tak że

$$U_{CEQ} = U_{CC} - r_1 I_{CQ} \approx U_{CC}$$

Aby zapewnić dobre wykorzystanie tranzystora, prosta pracy powinna przecinać całe pole jego charakterystyk wyjściowych i przebiegać stycznie do hiperboli maksymalnej mocy strat P_{Cmax} . Spoczynkowy punkt pracy powinien leżeć w pobliżu środka prostej pracy. Odpowiada to optymalnej przetransformowanej rezystancji obciążenia

$$R'_L = \frac{U_{cm}}{I_{cm}} = \frac{U_{CEQ}}{I_{CQ}} \quad (16.17)$$

W celu dopasowania obciążenia należy dobrać przekładnię transformatora $p_{opt} = \sqrt{R'_L / R_L}$. Zakładając małą rezystancję uzwojeń transformatora dla prądu stałego $U_{CEQ} \approx U_{CC}$, a moc pobierana ze źródła zasilania wynosi

$$P_D = U_{CEQ} I_{CQ} \quad (16.18)$$

Przy pełnym wysterowaniu wzmacniacza amplituda napięcia zmiennego

wynosi

$$U_{cm} = U_{CEQ} - U_{\min} = \xi U_{CEQ} \quad (16.19)$$

gdzie: $\xi = 1 - U_{\min} / U_{CEQ}$ jest współczynnikiem wykorzystania napięcia.

W obwodzie kolektora płynie prąd o amplitudzie

$$I_{cm} = I_{CQ} - I_{\min} = \gamma I_{CQ} \quad (16.20)$$

gdzie $\gamma = 1 - I_{\min} / I_{CQ}$ jest współczynnikiem wykorzystania prądu.

Na podstawie zależności (16.18 – 16.20) możemy wyznaczyć moc wyjściową wzmacniacza przy pełnymysterowaniu

$$P_{L\max} = \frac{1}{2} U_{cm} I_{cm} = \frac{1}{2} (\xi \gamma P_D) \quad (16.21)$$

Maksymalna sprawność energetyczna (przy pełnymysterowaniu) jest równa

$$\eta_{\max} = \frac{P_{L\max}}{P_D} = \frac{1}{2} (\xi \gamma) \quad (16.22)$$

Gdyby element wzmacniający był idealny, tzn. $U_{\min} = 0$, $I_{\min} = 0$ ($\xi = \gamma = 1$), to maksymalna sprawność energetyczna wzmacniacza byłaby równa: $\eta_{\max} = 50\%$. W rzeczywistym wzmacniaczu transformatorowym w klasie A z tranzystorem bipolarnym maksymalna sprawność osiąga 35 – 45 %.

Jeżeliysterowanie jest niepełne ($k = U_i / U_{i\max} \leq 1$), to

$$I'_{cm}(k) = k \gamma I_{CQ}, \quad U'_{cm}(k) = k \xi U_{CEQ} \quad (16.23)$$

$$P_L(k) = \frac{1}{2} (\xi \gamma k^2 P_D) = k^2 P_{L\max} \quad (16.24)$$

$$\eta(k) = \frac{P_L}{P_D} = \frac{1}{2} (\xi \gamma k^2) = k^2 \eta_{\max} \quad (16.25)$$

Moc tracona w tranzystorze wynosi

$$P_C = P_D - P_L = P_D (1 - \eta) \quad (16.26)$$

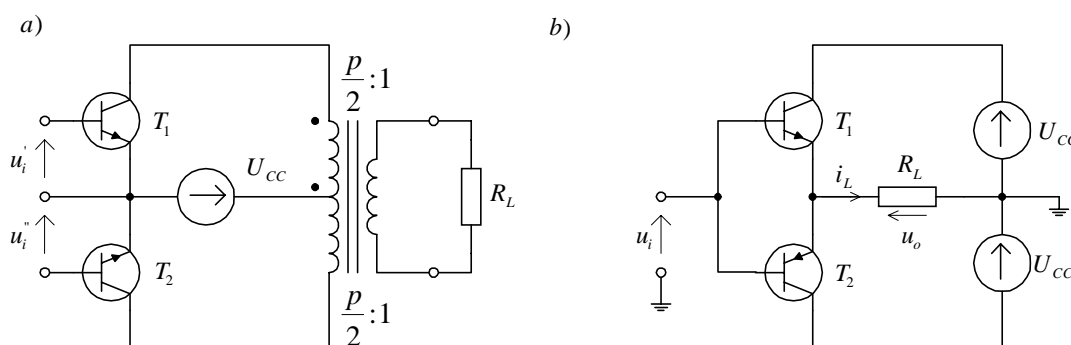
Sprawność energetyczna jest proporcjonalna do kwadratu współczynnikaysterowania k i dla sygnałów o dużej dynamice zmian (np. dla sygnałów akustycznych) średnia sprawność jest bardzo mała, a moc dostarczona z zasilacza jest praktycznie tracona w elemencie wzmacniającym.

16.3. PRZECIWSOBNE WZMACNIACZE KLASY B i AB

W przeciwsoobnych wzmacniaczach klasy B punkty pracy obu symetrycznych elementów wzmacniających leżą w pobliżu odcięcia prądu. Dzięki temu moc tracona w tranzystorach przy braku sygnału sterującego jest bardzo mała, co eliminuje główną wadę wzmacniacza klasy A.

Prąd dostarczany przez źródło zasilania jest zależny od sygnału sterującego. W porównaniu ze wzmacniaczem klasy A, wzmacniacz klasy B odznacza się dużo większą sprawnością przy pełnymysterowaniu, jak też i znacznie większą średnią sprawnością roboczą.

Wzmacniacze klasy B mogą pracować w układzie przeciwsoobnym z transformatorem wyjściowym (rys.16.6a), albo w układzie przeciwsoobnym beztransformatorowym (rys.16.6b), który w istocie stanowi symetryczny wtórnik emiterowy, omówiony w rozdziale 10.4.3. W dalszych rozważaniach zajmiemy się beztransformatorowym układem z rys.16.6b.

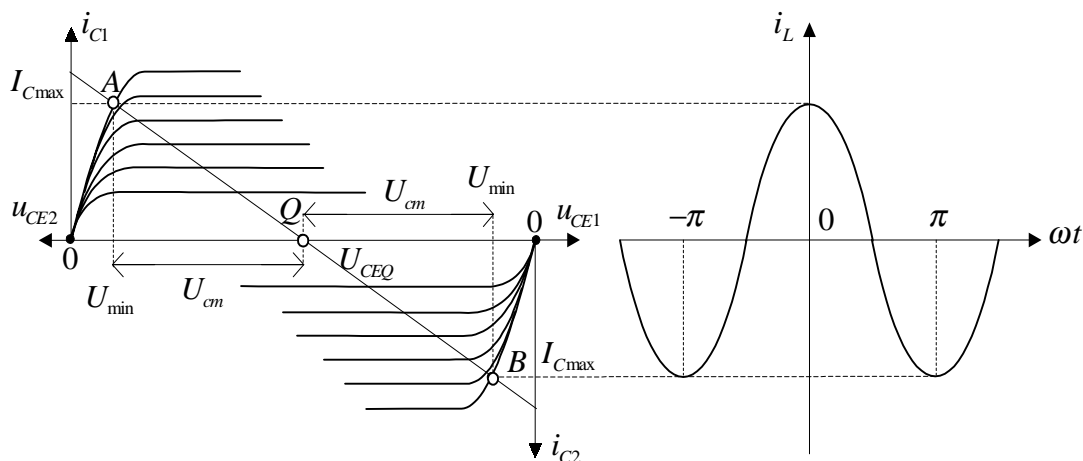


Rys.16.6. Uprozczone schematy ideowe przeciwsoobnych wzmacniaczy klasy B:
a) transformatorowego, b) beztransformatorowego

16.3.1. Zależności energetyczne wzmacniacza klasy B

Na rys.16.7. przedstawiono prostą pracy i spoczynkowy punkt pracy Q tranzystorów w polu ich charakterystyk wyjściowych. Na rysunku tym pokazano również wykres czasowy przebiegu prądu kolektorów przy maksymalnymysterowaniu wzmacniacza sygnałem sinusoidalnym.

Przy brakuysterowania spoczynkowy punkt pracy Q jest określony przez współrzędne: $U_{CEQ} = U_{CC}$, $I_{CQ} = 0$.



Rys.16.7. Prosta pracy i przebiegi czasowe prądów kolektorów tranzystorów przeciwsobnego wzmacniacza w klasie B.

Przyysterowaniu napięciem sinusoidalnym prąd kolektora tranzystora T_1 płynie w czasie jednej połowy okresu, a w czasie drugiej połowy prąd płynie przez tranzystor T_2 . Przy pełnymysterowaniu na rezystancji R_L występuje napięcie o amplitudzie

$$U_{cm} = U_{CEQ} - U_{min} = \xi U_{CEQ} = \xi U_{CC} \quad (16.27)$$

gdzie $\xi = 1 - U_{min} / U_{CEQ}$ jest współczynnikiem wykorzystania napięcia.

W obwodzie kolektora płynie prąd o amplitudzie

$$I_{cm} = I_{Cmax} - I_{CQ} = I_{Cmax} \quad (16.28)$$

Moc wyjściowa przy pełnymysterowaniu wynosi

$$P_{Lmax} = \frac{1}{2} U_{cm} I_{cm} = \frac{1}{2} (\xi U_{CEQ} I_{Cmax}) \quad (16.29)$$

Maksymalna moc dostarczona ze źródeł zasilających wynosi

$$P_{Dmax} = 2 U_{CC} I_{sr} \quad (16.30)$$

Przy pobudzeniu sinusoidalnym średni prąd zasilania jest równy

$$I_{sr} = \frac{I_{cm}}{\pi} = \frac{I_{Cmax} - I_{CQ}}{\pi} = \frac{I_{Cmax}}{\pi} \quad (16.31)$$

Po podstawieniu (16.31) do (16.30) otrzymuje się

$$P_{Dmax} = \frac{2}{\pi} U_{CC} (I_{Cmax} - I_{CQ}) = \frac{2}{\pi} U_{CC} I_{Cmax} \quad (16.32)$$

Maksymalną sprawność energetyczną możemy wyznaczyć w oparciu o zależności (16.29) i (16.32)

$$\eta_{max} = \frac{P_{Lmax}}{P_{Dmax}} = \frac{\pi}{4} \xi \quad (16.33)$$

Przy idealnym elemencie wzmacniającym $U_{\min}=0$, ($\xi=1$) maksymalna sprawność wzmacniacza klasy B wynosi $\eta_{\max} = \frac{\pi}{4} = 78,5\%$.

W rzeczywistym wzmacniaczu z tranzystorami bipolarnymi maksymalna sprawność energetyczna osiąga wartość 65 – 70%.

W warunkach zmiennego wysteroowania, gdy $0 < k \leq 1$, amplitudy prądu i napięcia wynoszą odpowiednio

$$I'_{cm} = k I_{C\max}, \quad U'_{cm} = k \xi U_{CEQ} \quad (16.34)$$

Moc wyjściowa

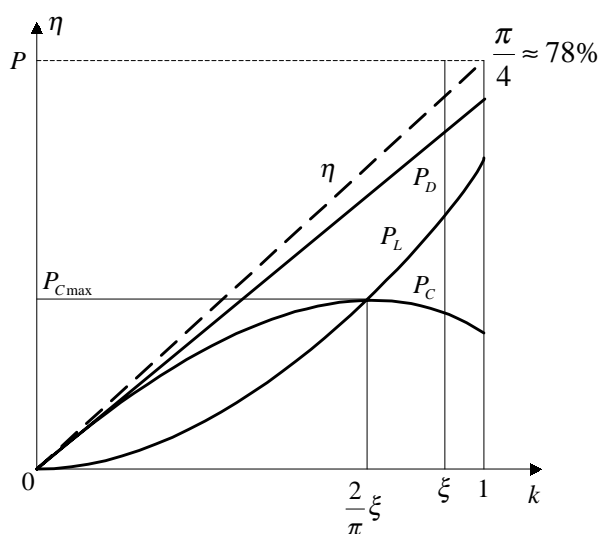
$$P_L = k^2 P_{L\max} \quad (16.35)$$

moc dostarczona

$$P_D = k P_{D\max} \quad (16.36)$$

oraz sprawność energetyczna

$$\eta(k) = k \eta_{\max} \quad (16.37)$$



Rys.16.8. Zależności mocy dostarczonej, mocy wyjściowej, mocy strat i sprawności od współczynnika wysteroowania wzmacniacza klasy B

Moc tracona w tranzystorach wynosi

$$P_C = P_D - P_L = k P_{D\max} - k^2 P_{L\max} \quad (16.38)$$

Moc ta osiąga maksymalną wartość przy współczynniku wysteroowania

$k = k_m = \frac{2}{\pi \xi} \approx \frac{2}{\pi}$ i wynosi

$$P_{C\max} = \frac{1}{\pi^2} U_{CEQ} I_{C\max} = \frac{1}{\pi^2} U_{CC} I_{C\max} \quad (16.39)$$

Wyprowadzone zależności mocy dostarczonej, mocy wyjściowej, mocy strat i sprawności energetycznej we wzmacniaczu klasy B przedstawiono graficznie na rys.16.8.

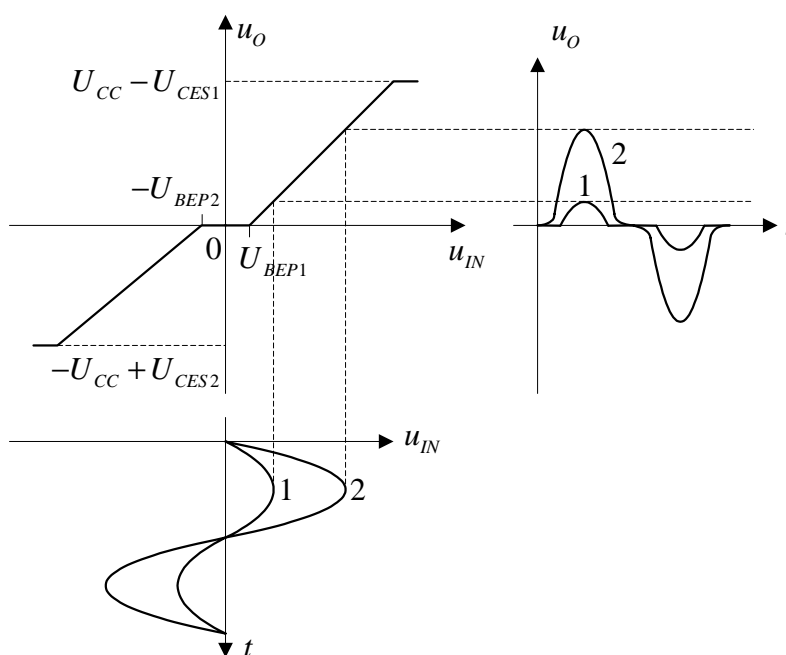
16.3.2. Charakterystyka przejściowa i zniekształcenia nieliniowe

Przedstawiony na rys.16.6b uproszczony schemat ideowy przeciwsobnego wzmacniacza nie zawiera układu wstępnej polaryzacji baz tranzystorów, a zatem dla małych napięć wejściowych

$$U_{BEP2} < u_{IN} < U_{BEP1} \quad (16.40)$$

obydwa tranzystory są zatkane, a napięcie $u_O = 0$ (U_{BEP} jest napięciem progowym przewodzenia tranzystora). Oznacza to, że bez wstępnej polaryzacji baz tranzystorów układ pracuje w płytkiej klasie C, dając nieliniową charakterystykę przejściową $u_O = f(u_{IN})$, jak na rys.16.9. Wynikiem nieliniowości charakterystyki przejściowej są zniekształcenia nieliniowe sygnału wyjściowego, nazywane zniekształceniami skośnymi (rys.16.9). Wpływ zniekształceń skośnych jest szczególnie odczuwalny przy małych napięciach wejściowych (napięcie wyjściowe 1 na rys.16.9).

Eliminacja zniekształceń skośnych nie jest możliwa przy pomocy ujemnego sprzężenia zwrotnego, bowiem ich źródłem jest nieprzewodzenie tranzystorów końcowego stopnia (związane z napięciem progowym przewodzenia U_{BEP}), zatem w czasie ich powstawania pętla sprzężenia zwrotnego jest otwarta.

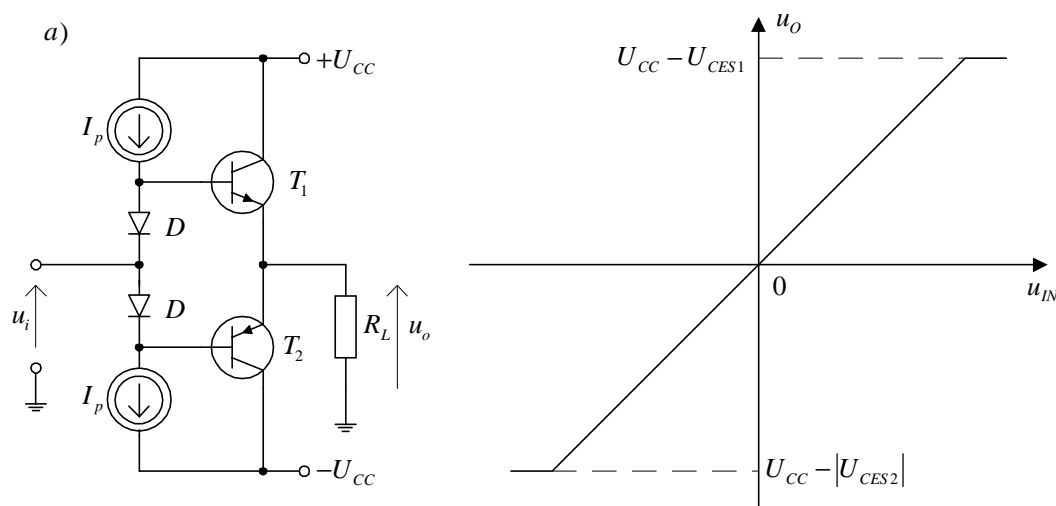


Rys.16.9. Charakterystyka przejściowa układu z rys.16.6 b i ilustracja zniekształceń nieliniowych

Usunięcie lub znaczne zmniejszenie zniekształceń skrośnych jest możliwe przez zastosowanie wstępnej polaryzacji obwodu baz tranzystorów ustalającej właściwe spoczynkowe prądy baz i kolektorów.

Na rys.16.10a przedstawiono ideę diodowego układu wstępnej polaryzacji i stabilizacji ustalonych punktów pracy tranzystorów T_1 i T_2 , a na rys.16.10b - charakterystykę przejściową otrzymanego układu wzmacniacza klasy AB.

Optymalna wartość prądu spoczynkowego kolektora, zapewniająca minimalne zniekształcenia skrośne, może być określona jedynie drogą eksperymentalną, jednak dla celów praktycznych można przyjąć, że jest ona rzędu kilku procent wartości prądu $I_{C_{max}}$, a więc wpływa tylko nieznacznie na sprawność układu.



Rys.16.10. Wzmacniacz klasy AB:

- a) układ wstępnej polaryzacji i stabilizacji punktów pracy tranzystorów,
- b) charakterystyka przejściowa wzmacniacza

16.4. ROZWIĄZANIA UKŁADOWE WZMACNIACZY KLASY AB

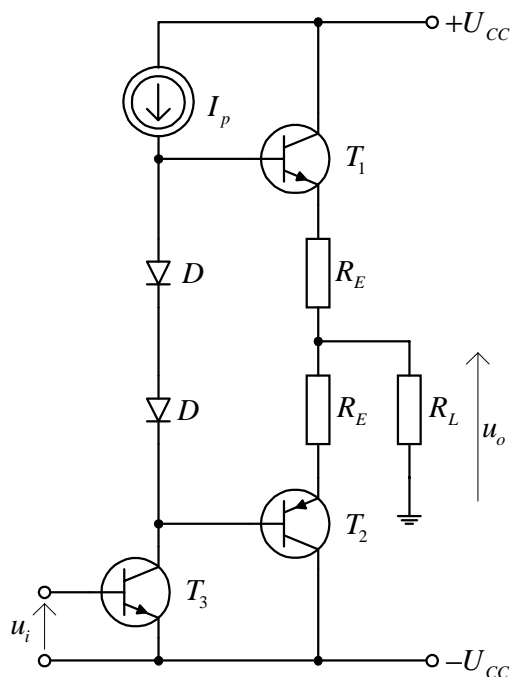
Podstawowy układ wstępnej polaryzacji i stabilizacji punktu pracy przedstawiono na rys.16.10a. Diody D wprowadzone do obwodów baz tranzystorów powinny pracować w tych samych warunkach termicznych co tranzystory. Wtedy cieplne zmiany napięcia przewodzenia U_D będą odtwarzać zmiany napięcia U_{BE} stanowiące

główne źródło niestabilności punktu pracy i w układzie nastąpi częściowa lub całkowita kompensacja temperaturowych zmian prądu kolektora. W układach scalonych jest możliwe osiągnięcie prawie 100 % sprzężenia termicznego pomiędzy tranzystorami a diodami.

