

# Садржај

1	Основне особине сигнала и система . . . . .	2
1.1	Континуални и дискретни сигнали . . . . .	2
1.2	Континуални системи . . . . .	16
1.3	Дискретни системи . . . . .	37
2	Фуријеови редови континуалних и дискретних сигнала . . . . .	42
2.1	Фуријеови редови континуалног сигнала . . . . .	42
2.2	Фуријеови редови дискретног сигнала . . . . .	49
3	Фуријеова трансформација континуалних и дискретних сигнала . . . . .	51
3.1	Фуријеова трансформација континуалног сигнала . . . . .	51
3.2	Фуријеова трансформација дискретног сигнала . . . . .	53
4	Лапласова трансформација . . . . .	57
4.1	Системи диференцијалних једначина . . . . .	57
4.2	Преносне функције LTI система . . . . .	60
5	Одабирање и реконструкција сигнала . . . . .	73
5.1	„Памти-прати“ (SH) кола . . . . .	73
6	$\mathcal{Z}$ -трансформација . . . . .	75
6.1	Одзиви дискретних система . . . . .	75
6.2	Системи диференцијалних једначина . . . . .	77
<b>A</b>	<b>Решавање диференцијалних једначина</b>	<b>81</b>
1	Увод . . . . .	81
2	Линеарне хомогене диференцијалне једначине са константним коефицијентима . . . . .	82
2.1	Резиме . . . . .	83
2.2	Примери . . . . .	83
<b>B</b>	<b>Операциони појачавач и индуктивни елементи</b>	<b>85</b>
3	Напонски диференцијални појачавач . . . . .	85
4	Негативна повратна спрега . . . . .	85
5	Индуктивни трансформатори . . . . .	87
5.1	Спрегнути калемови . . . . .	87
5.2	Савршени трансформатор . . . . .	87
5.3	Идеални трансформатор . . . . .	88
5.4	Магнетизациона индуктивност . . . . .	88
<b>B</b>	<b>Одређивање импулсног одзива континуалних LTI система</b>	<b>91</b>
6	Поједностављење опште форме . . . . .	91
7	Одређивање импулсног одзива за поједностављену форму . . . . .	92

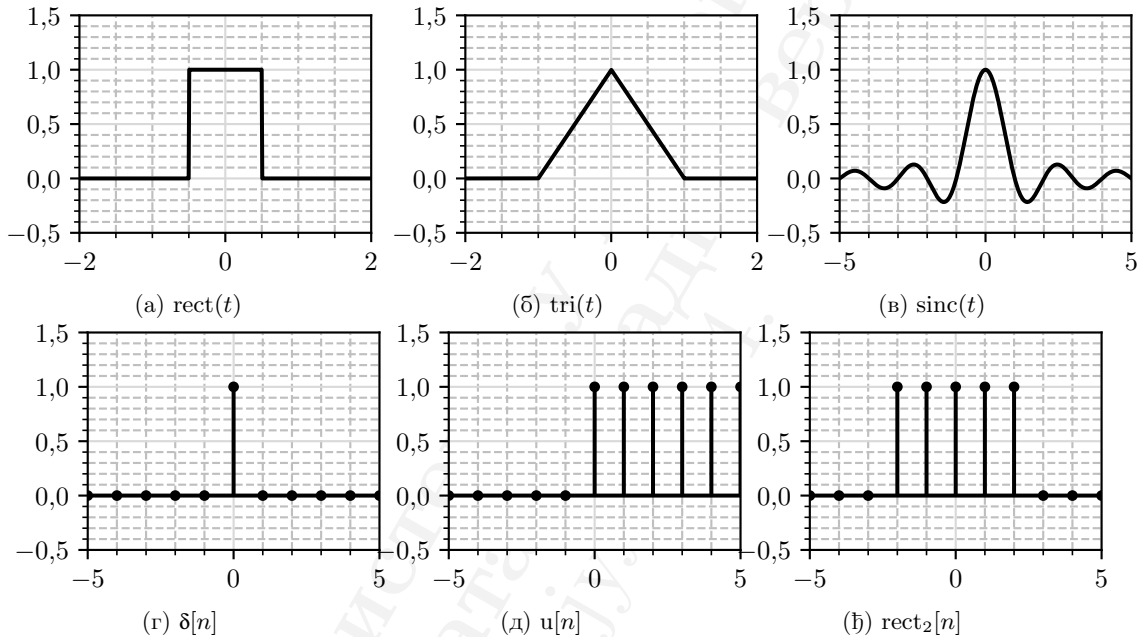
<b>Г</b>	<b>Растављање преносне функције на парцијалне разломке</b>	<b>95</b>
7.1	Преносна функција са различитим реалним коренима . . . . .	95
7.2	Пар комплексно конјугованих полова. . . . .	96
7.3	Поступак за вишеструке полове . . . . .	97
<b>Т</b>	<b>Таблице</b>	<b>99</b>
1	Конволуција континуалних сигнала . . . . .	99
2	Конволуција дискретних сигнала . . . . .	99
3	Неки формални развоји . . . . .	100
4	Неки таблични интеграли . . . . .	100
5	Фуријеови редови континуалних сигнала . . . . .	101
6	Фуријеове трансформације континуалних сигнала . . . . .	102
7	Унилатерална Лапласова трансформација . . . . .	103
8	Фуријеова трансформација дискретног сигнала . . . . .	104
9	$\mathcal{Z}$ трансформација . . . . .	105

# 1 Основне особине сигнала и система

## 1.1 Континуални и дискретни сигнали

1. Нацртати континуалне сигнале: (а) јединични правоугаони импулс,  $\text{rect}(t)$ , (б) јединични троугаони импулс,  $\text{tri}(t)$ , (в) функцију  $\text{sinc}(t)$ ; и дискретне сигнале (г) дискретан јединични импулс,  $\delta[n]$ , (д) дискретан јединични низ,  $u[n]$ , и (ђ) дискретну правоугаону функцију полуширине 2,  $\text{rect}_2[n]$ .

### РЕЗУЛТАТ



Слика 1.1

### Делта импулс и Хевисајдова одскочна функција

2. Скицирати временски дијаграм сигнала датог изразом  $x(t) = \delta(f(t))$  где је  $f(t) = t^2 - 1$ , а  $\delta(t)$  Дираков делта импулс.

### РЕШЕЊЕ

Строга анализа проблема композиције делта импулса са датом функцијом,  $\delta(t) \circ f(t) = \delta(f(t))$  спроводи се у математичкој теорији дистрибуција. Проблем ћемо анализирати са инжењерског становишта, тумачећи га на следећи начин. Пре свега, уочимо да је за  $f(t) \neq 0$  тада  $\delta(f(t)) = 0$ , по дефиницији. Са друге стране, тачке  $f(t) = 0$  представљају нуле функције  $f(t)$ . Уочимо једну нулу те функције,  $t_0$ , и распишимо функцију  $f(t)$  у Тејлоров ред око тачке  $t_0$ :

$$f(t) = \overset{0}{f(t_0)} + f'(t_0)(t - t_0) + \frac{f''(t_0)}{2}(t - t_0)^2 + \dots \quad (2.1)$$

онда приметимо да нас интересује резултат само у веома непосредној околини тачке  $t_0$ , те можемо занемарити све чланове реда који су већи од првог, чиме преостаје  $f(t) \approx$

$f'(t_0)(t - t_0)$ . Одавде у околини тачке  $t_0$  вреди:

$$\delta(f(t)) = \delta(f'(t_0)(t - t_0)) = \frac{\delta(t - t_0)}{|f'(t_0)|}, \quad (2.2)$$

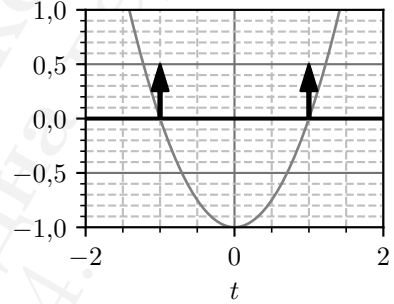
при чему је искоришћено својство скалирања аргумента делта импулса<sup>1</sup>. Закључујемо да се у тачки  $t_0$ , таквој да је  $f(t_0) = 0$ , дешава појава делта импулса чија је мера  $1/|f'(t_0)|$ . Пошто се по један импулс налази у свакој тачки нуле функције  $f(t)$  коначно се може писати:

$$\delta(f(t)) = \sum_{\substack{t_i \\ f(t_i)=0}} \frac{\delta(t - t_i)}{|f'(t_i)|}, \quad (2.3)$$

У конкретном датом случају, нуле функције  $f(t)$  су  $t_1 = -1$  и  $t_2 = 1$ , па је:

$$\delta(f(t)) = \frac{\delta(t + 1)}{2} + \frac{\delta(t - 1)}{2}, \quad (2.4)$$

што је и тражени резултат који је приказан на слици 2.1. Функција  $f(t)$  је учртана сивом бојом, а сигнал  $\delta(f(t))$  црном бојом.

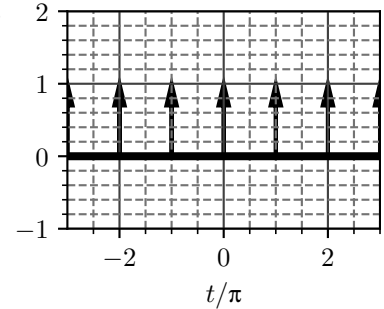


Слика 2.1

**3.** Континуални сигнал  $\delta(\sin(t))$  расписати преко скалираних и померених делта импулса и скицирати његов временски дијаграм.

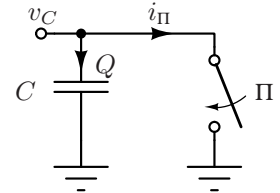
#### РЕЗУЛТАТ

Сигнал се може изразити као поворка Диракових импулса у облику  $x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - k\pi) = \text{III}_{\pi}(t)$ . Тражена скица приказана је на слици 3.1.



Слика 3.1

**4.** У колу са слике познато је  $C = 1 \text{ [}\mu\text{F]}$ . Идеалан прекидач П је отворен, а кондензатор је оптерећен количином наелектрисања  $Q = 1 \text{ [}\mu\text{C]}$ . У тренутку  $t_0 = 0$  затвара се прекидач. Одредити  $v_C = v_C(t)$  и  $i_P = i_P(t)$ , за  $-\infty < t < \infty$ .