W układach dyskretnych, gdzie takie sprzężenie będzie słabsze, prąd spoczynkowy stabilizuje się dodatkowo stosując USZ dla każdego z tranzystorów (rys.16.11).

W celu zwiększenia wzmocnienia napięciowego i prądowego można zastąpić jedno za źródeł prądowych w schemacie ideowym na rys.16.10a wzmacniaczem w konfiguracji OE, jak to pokazano na rys.16.11. Rolę tego wzmacniacza pełni tranzystor T_3 , którego emiter jest dołączony do ujemnego bieguna baterii $-U_{CC}$. Oznacza to, że sterowanie tranzystorem T_3 , musi być dokonane za pośrednictwem układu przesuwającego poziom napięcia.

We wzmacniaczach większych mocy, celem zmniejszenia wymaganego prądu wejściowego stopnia mocy, w każdym z wymienionych układów zamiast pojedynczego tranzystora mogą być użyte połączenia Darlingtona, dzięki czemu uzyskuje się znaczne zwiększenie wzmocnienia prądowego.

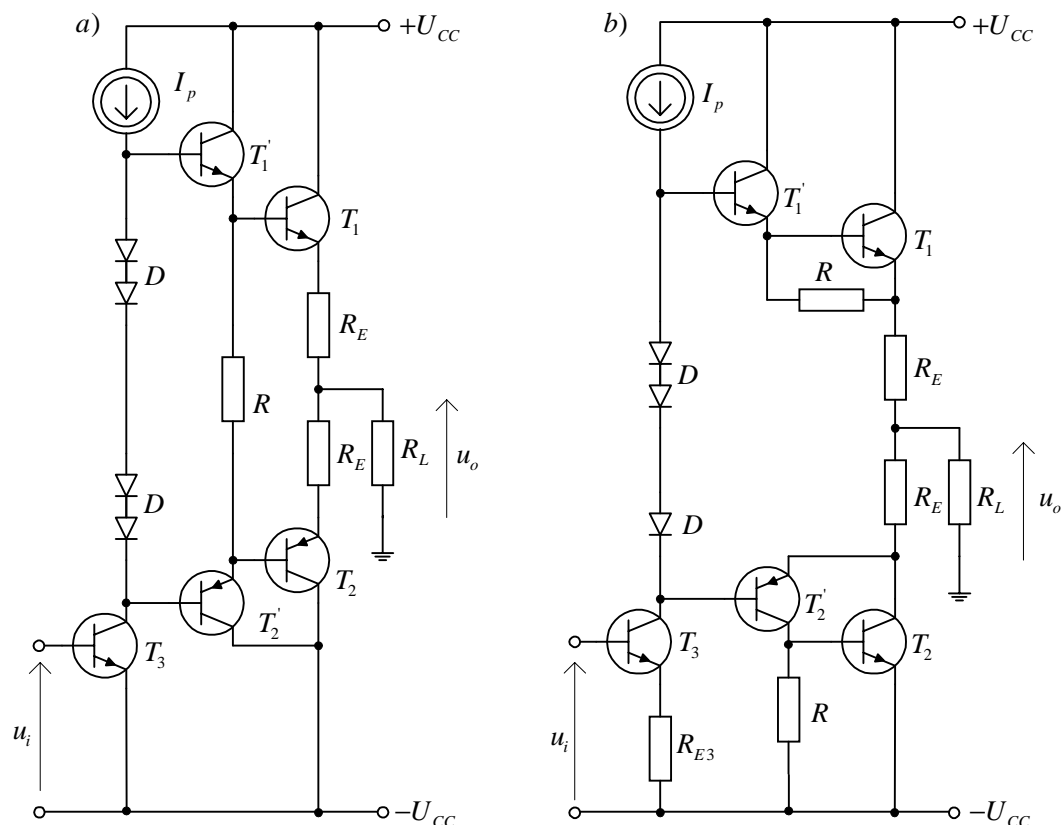


Rys.16.11. Przeciwny wzmacniacz w klasie AB. Zastąpienie jednego ze źródeł prądowych I_p wzmacniaczem w konfiguracji OE

Na rys.16.12 przedstawiono schematy ideowe stopni końcowych wzmacniaczy klasy AB, w których w miejsce pojedynczego tranzystora zastosowano układy Darlingtona zwykłe (rys.16.12a) lub przeciwstawne (rys.16.12b).

Przeciwstawne połączenie Darlingtona w układzie na rys.16.12b pozwala na wyeliminowanie tranzystora mocy typu p-n-p. Ma to

szczególnie ważne znaczenie w technice układów scalonych. W układach Darlingtona wprowadza się dodatkową rezystancję R odprowadzającą część prądu pierwszego stopnia, co umożliwia niezależny dobór wartości prądów obu tranzystorów. Przeciwstawne układy Darlingtona posiadają na wejściu tylko jedno złącze baza - emiter i dlatego w układach tych stosuje się jedną diodę polaryzującą.



Rys. 16.12. Wzmacniacze mocy klasy AB z układami Darlingtona: a) przeciwstawny, b) quasi-przeciwstawny

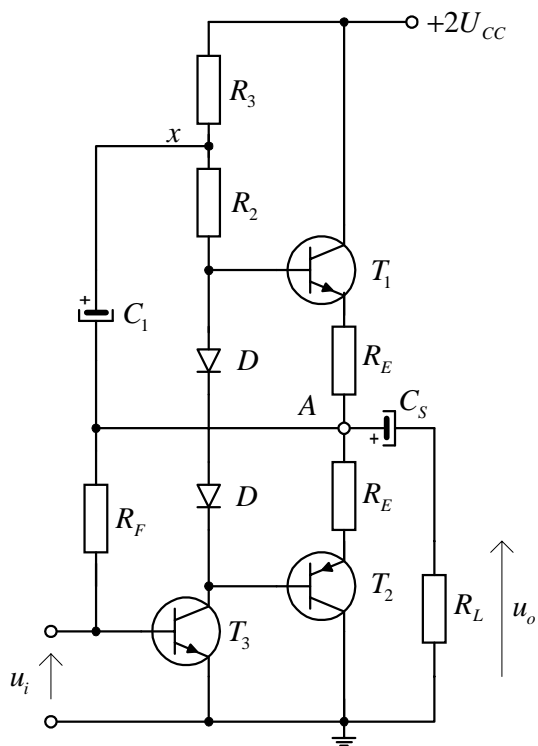
Na rys.16.13 przedstawiono schemat ideowy przeciwsobnego wzmacniacza klasy AB, w którym zastosowano pojemnościowe sprzężenie z obciążeniem, co pozwoliło na zastąpienie dwóch baterii zasilania ($\pm U_{CC}$) jedną o podwójnym napięciu ($2U_{CC}$).

W układzie tym również zostało wyeliminowane źródło prądowe zasilania diod D , które zastąpiono układem typu „bootstrap” zwielokrotniającym efektywną rezystancję widzianą między bazą tranzystora T_1 a szyną napięcia zasilającego $+2U_{CC}$.

Gdy wzrośnie potencjał kolektora T_3 o ΔU , to również o wartość ΔU wzrośnie potencjał punktu x , a zatem napięcie na rezystorze R_2 pozostaje stałe (tym samym prąd $I_{R2} = const$).

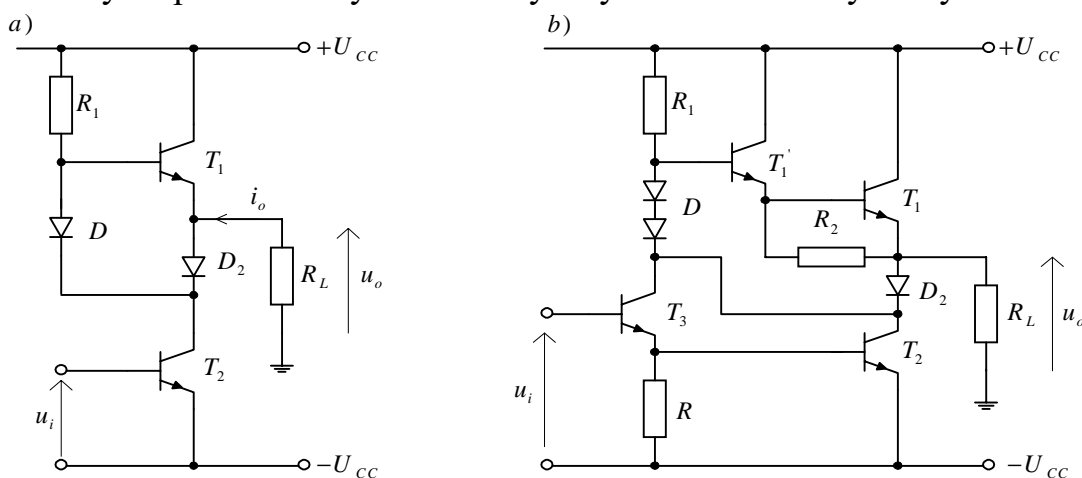
Wstępna polaryzacja bazy tranzystora T_3 za pomocą rezystancji

R_F działa stabilizująco na napięcie spoczynkowe punktu A na poziomie U_{CC} , bowiem rezystancja ta wnosi USZ napięciowe równoległe.



Rys.16.13. Przeciwsobny wzmacniacz klasy AB ze sprzężeniem pojemnościowym

Dotychczas omawiane układy wzmacniaczy klasy AB zawierały tranzystory różnego typu - były układami symetryczno-przeciwstawnymi. Na rys.16.14 przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza klasy AB z diodą kluczującą, w którym zastosowano wyłącznie tranzystory n-p-n. Układ ten jest wykorzystywany do budowy stopni końcowych monolitycznych wzmacniaczy mocy.



Rys.16.14. Przeciwsobny wzmacniacz klasy AB z diodą kluczującą:
a) schemat podstawowy, b) z układem Darlingtona

Zasadę działania układu wyjaśnimy na podstawie uproszczonego schematu z rys.16.14a. Dioda D zapewnia wstępną polaryzację i stabilizację punktu pracy tranzystora T_1 . Dioda D_2 pracuje jako element przełączający i zapewnia właściwą pracę tranzystorów T_1 i T_2 , nie dopuszczając do jednoczesnego ich przewodzenia. Gdy prąd obciążenia i_o ma kierunek zgodny z zastrzałkowanym na rys.16.14a, to płynie on przez diodę D_2 i przez tranzystor T_2 . Wtedy napięcie $U_{BE1} = U_D - U_{D2} \cong 0$ i tranzystor T_1 nie przewodzi. Gdy zaś prąd i_o ma kierunek przeciwny do zastrzałkowanego, to $U_{D2} = U_D - U_{BE1} \approx 0$, dioda D_2 nie przewodzi, zabezpieczając przed równoczesnym przewodzeniem T_1 i T_2 .

Ulepszoną wersję opisanego układu przedstawiono na rys.16.14b, gdzie w miejsce tranzystora T_1 zastosowano układ Darlingtona $T_1' - T_1$ oraz w miejsce tranzystora T_2 układ $T_3 - T_2$. W wielu zastosowaniach w stopniach końcowych mocy stosuje się różnorodne zabezpieczenia przeciwzwarciove, ograniczniki prądowe itp., wykorzystujące metodę próbkowania prądu (prądowe USZ).

16.5. WZMACNIACZE MOCY Z TRANZYSTORAMI MOSFET

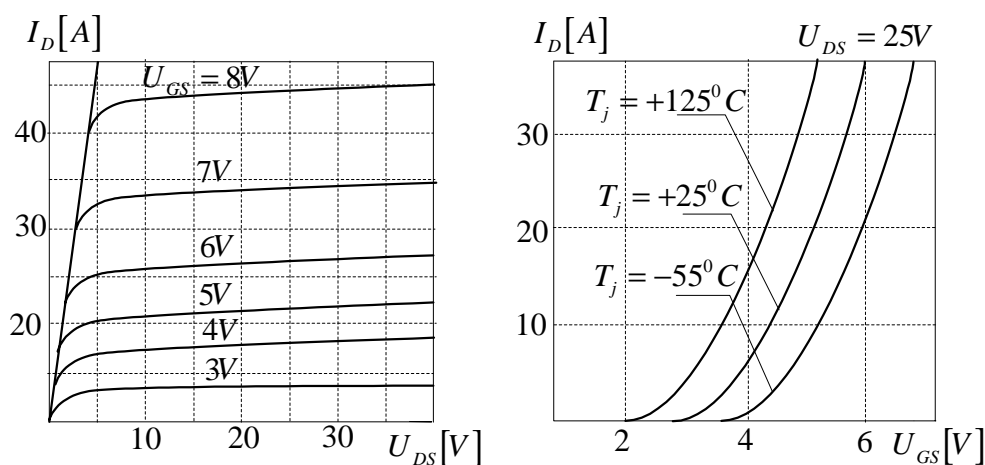
Tranzystory polowe mocy, nazywane popularnie tranzystorami VDMOS, wykazują wiele zalet w porównaniu z krzemowymi tranzystorami bipolarnymi. Do ich najważniejszych zalet możemy zaliczyć:

- brak zjawiska drugiego przebiccia,
- posiadają ujemny współczynnik termiczny konduktancji kanału, pozwalający na równoległe łączenie tranzystorów bez żadnych dodatkowych zabezpieczeń,
- posiadają dużą szybkość działania wynikającą z bardzo dużej częstotliwości granicznej oraz braku magazynowania nośników w kanale (tranzystory te nie wykazują zjawiska przeciągania prądu, charakterystycznego dla tranzystorów bipolarnych wychodzących ze stanu nasycenia),
- posiadają bardzo dużą impedancję wejściową Z_{in} , która pozwala na znaczne uproszczenie układów sterowania i redukcję mocy pobieranej przez te układy,
- wytwarzane są komplementarne tranzystorów z kanałami typu n i p, co pozwala na realizację najprostszych struktur układowych

wzmacniaczy,

- temperaturowa stabilność parametrów elektrycznych tranzystorów VDMOS jest lepsza niż tranzystorów bipolarnych,
- posiadają dobrą liniowość charakterystyk przejściowych w zakresie dużych prądów,
- wytwarzane są tranzystory o bardzo szerokich zakresach prądów i napięć (prąd drenu I_D do dziesiątek amperów, napięcie U_{DS} do setek woltów).

Przykładowe charakterystyki wyjściowa i przejściowa tranzystora VDMOS przedstawiono na rys.16.15.



Rys.16.15. Charakterystyki wyjściowa i przejściowe standardowego tranzystora VDMOS

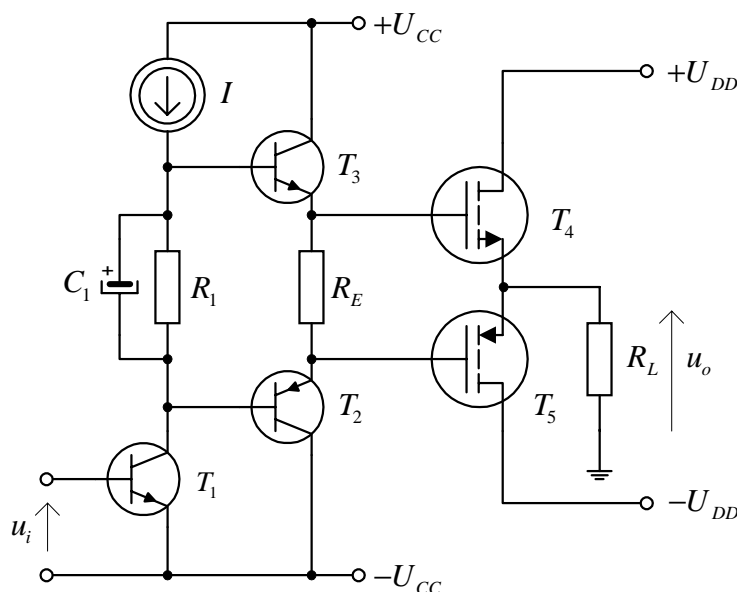
Zakresy prądowe i napięciowe tranzystorów VDMOS, liniowość ich charakterystyk oraz inne zalety wymienione uprzednio powodują, że tranzystory te są prawie idealnymi elementami do budowy wzmacniaczy mocy.

Układy z tranzystorami VDMOS nie wymagają stabilizacji spoczynkowych punktów pracy, ze względu na naturalne właściwości tych tranzystorów (ujemny współczynnik konduktancji kanału), nawet przy prądach spoczynkowych 5 do 10 razy większych niż w układach z tranzystorami bipolarnymi.

Od pewnej wartości prądu drenu charakterystyka przejściowa tranzystora jest liniowa, czyli transkonduktancja jest stała. Dzięki temu zniekształcenia nieliniowe wzmacniacza są małe, nawet przy słabym ujemnym sprzężeniu zwrotnym. Bardzo dobre właściwości częstotliwościowe tranzystorów VDMOS zapewniają szerokie pasmo przenoszenia wzmacniacza (ponad 400 kHz) i dużą szybkość narastania napięcia wyjściowego (ponad 100 V/ μ sec) w układzie z otwartą pętlą sprzężenia zwrotnego. Pozwoliło to na całkowite wyeliminowanie

dynamicznych zniekształceń intermodulacyjnych. Wzmacniacz z tranzystorami VDMOS pozwala na uzyskanie dużej mocy wyjściowej i bardzo małego poziomu zniekształceń nieliniowych, niemożliwych do uzyskania przy użyciu tranzystorów bipolarnych.

Na rys.16.16 przedstawiono schemat ideowy wzmacniacza mocy z komplementarnymi tranzystorami VDMOS, w którym stopień końcowy stanowi symetryczny wtórnik źródłowy (odpowiednik układu z rys.16.10).



Rys.16.16. Schemat ideowy wzmacniacza mocy w klasie AB z tranzystorami VDMOS (symetryczny wtórnik źródłowy)

Tranzystory VDMOS są sterowane z symetrycznego wtórnika emiterowego (T_2, T_3), przy czym składowa stała napięcia na rezystancji R_E przesunęła punkty pracy tranzystorów VDMOS powyżej napięć progowych (U_T) na ich charakterystykach przejściowych (klasa AB).

Z uwagi na to, że chwilowa wartość napięcia bramki musi być większa od napięcia wyjściowego o wartość $U_{GS} + U_T$, układ sterowania zasilany jest z wyższego napięcia niż stopień końcowy ($U_{CC} > U_{DD} + U_{GS} + U_T$). Dzięki temu jest możliwe pełne wykorzystanie napięcia zasilającego stopień końcowy.

17 SZUMY W UKŁADACH ELEKTRONICZNYCH

17.1. ŹRÓDŁA I RODZAJE SZUMÓW

17.1.1. Uwagi wstępne

Szumy są efektem przypadkowych fluktuacji elektrycznych, powstających wskutek ziarnistej struktury elementów bądź ładunków elektrycznych. Beładny ruch ładunków powoduje, że chwilowa wartość prądu lub napięcia fluktuuje przypadkowo wokół średniej wartości. Charakter i poziom tych fluktuacji zależy od rodzaju elementu, sposobu wykonania i warunków jego pracy. Wypadkowy szum układu elektronicznego jest wynikiem superpozycji poszczególnych rodzajów szumów, powstających w każdym elemencie tego układu. Największy poziom sygnału w układzie wyznaczają charakterystyki obwodu, jednakże najmniejszą rozróżnialną wartość sygnału determinuje poziom szumów. Skutki szumów ujawniają się w stopniu wyjściowym toru elektronicznego, natomiast źródła szumów tkwią w wejściowej, niskoszumnej części układu. Postęp w minimalizowaniu szumów elementów i układów elektronicznych jest niewielki w porównaniu z postępem technologii wytwarzania elementów i układów i jest ograniczony samą naturą szumów. Szum jest sygnałem całkowicie stochastycznym. Jest on utworzony ze składowych częstotliwościowych o przypadkowej amplitudzie i fazie. Możemy zmierzyć wartość skuteczną szumu, jednakże nie możemy przewidzieć jego wartości chwilowej. Możliwy jest opis szumu pojęciami teorii prawdopodobieństwa. Dla przebiegów stochastycznych określa się główne parametry:

– *wartość oczekiwaną (wartość średnią)*

$$E[i(t)] = \overline{i(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} i(t) p(i, t) dt \quad (17.1)$$

– *wariancję (kwadrat wartości skutecznej składowej zmiennej)*

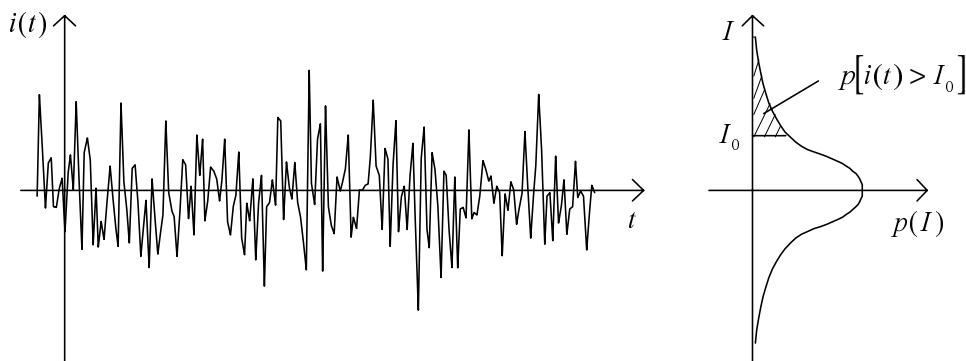
$$\sigma^2 = E \left[\overline{i(t) - \overline{i(t)}}^2 \right] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} [i(t) - \overline{i(t)}]^2 p(i, t) dt \quad (17.2)$$

W zależnościach (17.1 oraz 17.2) symbol „ $\overline{}$ ” oznacza uśrednienie w czasie, a $p(i, t)$ jest funkcją gęstości prawdopodobieństwa rozkładu amplitudy przebiegu.

Omówione w dalszej części rodzaje szumów (z wyjątkiem szumu wybuchowego) mają normalny (gaussowski) rozkład prawdopodobieństwa chwilowej amplitudy przebiegu szumowego.

$$p(i, t) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{i^2}{2\sigma^2}\right) \quad (17.3)$$

Rys.17.1 ilustruje pojęcie rozkładu prawdopodobieństwa amplitudy przebiegu szumowego



Rys.17. 1. Rozkład prawdopodobieństwa amplitudy przebiegu szumowego

Średnia wartość fluktuacji prądu szumów jest równa zero. Ze względu na mechanizm powstawania szumów najogólniej można podzielić szумы na: cieplne, śrutowe, strukturalne (nazywane również szumami migotania lub typu $1/f$), wybuchowe i lawinowe.

17.1.2. Szумы cieplne

Szum cieplny, nazywany również szumem Johnsona, powstaje wskutek przypadkowych drgań cieplnych nośników ładunku w przewodnikach.

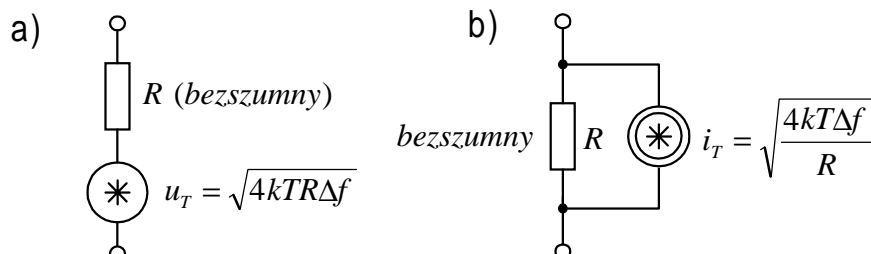
W temperaturze powyżej zera bezwzględnego elektrony znajdują się w ustawicznym bezwładnym ruchu, którego energia zależy od temperatury. Z każdym elektronem porusza się ładunek $e = 1,59 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, zatem pojawia się ogromna ilość elementarnych impulsów prądowych związanych z ruchem pojedynczych ładunków. Fluktuacje tego prądu powodują powstawanie na końcówkach przewodnika różnicy potencjałów o wartości średniokwadratowej siły elektromotorycznej $\overline{e_T^2}$ lub równoważnego źródła prądu $\overline{i_T^2}$, określonych zależnością Nyquista

$$\overline{u_T^2} = 4 k T R \Delta f \quad (17.4a)$$

$$\overline{i_T^2} = 4 k T \frac{1}{R} \Delta f \quad (17.4b)$$

W powyższych zależnościach k jest stałą Boltzmana.

Na rys.17.2 przedstawiono schemat zastępczy rezystora z uwzględnieniem zastępczego źródła szumowego: napięciowego lub prądowego.



Rys.17. 2. Schematy zastępcze rezystora uwzględniające źródła szumów cieplnych

Gęstość widmowa szumu cieplnego jest stała aż do częstotliwości 10^{13} [Hz]. Szum cieplny jest zatem „szumem białym”. Rezystancja R zawarta w równaniu (17.4) jest rzeczywistą częścią impedancji zespolonej elementu. W temperaturze pokojowej (300 K) gęstość widmowa szumów cieplnych rezystora 1 k Ω wynosi:

$u_T^2/\Delta f = 16 \cdot 10^{-18} [V^2/Hz]$ co oznacza, że napięcie szumów tego rezystora w paśmie 1 Hz ma wartość 4 nV / \sqrt{Hz} .

17.1.3. Szumy śrutowe

Szumy śrutowe, nazywane też szumami Schottky’ego, związane są zawsze z przepływem składowej stałej prądu przez barierę potencjału. Szumy te powstają w złączowych przyrządach półprzewodnikowych wskutek fluktuacji dyfuzji (głównie nośników mniejszościowych) czyli nieregularnego przechodzenia nośników przez bariery potencjału, a ściślej przez obszary ładunku przestrzennego na styku obszarów p - n półprzewodnika. Podobny efekt wywołuje przejście nośników przez strefy graniczne metal - półprzewodnik (bariery Schottky’ego) lub metal - izolator.

Prąd płynący przez złącze zawiera dwie składowe, z których jedna wywołana jest przez nośniki mniejszościowe generowane cieplnie w warstwie zaporowej, natomiast druga składowa (odgrywająca główną rolę przy polaryzacji w kierunku przewodzenia) reprezentuje dyfuzję nośników większościowych przez barierę potencjału na złączu, obniżoną na skutek doprowadzenia do złącza zewnętrznego napięcia

polaryzującego.

Obie składowe prądu wywołują pełny szum śrutowy i choć kierunki ich przepływu są różne, to jednak średniokwadratowe wartości szumów przez nie wytworzonych dodają się.

Można wykazać, że jeżeli prąd $i(t)$ złożony jest z serii przypadkowych, niezależnych impulsów o średniej wartości I_Q , to średniokwadratowa wartość szumów śrutowych wynosi

$$\overline{i_s^2} = 2 q I_Q \Delta f [A^2] \quad (17.5)$$

gdzie:

q - ładunek elektronu ($1.6 \cdot 10^{-19}$ C),

I_Q - składowa stała prądu [A],

Δf - szerokość pasma [Hz].

Z równania (17.5) wynika, że średniokwadratowa wartość prądu szumów śrutowych jest wprost proporcjonalna do szerokości pasma Δf częstotliwości pomiaru.

Wynika stąd, że gęstość widmowa mocy generatora prądowego szumów $\frac{\overline{i_s^2}}{\Delta f} = 2 q I_Q$ jest stała w funkcji częstotliwości, czyli szum tego typu jest szumem białym. Stała gęstość widmowa występuje w przedziale częstotliwości znacznie mniejszych od $1/\tau$, czyli od częstotliwości wynikającej z czasu przelotu nośników (τ) przez warstwę zubożoną złącza, stanowiącą jedyne miejsce oddziaływania pola zewnętrznego na nośniki aktywne.

17.1.4. Szumy strukturalne (szumy $1/f$ lub szumy migotania)

Terminem tym określa się składową szumów dominującą w zakresie małych częstotliwości o gęstości widmowej mocy proporcjonalnej do $1/f^b$ (zwykle $b \approx 1$, stąd ich nazwa). Szum ten występuje zarówno w przyrządach półprzewodnikowych, jak też i w elementach biernych. Powstawanie szumu $1/f$ można przypisać w decydującym stopniu efektom powierzchniowym, a głównie procesom pułapkowania swobodnych nośników związanych z powolnymi stanami powierzchniowymi. Pewien wkład w szumy $1/f$ dają centra generacyjno - rekombinacyjne znajdujące się w obszarze zubożonym półprzewodnika. W elementach elektronicznych szum $1/f$ może występować jedynie w warunkach ich polaryzacji.

Średniokwadratową wartość prądu szumów $1/f$ w paśmie Δf określa zależność

$$\overline{i_f^2} = K_1 \frac{I_Q^a}{f^b} \Delta f \quad (17.6)$$

gdzie:

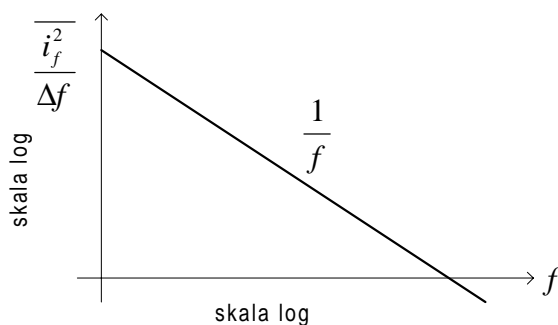
I_Q - składowa stała prądu,

K_1 - stała dla danego przyrządu półprzewodnikowego (może być różna nawet dla tranzystorów tego samego typu),

a - stała w przedziale 0,5 do 2,

b - stała równa prawie jedności.

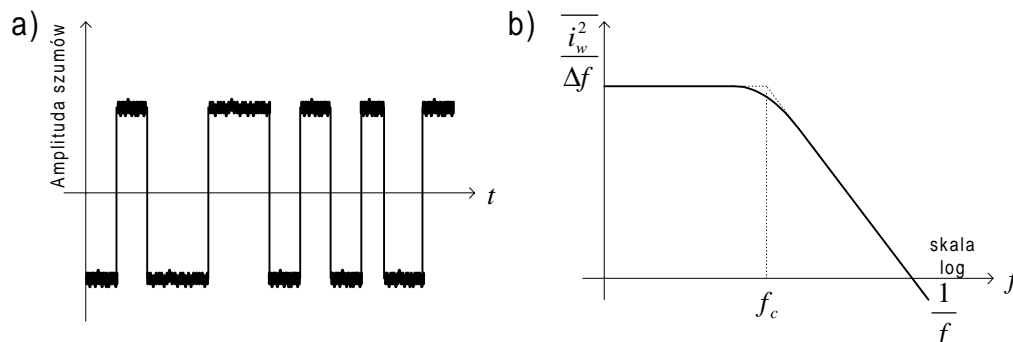
Gęstość widmową szumów $1/f$ przedstawiono na rys.17.3. Chociaż gęstość widmowa mocy szumów $1/f$ jest największa przy małych częstotliwościach, to jednak w przyrządach wykazujących duży poziom tych szumów, mogą one być dominującym składnikiem szumów w paśmie od małych częstotliwości aż do zakresu MHz.



Rys.17.3. Gęstość widmowa szumów $1/f$

17.1.5. Szumy wybuchowe

Ten typ niskoczęstotliwościowych szumów ma szczególne znaczenie w układach scalonych (głównie we wzmacniaczach operacyjnych), ale występuje również w układach dyskretnych.



Rys.17.4. a) Typowy oscylogram szumów wybuchowych, b) gęstość widmowa szumów wybuchowych

Mechanizm ich powstawania nie jest w pełni wyjaśniony, ale wiąże się on z obecnością zanieczyszczeń w postaci jonów ciężkich metali.

Nazwa „szum wybuchowy” wywodzi się stąd, że obserwowany na oscyloskopie przebieg szumowy ma kształt niestacjonarnych fluktuacji typu impulsowego, pojawiających się co pewien czas.

Częstotliwość impulsów szumu wybuchowego mieści się w paśmie częstotliwości akustycznych, a jego gęstość widmowa może być opisana zależnością

$$\overline{i_w^2} = K_2 \frac{I_Q^c}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \Delta f \quad (17.7)$$

gdzie:

K_2 - stała charakterystyczna dla danego przyrządu,

I_Q - składowa stała prądu polaryzacji,

c - stała w granicach 0,5 do 2,

f_c - częstotliwość charakterystyczna, zależna od mechanizmu powstawania szumów.

17.1.6. Szumy lawinowe

Powstawanie szumów lawinowych wiąże się z przechodzeniem nośników przez złącza p-n spolaryzowane zaporowo. W tym przypadku zaporowe napięcie polaryzacji musi być jednak na tyle duże, aby pole elektryczne w warstwie zaporowej zapewniało nośnikom przy zderzeniu energię, wystarczającą dla lawinowego uwolnienia pary elektron - dziura. Każde zderzenie wytwarza impuls prądowy q / τ , przy czym τ jest średnim czasem pomiędzy zderzeniami. Szum zjawiska lawinowego może być opisany za pomocą modelu Hinesa, przy pomocy którego określa się gęstość widmową takiego szumu

$$\overline{i_z^2} = \frac{2 q I}{(2 \pi f \tau)^2} \quad (17.8)$$

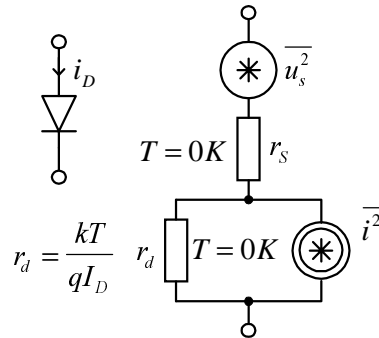
I oznacza średnią wartość prądu złącza spolaryzowanego zaporowo.

Przyjmuje się, że rozkład wartości chwilowych przebiegów szumu lawinowego jest normalny.

17.2. SZUMOWE MODELE PRZYRZĄDÓW PÓŁPRZEWODNIKOWYCH

17.2.1. Dioda półprzewodnikowa

Szumowy schemat zastępczy diody półprzewodnikowej jest pokazany na rys.17.5



Rys.17.5. Szumowy schemat zastępczy diody półprzewodnikowej

Przy polaryzacji w kierunku przewodzenia małosygnałowy schemat zastępczy diody zawiera rezystancję różniczkową r_d i rezystancję szeregową r_s . Ponieważ r_s jest rezystancją fizyczną, dlatego należy dołączyć do niej źródło napięciowe szumów termicznych. Równolegle do r_d należy dołączyć źródło prądowe reprezentujące szumy śrutowe i szumy $1/f$.

$$\overline{u_s^2} = 4 k T r_s \Delta f \quad (17.9)$$

$$\overline{i^2} = 2 q I_D \Delta f + K \frac{I_D^a}{f} \Delta f \quad (17.10)$$

Rezystancje r_s i r_d w schemacie zastępczym są bezszumne.

17.2.2. Tranzystor bipolarny

Szumowy model tranzystora bipolarnego w jego aktywnym obszarze pracy tworzy się w ten sposób, że do schematu zastępczego hybryd π dołączamy symboliczne źródła szumów reprezentujące odpowiednie procesy fizyczne generujące szumy (rys.17.6).

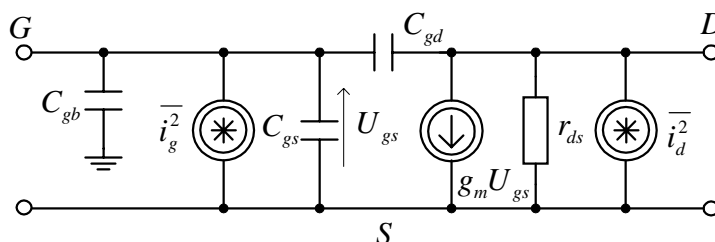
Szumy cieplne w tranzystorach są wytwarzane przez fizyczne rezystancje rozproszone obszarów emitera, bazy i kolektora. Praktycznie uwzględnia się jedynie szumy cieplne obszaru bazy r_{bb} ,

$$\overline{u_b^2} = 4 k T r_{bb} \Delta f \quad (17.11)$$

17.2.3. Tranzystor unipolarny JFET

W działaniu tranzystorów unipolarnych bierze udział tylko jeden rodzaj nośników, stąd mniejsza rola zjawisk związanych z rekombinacją, a zatem mniejsza rola szumów śrutowych. Z tego powodu dominują szумы cieplne oraz szумы $1/f$.

Szumowy schemat zastępczy tranzystora JFET jest pokazany na rys.17.8.



Rys.17. 8. Szumowy model tranzystora JFET

Z prądem upływności bramki związany jest szum śrutowy

$$\overline{i_g^2} = 2 q I_G \Delta f \quad (17.14)$$

Szum ten ma praktyczne znaczenie tylko w przypadku, gdy rezystancja źródła sterującego jest duża.

Generator $\overline{i_d^2}$ reprezentuje szумы termiczne przewodzącego kanału oraz szумы $1/f$, które powstają głównie w wyniku pewnych zjawisk powierzchniowych oraz wskutek fluktuacji ładunku w centrach generacyjno - rekombinacyjnych warstwy zubożonej.

$$\overline{i_d^2} = \underbrace{4 k T \left(\frac{2}{3} g_m \right) \Delta f}_{\text{szum termiczny}} + \underbrace{K_1 \frac{I_D^2}{f} \Delta f}_{\text{szum } 1/f} \quad (17.15)$$

szum termiczny szum $1/f$

17.2.4. Tranzystor unipolarny MOSFET

Szumowy schemat zastępczy tranzystora MOSFET może być taki sam jak tranzystora JFET, przy ilościowych modyfikacjach generatorów szumowych. Szумы cieplne w tranzystorach MOSFET są również związane z konduktancją przewodzącego kanału. Szумы $1/f$ są zdeterminowane głównie przez zjawiska powierzchniowe, które stanowią równocześnie podstawę działania tych przyrządów. Tranzystory MOS mają lepsze właściwości szumowe w zakresie w. cz.

niż tranzystory JFET, chociaż mają znacznie wyższy poziom szumów w zakresie małych częstotliwości. Gęstość widmowa szumów cieplnych przewodzącego kanału tranzystora MOSFET może być określona zależnością:

$$S_{IT} = \begin{cases} \frac{4 k T}{R_{FET}} & \text{obszar liniowy} \\ 4 k T \left(\frac{2}{3} g_m \right) & \text{obszar nasycenia} \end{cases} \quad (17.16)$$

gdzie:

R_{FET} - jest ekwiwalentną rezystancją przewodzącego tranzystora w obszarze liniowym,

g_m - małosygnałowa transkonduktancja tranzystora w obszarze nasycenia.

Dla temperatury 300K: $\frac{8 k T}{3} = 1,1 \cdot 10^{-20} \text{ V} \cdot \text{A} \cdot \text{sec}$

Gęstość widmowa szumów strukturalnych (1/f) zarówno dla obszaru liniowego jak i nasycenia, wynosi

$$S_{If} = \frac{2 K_f K' I_D}{C_{ox} L^2 f} \quad (17.17)$$

przy czym:

K_f - współczynnik szumów migotania, typowo $K_f = 3 \cdot 10^{-24} \text{ V}^2 \text{ F}$,

I_D - prąd drenu w spoczynkowym punkcie pracy tranzystora,

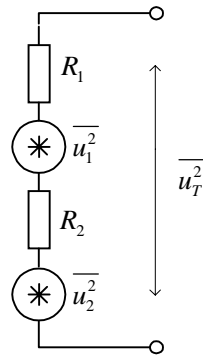
C_{ox} - pojemność bramka - kanał na jednostkę powierzchni,

K' - parametr transkonduktancji,

L, W - długość i szerokość kanału.

17.3. SUMOWANIE ŹRÓDEŁ SZUMOWYCH

Zastępcze źródła szumów zawierają wielką liczbę składowych sinusoidalnych o różnych częstotliwościach oraz przypadkowej amplitudzie i fazie. Gdy połączymy szeregowo dwa niezależne źródła szumów (rys.17.9), to moc wyjściowa jest sumą nieskorelowanych mocy wyjściowych od poszczególnych składowych, co pozwala na wyrażenie wypadkowej wartości średniokwadratowej napięcia szumów jako sumy średnich kwadratów napięć kolejnych składowych. Powyższe stwierdzenie jest ważne również dla prądowych źródeł szumów połączonych równolegle.