Слика 4.1

#### РЕЗУЛТАТ

Према услову задатка је  $v_C(t < 0) = \frac{Q}{C} = 1 \text{ [V]}$ . Према карактеристици идеалног прекидача након затварања прекидача је  $v_C(t > 0) = 0$ , обједињено ово се може записати

<sup>1</sup>Својство скалирања аргумента делта импулса:  $\delta(at) = \frac{1}{|a|} \delta(t)$ .

у условном облику као  $v_C(t) = \begin{cases} 1 \text{ [V]}, & t < 0 \\ 0, & t > 0 \end{cases}$ . Добијени израз се може записати и помоћу Хевисајдове одскочне функције као

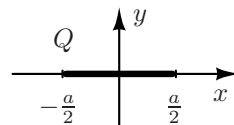
$$v_C = 1 \text{ [V]} (1 - u(t)). \quad (4.1)$$

Тако записан израз је нарочито користан за одређивање тражене струје, пошто је струја кондензатора, за референтни смер усклађен са напоном, константне капацитивности дата изразом  $i_C = C \frac{dv_C}{dt}$ , она се може потражити као  $i_C = \frac{dv_C}{dt} = -1 \text{ [}\mu\text{C]} \frac{du(t)}{dt} = -1 \text{ [}\mu\text{C]} \delta(t)$ . Пошто је добијена струја кондензатора у супротном референтном смеру од струје прекидача, коначан резултат за струју прекидача је  $i_P(t) = 1 \text{ [}\mu\text{C]} \delta(t)$ .

Важно је прокоментарисати две ствари у вези са овим резултатом. Прво, физички смисао делта импулса може се потражити у свим појавама које трају веома кратко а које имају коначан утицај. У овом случају, за „бесконечно кратко“ време кроз прекидач протекне целокупно наелектрисање кондензатора. Са друге стране, приметимо да је димензија сигнала  $\delta(t)$  заправо  $[\text{s}^{-1}]$ , па је мера делта импулса који одговара струји заправо количина наелектрисања. Ово је конзистентно са дефиниционим својством Дираковог импулса

$$\text{према } \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\delta(t)}_{[\text{s}^{-1}]} \underbrace{dt}_{[\text{s}]} = \underbrace{1}_{[.]}$$

**5.** Танка нит дужине  $a$  хомогено је наелектрисана укупним наелектрисањем  $Q$  постављена је дуж  $x$ -осе, као на слици. Аналитички описати (а) функцију подужне густине наелектрисања  $Q'(x)$ . Одредити и (б) исту функцију за  $a \rightarrow 0$ .



Слика 5.1

#### РЕШЕЊЕ

(а) Подужна густина наелектрисања ван области нити је онда  $Q'(|x| > a/2) = 0$  док је у области нити константна,  $Q'(|x| < a/2) = Q/a$ . Ово се може записати као<sup>2</sup>

$$Q'(x) = \frac{Q}{a} \text{rect}\left(\frac{x}{a}\right). \quad (5.1)$$

(б) Када је  $a \rightarrow 0$ , нит суштински постаје тачка, па је подужна густина наелектрисања  $Q'(x) = Q\delta(x)$ , где је  $\delta(x)$  Дираков делта импулс. Такође, ово се може третирати као да је  $\delta_a(x) = \frac{1}{a} \text{rect}\left(\frac{x}{a}\right)$  језгро делта импулса, па у граничном процесу када је  $a \rightarrow 0$  постаје  $\delta(x) = \lim_{a \rightarrow 0} \delta_a(x)$ .

Слично као у задатку 4, димензија мере делта функције је укупно наелектрисање, будући да је мера самог импулса дефинисаног у просторном домену димензије реципрочне дужине. У електромагнетици, тачкаста наелектрисања се третирају као делта импулси густине наелектрисања у простору, чиме се омогућава аналитичко решавање проблема са тачкастим наелектрисањима у простору.

**6.** Нека је дат континуалан сигнал  $x(t) = e^{\sigma t} \text{III}_T(t) u(t + \epsilon)$ , где је  $0 < \epsilon < T$ . (а) Одредити

$$\text{^2Јединична правоугаона функција дефинише се као } \text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & |x| < \frac{1}{2} \\ 0, & |x| > \frac{1}{2} \end{cases}, \text{ па се правоугаона функција у}$$

интервалу  $\left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right]$  може дефинисати као  $\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right)$ .

услов које треба да задовољава параметар  $\sigma \in \mathbb{R}$  тако да интеграл  $\int_{-\infty}^{\infty} x(t) dt$  конвергира, и у том случају (б) израчунати тај интеграл.

### РЕШЕЊЕ

(а) Дата поворка делта импулса се може расписати по дефиницији, а затим се може применити особина еквиваленције<sup>3</sup> делта импулса према

$$x(t) = e^{\sigma t} \underbrace{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT)}_{\Pi_T(t)} u(t + \epsilon) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underbrace{e^{\sigma t} \delta(t - kT)}_{\text{особина екв.}} u(t + \epsilon) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{\sigma k T} \delta(t - kT) u(t + \epsilon). \quad (6.1)$$

Интеграл датог израза се онда може израчунати заменом редоследа интеграције и сумирања<sup>4</sup> према поступку:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\sum_{k=-\infty}^{\infty}}_{\text{замена}} e^{\sigma k T} \delta(t - kT) u(t + \epsilon) dt = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underbrace{e^{\sigma k T}}_{\text{const}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - kT) u(t + \epsilon) dt. \quad (6.2)$$

У последњем написаном интегралу, члан  $u(t + \epsilon)$  ограничава интеграл са леве стране чиме се онда интеграл решава провером да ли Делта импулс  $\delta(t - kT)$  постоји у домену интеграције  $t \in (-\epsilon, \infty)$ . као

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - kT) u(t + \epsilon) dt = \int_{-\epsilon}^{\infty} \delta(t - kT) dt = \begin{cases} 0 & , k < 0 \\ 1 & , k \geq 0 \end{cases} = u[k] \quad (\text{дискретан јединични низ}) \quad (6.3)$$

Сменом добијеног резултата у (6.2) добија се геометријски ред<sup>5</sup> ограничен са леве стране

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{\sigma k T} u[k] = \sum_{k=0}^{\infty} (e^{\sigma T})^k = \frac{1}{1 - e^{\sigma T}}, \quad \text{под условом конвергенције: } |e^{\sigma T}| < 1. \quad (6.4)$$

Добијени услов конвергенције последица је суме геометријског реда и даје услов па је тражени услов  $\sigma < 0$ , а тражени интеграл дат је резултатом у изразу (6.4).

Читаоцу се препоручује да понови задатак у случају да је  $\sigma \in \mathbb{C}$ .

<sup>3</sup>Особина еквиваленције је  $x(t)\delta(t - t_0) = x(t_0)\delta(t - t_0)$ .

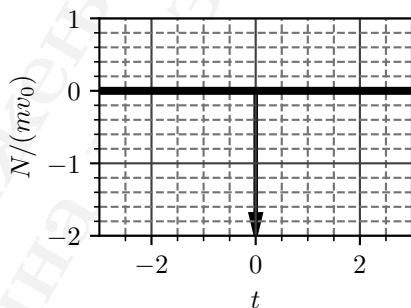
<sup>4</sup>Строго оправдање замене интеграла и суме је сложено. Ипак, у инжењерским применама, користимо то без оправдања будући да се *патолошки* случајеви где то није оправдано у пракси практично не јављају. Практично сматрамо да је  $\sum \int \equiv \int \sum$ .

<sup>5</sup>Сума геометријског реда је облика  $\sum_{k=0}^{\infty} q^k = \frac{1}{1 - q}$ , под условом да је  $|q| < 1$ .

7. На слици је приказано круто тело масе  $m$  које може да се креће по подлози без трења. Брзина тела дата је као  $\mathbf{v} = v(t) \mathbf{i}_x$ . У тренутку  $t_0 = 0$  блок се апсолутно еластично судара са непокретним зидом након чега се креће брзином алгебарског интензитета  $v(t) = -v_0$ . (а) Одредити и изразити  $v(t)$  за  $-\infty < t < \infty$ . (б) Одредити и нацртати временски дијаграм алгебарског интензитета силе којом зид делује на блок  $\mathbf{N} = N(t) \mathbf{i}_x$ .



Слика 7.1



Слика 7.2

### РЕЗУЛТАТ

(а)  $v(t) = v_0(1 - 2u(t))$ . (б) Тражени дијаграм приказан је на слици 7.2. Временски облик силе нормалне реакције зида дат је у облику  $N(t) = -2mv_0 \delta(t)$ . Нагласимо да је у овом случају димензија мере делта импулса механички импулс (количина кретања). Односно, може се рећи да механички импулс, који је тело примило приликом краткотрајног дејства силе, одговара мера делта импулса силе која је на њега том приликом деловала.

8. Одредити следеће интеграле:

$$(a) \int_{-\infty}^t \cos(\tau) u(\tau) d\tau$$

$$(b) \int_{-\infty}^t \cos(\tau) \delta(\tau) d\tau$$

$$(d) \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\tau) u(\tau - 1) \delta(\tau) d\tau$$

$$(b) \int_{-\infty}^t \sin(\tau) u(\tau) d\tau$$

$$(r) \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\tau) \delta(\tau) d\tau$$

$$(h) \int_{-\infty}^2 e^{\tau^2 - 3\tau + 2} \delta(\tau - 1) d\tau$$

Скицирати сигнале из тачака (а) и (б).

### РЕЗУЛТАТ

(а)  $\sin(t) u(t)$ ; (б)  $(1 - \cos(t)) u(t)$ ; (в)  $u(t)$ ; (г) 1; (д) 0; (ђ) 1.