Rys.17.9. Sumowanie niezależnych źródeł szumowych

Rozważmy przykładowo termiczne napięcie szumów rezystorów R_1 i R_2 połączonych szeregowo, jak na rys.17.9

$$\overline{u_1^2} = 4 k T R_1 \Delta f \quad (17.18)$$

$$\overline{u_2^2} = 4 k T R_2 \Delta f \quad (17.19)$$

Średniokwadratowa wartość napięcia szumów o chwilowej wartości zastępczej

$$u_T(t) = u_1(t) + u_2(t) \quad (17.20)$$

wynosi

$$\overline{u_T(t)^2} = \overline{[u_1(t) + u_2(t)]^2} = \overline{u_1(t)^2} + \overline{u_2(t)^2} + \underbrace{2\overline{u_1(t)u_2(t)}}_0$$

Ponieważ szумы pochodzą z różnych rezystorów, są one zatem nieskorelowane i średnia wartość $\overline{u_1(t)u_2(t)}$ musi być równa zero.

Zatem

$$\overline{u_T^2} = \overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} \quad (17.21)$$

Podstawiając (17.18) i (17.19) do (17.21), otrzymujemy

$$\overline{u_T^2} = 4 k T (R_1 + R_2) \Delta f \quad (17.22)$$

W przypadku, gdy część szumów w obu źródłach pochodzi od procesów fizycznych związanych ze sobą, to wypadkowa średniokwadratowa wartość napięcia szumów częściowo skorelowanych wynosi

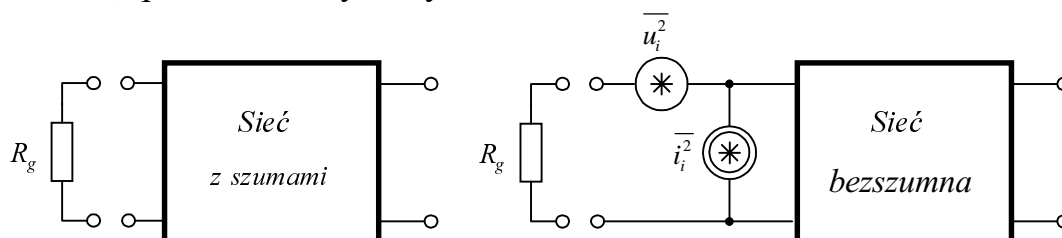
$$\overline{u_T^2} = \overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + 2 C_r \overline{u_1 u_2} \quad (17.23)$$

gdzie C_r oznacza współczynnik korelacji i może przybierać wartość z przedziału $[-1; +1]$.

17.4. CAŁKOWITY SZUM ZASTĘPCZY ODNIESIONY DO WEJŚCIA WZMACNIACZA

17.4.1. Zastępcze źródła szumów odniesione do wejścia wzmacniacza

Dla dowolnego czwórnika istnieje uniwersalny schemat zastępczy szumów, przedstawiony na rys. 17.10.



Rys.17. 10. Zastępcze źródła szumów odniesione do wejścia czwórnika

Można wykazać konieczność użycia dwóch źródeł zastępczych na wejściu wzmacniacza - prądowego i napięciowego, które reprezentują sobą wszystkie możliwe wkłady szumowe pochodzące od elementów czwórnika, analizując zachowanie się układu dla granicznych wartości rezystancji R_g . Gdy $R_g = 0$, źródło i_i^2 na rys.17.10 jest zwarte i dla reprezentacji szumów na wyjściu układu należy zastosować źródło napięciowe u_i^2 .

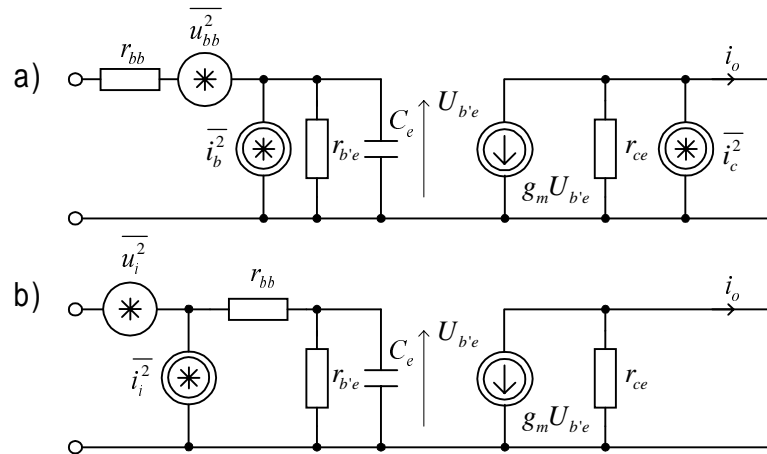
Podobnie, gdy $R_g = \infty$, źródło napięciowe u_i^2 nie wytwarza szumów na wyjściu układu i dla ich reprezentacji na wejściu należy zastosować prądowe źródło szumów i_i^2 .

17.4.2. Zastępcze źródła szumów tranzystora bipolarnego

Zastępcze źródła szumów na wejściu tranzystora bipolarnego możemy wyznaczyć na podstawie jego szumowego schematu zastępczego, przedstawionego na rys.17.11a. Szумы obwodu wyjściowego są analizowane przy zwartym obciążeniu i pominięciu pojemności C_{jc} .

Układ zastępczy z rys.17.11b reprezentuje szумы tranzystora w postaci równoważnych generatorów szumów na wejściu, dając te same szумы na wyjściu przy dowolnej impedancji źródła sterującego. Zwierając wejścia obu układów zastępczych (rys.17.11) wyznaczymy

wartość zastępczego źródła napięciowego szumów $\overline{u_i^2}$.



Rys.17.11. a) Szumowy schemat zastępczy tranzystora bipolarnego, b) układ równoważny z zastępczymi źródłami szumowymi na zaciskach wejściowych

Przyjmujemy, że poszczególne źródła szumów są ze sobą nieskorelowane oraz pomijamy ich znaki, ponieważ są to sygnały stochastyczne. Zakładając $r_{bb} \ll r_{b'e}$ otrzymujemy

$$g_m u_{bb} + i_c = g_m u_i \quad (17.24)$$

stąd

$$u_i = u_{bb} + \frac{i_c}{g_m} \quad (17.25)$$

oraz

$$\overline{u_i^2} = \overline{u_{bb}^2} + \frac{\overline{i_c^2}}{g_m^2} \quad (17.26)$$

Podstawiając zależności (17.11) i (17.12) do równania (17.26) otrzymujemy

$$\overline{u_i^2} = 4 k T r_{bb} \Delta f + \frac{2 q I_C \Delta f}{g_m^2} \quad (17.27)$$

Ponieważ $g_m = \frac{I_C}{\phi_T} = \frac{q I_C}{k T}$, to z równania (17.27), otrzymujemy

$$\frac{\overline{u_i^2}}{\Delta f} = 4 k T \left(r_{bb} + \frac{1}{2 g_m} \right) \quad (17.28)$$

Gęstość widmową zastępczego źródła prądowego szumów $i_i^2/\Delta f$ wyznacza się przy rozwarciu wejść obu układów zastępczych

(rys.17.11). Porównując ze sobą prądy wyjściowe, otrzymujemy

$$\beta(j\omega) i_i = i_c + \beta(j\omega) i_b \quad (17.29)$$

stąd

$$i_i = i_b + \frac{i_c}{\beta(j\omega)} \quad (17.30)$$

Zakładając, że źródła szumów i_b oraz i_c są nieskorelowane, otrzymujemy

$$\overline{i_i^2} = \overline{i_b^2} + \frac{\overline{i_c^2}}{|\beta(j\omega)|^2} \quad (17.31)$$

gdzie

$$\beta(j\omega) = \frac{\beta_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\beta}} \quad (17.32)$$

Podstawiając zależności (17.12) i (17.13) do równania (17.31) otrzymujemy

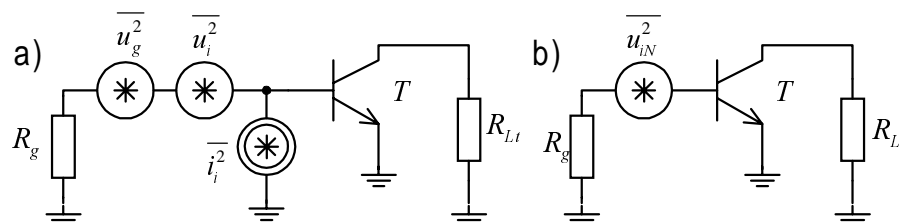
$$\frac{\overline{i_i^2}}{\Delta f} = 2q \left[I_B + K_1' \frac{I_B^a}{f} + \frac{I_C}{|\beta(j\omega)|^2} \right] \quad (17.33)$$

gdzie:

$$K_1' = \frac{K_1}{2q} \quad (17.34)$$

Dla uproszczenia pominięto szumy wybuchowe.

Uwzględniając na wejściu rezystancję źródła sterującego i związane z nią szumy termiczne, liczbę zastępczych źródeł szumowych na wejściu wzmacniacza zredukowano do trzech, dzięki zastosowaniu źródeł $\overline{i_i^2}$ oraz $\overline{u_i^2}$ (rys.17.12a), przy czym tranzystor T może być uważany za bezszumny.



Rys.17.12. a) Zastępcze źródła szumowe odniesione do wejścia wzmacniacza, b) całkowite, zastępcze źródło szumowe na wejściu wzmacniacza

Jak pokazano na rys.17.12b, zastępcze źródło szumów na wejściu $\overline{u_{iN}^2}$ reprezentuje sumaryczny wpływ wszystkich trzech źródeł szumów w miejscu, w którym umieszczone jest źródło sygnału. Dzięki temu określenie stosunku S/N (sygnał / szum) jest bardzo ułatwione.

Zakładając, że składowe źródła szumów są nieskorelowane otrzymujemy

$$u_{iN} = u_g + u_i + i_i R_g \quad (17.35)$$

$$\overline{u_{iN}^2} = \overline{u_g^2} + \overline{u_i^2} + \overline{i_i^2} R_g^2 \quad (17.36)$$

Wykorzystując równania (17.28), (17.33) oraz (17.36) otrzymujemy

$$\frac{\overline{u_{iN}^2}}{\Delta f} = 4 k T R_g + 4 k T \left(r_{bb} + \frac{1}{2 g_m} \right) + R_g^2 2 q \left[I_B + \frac{I_C}{|\beta(j\omega)|^2} \right] \quad (17.37)$$

Równanie (17.37) jest słuszne przy małych wartościach r_{bb} .

17.4.3. Zastępcze źródła szumów tranzystorów polowych

Zastępcze źródła szumów na wejściu tranzystora polowego wyznaczmy w podobny sposób, jak to uczyniono dla tranzystora bipolarnego. Na rys.17.13a przedstawiono szumowy schemat zastępczy tranzystora JFET, a na rysunku 17.13b jego równoważny układ z zastępczymi źródłami szumowymi na zaciskach wejściowych.

Analiza zostanie przeprowadzona przy zwartym wyjściu i pominięciu pojemności C_{gd} . Przy zwartym wejściu obu układów, porównując prądy i_o , otrzymujemy

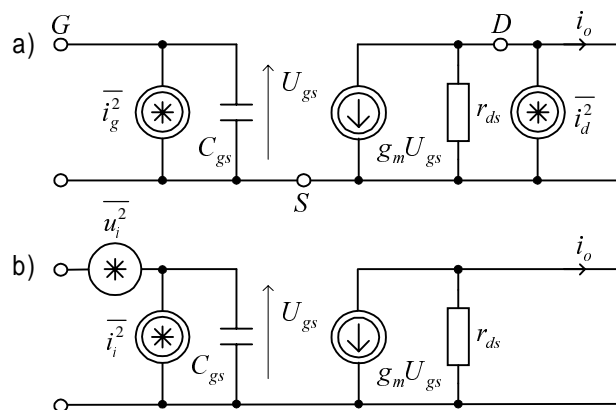
$$i_d = g_m u_i \quad (17.38)$$

Stąd

$$\overline{u_i^2} = \frac{\overline{i_d^2}}{g_m^2} \quad (17.39)$$

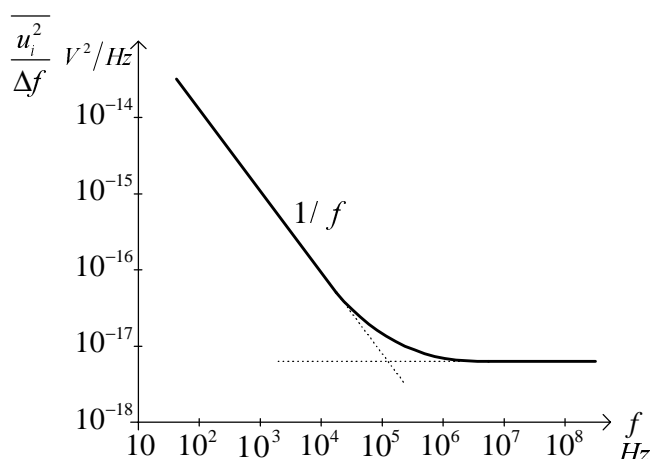
Podstawiając (17.15) do (17.39) otrzymujemy

$$\frac{\overline{u_i^2}}{\Delta f} = 4 k T \frac{2}{3} \frac{1}{g_m} + K_1 \frac{I_D^2}{g_m^2 f} \quad (17.40)$$



Rys.17.13. a) Szumowy schemat zastępczy tranzystora JFET, b) układ równoważny z zastępczymi źródłami szumowymi na wejściu

Na rys.17.14 przedstawiono zależność gęstości widmowej napięcia szumów zastępczego źródła wejściowego $\overline{u_i^2}/\Delta f$ w funkcji częstotliwości.



Rys.17. 14. Gęstość widmowa napięcia szumów zastępczego źródła wejściowego $\overline{u_i^2}/\Delta f$ dla tranzystora JFET

W przeciwieństwie do tranzystora bipolarnego, zastępczy generator napięciowy szumów tranzystora JFET, odniesiony do wejścia układu, zawiera składową szumu migotania ($1/f$) rozciągającą się w nietypowy sposób, aż do zakresu częstotliwości rzędu MHz.

Szumy migotania mają szczególne znaczenie w tranzystorach MOSFET, które wiążą się z energetycznymi stanami powierzchniowymi na granicy Si - SiO₂. W tranzystorach MOS, dla częstotliwości mniejszych od 1 do 10 kHz, szumy migotania są większe od szumów termicznych, najczęściej niezależnie od prądów polaryzujących i geometrii tranzystorów.

W większości przypadków amplituda zastępczego źródła napięciowego szumów tranzystora MOS jest odwrotnie proporcjonalna

do jego aktywnej powierzchni bramki. Gdy powierzchnia bramki jest duża, większość defektów powierzchniowych i związanych z nimi energetycznych stanów powierzchniowych znajduje się pod bramką, powodując ogólne zmniejszenie szumów.

Gęstość widmowa zastępczego źródła szumów, odniesionego do wejścia tranzystora MOS, może być opisana zależnością

$$\frac{\overline{u_i^2}}{\Delta f} = 4 k T \left(\frac{2}{3} \frac{1}{g_m} \right) + \frac{K_f}{WL C_{ox} f} \quad (17.41)$$

Gęstość widmową zastępczego źródła prądowego szumów wyznaczamy przy rozwarciu wejść obu układów zastępczych (rys.7.13). Porównując skuteczne wartości wyjściowych prądów szumów i_o obu układów otrzymujemy

$$i_i \frac{g_m}{j\omega C_{gs}} = i_g \frac{g_m}{j\omega C_{gs}} + i_d \quad (17.42)$$

Stąd

$$i_i = i_g + \frac{j\omega C_{gs}}{g_m} i_d \quad (17.43)$$

Ponieważ i_g oraz i_d są niezależne, to z równania (17.43) otrzymujemy

$$\overline{i_i^2} = \overline{i_g^2} + \frac{\omega^2 C_{gs}^2}{g_m^2} \overline{i_d^2} \quad (17.44)$$

Podstawiając zależności (17.14) i (17.15) do (17.44), otrzymujemy

$$\frac{\overline{i_i^2}}{\Delta f} = 2 q I_G + \frac{\omega^2 C_{gs}^2}{g_m^2} \left[4 k T \left(\frac{2}{3} g_m \right) + K_1 \frac{I_D^2}{f} \right] \quad (17.45)$$

W równaniu (17.45) wielkość

$$K_i = \frac{g_m}{\omega C_{gs}} \quad (17.46)$$

oznacza wzmocnienie prądowe. Stąd szumy generowane na wyjściu przenoszone są na wejście ze współczynnikiem $1/K_i^2$.

W zakresie małych częstotliwości zastępcze źródło prądowe szumów jest determinowane przez prąd upływności bramki I_G , który jest bardzo mały ($I_G < 10^{-12}$ A). W tranzystorach polowych MOSFET składowa szumów determinowana przez prąd upływności bramki ($2q I_G$) jest

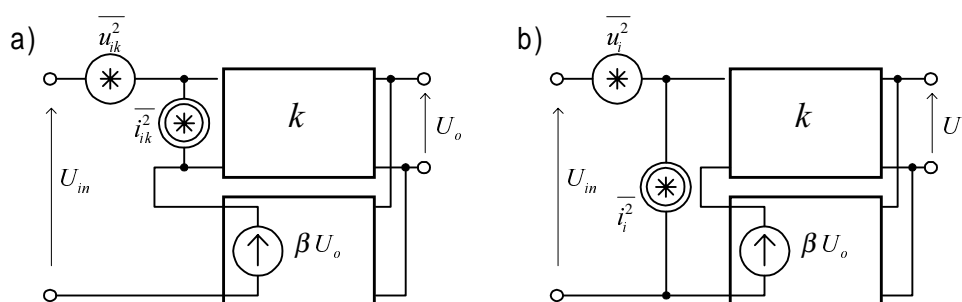
pomijalnie mała. W przypadku źródła sterującego o dużej impedancji, gdy w ogólnym bilansie całkowitego zastępczego szumu wejściowego dominującą rolę odgrywa źródło prądowe, tranzystory JFET zapewniają mniejszy poziom szumów na wyjściu niż tranzystory bipolarne. Proporcje te mogą być czasami odwrócone na korzyść tranzystorów bipolarnych w przypadku źródła sterującego o małej impedancji, gdy w bilansie zastępczego szumu wejściowego dominującą rolę odgrywa źródło napięciowe. Dzieje się tak dlatego, że dla danego prądu polaryzacji tranzystory bipolarne mają większą wartość transkonduktancji g_m .

17.5. WPŁYW SPRĘŻENIA ZWROTNEGO NA PARAMETRY SZUMOWE WZMACNIACZA

Stosowanie dwóch zastępczych źródeł szumowych na zaciskach wejściowych tranzystora, przy umownym uczynieniu reszty schematu bezszumnej, jest szczególnie przydatne przy rozważaniu wpływu sprzężenia zwrotnego na właściwości szumowe wzmacniacza.

Na rys.17.15a przedstawiono schemat blokowy wzmacniacza ze sprzężeniem zwrotnym napięciowym - szeregowym, w którym zastosowano unilateralny, idealny czwórnik sprzężenia zwrotnego.

Zastępcze generatory szumów $\overline{u_{ik}^2}$ oraz $\overline{i_{ik}^2}$ reprezentują szumy czwórnika wzmacniającego k , zaś $\overline{u_i^2}$ oraz $\overline{i_i^2}$ (rys.17.15b) są zastępczymi generatorami szumów wzmacniacza ze sprzężeniem zwrotnym. Wartość $\overline{u_i^2}$ możemy wyznaczyć zwierając wejścia obu układów na rys.17.15.