9. Нацртати следеће континуалне сигнале:

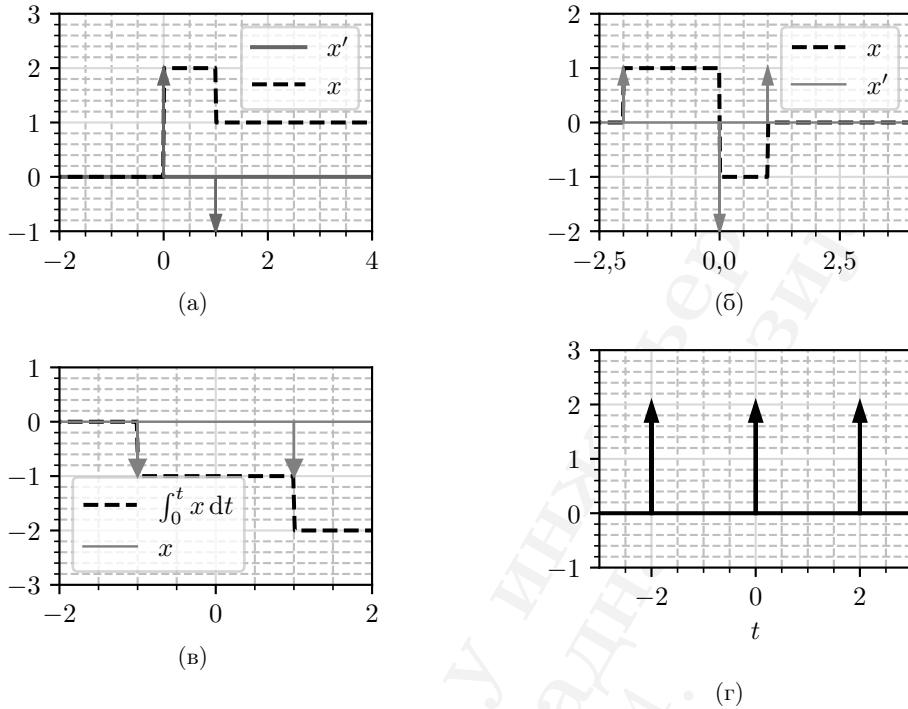
$$(a) x(t) = 2u(t) - u(t - 1), \text{ и } \frac{dx}{dt}(t); \quad (b) x(t) = \cos(\pi t)[\delta(t + 1) + \delta(t - 1)], \text{ и } \int_{-\infty}^t x(\tau) d\tau;$$

$$(b) x(t) = u(t + 2) - 2u(t) + u(t - 1), \text{ и } \frac{dx}{dt}(t); \quad (r) x(t) = \text{III}\left(\frac{t}{2}\right),$$

где су  $u(t)$  и  $\delta(t)$  јединична одскочна функција и Дираков импулс редом.

### РЕЗУЛТАТ

Тражени дијаграми приказани су на слици 9.1.



Слика 9.1

10. Напратити следеће дискретне сигнале  $x = x[n]$ :

(а)  $x[n] = u[n] - 2u[n - 4]$ ,  
и  $y[n] = \nabla x[n]$ ;

(в)  $x[n] = (1 - n)(u[n + 2] - u[n - 3])$

(б)  $x[n] = n^2(\delta[n + 2] - 2\delta[n - 2])$ ,  
и  $y[n] = \sum_{k=-\infty}^n x[k]$ ;

(г)  $x[n] = \cos \frac{\pi n}{N} \left( \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta[n - kN] \right) u[n]$ ,  
за  $N = 3$ ;

где су  $u[t]$  и  $\delta[n]$  дискретни јединични низ и дискретни јединични импулс редом, а  $\nabla x[n] = x[n] - x[n - 1]$  је диференца уназад,

#### РЕЗУЛТАТ

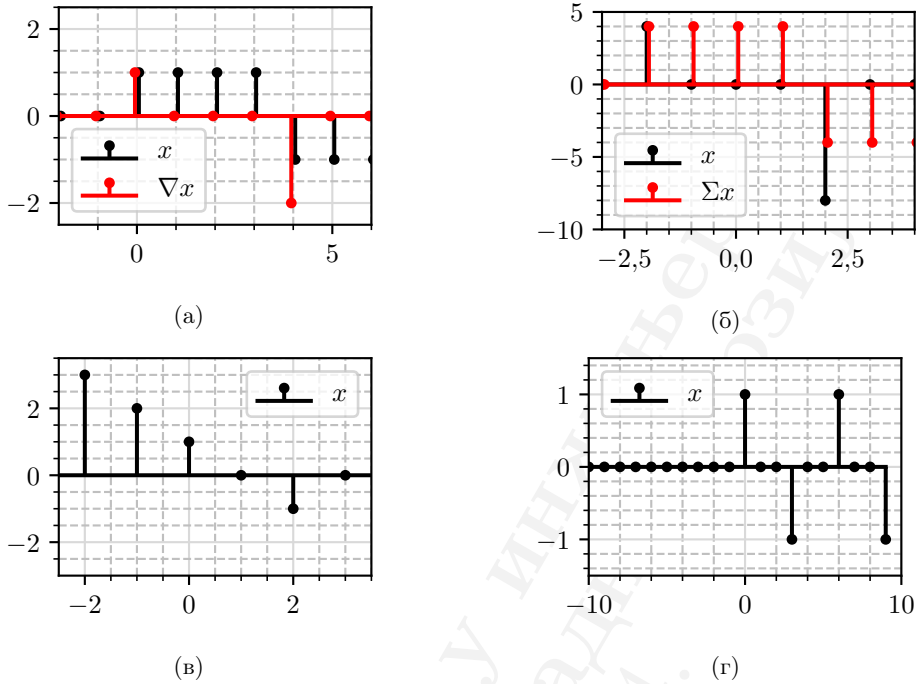
Тражени дијаграми приказани су на слици 10.1.

11. Изразити периодичну поворку Диракових импулса  $\text{Ш}_T(t)$  сложеном трансформацијом јединичне периодичне поворке Диракових импулса  $\text{Ш}(t) = \text{Ш}_1(t)$ .

#### РЕШЕЊЕ

Период тражене поворке једнак је  $T$  док је период јединичне поворке једнак јединици. Јасно је потребно онда прво обавити скалирање временске осе тако да се од јединичног импулса добије импулс одговарајуће ширине. Том приликом је потребно обавити скалирање





Слика 10.1: Уз задатак 10. На апсциси је  $n$ , а на ординати су означене величине.

временске осе појединачног делта импулса<sup>6</sup> па се има:

$$\text{Ш}\left(\frac{t}{T}\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{t}{T} - k\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{t - kT}{T}\right) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} T\delta(t - kT) = T\text{Ш}_T(t) \quad (11.1)$$

Коначно, из добијеног резултата је тражени израз  $\text{Ш}_T(t) = \frac{1}{T}\text{Ш}\left(\frac{t}{T}\right)$ .

<sup>6</sup>Користи се резултат  $\delta(a(t - t_0)) = \frac{1}{|a|}\delta(t - t_0)$

### Парносьи сиѣнала

**12.** Одредити парну и непарну компоненту континуалних сигнала  $x = x(t)$  за:

$$(a) \ x(t) = e^{kt}; \text{ и} \quad (b) \ x(t) = e^{j\omega_0 t},$$

где су  $k$  и  $\omega_0$  познате реалне константе.

#### РЕШЕЊЕ

Сваки континуални сигнал  $x(t)$  може се, на *јединствен* начин, представити преко његове парне и непарне компоненте,  $x_e(t) = \text{Ev } x(t)$  и  $x_o(t) = \text{Od } x(t)$  редом, као

$$x(t) = x_e(t) + x_o(t). \quad (12.1)$$

Парна и непарна компонента сигнала могу се одредити разматрањем израза за  $x(-t)$  као и његове парне и непарне компоненте. Наиме,

$$x(-t) = x_e(-t) + x_o(-t) \Rightarrow x(-t) = x_e(t) - x_o(t), \quad (12.2)$$

при чему су искоришћени  $x_e(-t) = x_e(t)$  и  $x_o(t) = -x_o(-t)$ , према дефиницији парне и непарне компоненте. Одатле се онда из система једначина (12.1) и (12.2) налазе изрази за парну и непарну компоненту сигнала датог као  $x(t)$ :

$$x_e(t) = \frac{x(t) + x(-t)}{2}, \quad \text{и} \quad (12.3)$$

$$x_o(t) = \frac{x(t) - x(-t)}{2}. \quad (12.4)$$

На основу добијеног резултата (12.4), онда се могу непосредно одредити парна и непарна компонента датих израза

$$(a) \ \text{Ev}\{e^{kt}\} = \frac{e^{kt} + e^{-kt}}{2} = \cosh(kx), \text{ и } \text{Od}\{e^{kt}\} = \frac{e^{kt} - e^{-kt}}{2} = \sinh(kx);$$

$$(b) \ \text{Ev}\{e^{j\omega_0 t}\} = \frac{e^{j\omega_0 t} + e^{-j\omega_0 t}}{2} = \cos(\omega_0 t), \text{ и } \text{Od}\{e^{j\omega_0 t}\} = \frac{e^{j\omega_0 t} - e^{-j\omega_0 t}}{2} = j \sin(\omega_0 t);$$

**13.** Одредити парну и непарну компоненту континуалног простопериодичног сигнала, облика  $x(t) = \sin(\omega_0 t + \theta)$ , где су  $\omega_0$  и  $\theta$  познате константе.

#### РЕШЕЊЕ

Решење се може потражити поступком описаним у задатку 12, ипак, у случају овог задатка, али и разних других сродних примера, резултат се може пронаћи *идентификацијом* парног и непарног дела сигнала, трансформацијом полазног израза. Применимо израз за синус збира<sup>7</sup> чиме се добија

$$x(t) = \sin(\omega_0 t + \theta) = \underbrace{\cos \theta}_{\text{const}} \cdot \sin \omega_0 t + \underbrace{\sin \theta}_{\text{const}} \cdot \cos \omega_0 t. \quad (13.1)$$

Пошто је познато да су  $\sin(\omega_0 t)$  и  $\cos(\omega_0 t)$  непаран и паран сигнал редом, а знамо да се сигнал  $x(t)$  може на јединствен начин представити као збир његових парних и непарних компоненти, онда морају бити

$$\text{Od}\{x(t)\} = \cos \theta \cdot \sin \omega_0 t, \quad \text{и} \quad (13.2)$$

$$\text{Ev}\{x(t)\} = \sin \theta \cdot \cos \omega_0 t. \quad (13.3)$$

<sup>7</sup> Синус збира углова  $\sin(\alpha + \beta) = \sin \alpha \cos \beta + \cos \alpha \sin \beta$

Овакав поступак идентификације компоненти сигнала, често може брже довести до резултата од поступка описаног у задатку 12.