Rys.17.15. a) Schemat blokowy wzmacniacza z idealnym sprzężeniem zwrotnym napięciowym-szeregowym (z uwzględnieniem szumów), b) układ z zastępczymi źródłami szumów

Ponieważ rezystancja wyjściowa czwórnika sprzężenia zwrotnego jest równa zero, więc

$$\overline{u_i^2} = \overline{u_{ik}^2} \quad (17.47)$$

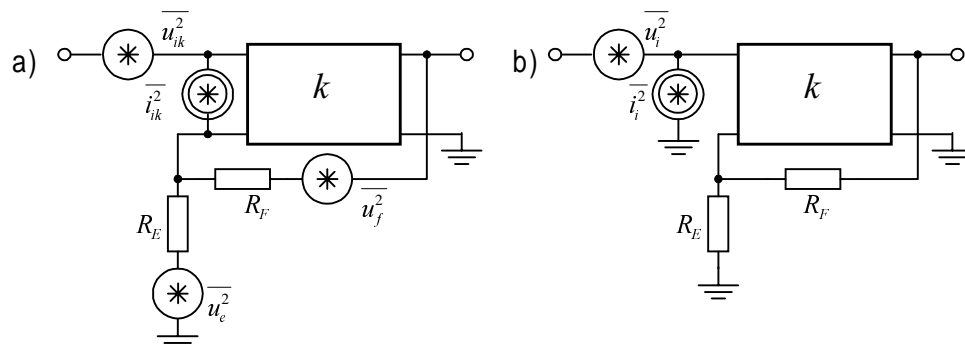
Wartość $\overline{i_i^2}$ wyznaczamy przy rozwartych wejściach obu układów. Przy rozwartym wejściu układu (rys.17.15b) sygnał zwrotny nie oddziałuje na wejście wzmacniacza, zatem dla równości szumów na wyjściu otrzymujemy

$$\overline{i_i^2} = \overline{i_{ik}^2} \quad (17.48)$$

Z równości (17.47) i (17.48) wynika, że na wejściu obu układów bez sprzężenia zwrotnego, jak również ze sprzężeniem zwrotnym, stosunek sygnału do szumu (S/N) pozostaje bez zmiany. W układzie ze sprzężeniem zwrotnym wystąpi zmniejszenie wzmocnienia zarówno dla sygnału użytecznego jak i dla szumu, zatem stosunek sygnału do szumu na wyjściu wzmacniacza pozostanie taki sam jak w układzie bez sprzężenia zwrotnego.

Na rys.17.16a podano praktyczny sposób realizacji ujemnego sprzężenia zwrotnego napięciowego-szeregowego. Sygnał zwrotny otrzymywany jest z dzielnika rezystancyjnego R_E, R_F , przy czym dla celów analizy właściwości szumowych układu, w szereg z każdą rezystancją włączono źródło napięciowe reprezentujące jego szumy termiczne.

$$\begin{aligned} \overline{u_e^2} &= 4 k T R_E \Delta f \\ \overline{u_f^2} &= 4 k T R_F \Delta f \end{aligned} \quad (17.49)$$



Rys.17. 16. a) wzmacniacza z ujemnym sprzężeniem zwrotnym napięciowym-szeregowym (uwzględniający źródła szumów), b) układ z zastępczymi źródłami szumów

Zastępcze generatory szumów $\overline{u_{ik}^2}$, $\overline{i_{ik}^2}$ reprezentują szumy wzmacniacza bez sprzężenia zwrotnego.

W układzie pokazanym na rys.17.16b zastępcze źródła szumów $\overline{u_i^2}$ oraz $\overline{i_i^2}$ reprezentują całkowity zastępczy szum wejściowy

wzmacniacza z ujemnym sprzężeniem zwrotnym. Do wyznaczenia $\overline{u_i^2}$ zwieramy wejścia obu układów z rys.17.16 i porównujemy szumy wyjściowe. Załóżmy przy tym, że rezystancja wyjściowa wzmacniacza $R_o \ll R_F$.

$$u_i = u_{ik} + i_{ik} R + \frac{R_F}{R_F + R_E} u_e + \frac{R_E}{R_F + R_E} u_f \quad (17.50)$$

przy czym $R = R_F \parallel R_E$

Zakładając, że poszczególne składowe szumów są niezależne oraz wykorzystując zależność (17.50), otrzymujemy

$$\overline{u_i^2} = \overline{u_{ik}^2} + \overline{i_{ik}^2} R^2 + 4 k T R \Delta f \quad (17.51)$$

Analizując stan rozwarcia obwodów wejściowych obu układów z rys.17.16, otrzymujemy

$$\overline{i_i^2} = \overline{i_{ik}^2} \quad (17.52)$$

Z równania (17.51) wynika, że zwiększa się średniokwadratowa wartość napięcia szumów zastępczego źródła napięciowego, zatem zwiększy się stosunek sygnału do szumu (S/N) na wejściu układu ze sprzężeniem zwrotnym. W takim samym stopniu wzrośnie ten stosunek na wyjściu układu. Podobne rozważania możemy przeprowadzić dla wzmacniacza z ujemnym sprzężeniem zwrotnym innego typu.

Ogólnie można stwierdzić, że we wzmacniaczu z ujemnym sprzężeniem zwrotnym stosunek sygnału do szumu (S/N) na wejściu układu jest większy niż w układzie bez sprzężenia zwrotnego, wskutek pewnej dodatkowej porcji szumu cieplnego generowanego w elementach sprzężenia zwrotnego.

17.6. PARAMETRY SZUMOWE UKŁADÓW ELEKTRONICZNYCH

Najczęściej stosowanym parametrem opisującym właściwości szumowe elementu aktywnego lub układu elektronicznego jest *współczynnik szumów* F (ang. *noise factor*). Jest on definiowany jako stosunek całkowitej mocy szumów na wyjściu układu w paśmie Δf do mocy szumów na wyjściu pochodzących z szumów termicznych rezystancji źródła sygnału.

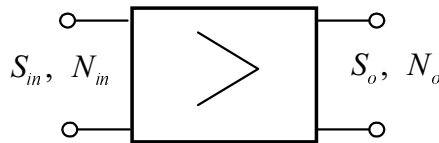
$$F = \frac{P_{oN}}{k T \Delta f k_{ps}} \geq 1 \quad (17.53)$$

gdzie k_{ps} jest skutecznym wzmocnieniem mocy.

Po podzieleniu licznika i mianownika wyrażenia (17.53) przez moc dysponowaną sygnału $P_{s\,dysp} = E_g^2 / 4 R_g$, otrzymujemy

$$F = \frac{\frac{P_{s\,dysp}}{k T \Delta f}}{\frac{k_{ps} P_{s\,dysp}}{P_{oN}}} = \frac{\frac{S_{in}}{N_{in}}}{\frac{S_o}{N_o}} \quad (17.54)$$

W powyższej zależności S_{in}/N_{in} oraz S_o/N_o są stosunkiem sygnału do szumów odpowiednio na wejściu i na wyjściu czwórnika (rys.17.17).



Rys.17.17. Moc sygnału i szumu na wejściu i wyjściu czwórnika

Współczynnik szumów jest większy od jednośc i jest miarą pogorszenia się stosunku sygnału do szumu spowodowanego przez szumy wzmacniacza.

W czwórniku przedstawionym na rys.17.17 wejściowa moc szumów N_{in} pochodzi od rezystancji źródła sterującego, zaś wyjściowa moc szumów N_o reprezentuje wszystkie źródła szumów czwórnika, wraz z mocą szumów rezystancji źródła sterującego, przeniesioną na wyjście układu.

Współczynnik szumów może być także wyrażony za pomocą wielkości $\overline{u_i^2}$ oraz $\overline{i_i^2}$, tj. średniokwadratowych wartości napięcia i prądu zastępczych źródeł szumowych na wejściu czwórnika. Gdy wszystkie źródła szumów są przeniesione do obwodu wejściowego, to współczynnik szumów może być określony jako stosunek całkowitego średniokwadratowego zastępczego szumu na wejściu do średniokwadratowej wartości szumów termicznych źródła sygnału.

Wykorzystując zależności (17.36) i (17.54) otrzymujemy

$$F = \frac{\overline{u_{iN}^2}}{\overline{u_{gT}^2}} = \frac{\overline{u_{gT}^2} + \overline{u_i^2} + \overline{i_i^2} R_g^2}{\overline{u_{gT}^2}} = 1 + \frac{\overline{u_i^2}}{4 k T R_g \Delta f} + \frac{\overline{i_i^2}}{4 k T \frac{1}{R_g} \Delta f} \quad (17.55)$$

gdzie $\overline{u_{gT}^2}$ - średniokwadratowa wartość napięcia szumów termicznych rezystancji R_g źródła sterującego.

Minimalna wartość współczynnika szumów F występuje dla optymalnej rezystancji generatora $R_{g\,opt}$. Obliczając pochodną dF/dR_g

z równania (17.55), otrzymujemy

$$R_{g\ opt}^2 = \frac{\overline{u_i^2}}{\overline{i_i^2}} \quad (17.56)$$

Podstawiając $R_{g\ opt}$ do równania (17.55) oraz przyjmując $\Delta f = 1\text{Hz}$, otrzymujemy minimalną wartość współczynnika szumów F_{min}

$$F_{min} = 1 + \frac{\sqrt{\overline{u_i^2} \overline{i_i^2}}}{2 k T} \quad (17.57)$$

Najmniejszy współczynnik szumów występuje dla impedancji źródła, która jest zwykle różna od impedancji wejściowej (sprężonej), a więc przy niedopasowaniu energetycznym na wejściu układu. Z tego względu projektowanie małosygnałowego wzmacniacza wymaga pewnego kompromisu pomiędzy jego właściwościami szumowymi a wzmacniającymi.

Przy analizie wzmacniaczy o małym poziomie szumów definiuje się zastępczą rezystancję szumów i zastępczą temperaturę szumów.

Zastępcza rezystancja szumów R_n jest to taka wartość rezystancji, dla której szum cieplny jest równy co do wielkości zastępczemu wejściowemu szumowi wzmacniacza. Porównując szum cieplny z szumami wzmacniacza (rys.17.10) otrzymujemy

$$4 k T R_n \Delta f = \overline{u_{iN}^2} = \overline{u_i^2} + \overline{i_i^2} R_g^2 \quad (17.58)$$

Stąd

$$R_n = \frac{\overline{u_i^2} + \overline{i_i^2} R_g^2}{4 k T \Delta f} \quad (17.59)$$

Zastępcza rezystancja szumów nie jest związana ani z rezystancją wejściową wzmacniacza, ani też z rezystancją źródła sygnału.

Zastępczą temperaturę szumów T_n nazywamy taką wartość temperatury rezystancji źródła, przy której rezystancja ta generowałaby szum cieplny o wartości równej zastępczemu wejściowemu szumowi wzmacniacza.

Porównując oba szumy (por. wzór 17.58), otrzymujemy

$$4 k T_n R_n \Delta f = \overline{u_{iN}^2} = \overline{u_i^2} + \overline{i_i^2} R_g^2 \quad (17.60)$$

Stąd zastępcza temperatura szumów

$$T_n = \frac{\overline{u_i^2} + \overline{i_i^2} R_g^2}{4 k R_g \Delta f} \quad (17.61)$$

Jeżeli szумы wzmacniacza zostaną określone w temperaturze T (zwykle 290K), to

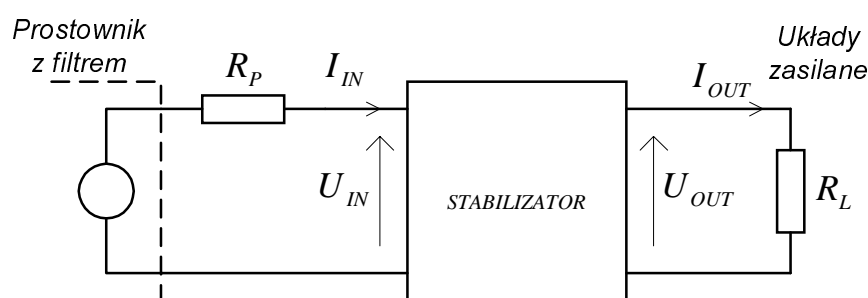
$$\frac{T_n}{T} = (F - 1) \quad (17.62)$$

18 STABILIZATORY O PRACY CIĄGŁEJ

18.1 DEFINICJE, PARAMETRY I KLASYFIKACJA STABILIZATORÓW.

Stabilizatorem o pracy ciągłej nazywać będziemy układ analogowy dostarczający napięcie albo prąd o stałej (w pewnych granicach) wartości, niezależnie od zmian napięcia wejściowego, wielkości obciążenia i temperatury otoczenia. Stabilizatory, czerpiąc energię z układów prostowniczych bądź też baterii, zapewniają odpowiednie warunki zasilania urządzeń i układów elektronicznych. Generalnie, działaniu stabilizatorów podlegają wartości średnie napięć czy prądów, ale nie muszą się do nich ograniczać i mogą reagować na składowe zmienne (np. o częstotliwości tętnień), spełniając funkcje filtrów.

Na rys.18.1 przedstawiono stabilizator jako czwórnik w warunkach roboczych, włączony pomiędzy prostownik z filtrem a zasilane układy, reprezentowane przez rezystancję R_L .



Rys.18.1. Stabilizator w warunkach roboczych

Stosownie do tego, czy stabilizacji podlega wartość średnia napięcia czy też prądu rozróżniamy odpowiednio stabilizatory napięcia i prądu. Traktując stabilizator jak czwórnik, stosowna wielkość wyjściowa U_{OUT} albo I_{OUT} jest uzależniona przede wszystkim od napięcia wejściowego U_{IN} , obciążenia modyfikującego I_{OUT} lub U_{OUT} , temperatury T oraz czasu t . Napięcie wyjściowe w stabilizatorze napięciowym może być opisane zależnością

$$U_{OUT} = f(U_{IN}, I_{OUT}, T, t) \quad (18.1)$$

Podobnie możemy opisać prąd wyjściowy w stabilizatorze prądowym

$$I_{OUT} = \varphi(U_{IN}, U_{OUT}, T, t) \quad (18.2)$$

Parametry charakterystyczne stabilizatorów są pochodnymi cząstkowymi powyższych funkcji, a ich wartości wyznaczone w danym punkcie pracy są odpowiednio miarą jakości pracy tych układów.

W ten sposób otrzymujemy:

$$\text{współczynnik niestałości napięcia} \quad \frac{1}{S_u} = \frac{\partial U_{OUT}}{\partial U_{IN}} \quad (18.3a)$$

$$\text{współczynnik niestałości prądu} \quad \frac{1}{S_i} = \frac{\partial I_{OUT}}{\partial I_{IN}} \quad (18.3b)$$

(odpowiednio S_u i S_i są *współczynnikami stabilizacji napięcia i prądu*)

$$\text{różniczkowa rezystancja wyjściowa} \quad r_{out} = \frac{\partial U_{OUT}}{\partial I_{OUT}} \quad (18.4a)$$

$$\text{różniczkowa konduktancja wyjściowa} \quad g_{out} = \frac{\partial I_{OUT}}{\partial U_{OUT}} \quad (18.4b)$$

$$\text{temperaturowy współczynnik stabilizacji napięcia} \quad \gamma_u = \frac{\partial U_{OUT}}{\partial T} \quad (18.5a)$$

$$\text{temperaturowy współczynnik stabilizacji prądu} \quad \gamma_i = \frac{\partial I_{OUT}}{\partial T} \quad (18.5b)$$

$$\text{czasowy współczynnik stabilizacji napięcia} \quad v_u = \frac{\partial U_{OUT}}{\partial t} \quad (18.6a)$$

$$\text{czasowy współczynnik stabilizacji prądu} \quad v_i = \frac{\partial I_{OUT}}{\partial t} \quad (18.6b)$$

Do innych parametrów stabilizatora należą:

– znamionowe (nominalne) napięcie wyjściowe	U_{OUTN}	
– znamionowy (nominalny) prąd wyjściowy	I_{OUTN}	
– maksymalna i minimalna różnica napięć	$U_{IN} - U_{OUT}$	
– prąd zwarcia	I_{OUTZW}	
– maksymalny prąd wyjściowy	I_{OUTmax}	
– zakres temperatury pracy	$\Delta T = T_{min} - T_{max}$	
– sprawność energetyczna	$\eta = \frac{P_{OUT}}{P_{OUT} - P_S} = \frac{U_{OUT} I_{OUT}}{U_{IN} I_{IN}}$	(18.7)

gdzie P_S jest mocą strat.

Klasyfikując układy stabilizatorów pod względem zasady

działania można je podzielić na:

- parametryczne,
- kompensacyjne.

W stabilizatorach parametrycznych wykorzystuje się nieliniowe charakterystyki prądowo-napięciowe elementów elektronicznych, albo dwójników, wykazujących w pewnych zakresach zbliżone do zera wartości różniczkowych rezystancji albo konduktancji.

Stabilizatory kompensacyjne są układami automatycznej regulacji, w których wykorzystuje się właściwości ujemnego sprzężenia zwrotnego.

Ze względu na sposób umieszczenia układu realizującego stabilizację w obydwu wymienionych grupach stabilizatorów wyróżnia się stabilizatory:

- szeregowe,
- równoległe.

18.2 STABILIZATORY PARAMETRYCZNE

18.2.1 Parametryczny stabilizator napięcia z diodą stabilizacyjną (Zenera)

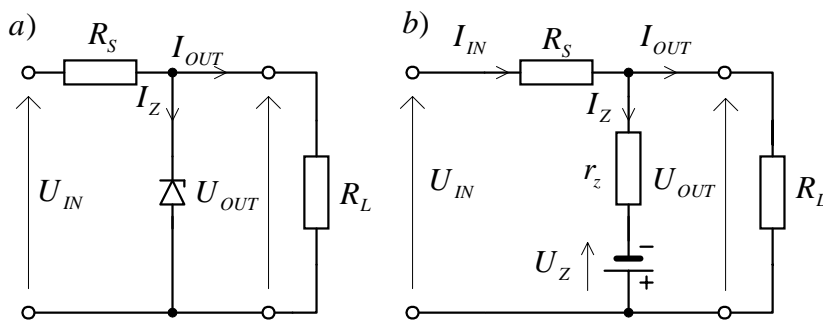
Podstawowy układ parametrycznego stabilizatora napięcia z diodą stabilizacyjną, potocznie zwaną diodą Zenera, przedstawiono na rys.18.2.

Prawidłowa praca takiego stabilizatora w krytyczny sposób zależy od wartości rezystora R_S . Spadek napięcia na tym rezystorze powinien pochłaniać całą zmianę napięcia wejściowego. Oznaczając nominalne napięcie wejściowe jako U_{IN} i jego zmianę przez $\pm \Delta U_{IN}$, zgodnie z oznaczeniami na rys.18.2 oraz 18.3, otrzymujemy

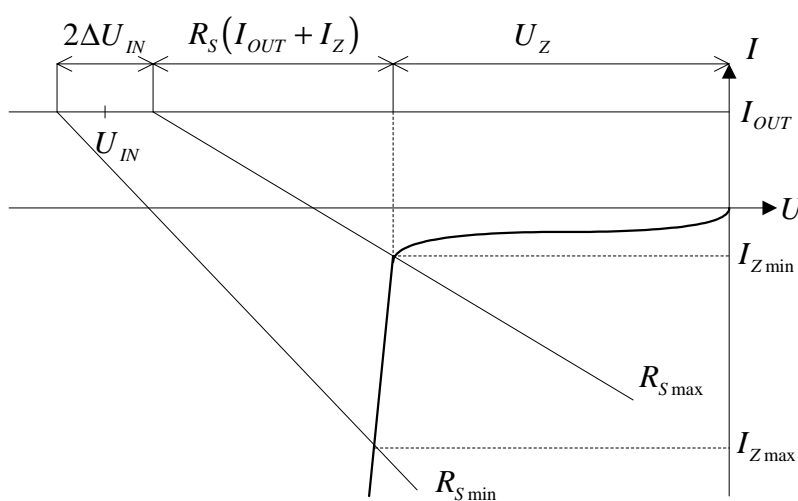
$$R_{S\max} = \frac{U_{IN} - \Delta U_{IN} - U_Z}{I_{Z\min} + I_{OUT}} > R_S > R_{S\min} = \frac{U_{IN} + \Delta U_{IN} - U_Z}{I_{Z\max} + I_{OUT}} \quad (18.8)$$

Zgodnie z oznaczeniami na rys.18.2 możemy napisać

$$U_{IN} = \left(\frac{U_{OUT} - U_Z}{r_z} + I_{OUT} \right) R_S + U_{OUT} \quad (18.9)$$



Rys.18.2. Podstawowy układ parametrycznego stabilizatora napięcia z diodą Zenera (a) oraz jego wielkosygnałowy model (b)



Rys.18.3. Robocze charakterystyki parametrycznego stabilizatora napięcia z diodą Zenera

Wykorzystując zależność (18.9) oraz definicję (18.3) otrzymuje się współczynnik stabilizacji napięcia jako

$$S_u = 1 + \frac{R_S}{r_z} \approx \frac{R_S}{r_z} \quad (18.10)$$

W przypadku kiedy mamy do czynienia ze zmiennym obciążeniem stabilizatora, wprowadzając do równania (18.9) zależność $U_{OUT} = R_L I_{OUT}$, wyrażenie (18.10) przyjmuje postać

$$S_u = 1 + \frac{R_S}{r_z} + \frac{R_S}{R_L} \quad (18.11)$$

Podobnie możemy obliczyć różniczkową rezystancję wyjściową jako

$$r_{out} = r_z \parallel R_S \approx r_z \quad (18.12)$$

Dobór diody o możliwie małej rezystancji różniczkowej poprawia jakość stabilizatora.