**14.** Полазећи од дефиниција парног и непарног сигнала извести услов за парност сигнала

$$y(t) = x_1(t) \cdot x_2(t) \cdot x_3(t) \cdots x_n(t) = \prod_{k=1}^n x_k(t),$$

где је сваки од сигнала  $x_k(t)$  за  $k \in \{1, 2, \dots, n\}$  или паран или непаран.

#### РЕЗУЛТАТ

Сигнал је паран ако и само ако је број непарних сигнала из скупа  $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$  паран.

**15.** Применом својстава парних и непарних сигнала израчунати вредности одређених интеграла

$$(a) \quad I_1 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\cos t}{1 + e^{\sin 2t}} dt; \quad (b) \quad I_2 = \int_{-\pi/3}^{\pi/3} \frac{1 - t + 2t^3 - t^5 + 2t^7}{\cos^2(t)} dt.$$

#### РЕШЕЊЕ

Пошто су границе интеграла парне, може се користити својство да је

$$\int_{-a}^a f(t) dt = 2 \int_0^a \text{Ev}\{f(t)\} dt, \quad (15.1)$$

односно, потребно је потражити парне компоненте датих подинтегралних величина.

(a) Парна компоненте подинтегралне величине налази се применом особина парности простопериодичних функција, применом поступка из задатка 12, као

$$\text{Ev} \left\{ \frac{\cos t}{1 + e^{\sin 2t}} \right\} = \frac{\frac{\cos t}{1 + e^{\sin 2t}} + \frac{\cos(-t)}{1 + e^{\sin 2(-t)}}}{2} = \frac{\frac{\cos t}{1 + e^{\sin 2t}} + \frac{\cos t}{1 + e^{-\sin 2t}}}{2} = \quad (15.2)$$

$$= \frac{\cos(t)(2 + e^{\sin 2t} + e^{-\sin 2t})}{2 + e^{\sin 2t} + e^{-\sin 2t}} = \frac{1}{2} \cos(t). \quad (15.3)$$

Заменом добијеног резултата у (15.1), коначно се налази,  $I_1 = 1$ .

(b) Сличним поступком се налази резултат  $I_2 = 2\sqrt{3}$ .

### *Периодичност, снага и енергија сигнала*

**16.** Утврдити да ли су следећи сигнали периодични и за оне који то јесу израчунати основни период:

(a)  $x(t) = \cos(3t) + \sin(5t)$ ;

(b)  $x(t) = \cos(6t) + \sin(8t) + e^{j2t}$ .

(б)  $x(t) = \cos(6t) + \sin(\pi t)$ ;

РЕШЕЊЕ

Периодичност збира континуалних сигнала  $f_1(t)$ ,  $f_2(t)$ ,  $\dots$ , и  $f_n(t)$  може се дискутовати на основу њихових основних периода  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $\dots$ , и  $T_n$ . Претпоставимо да је основни период сигнала  $f(t) = f_1(t) + f_2(t) + \dots + f_n(t)$  једнак  $T$ . Тада је јасно да се период сваког од сигнала сабирака мора садржати цео број пута у сигналу збира, односно  $T = n_1 T_1 = n_2 T_2 = \dots = n_n T_n$ , где су  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $\dots$ , и  $n_n$  цели бројеви. Пошто је основни период најмањи такав период, то значи да је  $T$  најмањи број који се цео број пута садржи у сваком од периода сигнала сабирака, односно је

$$T = \text{NZS}\{T_1, T_2, \dots, T_n\}. \quad (16.1)$$

Такав резултат ће постојати уколико је  $\frac{T_i}{T_j} = \frac{n_i}{n_j} \in \mathbb{Q}, \forall i, j$ , односно, ако је однос сваког пара периода рационалан број. За такве периоде кажемо да су *рационално самерљиви*.

(a) Сигнал  $x(t) = \cos(3t) + \sin(5t)$  је периодичан, јер су основни периоди<sup>8</sup> сабирака рационално самерљиви, односно,  $T = \text{NZS}\left\{\frac{2\pi}{3}, \frac{2\pi}{5}\right\} = 2\pi$ .

(б) Сигнал  $x(t) = \cos(6t) + \sin(\pi t)$  је аperiodичан јер периоди сабирака,  $\frac{2\pi}{6}$  и  $2$ , нису рационално самерљиви пошто је  $\pi \notin \mathbb{Q}$ .

(в) Сигнал  $x(t) = \cos(6t) + \sin(8t) + e^{j2t}$  је периодичан, јер су основни периоди сабирака  $\frac{\pi}{3}$ ,  $\frac{\pi}{4}$ , и  $\pi$  рационално самерљиви, а период је  $T = \text{NZS}\left\{\frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \pi\right\} = \pi$ .

**17.** Реална дискретна синусоида дефинисана је у облику  $x[n] = A \cos(\Omega_0 n + \phi)$ , где је  $A \geq 0$ ,  $|\Omega_0| \leq \pi$  и  $|\phi| \leq \pi$ . Ако дата секвенца

(a)  $\{0, 1, 0, -1\}$ ;

(b)  $\{1, 0, -1, -\sqrt{2}, -1, 0, 1, \sqrt{2}\}$

(б)  $\{0, 1, 1, 0, -1, -1\}$ ;

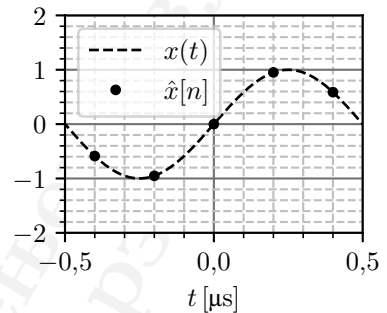
представља основни период ове синусоиде, при чему је први члан  $x[0]$ , одредити параметре  $A$ ,  $\Omega_0$  и  $\phi$ .

РЕЗУЛТАТ

<sup>8</sup>Основни период синусоиде  $\sin(\omega_0 t + \theta)$  је  $T = 2\pi/\omega_0$ .

$$(a) \Omega_0 = \frac{\pi}{2}, \phi = -\frac{\pi}{2}, A = 1, (b) \Omega_0 = \frac{\pi}{3}, \phi = -\frac{\pi}{2}, A = \frac{2}{\sqrt{3}}, (в) \Omega_0 = \frac{\pi}{4}, \phi = \frac{\pi}{4}, A = \sqrt{2}$$

**18.** Континуални сигнал  $x_1(t) = \sin(2\pi f_1 t)$ , учестаности  $f_1 = 1$  [МHz], измерен је дигиталним осцилоскопом у тренуцима времена  $t = kT_s$ , где је  $T_s = 0,2$  [ $\mu$ s], чиме је добијен дискретан сигнал  $\hat{x}[n] = x(nT_s)$ , као на слици. Затим је мерен простопериодични сигнал  $x_2(t)$ , учестаности  $f_2$ , измерен истим поступком са истом вредношћу  $T_s$ , чиме је добијен дискретан сигнал  $\hat{x}_2[n] = x_2(nT_s)$ . Установљено је да је  $\hat{x}_1[n] = \hat{x}_2[n]$ . На основу тог резултата, одредити могуће вредности учестаности  $f_2$ .



Слика 18.1

## РЕШЕЊЕ

Дискретни сигнал  $\hat{x}_1[n]$ , добијен од континуалног сигнала  $x_1(t)$ , је дат изразом  $\hat{x}_1[n] = \sin(2\pi f_1 n T_s)$ . Нека је учестаност простопериодичног сигнала  $x_2(t)$  записана као  $f_2 = f_1 + \Delta f$ , онда се за дискретан сигнал  $\hat{x}_2[n]$  може писати

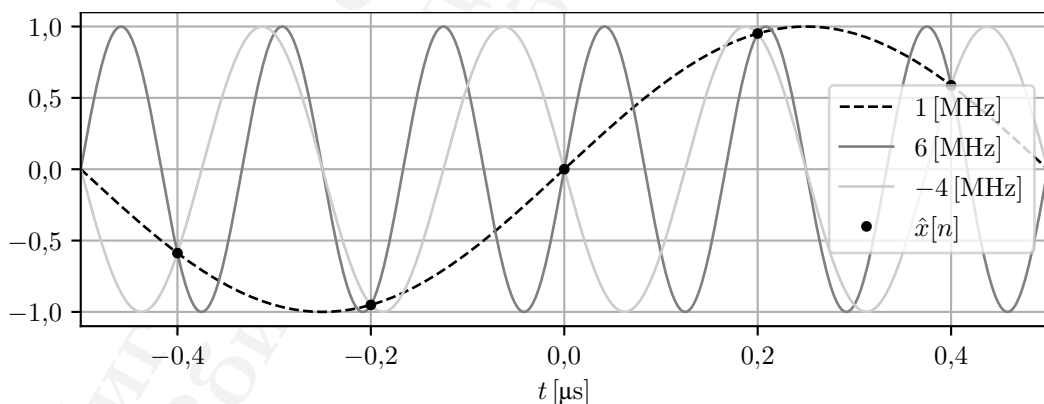
$$\hat{x}_2[n] = \sin(2\pi f_2 n T_s) = \sin(2\pi(f_1 + \Delta f)n T_s) = \sin(2\pi f_1 n T_s + \underbrace{2\pi \Delta f n T_s}_{2\pi k[n]}) \quad (18.1)$$

$$= \sin(2\pi f_1 n T_s) = \hat{x}_1[n] \quad (18.2)$$

Због периодичности континуалне синусоиде, довољан је услов да је  $2\pi \Delta f n T_s = 2\pi k[n]$ , за целобројне вредности  $k[n]$ . Односно, услов да је  $\Delta f = k[n]/n T_s$ . Пошто је  $\Delta f$  константа, онда мора бити  $k[n] = k_0 n$ ,  $k_0 \in \mathbb{Z}$ , односно,  $\Delta f = k_0/T_s$ . Закључујемо да су могуће учестаности сигнала  $x_2$  из скупа

$$f_2 = \{\dots, f_1 - 2f_s, f_1 - f_s, f_1, f_1 + f_s, f_1 + 2f_s, \dots\}, \quad f_s = \frac{1}{T_s}. \quad (18.3)$$

Пошто су у конкретном случају  $f_s = 5$  [МHz], то су могућа решења из скупа  $f_2$  [МHz]  $\in \{\dots, -4, 1, 6, 11, \dots\}$ .



Слика 18.2: Синусоиде различитих учестаности које одговарају истом дискретном низу.