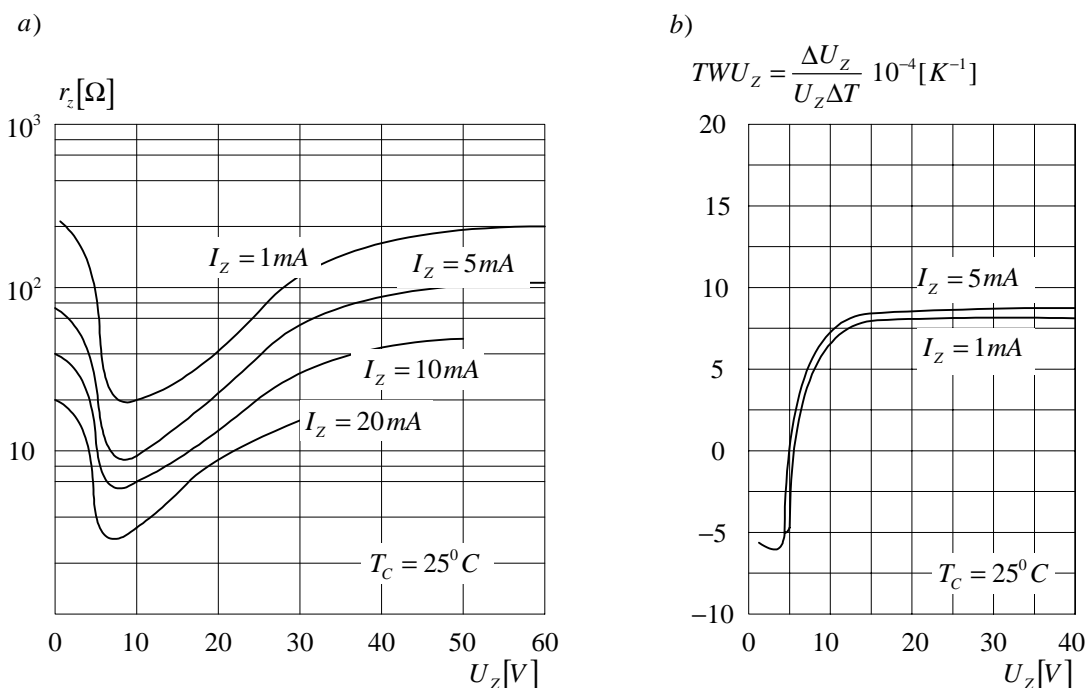
Termiczny współczynnik stabilizacji napięcia wyraża się następującą

zależnością

$$\gamma_u = \frac{R_s}{r_z + R_s} \frac{\partial U_Z}{\partial T} \approx \frac{\partial U_Z}{\partial T} \quad (18.13)$$

Jak wyjaśniono w rozdz.3.5, wartość dynamicznej rezystancji diody Zenera r_z zależy od prądu I_Z i ta zależność jest inna przy diodach o różnych wartościach U_Z . Ponadto w zależności (18.13) należy uwzględnić wpływ temperatury otoczenia na wartość napięcia Zenera, który określa się temperaturowym współczynnikiem TWU_Z [%/K] (równ.3.35), również zależnym od napięcia Zenera.

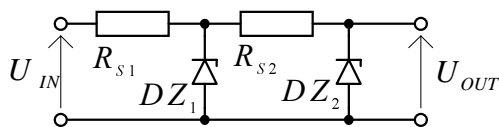
Typowe wykresy wartości r_z i TWU_Z są zamieszczone na rys.18.4.



Rys.18.4. Dioda Zenera - zależności: a) rezystancji dynamicznej r_z oraz b) współczynnika temperaturowego napięcia TWU_Z od prądu I_Z i od nominalnego napięcia U_Z

Możliwie najmniejsze wpływy zmian temperatury można otrzymać dla diod o zakresie $U_Z = 5 - 6$ V (kompensacja wpływów zmian temperatury zjawisk powielania lawinowego i Zenera).

Moc rezystora R_s powinna być tak dobrana, aby rozprzyszczyć ciepło wydzielane w wypadku zwarcia obciążenia omawianego stabilizatora. Rozwinięciem idei układu podstawowego jest stabilizator z kaskadowym połączeniem diod Zenera, przedstawiony na rys.18.5.

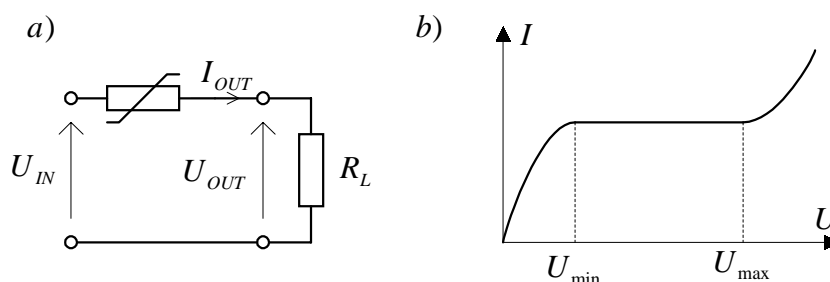


Rys.18.5. Układ stabilizatora parametrycznego z kaskadowym połączeniem diod

Wadą tego układu jest konieczność stosowania względnie wysokiego napięcia wejściowego oraz brak kompensacji termicznej.

18.2.2 Parametryczny stabilizator prądu

Najprostszym parametrycznym stabilizatorem prądu jest układ z termistorem o dodatnim współczynniku zmian temperaturowych, przedstawiony na rys.18.6.

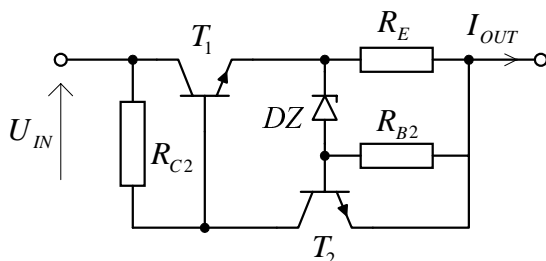


Rys.18.6. a) Schemat układu parametrycznego stabilizatora prądu z termistorem, b) Prądowo-napięciowa charakterystyka termistora.

Warunkiem poprawnej pracy takiego układu jest utrzymywanie zmian napięcia wejściowego w zakresie $U_{IN\min} - U_{IN\max}$, a co jeszcze ważniejsze, ich częstotliwość musi być mniejsza od odwrotności termicznej stałej czasowej termistora.

Ograniczeń tego typu nie ma układ z dwójnikowym obwodem regulującym prąd, przedstawiony na rys.18.5.

Układ powinien być tak zaprojektowany, aby przy małych wartościach prądu wyjściowego I_{OUT} tranzystor T_2 był zatkany. W miarę wzrostu tego prądu, rośnie spadek napięcia na rezystorze R_E i tranzystor T_2 zaczyna przewodzić, zmniejszając prąd bazy tranzystora T_1 , a tym samym prąd emitera $I_{E2} \approx I_{OUT}$.



Rys.18.7. Parametryczny stabilizator prądu z dwójnikowym obwodem regulującym

Układ ten jest wykorzystywany także w roli ogranicznika nadprądowego w kompensacyjnych stabilizatorach napięcia.

18.2.3 Podsumowanie właściwości stabilizatorów parametrycznych

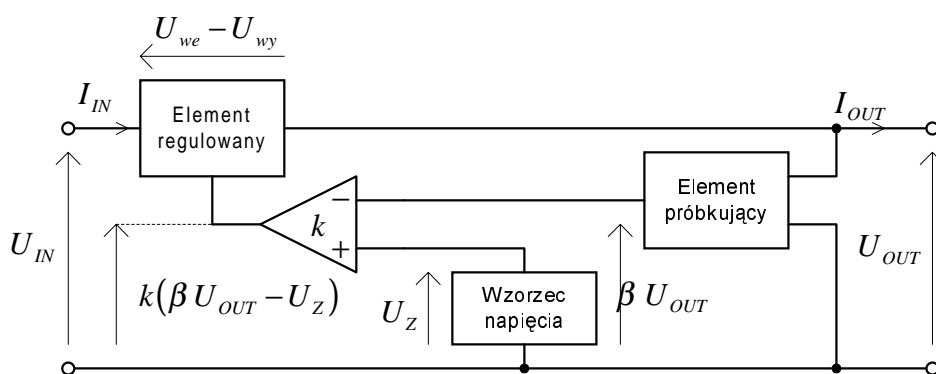
Stabilizatory parametryczne stosowane są zazwyczaj tylko przy małych mocach wyjściowych i niezbyt wygórowanych wymaganiach jakościowych. Charakteryzują się one małą sprawnością, a ich współczynniki stabilizacji mają umiarkowaną wartość przy zmianach obciążenia i napięcia wejściowego. Poważną ich wadą jest brak możliwości regulacji napięcia lub prądu wyjściowego, których wartość zależy od doboru parametrów elementu nieliniowego.

18.3 STABILIZATORY KOMPENSACYJNE

18.3.1 Zasada działania stabilizatorów kompensacyjnych

Stabilizator kompensacyjny jest układem automatycznej regulacji z pętlą ujemnego sprzężenia zwrotnego. Schemat funkcjonalny takiego układu, z szeregowym elementem regulacyjnym, przedstawiono na rys.18.8.

Stabilizator w obwodzie zasilania zawiera element regulacyjny, którego spadek napięcia jest uzależniony od sygnału błędu. Jest on wynikiem porównania napięcia odniesienia z wielkością stabilizowaną. Sygnał błędu modyfikując rezystancję elementu regulacyjnego ma zminimalizować różnicę napięć wyjściowego i odniesienia. W mniej skomplikowanych układach element regulacyjny może także pełnić rolę komparatora co, jak dalej zostanie wykazane, wiąże się ze znacznym pogorszeniem parametrów układu.



Rys.18.8. Schemat funkcjonalny układu stabilizatora kompensacyjnego.

Zgodnie z oznaczeniami na rys.18.8 otrzymujemy

$$U_{IN} - U_{OUT} = k(\beta U_{OUT} - U_Z) \quad (18.14)$$

Zapisując równanie (18.14) w postaci przyrostowej i przyjmując, że napięcie odniesienia U_Z powinno być stałe, czyli $\Delta U_Z = 0$, można określić przyrost napięcia wyjściowego ΔU_{OUT} względem zmiany napięcia wejściowego ΔU_{IN} jako

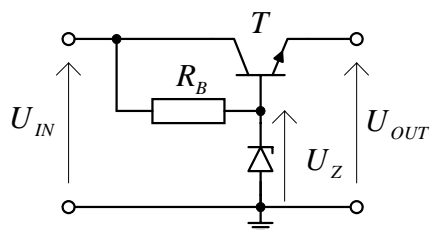
$$\Delta U_{OUT} = \frac{\Delta U_{IN}}{1 + k\beta} \quad (18.15)$$

Wielkość β można potraktować jako transmitancję toru sprzężenia zwrotnego - przy takiej interpretacji zależność (18.15) w świetle teorii sprzężenia zwrotnego staje się oczywista. Wszelkie zmiany napięcia wejściowego, niezależnie od przyczyn ich powstawania, są redukowane w tym samym stopniu, co może być istotne w przypadku dużej zawartości tętnień. Wzrost wzmocnienia k poprawia parametry układu zwiększając współczynnik stabilizacji i zmniejszając różniczkową rezystancję wyjściową (sprzężenie zwrotne napięciowe).

Stabilizatory kompensacyjne reagują zarówno na zmiany napięcia wejściowego jak i obciążenia układu. Najpoważniejszą ich wadą jest mała sprawność energetyczna ze względu na duże straty mocy w elementach regulacyjnych (równ.18.7).

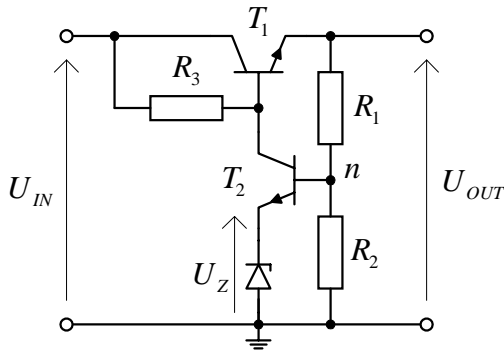
18.3.2 Szeregowe stabilizatory napięcia

Schemat najprostszego, kompensacyjnego, szeregowego stabilizatora napięcia pokazano na rys.18.9. Jest to tzw. stabilizator wtórnikowy, w którym tranzystor pracuje w konfiguracji wspólnego kolektora (stąd nazwa) równocześnie jako wzmacniacz i komparator. Napięcie wyjściowe nie może być regulowane i równa się napięciu diody Zenera pomniejszonemu o spadek na przewodzącym złączu baza-emiter tranzystora. Dioda Zenera jest zasilana z napięcia niestabilizowanego. Ze względu na wartość różnicy zwrotnej bliską jedności, współczynnik stabilizacji jest tu zbliżony do wartości osiąganych w układzie z rys.18.2. W porównaniu do omawianego wcześniej stabilizatora parametrycznego, rozważany układ charakteryzuje się znacznie mniejszą różniczkową rezystancją wyjściową.



Rys.18.9. Układ szeregowego, wtórnikowego stabilizatora napięcia

Przykład układu szeregowego stabilizatora napięcia z zewnętrzną pętlą sprzężenia zwrotnego (rozdzielenie funkcji wzmacniacza i komparatora) przedstawiono na rys.18.10.



Rys.18.10. Układ szeregowego stabilizatora napięcia z zewnętrzną pętlą sprzężenia zwrotnego.

Tranzystor T_1 jest elementem regulacyjnym (wykonawczym) i pracuje w układzie wtórnika emiterowego. Tranzystor T_2 , pracujący w konfiguracji wspólnego emitera, pełni rolę wzmacniacza sterującego i komparatora porównującego napięcie odniesienia U_Z z napięciem wyjściowym, pobieranym z dzielnika rezystywnego $R_1 - R_2$. Sygnał błędu wzmocniony k -razy przez tranzystor T_2 steruje tranzystorem T_1 , realizując zasadę sprzężenia zwrotnego.

Napięcie wyjściowe w układzie można wyznaczyć na podstawie równania Kirchhoffa w układzie

$$U_Z + U_{BE2} \approx U_{OUT} \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad (18.16)$$

Rezystancja R_3 musi być tak dobrana, aby spełniony był warunek

$$I_{Z \min} < I_Z < I_{Z \max} \quad (18.17)$$

$$\left. \begin{aligned} U_{IN} - U_{OUT} &= R_3(I_{B1} + I_Z) + U_{BE1} \\ I_Z &= \frac{U_{IN} - U_{OUT} - U_{BE1}}{R_3} - I_{B1} \end{aligned} \right\} \quad (18.18)$$

Stąd

$$\left. \begin{aligned} I_{Z \min} &= \frac{U_{IN \min} - U_{OUT} - U_{BE1}}{R_{3 \max}} - I_{B1 \max} \\ I_{Z \max} &= \frac{U_{IN \max} - U_{OUT} - U_{BE1}}{R_{3 \min}} - I_{B1 \min} \end{aligned} \right\} \quad (18.19)$$

Prądy $I_{B1 \min}$, $I_{B1 \max}$ praktycznie można pominąć.

Współczynnik stabilizacji S_u wyznaczmy na podstawie małosygnałowego schematu zastępczego (rys. 8.11).

otrzymujemy wtedy równania

$$\left. \begin{aligned} g_{m2}u_{b'e2}r_z + u_{b'e2} &\approx u_{out} \frac{R_2}{R_1 + R_2} \\ u_{out} + u_{b'e1} + (g_{m2}u_{b'e2} + i_{b1})R_3 + g_{m1}u_{b'e1}R_p &= 0 \\ i_{b1} &= g_{b'e1}u_{b'e1} \\ i_{out} &\approx g_{m1}u_{b'e1} \end{aligned} \right\} \quad (18.23)$$

Rozwiązując układ równań (18.23) oraz wykorzystując zależność (18.22), otrzymujemy

$$\begin{aligned} r_{out} = -\frac{u_{out}}{i_{out}} &= \frac{\frac{1}{g_{m1}} + R_p + \frac{g_{b'e1}R_3}{g_{m1}}}{1 + g_{m2}R_3 \frac{1}{1 + g_{m2}r_z} \frac{R_2}{R_1 + R_2}} \approx \\ &\approx \frac{1/g_{m1}}{k_u/n} = \frac{n}{k_u g_{m1}} = \frac{1}{S_u g_{m1}} \end{aligned} \quad (18.24)$$

Z powyższych równań wynika, że polepszając współczynnik stabilizacji napięcia S_u polepszeniu ulega równocześnie rezystancja wyjściowa stabilizatora r_{out} .

Z analizy obwodu wynika, że dobierając diodę Zenera o małej wartości U_Z oraz odpowiedni podział dzielnika $R_1 - R_2$ można zmieniać napięcie wyjściowe tego stabilizatora.

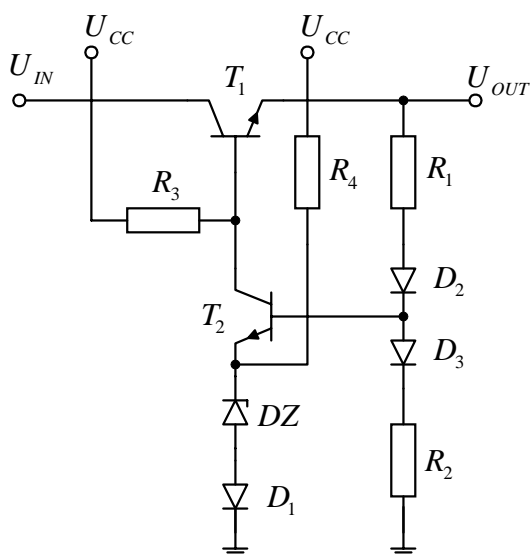
W przypadku względnie dużych prądów wyjściowych w miejsce pojedynczych tranzystorów regulujących na ogół stosuje się układy Darlingtona. Rozwiązanie takie pozwala w takich przypadkach podtrzymać założenie o pomijalnie małych prądach baz tranzystorów.

Dalsze udoskonalenia tego podstawowego układu stabilizatora szeregowego idą w kierunku zmniejszania przenikania tętnień na wyjście, termicznej kompensacji zmian napięcia wyjściowego, a przede wszystkim zwiększenia współczynnika stabilizacji.

Układ ze zmniejszeniem przenikania tętnień z wejścia na wyjście z dodatkową polaryzacją źródła referencyjnego i z kompensacją termiczną zmian napięcia wyjściowego przedstawiono na rys.18.12.

Należy zwrócić uwagę, że rezystor R_3 stanowi drogę do przenikania napięcia tętnień z wejścia na wyjście.

Zasilając rezystor R_3 z dodatkowego źródła napięcia stałego U_{CC} można wyeliminować to zjawisko, a poza tym umożliwia to zwiększenie rezystancji R_3 . W układzie zastosowano rezystor R_4 , który umożliwia dodatkową polaryzację diody Zenera. Może on być także podłączony do U_{OUT} .



Rys.18.12. Układ ze zmniejszeniem przenikania tętnień z wejścia na wyjście z dodatkową polaryzacją źródła referencyjnego i z kompensacją termiczną zmian napięcia wyjściowego

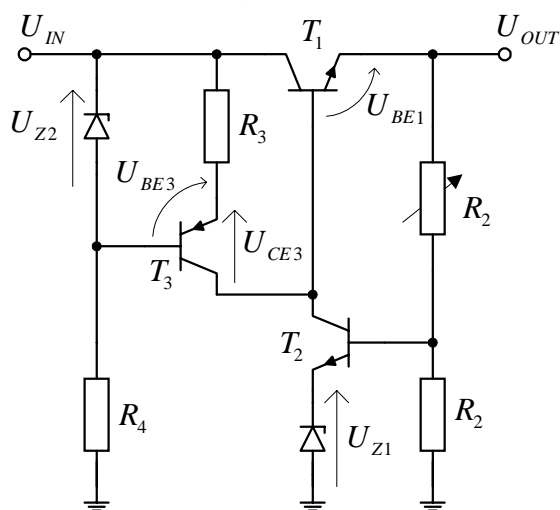
Diody D_1, D_2, D_3 umożliwiają termiczną kompensację zmian napięcia U_{OUT} przy czym:

D_1 - kompensuje zmiany napięcia U_Z (przy dobranej wartości napięcia U_Z),

D_2 - kompensuje zmiany napięcia U_{BE1} ,

D_3 - kompensuje zmiany napięcia U_{BE2} .

Układ ze zwiększonym współczynnikiem stabilizacji napięcia przedstawiono na rys.18.13.



Rys.18.13. Układ ze zwiększonym współczynnikiem stabilizacji napięcia

Na podstawie schematu z rys.18.13 otrzymujemy

$$\begin{aligned} U_{OUT} &= U_{IN} - U_{Z2} + U_{BE3} - U_{CE3} - U_{BE1} \cong \\ &\cong U_{IN} - U_{Z2} - U_{CE3} \end{aligned} \quad (18.25)$$

Stąd

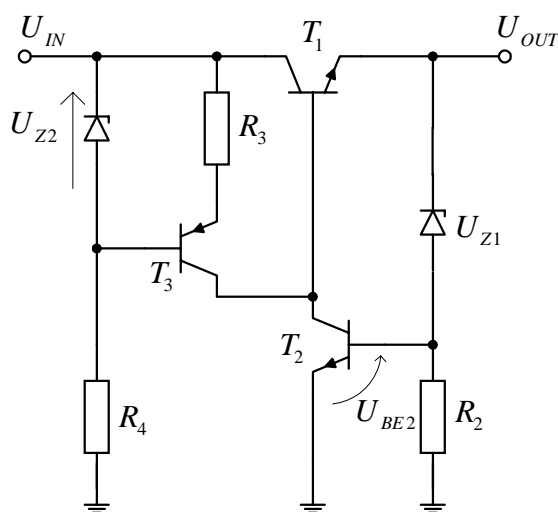
$$U_{IN} - U_{OUT} = U_{CE1} = U_{Z2} + U_{CE3} \quad (18.26)$$

Napięcie U_{Z2} nie może być zbyt duże ze względu na straty mocy w tranzystorze regulacyjnym.

Gdy nie jest wymagana regulacja napięcia wyjściowego, to dla $R_1 = 0, R_2 \rightarrow \infty$ i wtedy

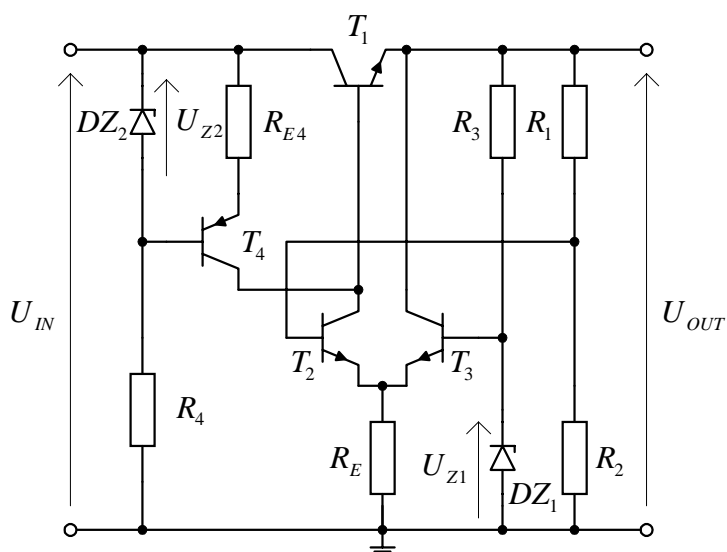
$$U_{OUT} = U_{Z1} + U_{BE2} \quad (18.27)$$

W tym przypadku diodę Zenera można włączyć w miejsce rezystora R_1 , jak to przedstawiono na rys.18.14 (istnieje wtedy możliwość zmiany jej prądu rezystorem R_2).



Rys.18.14. Uproszczony układ ze zwiększonym współczynnikiem stabilizacji napięcia.

Poprawę wszystkich ulepszanych własności stabilizatora można otrzymać poprzez zastosowanie wzmacniacza różnicowego jako wzmacniacza błędów w torze sprzężenia zwrotnego. Przykład takiego stabilizatora przedstawiono na rys.18.15.



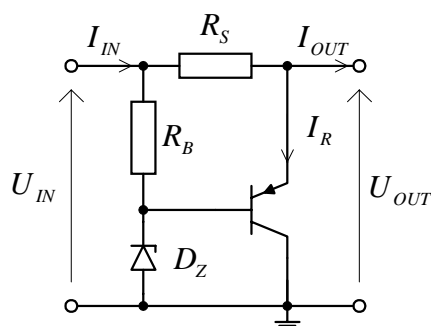
Rys.18.15. Stabilizator napięcia ze wzmacniaczem różnicowym.

Zastosowanie wzmacniacza różnicowego T_2, T_3 pozwala wyeliminować wpływ termicznego dryftu napięcia U_{BE} . Wzmacniacz różnicowy porównuje napięcie referencyjne U_{Z1} z częścią napięcia U_{OUT} . Wnosi on dodatkowe wzmocnienie w torze ujemnego sprzężenia zwrotnego, co powoduje zmniejszenie sygnału błędu i zwiększenie współczynnika stabilizacji napięcia. Dioda D_{Z1} jest spolaryzowana ze źródła napięcia stabilizowanego U_{OUT} , co również poprawia współczynnik stabilizacji napięcia.

Wadą stabilizatorów szeregowych jest przede wszystkim ich mała odporność na zwarcie na wyjściu. W takim wypadku zwykle ulega uszkodzeniu element wykonawczy, o ile nie przewidziano jego mocy strat z odpowiednim nadmiarem, albo nie zastosowano odpowiednich układów zabezpieczających.

18.3.3 Równoległe stabilizatory napięcia

W stabilizatorach równoległych element regulacyjny umieszczony jest równolegle do obciążenia. Przykład najprostszego układu stabilizatora tego typu przedstawia rys.18.16.



Rys.18.16. Prosty, równoległy stabilizator napięcia.

Zasada działania równoległego stabilizatora napięcia jest taka sama jak w przypadku układu parametrycznego z diodą stabilizacyjną. Ze względu na małą sprawność stabilizatory równoległe znajdują zastosowanie jedynie przy niewielkich prądach wyjściowych I_{OUT} .

Element regulacyjny jest połączony z obciążeniem równolegle, zaś szeregowo z obciążeniem jest włączony rezystor regulacyjny. Zmiana spadku napięcia na rezystorze R_S , kompensująca zmiany napięcia wejściowego i rezystancji obciążenia, jest sterowana zmianami prądu płynącego przez element regulacyjny. Stąd

$$U_{OUT} = U_{IN} - R_S(I_{OUT} + I_R) \quad (18.28)$$

Moc tracona w układzie, z pominięciem mocy traconej w układzie polaryzacji diody Zenera $D_Z - R_B$, wynosi

$$P_S = (U_{IN} - U_{OUT})(I_{OUT} + I_R) + U_{OUT}I_R =$$

moc tracona w rezystorze regulacyjnym moc tracona w elemencie regulacyjnym

$$= (U_{IN} - U_{OUT})I_{OUT} + U_{IN}I_R \quad (18.29)$$

Stabilizatory równoległe cechują się:

- mniejszą sprawnością od stabilizatorów szeregowych (większa moc strat spowodowana przepływem prądu I_R),
- odpornością na zwarcia i przeciążenia,
- stałym poborem mocy ze źródła zasilania przy zmianach obciążenia.

Ze względu na małą sprawność energetyczną stabilizatory równoległe znajdują zastosowanie jedynie przy niewielkich prądach wyjściowych I_{OUT} .

Podobnie jak w przypadku układu z rys.18.10 współczynnik stabilizacji napięcia S_u jest zbliżony do wartości spotykanych w stabilizatorach parametrycznych i wynosi

$$S_u \approx \frac{R_S}{r_z} \quad (18.30)$$

Przyczyn zjawiska tego typu można dopatrywać się w konieczności zasilania diody Zenera z napięcia wejściowego. Rozważny układ z rys.18.16 nie zapewnia możliwości zmiany napięcia wyjściowego.

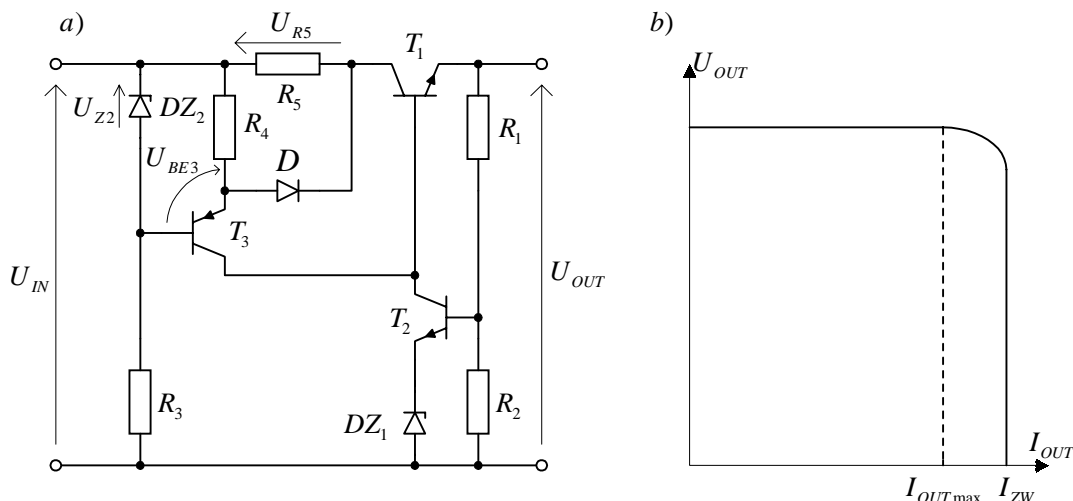
W wypadku zwarcia na wyjściu płynący wtedy prąd jest ograniczany przez rezystancję R_S , która w związku z tym musi mieć odpowiednią moc. Wprowadzenie do układu zewnętrznego sprzężenia zwrotnego polepsza parametry i pozwala regulować wartość napięcia wyjściowego.

18.4 UKŁADY ZABEZPIECZEŃ STABILIZATORÓW

Szeregowe stabilizatory napięcia, jak już wspomniano, są wrażliwe na wystąpienie zwarcia na wyjściu układu. Wtedy przebiegu cieplnemu może ulec element regulujący. W przypadku bardziej skomplikowanych urządzeń profesjonalnych stosowane są specjalne układy zabezpieczeń ograniczających prąd zwarcia. Jednym z nich może być wcześniej omówiony układ parametrycznego stabilizatora prądu z rys.18.7. Stosowane są również zabezpieczenia nadnapięciowe oraz zabezpieczenia termiczne (chroniące przed nadmiernym nagrzewaniem elementów układu).

18.4.1 Układ z ograniczeniem prądu obciążenia

Schemat układu z zabezpieczeniem nadprądowym, ograniczającym maksymalną wartość prądu obciążenia, przedstawia rys.18.17.



Rys.18.17. Układ z ograniczeniem prądu obciążenia: a) schemat układu, b) charakterystyka prądowo - napięciowa stabilizatora.

Układ ogranicznika tworzą rezystory $R_3 - R_5$, tranzystor T_3 oraz diody D i D_{Z2} . Elementem próbującym prąd wyjściowy jest rezystor R_5 . Dopóki spadek napięcia na nim jest mniejszy od napięcia $I_{E3}R_4$ dioda D nie przewodzi. Gdy prąd I_{OUT} dostatecznie wzrośnie dioda D zaczyna przewodzić i na rezystorze R_5 ustala się napięcie równe

$$U_{R5} = U_{Z2} + U_D - U_{BE3} \cong U_{Z2} \quad (18.31)$$

Ponieważ napięcie U_{Z2} ma w przybliżeniu stałą wartość, to prąd wyjściowy już dalej nie może wzrosnąć i wynosi

$$I_{OUT\max} = \frac{U_{R5}}{R_5} \approx \frac{U_{Z2}}{R_5} \quad (18.32)$$

Prądowo-napięciową charakterystykę stabilizatora z przedstawionym ogranicznikiem przedstawiono na rys.18.17b.

Mimo, że w układzie jest zastosowany ogranicznik prądu nadal należy przestrzegać, aby nie przekroczyć dopuszczalnej mocy strat $P_{C\max}$ tranzystora regulacyjnego T_1 , określonej zależnością

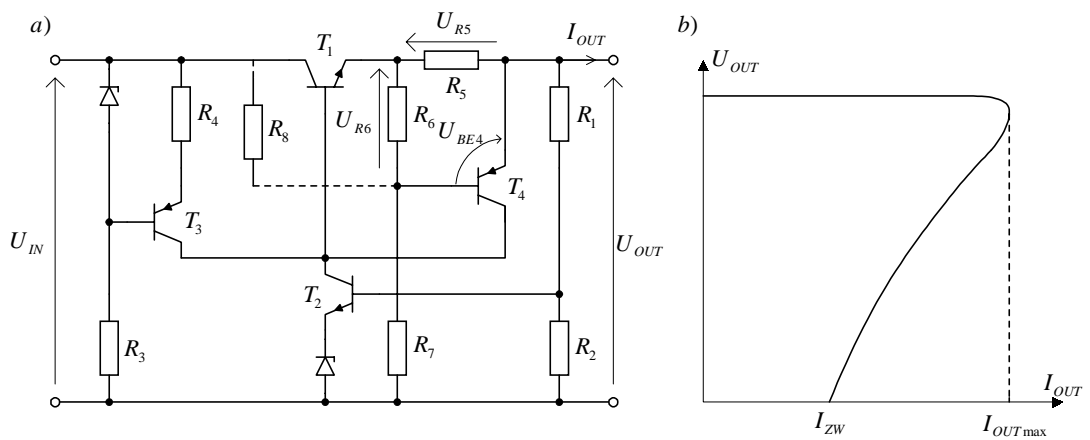
$$P_{C\max} < I_{OUT\max} U_{CE1\max} \quad (18.33)$$

przy czym napięcie $U_{CE1\max}$ występuje w stanie zwarcia stabilizatora

$$U_{CE1\max} = U_{CE1}|_{U_{OUT}=0} = U_{IN} - U_{Z2} \quad (18.34)$$

18.4.2 Układ z redukcją prądu zwarcia

Na rys.18.18a przedstawiono schemat układu z redukcją prądu zwarcia. Układ zabezpieczenia tworzą rezystory $R_5 - R_7$ oraz tranzystor T_4 . Przy normalnym obciążeniu jest on zatkany, a stan ten jest wymuszany przez dzielnik $R_6 - R_7$. Elementem śledzącym prąd wyjściowy I_{OUT} jest rezystor R_5 . Gdy spadek napięcia na nim wzrośnie powyżej wartości $U_{R5} \geq U_{R6} - U_{BEP4}$, tranzystor T_4 zaczyna przewodzić. Wtedy zmniejsza się prąd bazy tranzystora T_1 , co w konsekwencji przeciwdziała dalszemu wzrostowi prądu wyjściowego.



Rys.18.18. Układ z redukcją prądu zwarcia: a) schemat układu, b) charakterystyka prądowo-napięciowa stabilizatora

Na podstawie przedstawionych rozważań możemy wyznaczyć maksymalny prąd zwarcia z układu równań

$$\left. \begin{aligned} U_{R5} &\approx I_{OUT} R_5 \\ U_{R6} &= (U_{OUT} + U_{R5}) \frac{R_6}{R_6 + R_7} \\ U_{R5} - U_{R6} &= U_{BEP4} \end{aligned} \right\} \quad (18.35)$$

Stąd

$$I_{OUT\max} R_5 - (U_{OUT} + I_{OUT\max} R_5) \frac{R_6}{R_6 + R_7} = U_{BEP4} \quad (18.36)$$

Z równania (18.36) otrzymujemy

$$I_{OUT\max} = U_{BEP4} \frac{R_6 + R_7}{R_6 R_7} + U_{OUT} \frac{R_6}{R_6 + R_7} \quad (18.37)$$

Ze względu na zależność napięcia $(U_{R5} - U_{R6})$ od I_{OUT} oraz U_{OUT} , w układzie istnieje możliwość obniżenia wartości prądu zwarcia I_{ZW}

w stosunku do $I_{OUT\max}$

$$I_{ZW} = I_{OUT\max} \big|_{U_{OUT}=0} = U_{BEP4} \frac{R_6 + R_7}{R_5 R_6} \quad (18.38)$$

Charakterystyka napięciowo-prądowa ma postać przedstawioną na rys.18.18b. Nosi ona nazwę charakterystyki z redukcją prądu zwarcia - typu foldback.

Gdy $R_7 \rightarrow \infty$, charakterystyka z redukcją prądu zwarcia staje się charakterystyką z ograniczeniem prądu.

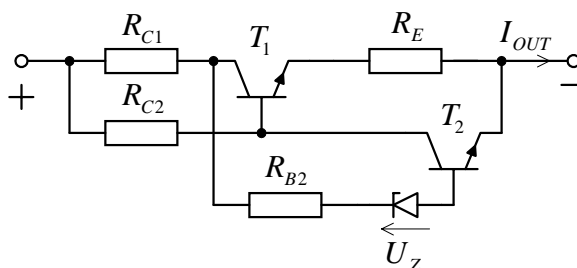
Moc tracona w stabilizatorze w czasie zwarcia powinna być mniejsza od mocy traconej w układzie przy maksymalnym poborze prądu ze stabilizatora. Powyższe stwierdzenie prowadzi do zależności projektowej

$$\frac{I_{OUT\max}}{I_{ZW}} \geq \frac{U_{IN}}{U_{IN} - U_{OUT}} \quad (18.39)$$

W układzie istnieje możliwość dodatkowego zmniejszenia prądu zwarcia przez zastosowanie rezystora R_8 . Nie wpływa on na wielkość maksymalnego prądu zwarcia, natomiast powoduje uzależnienie prądu zwarcia od napięcia wejściowego U_{IN} i umożliwia zatkanie tranzystora regulacyjnego w stanie zwarcia wyjścia.

18.4.3 Ogranicznik prądu ze sprzężeniem zwrotnym

Schemat układu ogranicznika prądu ze sprzężeniem zwrotnym pokazano na rys.18.19.

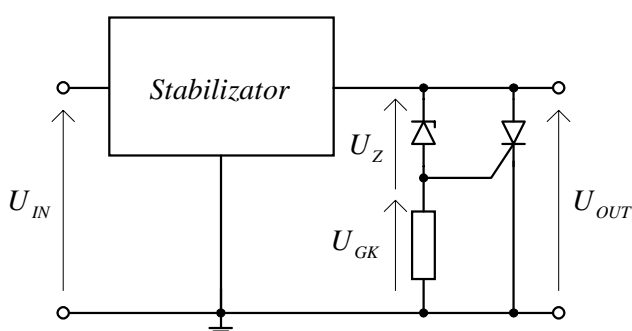


Rys.18.19. Ogranicznik prądu ze sprzężeniem zwrotnym.

Prąd wyjściowy I_{OUT} , płynąc przez rezystor R_E , wytwarza na nim nieduży spadek napięcia. Rezystor R_{C2} jest tak dobrany, aby tranzystor T_1 był w stanie nasycenia, tzn. $R_{C2} < \beta R_{C1}$. Tranzystor T_2 równocześnie jest utrzymywany w stanie zatkania. Kiedy spadek napięcia na rezystancji R_E wzrośnie ponad ustalony poziom, to tranzystor T_2 zaczyna przewodzić, przez co zmniejsza się prąd bazy tranzystora T_1 i

wychodzi on z nasycenia. Gdy oba tranzystory znajdą się w stanie aktywnym zamknięta zostaje pętla dodatniego sprzężenia zwrotnego przyspieszając proces zamiany stanu. Po nasyceniu się tranzystora T_2 przez układ płynie prąd wynikający z wielkości napięcia wejściowego i rezystora R_{C2} . Opisany stan układu jest stabilny i nie powraca on do stanu początkowego nawet po usunięciu zwarcia. Dla ponownego włączenia konieczne jest albo zwarcie tranzystora T_1 , albo wyłączenie napięcia wejściowego.