Резултат овог задатка је веома важан јер наговештава проблем да је дискретизацијом континуалног сигнала, у општем случају, немогуће једнозначно реконструисати полазни сигнал. Ипак, у наставку курса, изучићемо који квалитети континуалног сигнала, и одабир

времена  $T_s$ , могу довести до једнозначне реконструкције и много сложенијих сигнала од простопериодичног.

**19.** Познато је да су енергије реалних сигнала  $x = x(t)$  и  $y = y(t)$ ,  $W_x$  и  $W_y$  редом, коначне. Одредити (а) услов, који треба да задовољавају сигнали  $x$  и  $y$ , под којим је снага сигнала  $z(t) = x(t) + y(t)$  једнака  $W_z = W_x + W_y$ . На основу резултата из претходне тачке (б) доказати једнакост:

$$W\{x\} = W\{\text{Ev}\{x\}\} + W\{\text{Od}\{x\}\},$$

где  $W\{x\}$  означава енергију сигнала  $x$ .

#### РЕШЕЊЕ

(а) Снага сигнала  $z(t) = x(t) + y(t)$  може се изразити као

$$\underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} (x(t) + y(t))^2 dt}_{W_z} = \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} x(t)^2 dt}_{W_x} + \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} y(t)^2 dt}_{W_y} + 2 \int_{-\infty}^{\infty} x(t)y(t) dt. \quad (19.1)$$

Да би се остварио услов  $W_z = W_x + W_y$ , потребно је да буде  $\int_{-\infty}^{\infty} x(t)y(t) dt = 0$ . За реалне сигнале  $x(t)$  и  $y(t)$  који овај услов задовољавају каже се да су *ортогонални*<sup>9</sup>.

(б) На основу резултата претходне тачке, једнакост коју треба доказати је тачна, будући да је услов интеграл непарне функције у симетричним границама,  $\int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\text{Ev}\{x\} \cdot \text{Od}\{x\}}_{\text{Непарна функција}} dt = 0$ .

Односно, кажемо да су парна и непарна компонента сигнала ортогонални сигнали.

**20.** Нека дат периодичан сигнал  $x(t)$ , чија је основна периода  $T$ . Такав сигнал се може једнозначно представити преко своје сталне (DC) компоненте и наизменичне (AC) компоненте као  $x(t) = \tilde{x}(t) + X$ . Стална компонента је константна, док је средња вредност наизменичне компоненте равна нули. Одредити израз за средњу снагу,  $P$ , сигнала  $x(t)$ , у зависности од средњих снага његових DC и AC компоненти,  $P_{\text{DC}}$  и  $P_{\text{AC}}$ , редом.

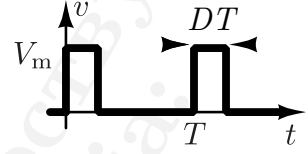
РЕШЕЊЕ: Пошто је средња вредност производа сталне и наизменичне компоненте сигнала једнака  $\frac{1}{T} \int_T \tilde{x}(t)X dt = \frac{1}{T}X \underbrace{\int_T \tilde{x}(t) dt}_{=0, \text{ по деф.}}$ , закључује се да су стална и наизменична

компонента ортогоналне у смислу дефинисаном у задатку 19а, па је на основу става из тог задатка снага комплетног сигнала једнака збиру сигнала компоненти:

$$P = P_{\text{DC}} + P_{\text{AC}}. \quad (20.1)$$

<sup>9</sup>Ортогоналност сигнала строго је дефинисана у векторском простору над скупом свих комплексних сигнала, на коначном интервалу  $[a, b]$ , у коме се скаларни производ дефинише као  $\langle x(t), y(t) \rangle = \int_a^b x(t)y^*(t) dt$ . Сигнали  $x(t)$  и  $y(t)$  су онда у том смислу ортогонални ако је  $\langle x(t), y(t) \rangle = 0$ . Ова идеја ће бити коришћена приликом увођења Фуријеових редова.

**21.** Дат је напонски сигнал  $v = v(t)$  облика периодичне поворке униполарних правоугаоних импулса амплитуде  $V_m = 5$  [V], као на слици. Трајање импулса је  $DT$  где је  $0 \leq D \leq 1$  (тзв. *фактор исцуне*), а учестаност сигнала је  $f$ . Одредити средњу снагу наизменичне компоненте тог сигнала у функцији фактура испуне  $P_{AC} = P_{AC}(D)$ .



Слика 21.1

**РЕШЕЊЕ:** На основу става доказаног у задатку 20 средња снага комплетног сигнала једнака је збиру средњих снага наизменичне и сталне компоненте,  $P = P_{AC} + P_{DC}$ . Стална

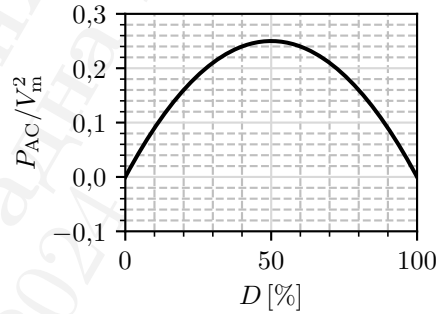
компонента сигнала једнака је  $V = \frac{1}{T} \int_0^T v(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{DT} V_m dt = DV_m$ , па је снага сталне

компоненте  $P_{DC} = D^2 V_m^2$ .

Средња снага комплетног сигнала је  $P =$

$$\frac{1}{T} \int_0^T v^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{DT} V_m^2 dt = DV_m^2, \text{ одакле је средња}$$

снага наизменичне компоненте  $P_{AC} = V_m^2 D(1 - D)$ , што представља параболу по  $D$ , као што је илустровано на слици 21.2.



Слика 21.2

**22.** Извести израз за снагу сигнала:

$$x(t) = a_0 + a_1 \cos(\omega_0 t) + a_2 \cos(2\omega_0 t) + \dots + a_n \cos(n\omega_0 t), \quad (n \in \mathbb{N})$$

где су  $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$  познате реалне константе.

**РЕШЕЊЕ**

Периоди сигнала  $x(t)$  су  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$  и  $T_k = \frac{T_0}{k}$ , где је  $k \in \{2, 3, \dots, n\}$ , па је укупни период сигнала  $x(t)$  једнак  $T_0$ . Снага сигнала  $x(t)$  може се изразити као

$$P_x = \frac{1}{T_0} \int_{T_0} x^2(t) dt = \frac{1}{T_0} \int_{T_0} (a_0 + a_1 \cos(\omega_0 t) + a_2 \cos(2\omega_0 t) + \dots + a_n \cos(n\omega_0 t))^2 dt \quad (22.1)$$

Подинтегрална величина се може поделити на чланове у две различите врсте, квадрат сваког члана у изразу, и производ различитих чланова у изразу, чиме се добија израз

$$T_0 P_x = \int_{T_0} a_0^2 dt + \int_{T_0} a_1^2 \cos^2(\omega_0 t) dt + \int_{T_0} a_2^2 \cos^2(2\omega_0 t) dt + \dots + \int_{T_0} a_n^2 \cos^2(n\omega_0 t) dt + (22.2)$$

$$+ 2a_0 a_1 \int_{T_0} \cos(\omega_0 t) dt + 2a_0 a_2 \int_{T_0} \cos(2\omega_0 t) dt + \dots + 2a_0 a_n \int_{T_0} \cos(n\omega_0 t) dt + (22.3)$$

$$+ 2a_1 a_2 \int_{T_0} \cos(\omega_0 t) \cos(2\omega_0 t) dt + \dots + 2a_{n-1} a_n \int_{T_0} \cos((n-1)\omega_0 t) \cos(n\omega_0 t) dt + \dots (22.4)$$

Интеграли у изразу (22.2) су квадрати простопериодичних величина<sup>10</sup>, па је њихова вредност једнака  $T_0/2$ . У реду (22.3) су интеграли простопериодичних функција па су они сви равни нули, док су у реду (22.4) сви интеграли типа<sup>11</sup>  $\int_T \cos(n\omega t) \cos(m\omega t) dt$ , за  $n \neq m$  равни нули. На основу тога, коначно се има

$$P_x = a_0^2 + \frac{a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_n^2}{2} \quad (22.5)$$

Резултат се може добити и уопштењем става из задатка 19. Будући да су сабирци изрази у задатку облика да је, интеграл на периоду производа свака два од њих раван нули, то је снага тог сигнала једнака збиру снага сваког од сигнала понаособ. Сигнал  $a_0$  је константни сигнал, па је његова снага једнака квадрату амплитуде  $a_0^2$ , док је снага сигнала  $a_n \cos(n\omega_0 t)$ ,  $n \in \mathbb{N}$ , једнака  $a_n^2/2$  (квадрат ефективне вредности  $a_n/\sqrt{2}$ ). Сабирањем таквих снага, добија се исти коначан резултат.

**\*\*23.** Позната је отпорност отпорника  $R = 3 \text{ [k}\Omega\text{]}$  и струја успостављена на његовим прикључцима  $i = \frac{0,75 I_0}{1,25 - \cos(\omega t)}$ , где су  $I_0 = 1 \text{ [mA]}$  и  $\omega = 10^3 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ . Израчунати средњу снагу Цулових губитака на том отпорнику,  $P_R$ .

#### РЕШЕЊЕ

Средња снага отпорника одређује се рачунањем изрази  $P_R = \frac{1}{T} \int_T i^2(t) R dt$ . Односно,  $P_R = \frac{RI_0^2}{T} \int_0^T \left( \frac{0,75}{1,25 - \cos(\omega t)} \right)^2 dt$ . Ради једноставности, у добијеном интегралу се може увести смена која има смисао тренутне фазе,  $\phi = \omega t$ , након чега се има  $P_R = \frac{RI_0^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left( \frac{0,75}{1,25 - \cos(\phi)} \right)^2 d\phi$ . Добијени интеграл

$$I = \int_0^{2\pi} \frac{0,75^2}{(1,25 - \cos(\phi))^2} d\phi \quad (23.1)$$

може се решити методама *комплексне анализе*.

Косинусна функција се пре свега изражава у експоненцијалној форми  $\cos(\phi) = \frac{e^{j\phi} + e^{-j\phi}}{2}$  и замењује у израз (23.1), након чега се сређује добијени израз и елиминишу негативни експоненти:

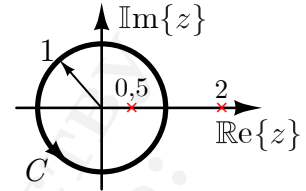
$$I = \int_0^{2\pi} \frac{0,75^2}{\left(1,25 - \frac{e^{j\phi} + e^{-j\phi}}{2}\right)^2} d\phi = \int_0^{2\pi} \frac{2,25 e^{j2\phi}}{(2,5e^{j\phi} - e^{j2\phi} - 1)^2} d\phi. \quad (23.2)$$

<sup>10</sup>За сигнале  $\cos^2(n\omega t)$ , са периодом  $T$ , средња вредност је  $\frac{1}{2}$  па је  $\int_{T_0} \cos^2(n\omega t) dt = \frac{T}{2}$ .

<sup>11</sup>Доказ овог става следи из чињенице да су сигнали  $\cos(n\omega_0 t)$  и  $\cos(m\omega_0 t)$  ортогонални за  $m \neq n$  у смислу дефинисаном у задатку 19а. Овај став је од нарочитог интереса за увођење Фуријеових редова.



У добијеном изразу уводи се смена  $z = e^{j\phi}$ , односно  $dz = j e^{j\phi} d\phi$ . Пошто су границе интеграције за  $\phi$  од 0 до  $2\pi$  то тачка  $z$  у комплексној равни описује контуру  $C$  јединичне кружнице у позитивном математичком смеру (слика 23.1). Трансформацијом бројиоца  $e^{j2\phi} d\phi = \frac{z dz}{j}$  и сменом  $e^{jk\pi} = z^k$  ( $k \in \mathbb{N}$ ) интеграл из (23.2) се може записати као



Слика 23.1

$$I = \underbrace{\frac{1}{j} \oint_C \underbrace{\frac{2,25z}{(2,5z - z^2 - 1)^2}}_{f(z)} dz}_{I'} \quad (23.3)$$

Контурни интеграл  $I'$  се може решити израчунавањем резидуума полова подинтегралне функције,  $f(z)$ , који се налазе унутар контуре интеграције (Кошијева теорема о резидуумима):

$$I' = j2\pi \sum_{z_{pk} \in C} \text{Res } f(z). \quad (23.4)$$

Добијена функција  $f(z)$  има полове који одговарају коренима полинома из имениоца  $p(z) = (2,5z - z^2 - 1)^2 = (z - 0,5)^2(z - 2)^2$ . Полином има два двострука корена, 0,5 и 2, који представљају двоструке полове подинтегралне функције (слика 23.1). Од ових полова, само двоструки пол у 0,5 је унутар контуре интеграције. Резидуум пола другог реда је у општем случају дат изразом  $\text{Res } f(z) = \lim_{z \rightarrow c} \frac{d}{dz} (z - c)^2 f(z)$ . Израчунавањем јединог потребног резидуума се налази

$$\text{Res } f(z) = \lim_{z \rightarrow 0,5} \frac{d}{dz} \left( \frac{2,25z(z - 0,5)^2}{(z - 0,5)^2(z - 2)^2} \right) = \lim_{z \rightarrow 0,5} \left( -\frac{2,25z + 4,5}{(z - 2)^3} \right) = \frac{5}{3}. \quad (23.5)$$

Заменом добијеног резултата у (23.4) и (23.3) добија се  $I = 2\pi \frac{5}{3}$  одакле се коначно заменом у израз за снагу добија  $P_R = \frac{RI_0^2}{2\pi} \cdot 2\pi \frac{5}{3} = 5 \text{ [mW]}$ .

## 1.2 Континуални системи

**24.** За следеће системе испитати да ли су стабилни у *BIBO* смислу, линеарни, временски инваријантни, са меморијом и каузални:

$$\begin{aligned} \text{(а)} \quad y(t) &= \sum_{k=0}^{\infty} x(t - kT), & \text{(в)} \quad y(t) &= t(x(t - 1))^2, & \text{(д)} \quad y(t) &= \frac{dx(t)}{dt}, \\ \text{(б)} \quad y(t) &= \sqrt{2}x(t), & \text{(г)} \quad y(t) &= \int_{-\infty}^t x(\tau) \sin(\tau) d\tau, & \text{(ђ)} \quad y(t) &= te^{x(t)-t} u(t), \end{aligned}$$

где је  $y(t) = O\{x(t)\}$  одзив посматраног система.

### РЕШЕЊЕ

Поновимо особине система и њихове дефиниције

- Систем је *линеаран* уколико је *агитиван* и *хомоген*. Систем је адитиван уколико је одзив на збир два улаза једнак збиру одзива на сваки од улаза појединачно,  $O\{x_1(t) + x_2(t)\} = O\{x_1(t)\} + O\{x_2(t)\}$ . Систем је хомоген ако је одзив на умножак улаза и константе једнак производу одзива и константе, односно  $O\{kx(t)\} = kO\{x(t)\}$ ,  $k = \text{const.}$  У општем случају, систем је линеаран уколико важи принцип суперпозиције

$$O\{ax_1(t) + bx_2(t)\} = aO\{x_1(t)\} + bO\{x_2(t)\}, \quad \forall a, b = \text{const.} \quad (24.1)$$

- Систем је *стабилан у BIBO смислу* (енг. *Bounded Input Bounded Output*) уколико сваки ограничен улаз доводи до ограниченог излаза. Односно, уколико је побуда ограничена са  $B_x \geq 0$ , тако да је  $|x(t)| < B_x, \forall t$ , онда је систем стабилан у BIBO смислу ако је и одзив ограничен, односно постоји  $B_y$  такво да је  $|y(t)| < B_y, \forall t$ . Предикатском логиком ово се може записати и као

$$(\exists B_x)(\forall t)(|x(t)| < B_x) \Rightarrow (\exists B_y)(\forall t)(|O\{x(t)\}| < B_y). \quad (24.2)$$

Важно је нагласити да је дати исказ импликација, односно код *BIBO* стабилних система може се десити да неограничена побуда доводи до неограниченог одзива или да неограничена побуда доводи до ограниченог одзива. Такође, често је могуће показати да систем није стабилан одређивањем контрапримера, односно, испитивањем исказа контрапозиције.

- Систем је *стационаран* (тј. временски инваријантан/непроменљив) уколико трансформација побуде у времену доводи до исте трансформације одзива у времену:

$$y(t) = O\{x(t)\} \Rightarrow y(t - \tau) = O\{x(t - \tau)\}. \quad (24.3)$$

Стационарност система се често може испитати уверавањем да ли систем на неки начин препознаје апсолутно време - односно да ли његов одзив експлицитно зависи од времена.

- За систем се каже да *нема меморију* уколико тренутна вредност одзива зависи само од тренутне вредности улаза, односно, нема особину *меморисања* претходних вредности улаза. Иначе, систем је са меморијом.
- За систем се каже да је *каузалан* уколико тренутна вредност одзива не зависи од будућих вредности улаза. Сваки систем који постоји у природи, или који може да се реализује, је каузалан.

(а) • Линеарност испитујемо испитивањем суперпозиције  $O\{ax_1(t) + bx_2(t)\} = \sum_{k=0}^{\infty} ax_1(t - kT) + bx_2(t - kT)$

$$= a \sum_{k=0}^{\infty} x_1(t - kT) + b \sum_{k=0}^{\infty} x_2(t - kT) = aO\{x_1(t)\} + bO\{x_2(t)\},$$

што значи да систем јесте линеаран. ✓

- Претпоставимо да је ограничена побуда  $x(t) = 1$ , онда је одзив  $y(t) = \sum_{k=0}^{\infty} 1 \rightarrow \infty$ , па је одзив неограничен па систем није стабилан у *BIBO* смислу. ✗

- Пошто чланови суме за  $k > 0$  за вредност одзива у тренутку  $t$  користе вредност побуде у тренуцима  $t - kT < t$  (односно у прошлости), систем је са меморијом. ✓

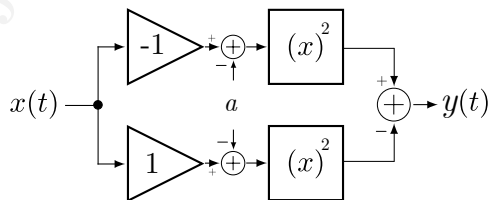
- Пошто су сви чланови суме такви да је  $t - kT \leq t$ , систем је каузалан. Обратити пажњу да је ово последица одабира доње границе сумирања. ✓

- (б) • Испитивањем суперпозиције,  $O\{ax_1(t)+bx_2(t)\} = \sqrt{2}(ax_1(t)+bx_2(t)) = a\sqrt{2}x_1(t)+b\sqrt{2}x_2(t) = aO\{x_1(t)\} + bO\{x_2(t)\}$ , закључује се да је систем линеаран. ✓
- Пошто је систем множење константом, ограниченост побуде имплицира ограниченост одзива,  $B_y = \sqrt{2}B_x$ , па је систем стабилан у *BIBO* смислу. ✓
- Пошто транслација побуде доводи до транслације одзива, систем је стационаран. ✓
- Пошто је одзив у тренутку  $t$  пропорционалан вредности побуде у тренутку  $t$ , систем нема меморију. ×
- Пошто систем за рачунање тренутне вредности одзива „види“ само тренутну вредност побуде, он је каузалан. ✓
- (в) • Линеарност система не важи, будући да постоји квадрирање сигнала, што је нити адитивна нити хомогена операција. ×
- Размотримо сигнал  $x(t) = 1$ , тада је  $y(t) = t$ , па је  $y(\infty) \rightarrow \infty$  одзив неограничен, па систем није стабилан у *BIBO* смислу. ×
- Одзив у тренутку  $t$  зависи од тренутка  $t-1$  тако да је дати систем са меморијом. ✓
- Пошто одзив у тренутку  $t$  не зависи од будућности, систем је каузалан. ✓

Примери (г), (д) и (ђ) се читаоцу остављају за вежбу. Коначни резултат приказан је табеларно.

	(а)	(б)	(в)	(г)	(д)	(ђ)
Линеаран	✓	✓		✓	✓	
Временски инваријантан	✓	✓			✓	
Са меморијом	✓		✓	✓	✓	
Стабилан		✓				✓
Каузалан	✓	✓	✓	✓		✓

**25.** У систему са слике употребљени су идеални појачавачи сигнала, суматори и блокови за квадрирање, а  $a$  је позната реална константа. Одредити (а) везу између излаза и улаза система. Испитати да ли је тај систем (б) линеаран, (в) са меморијом и (г) стабилан у *BIBO* смислу.