18.4.4 Zabezpieczenia nadnapięciowe

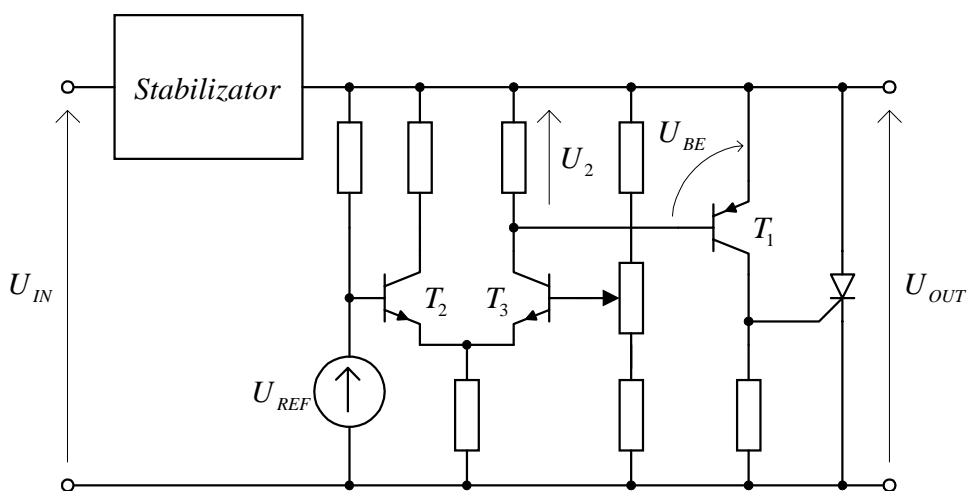


Rys.18.20. Podstawowy układ z zabezpieczeniem nadnapięciowym

Podstawowy układ zabezpieczenia nadnapięciowego przedstawiono na rys.18.20.

W momencie przekroczenia przez napięcie wyjściowe wartości $U_Z + U_{GK}$ włącza się tyrystor, co powoduje obniżenie napięcia wyjściowego U_{OUT} do wartości około 1,2 V.

Regulację napięcia zadziałania tyrystora można uzyskać w układzie z zastosowaniem wzmacniacza różnicowego - rys.18.21.



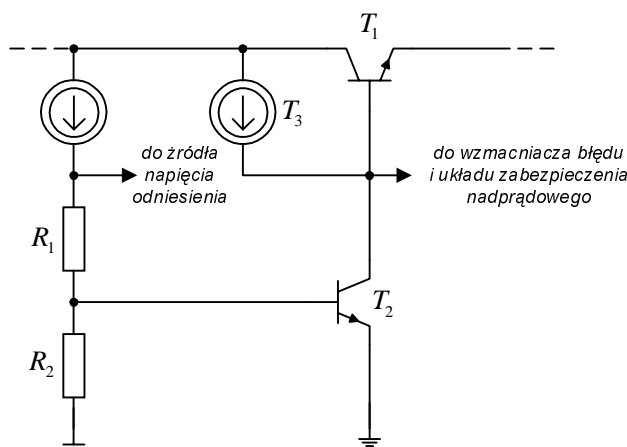
Rys.18.21. Układ z zabezpieczeniem nadnapięciowym z regulacją napięcia zadziałania tyrystora

Gdy napięcie U_2 osiągnie wartość większą od U_{BEP1} , zaczyna płynąć prąd kolektora tranzystora T_1 , który jest prądem bramki tyrystora. Następuje załączenie tyrystora i napięcie U_{OUT} maleje do wartości około 1,2 V.

18.4.5. Zabezpieczenie termiczne

Zabezpieczenie termiczne stosowane jest głównie w stabilizatorach monolitycznych. Chroni ono układ monolityczny przed nadmiernym nagrzaniem, które może doprowadzić do jego nieodwracalnego uszkodzenia.

Ogólną koncepcję realizacji zabezpieczenia termicznego przedstawiono na rys.18.22. Tranzystor T_2 pracuje jako czujnik temperatury. Napięcie U_{R2} jest tak dobrane, że tranzystor T_2 znajduje się na granicy zatkania. Ze wzrostem prądu wyjściowego wzrasta moc strat w tranzystorze regulacyjnym, wzrasta temperatura podłoża i dzięki silnemu sprzężeniu termicznemu, maleje napięcie U_{BE} tranzystora T_2 .

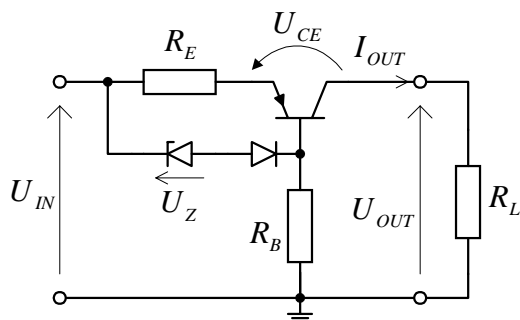


Rys.18.22. Układ z zabezpieczeniem termicznym

Powoduje to przewodzenie tranzystora T_2 , zmniejszenie prądu bazy tranzystora, a tym samym zmniejszenie prądu I_{OUT} .

18.5 KOMPENSACYJNY STABILIZATOR PRĄDU

Podstawowy układ kompensacyjnego stabilizatora prądu przedstawiono na rys.18.23. Rezystor R_E stanowi czujnik prądu wyjściowego I_{OUT} . Wzrost tego ostatniego powoduje zmniejszenie prądu bazy tranzystora i wysterowanie go w kierunku zatkania. Tym samym zostanie zmniejszony jego prąd kolektora tożsamy z prądem wyjściowym.



Rys.18.23. Kompensacyjny stabilizator prądu

W praktyce wielkość tego prądu można określić jako

$$I_{OUT} = \frac{U_Z}{R_E} \quad (18.40)$$

Zakres poprawnej pracy stabilizatora ograniczony jest dwoma stanami: zwarcia na wyjściu i nasyceniem tranzystora w wyniku obciążenia układu rezystancją R_{Lmax} . Wielkość tej rezystancji można obliczyć uwzględniając w analizie obwodu zależność (18.40)

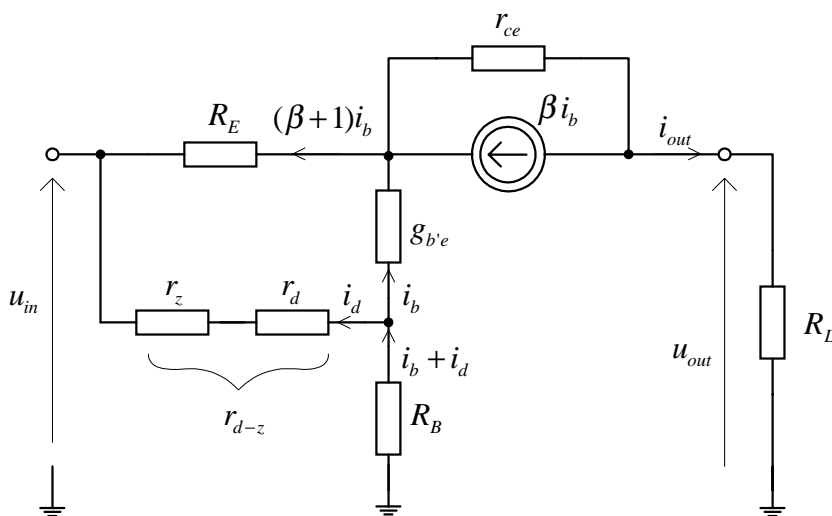
$$R_{Lmax} = R_E \frac{U_{IN} - U_Z - U_{CES}}{U_Z} \quad (18.41)$$

Dla rezystancji obciążenia większej od R_{Lmax} układ przestaje stabilizować prąd wyjściowy, który zależy wtedy od napięcia wejściowego i rezystancji obciążenia.

W drugiej skrajnej sytuacji, przy zwarcu wyjścia, tranzystor powinien rozproszyć moc

$$P_{Cmax} = (U_{IN} - U_Z) I_{OUT} \quad (18.42)$$

Współczynnik stabilizacji prądu S_i wyznaczmy na podstawie małosygnałowego schematu zastępczego z rys.18.24.



Rys.18.24. Małosygnałowy schemat zastępczy stabilizatora prądu z rys.18.23

Rozwiązując układ równań dla obwodu zastępczego

$$\left. \begin{aligned} i_d r_{dz} &= R_E (\beta + 1) i_b + r_{b'e} i_b \\ i_b &\approx -\frac{i_{out}}{\beta} \\ u_{in} &= -i_d r_{d-z} - (i_b + i_d) R_B \end{aligned} \right\} \quad (18.42)$$

otrzymujemy

$$S_i = \frac{u_{in}}{i_{out}} \approx \frac{R_B R_E}{r_{d-z}} \quad (18.43)$$

Wartość przybliżoną otrzymano przy założeniach

$$R_B, R_E \gg r_{d-z} = (r_d + r_z), \quad \beta R_E \gg r_{b'e}.$$

Rezystancję wyjściową stabilizatora wyznaczymy ze schematu zastępczego na rys.18.24, jako

$$r_{out} = -\frac{u_{out}}{i_{out}} \Big|_{u_{in}=0} \quad (18.44)$$

Jej wielkość jest ograniczona głównie przez rezystancję dynamiczną r_{ce} .

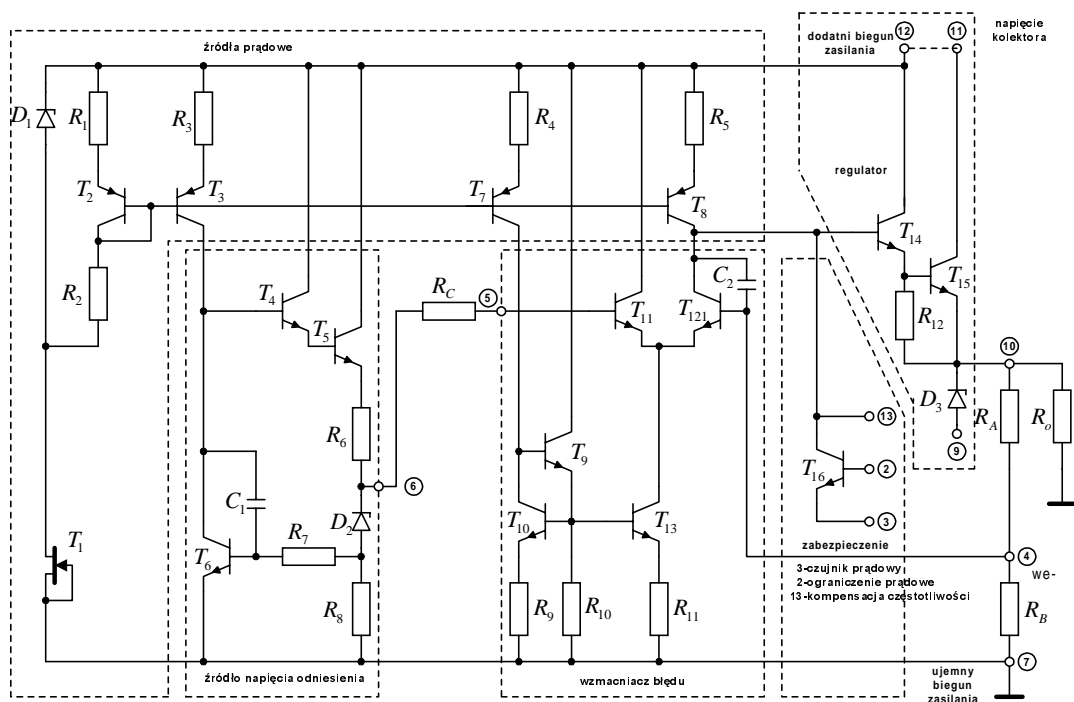
Na zakończenie należy zaznaczyć, że jako stabilizatory prądu można uważać wszystkie źródła prądu.

18.6 MONOLITYCZNE STABILIZATORY NAPIĘCIA

Rozwój technologii monolitycznych układów scalonych stworzył możliwość nie tylko miniaturyzacji urządzeń, ale także znacznego ulepszenia ich działania poprzez zaawansowane rozwiązania układowe. Zasada działania stabilizatora z zewnętrzną pętlą sprzężenia zwrotnego, przedstawiona na rys.18.8, w optymalny sposób mogła być zrealizowana dopiero w tej technologii. Na rys.18.25 przedstawiono schemat ideowy monolitycznego stabilizatora $\mu A 723$. Numery końcówek wyprowadzeń dotyczą obudowy plastikowej DIL - TO116.

Stabilizator ten opracowany przez firmę Fairchild w 1968 roku jest wykonany technologią II generacji. Dzięki szerokim możliwościom aplikacyjnym, jak np. możliwości stabilizacji napięć dodatnich jak i ujemnych, pracy w układzie szeregowym i równoległym, układ ten ciągle jest jeszcze używany pomimo dość skomplikowanych układów aplikacyjnych.

Zastosowanie zespołu źródeł prądowych pozwoliło poprawić termiczne właściwości źródła napięcia odniesienia (6,8 V) jak i wzmacniacza błędów, dla którego tranzystor T_8 stanowi obciążenie



Rys.18.25. Schemat ideowy monolitycznego stabilizatora μA 723 wraz z podziałem na bloki funkcjonalne

aktywne.

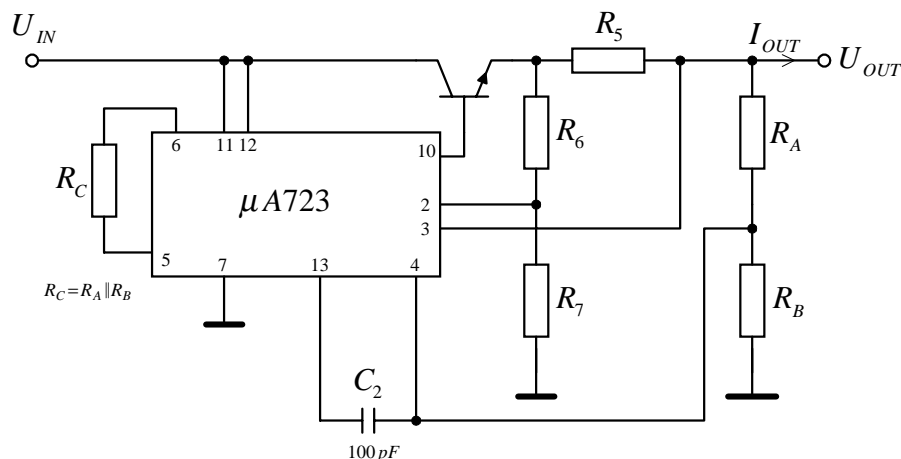
Regulator napięcia wyjściowego pracuje w układzie Darlingtona przy prądach wyjściowych nie większych niż 150 mA. Ograniczenie to można ominąć poprzez zastosowanie zewnętrznego tranzystora regulacyjnego (takie rozwiązanie wspiera brak połączenia kolektorów tranzystorów T_{14} i T_{15}).

Na rys.18.26 przedstawiono schemat aplikacyjny stabilizatora z zewnętrznym tranzystorem regulacyjnym i ograniczeniem nadprądowym z redukcją prądu zwarcia. Realizację tej funkcji zapewnia tranzystor T_{16} . W układzie konieczna jest kompensacja częstotliwościowa, którą realizuje się za pomocą kondensatora C_2 .

W układzie przedstawionym na rys.18.26 obowiązują następujące zależności

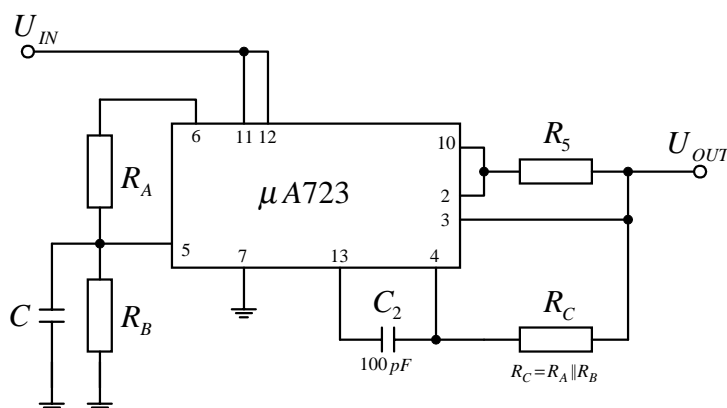
$$U_{OUT} = U_{REF} \frac{R_A + R_B}{R_B} \quad (18.45)$$

$$I_{OUT\max} = U_{BE} \frac{R_6 + R_7}{R_5 R_7} + U_{OUT} \frac{R_6}{R_5 R_7} \quad (18.46)$$



Rys.18.26. Schemat aplikacyjny układu μA 723 jako stabilizatora napięcia 7 – 37 V

Na rys.18.27 przedstawiono schemat aplikacyjny układu stabilizatora o napięciu wyjściowym ustawianym w zakresie 2 – 7 V oraz prądzie wyjściowym nie przekraczającym 150 mA.



Rys.18.27. Schemat aplikacyjny układu μA 723 jako stabilizatora napięcia 2 – 7 V

W omawianym przypadku mamy

$$U_{OUT} = \frac{R_B}{R_A + R_B} U_{REF} \quad (18.47)$$

$$I_{OUT\max} = \frac{U_{BE}}{R_5} \quad (18.48)$$

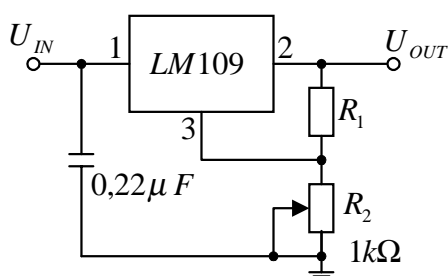
Układ ma zabezpieczenie nadprądowe z ograniczeniem (bez redukcji prądu zwarcia). Pojemność C zmniejsza zakłócenia napięcia odniesienia, kondensator C_2 jak w poprzednim przypadku zapewnia kompensację częstotliwościową.

Technologiczny i konstrukcyjny rozwój układów scalonych doprowadził do standaryzacji napięć zasilających. Równocześnie pojawiły się proste w aplikacji, tanie stabilizatory o ustalonej wartości

napięcia. Najbardziej znanym z nich jest zaprezentowany przez firmę National Semiconductors układ LM109 na napięcie +5V i obciążenie prądowe 1A. Układ ma tylko trzy końcówki i praktycznie może pracować bez dodatkowych elementów zewnętrznych (przy dużych tętnieniach zasilacza na wejściu takiego stabilizatora trzeba umieścić kondensator typu elektrolitycznego, na wyjściu zasadniczo nie jest on potrzebny).

Omawiany układ ma wewnętrzne, termiczne zabezpieczenia przeciążeniowe, podobnie jak i wewnętrzną kompensację częstotliwościową.

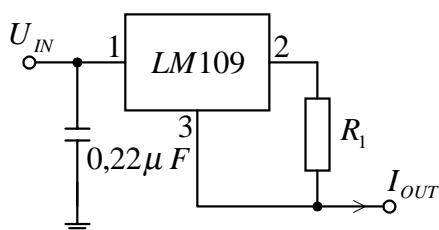
Na rys.18.28 przedstawiono schemat układu aplikacyjnego stabilizatora LM109 z regulowanym poziomem napięcia wyjściowego w zakresie od 2,5 – 5 V.



Rys.18.28. Schemat układu pracy stabilizatora LM109 z regulowanym napięciem wyjściowym 2,5 – 5 V

Rys.18.29 przedstawia sposób wykorzystania układu LM109 jako stabilizatora prądu. Wielkość prądu wyjściowego w tym przypadku wynosi

$$I_{OUT} = \frac{5V}{R_1} \quad (18.49)$$



Rys.18.29. Wykorzystanie układu LM109 jako stabilizatora prądu

Po sukcesie handlowym układu LM109 na rynku pojawił się szereg podobnych na różne napięcia oraz prądy wyjściowe w zakresach od 50 mA do 3 A. Stosując zaś elementy zewnętrzne można zmienić napięcie wyjściowe jak i powiększyć wartość prądu wyjściowego.