Слика 25.1

### РЕЗУЛТАТ

(а) Тражена веза је  $y(t) = 4ax(t)$ . (б) Систем је линеаран, без меморије и стабилан.

**26.** Нека је дат континуалан систем диференцијалном једначином облика  $\frac{dy}{dt} - ay = x$ , где су  $x = x(t)$  и  $y = y(t)$  побуда и одзив тога система редом, а  $a$  је позната реална константа. Одредити одзив на експоненцијалну побуду облика  $e^{bt}$  и  $u(t)$ , (а) ако је  $b \neq a$  и (б)  $b = a$ .

### РЕШЕЊЕ

За  $t < 0$  је одзив на побуду једнак нули, док се за  $t > 0$  решава диференцијална једначина  $y'(t) - ay(t) = e^{bt}$ . У општем случају, решење се састоји из хомогеног и партикуларног дела. Хомогени део се налази одређивањем корена карактеристичног полинома  $P(\lambda) = \lambda - a$

па је  $\lambda_0 = a$ . Постоји само једна карактеристична функција па је облик хомогеног дела одзива  $y_h(t) = Ae^{at}$ , за произвољну вредност константе  $A$ . Партикуларни део експоненцијалне побуде се тражи у експоненцијалном облику<sup>12</sup>, па је  $y_p = Be^{bt}$ , заменом у полазну једначину добија се:

$$Bbe^{bt} - aBe^{bt} = e^{bt} \Rightarrow B = \frac{1}{b-a}. \quad (26.1)$$

Комплетан облик одзива је онда облика  $y(t) = Ae^{at} + \frac{1}{b-a}e^{bt}$ . Будући да је побуда ограничена то је одзив непрекидан па је  $y(0^+) = 0$  одакле се налази константа  $A$ , па је  $A = \frac{1}{a-b}$ , коначно се добија да је одзив на тражену побуду:

$$y(t) = \frac{e^{bt} - e^{at}}{b-a}. \quad (26.2)$$

(б) Проблем дељења нулом када је  $b = a$  се може решити тражењем граничне вредности. Узмимо да је  $b = a + \varepsilon$  и заменимо у резултат 26.2, одатле се сређивањем даље има

$$y(t) = \frac{e^{(a+\varepsilon)t} - e^{at}}{\varepsilon} = e^{at} \frac{e^{\varepsilon t} - 1}{\varepsilon}. \quad (26.3)$$

Будући да је  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{e^{\varepsilon t} - 1}{\varepsilon} = t$  одзив у траженом случају ће бити коначно  $y(t) = te^{at}$ .

У општем случају, генерализацијом поступка који је дат у овом задатку, показује се да је партикуларни део решења диференцијалне једначине  $P(D)y(t) = x(t)$ , за експоненцијалну побуду  $x(t) = e^{at}u(t)$ , дат у облику  $y_p(t) = \frac{e^{at}}{P(a)}$ , ако је  $P(a) \neq 0$ .

Уколико је  $a$  једностуки корен полинома  $P$ , онда је партикуларни део у облику  $y_p = \frac{te^{at}}{P'(a)}$ , а кажемо да побуда „погађа“ резонансу система првог реда.

Ако је  $a$  вишеструки корен полинома  $P$ , вишеструкости  $s$ , онда је партикуларни део у облику  $y_p = \frac{t^s e^{at}}{P^{(s)}(a)}$ .

**27.** Нека је систем описан диференцијалном једначином у облику  $P(D)y(t) = x(t)$ , где су  $x(t)$  и  $y(t)$  побуда и одзив тог система редом, а  $P(D)$  је оператор дат полиномом са реалним коефицијентима по оператору диференцирања  $D = \frac{d}{dt}$ . Полазећи од формуле

одзива за експоненцијалну побуду, облика  $y_p = \frac{e^{at}}{P(a)}$ , одредити партикуларни део одзива на нерезонантну побуду када је она простопериодична, облика (а)  $x(t) = \cos(\omega_0 t)$  и (б)  $x(t) = \sin(\omega_0 t)$ .

**РЕШЕЊЕ:** Приметимо да је  $e^{j\omega_0 t} = \cos(\omega_0 t) + j\sin(\omega_0 t)$ . Мотивисани том примедбом, размотримо побуду комплексним сигналом облика:  $\underline{x}(t) = x_r(t) + jx_i(t)$ . Заменом је одзив на такву побуду у облику:  $P(D)\underline{y}(t) = \underline{x}(t) \iff P(D)(y_r(t) + jy_i(t)) = x_r(t) + jx_i(t)$ , односно, може се тврдити да је  $\operatorname{Re}\{P(D)\underline{y}(t)\} = \operatorname{Re}\{\underline{x}(t)\}$ , односно,  $\operatorname{Im}\{P(D)\underline{y}(t)\} = \operatorname{Im}\{\underline{x}(t)\}$ . Другим речима, реални део побуде побуђује само реални део одзива, док имагинарни део побуде побуђује само имагинарни део одзива.

На овом резултату можемо да темељимо поступак одређивања одзива на побуде облика  $\cos(\omega_0 t)$  и  $\sin(\omega_0 t)$ , полазећи од одзива на експоненцијалну побуду  $e^{\underline{s}t}$ ,  $\underline{s} = j\omega_0$ , користећи

<sup>12</sup>То је природно за очекивати, будући да је експоненцијална функција једина сразмерна своме изводу.

результат да је  $y_p(t) = \frac{e^{st}}{P(s)} = \frac{e^{j\omega_0 t}}{P(j\omega_0)}$ , одакле се налазе партикуларни делови одзива за побуде облика  $\cos(\omega_0 t)$  и  $\sin(\omega_0 t)$  као:

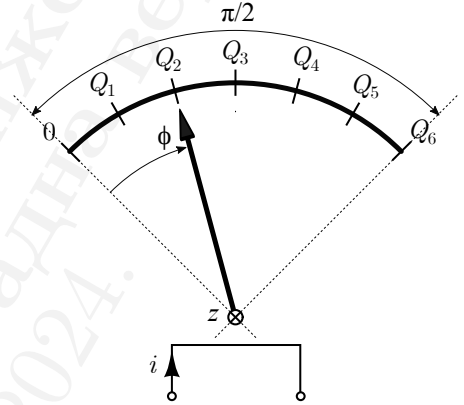
$$y_p^{(\cos)}(t) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{e^{j\omega_0 t}}{P(j\omega_0)} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{e^{j\omega_0 t}}{|P(j\omega_0)| e^{j \arg P(j\omega_0)}} \right\} = \frac{\cos(\omega_0 t - \arg P(j\omega_0))}{|P(j\omega_0)|}; \text{ и } \quad (27.1)$$

$$y_p^{(\sin)}(t) = \operatorname{Im} \left\{ \frac{e^{j\omega_0 t}}{P(j\omega_0)} \right\} = \operatorname{Im} \left\{ \frac{e^{j\omega_0 t}}{|P(j\omega_0)| e^{j \arg P(j\omega_0)}} \right\} = \frac{\sin(\omega_0 t - \arg P(j\omega_0))}{|P(j\omega_0)|}, \quad (27.2)$$

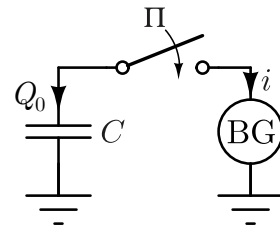
којом приликом је расписан карактеристични полином у комплексном поларном облику,  $P(j\omega_0) = |P(j\omega_0)| e^{j \arg P(j\omega_0)}$ , а коришћено је и  $e^{j\omega_0 t} / e^{j \arg P(j\omega_0)} = e^{j(\omega_0 t - \arg P(j\omega_0))}$ .

**\*28.** На слици 28.1 је приказана једна конструкција балистичког галванометра (БГ), инструмента за мерење протока наелектрисања. Казаљка инструмента може да прави угаони отклон у границама  $0 \leq \phi \leq \frac{\pi}{2}$ . Веза између струје,  $i = i(t)$ , на једином електричном приступу БГ и угаоног отклона казаљке,  $\phi = \phi(t)$ , дата је диференцијалном једначином  $J \frac{d^2 \phi}{dt^2} + F \frac{d\phi}{dt} + K\phi = \alpha i$ , при чему је познато  $J = 6 \text{ [s}^2\text{]}$ ,  $F = 24 \text{ [s]}$ ,  $K = 24$  и  $\alpha = \pi e \left[ \frac{1}{\mu\text{A}} \right]$ ,

где је  $e$  основа природног логаритма. Сматрати да се тај приступ БГ, у електричном смислу, понаша као савршен кратак спој. Инструмент се калибрише на основу огледа са слике 2. Непосредно пре затварања прекидача, кондензатор је оптерећен количином наелектрисања  $Q_0 = 1 \text{ [}\mu\text{C]}$  а казаљка БГ мирује у нултом положају,  $\phi = 0$ . (а) Решавањем у временском домену одредити кретање казаљке,  $\phi(t)$ , по затварању прекидача до успостављања новог стационарног стања. (б) Скицирати временски дијаграм  $\phi(t)$ .



Слика 28.1



Слика 28.2

(в) Израчунати вредности једнако размакнутих подеока са слике 1,  $Q_1, Q_2, \dots, Q_6$ , ако се као показивање инструмента (односно, количина наелектрисања протекла у импулсу) очитава вредност на коју показује казаљка у тренутку када је најдаље од нултог подеока током свог кретања.

**РЕШЕЊЕ:** На основу резултата задатка 4, струја која протиче кроз БГ по затварању прекидача је  $i(t) = Q_0 \delta(t)$ . Та импулсна побуда побуђује разматрани систем па је потребно потражити одзив на побуду.

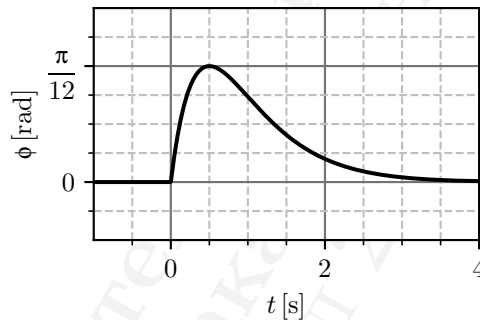
Карактеристични полином диференцијалне једначине система је  $P(\lambda) = J\lambda^2 + F\lambda + K$ , корени карактеристичног полинома потражују се из обрасца решења квадратне једначине као  $\lambda_{1,2} = \frac{-F \pm \sqrt{F^2 - 4JK}}{2J}$ . Заменом бројних вредности установљава се да постоји *двослруки* реални корен  $\lambda_0 = -2 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ . На основу тога, општи облик одзива на импулсну побуду се може записати у облику

$$\phi(t) = (\Phi_0 + \Phi_1 t) e^{\lambda_0 t}, \quad \text{где су } \Phi_0 \text{ и } \Phi_1 \text{ произвољне константе} \quad (28.1)$$

Користећи поступак за одређивање одзива на импулсну побуду из додатка В, закључујемо да одзив треба да има прекид у изводу првог реда, а да су остали изводи непрекидни. На основу тога је  $\phi(0^+) = 0$  и  $\phi'(0^+) = \frac{\alpha Q_0}{J}$ .

Из израза (28.1) је  $\phi(0^+) = \Phi_0$  па је  $\Phi_0 = 0$ . Имајући то у виду, први извод отклоне казальке у нули је  $\phi'(t) = \Phi_1 e^{\lambda_0 t} (\lambda_0 t + 1) \Rightarrow \phi'(0^+) = \Phi_1$ , одакле се налази да је  $\Phi_1 = \frac{\alpha Q_0}{J}$ , па је  $\Phi_1 = \frac{\pi e}{6} [\text{s}^{-1}]$ . Коначно је тражени облик угаоног отклоне казальке дат изразом,  $\phi(t) = \frac{\alpha Q_0}{J} t e^{\lambda_0 t}$ , односно бројевно  $\phi(t) = \frac{\pi e}{6} [\text{s}^{-1}] t e^{-2 [\text{s}^{-1}] t}$ .

(б) За цртање временског дијаграма најважнија је максималну тренутну вредност сигнала, будући да се она користи у другом делу задатка. нуле првог извода налазе се из ранијег резултата  $\phi'(t) = \Phi_1 e^{\lambda_0 t_m} (\lambda_0 t_m + 1) = 0$  одакле је  $t_m = -\frac{1}{\lambda_0} = \frac{1}{2} [\text{s}]$  а максимална вредност је  $\phi_m = \frac{\pi}{12} [\text{rad}]$ . Додатно, могуће је одредити и тачку превоја за прецизније цртање, решавањем  $\phi''(t) = 0$  добија се да је тренутак превоја  $t_\pi = 1 [\text{s}]$ . Временски дијаграм тог резултата приказан је на слици 28.3.



Слика 28.3

(в) Пошто је дати систем линеаран (описан је линеарном диференцијалном једначином), важи да уколико је побуда  $1 [\mu\text{C}] \delta(t)$  произвела одзив  $\phi(t)$ , онда ће побуда облика  $k [\mu\text{C}] \delta(t)$  произвести одзив облика  $k\phi(t)$ . Пошто је  $\max k\phi(t) = k \max \phi(t) = \frac{k\pi}{12}$ , а подеоци су размакнути за по тачно  $\frac{\pi}{12}$ , то подеоци треба да буду  $Q_k = k [\mu\text{C}]$ .

## 29. Континуалан систем је диференцијалном једначином у облику

$$(D + 1)y(t) = x(t),$$

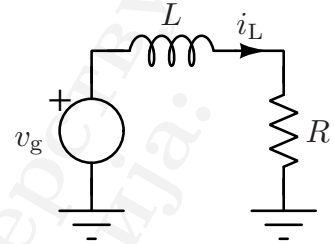
где су  $x = x(t)$  и  $y = y(t)$  побуда и одзив тога система, а  $D = \frac{d}{dt}$  је оператор диференцирања. Познат је преиницијални услов одзива  $y(0^-) = 1$ . Побуда је дата изразом  $x(t) = \cos(t)u(t)$ . Одредити сопствени ( $y_a$ ), принудни ( $y_f$ ), комплетни ( $y$ ), прелазни ( $y_t$ ), и устаљени ( $y_{ss}$ ) одзив система за задату побуду.

## РЕЗУЛТАТ

Видети и задатак .  $y_a = e^{-t} u(t)$ ,  $y_f = \left( -\frac{1}{2}e^{-t} + \frac{\sqrt{2}}{2} \cos \left( t - \frac{\pi}{4} \right) \right) u(t)$ ,

$$y = \left( \frac{1}{2}e^{-t} + \frac{\sqrt{2}}{2} \cos \left( t - \frac{\pi}{4} \right) \right) u(t), y_t = \frac{1}{2}e^{-t} u(t), y_{ss} = \frac{\sqrt{2}}{2} \cos \left( t - \frac{\pi}{4} \right)$$

**30.** У колу са слике познато је  $L = 1 \text{ [mH]}$  и  $R = 50 \text{ [\Omega]}$ . У почетном тренутку струја калема је  $i_L(0^-) = 0,5 \text{ [mA]}$ . Напон побудног генератора је облика  $v_g(t) = V_m \sin(\omega t) u(t)$ , где су  $V_m = 1 \text{ [V]}$  и  $\omega = 10^6 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ . Као одзив се посматра струја калема на отпорнику  $i_L = i_L(t)$ . Одредити (а) одзив на почетне услове, (б) одзив на побуду, (в) комплетан одзив и (г) устаљени одзив.



Слика 30.1

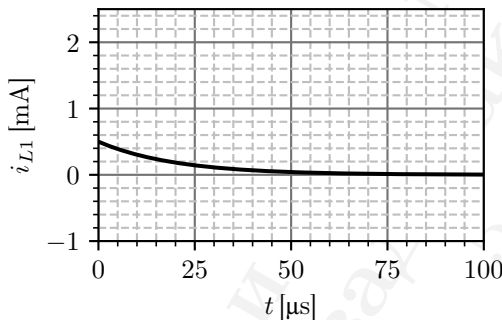
РЕШЕЊЕ

Диференцијална једначина која описује систем је

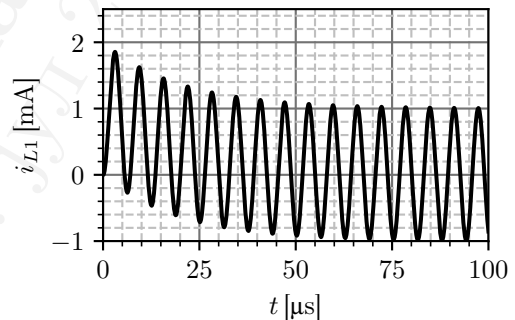
$$L \frac{di_L}{dt} + Ri_L = v_g. \quad (30.1)$$

Њој одговара карактеристични полином  $P(\lambda) = R + L\lambda$  који има само један реалан корен  $\lambda_0 = -\frac{R}{L} = -5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ . Хомогени део решења ове диференцијалне једначине је стога  $i_{L,h}(t) = I_0 e^{\lambda_0 t}$ , где је  $I_0$  произвољна константа. Партикуларни део се може одредити помоћу поступка показаног за нерезонантну синусоидалну побуду у задатку 27, према

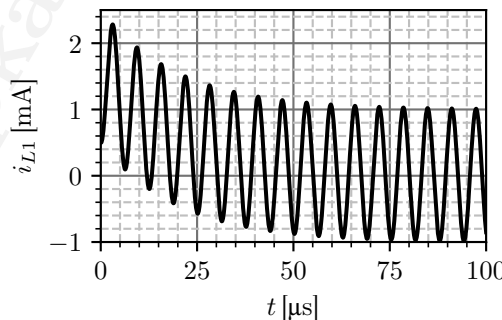
$$i_{L,p} = \text{Im} \left\{ \frac{V_m e^{j\omega t}}{P(j\omega)} \right\} = \text{Im} \left\{ \frac{V_m e^{j\omega t}}{R + j\omega L} \right\} = V_m \frac{R \sin(\omega t) - \omega L \cos(\omega t)}{R^2 + (\omega L)^2}. \quad (30.2)$$



(а) Сопствени одзив.



(б) Одзив на побуду.



(в) Комплетан одзив

Слика 30.2



Коначно, опште решење за струју калема је

$$i_L(t) = \underbrace{I_0 e^{\lambda_0 t}}_{\text{Хомогени део}} + V_m \underbrace{\frac{R \sin(\omega t) - \omega L \cos(\omega t)}{R^2 + (\omega L)^2}}_{\text{Партикуларни део}}. \quad (30.3)$$

(а) Одзив на почетне услове налази се само на основу хомогеног дела, помоћу почетних услова. Добија се

$$i_{L1}(t) = I_{01} e^{\lambda_0 t} \Rightarrow i_{L1}(0^-) = I_{01} e^{\lambda_0 \cdot 0} \Rightarrow I_{01} = 0,5 \text{ [mA]}.$$

Тако да је одзив на почетне услове  $i_{L1}(t) = 0,5 \text{ [mA]} e^{\lambda_0 t}$ .

(б) Одзив на побуду, одређује се заменом постиницијалних почетних услова у опште решење диференцијалне једначине. Приликом тражења одзива на побуду претпоставља се да су сви преиницијални услови равни нули. Додатно, уколико у десној страни нема Диракових импулса онда су све функције  $i_L(t), i'_L(t), i''_L(t), \dots, i_L^{(n-1)}(t)$  непрекидне, па су стога и постиницијални услови равни нули. У том облику тражи се *група* константа за хомогени део.

$$\underbrace{i_{L2}(0^+) = 0}_{\text{Постиницијални услов}} = \underbrace{I_{02} e^{\lambda_0 \cdot 0}}_{\text{Хомогени део}} + V_m \underbrace{\frac{R \sin(\omega \cdot 0) - \omega L \cos(\omega \cdot 0)}{R^2 + (\omega L)^2}}_{\text{Партикуларни део}} = I_{02} - \frac{\omega L V_m}{R^2 + (\omega L)^2} \Rightarrow \quad (30.4)$$

$$= I_{02} \approx 1 \text{ [mA]}.$$

Тако да је одзив побуду:  $i_{L2}(t) \approx 1 \text{ [mA]} e^{\lambda_0 t} + 50 \text{ [μA]} \sin(\omega t) - 1 \text{ [mA]} \cos(\omega t)$ .

(в) На основу суперпозиције, комплетан одзив добија се сабирањем одзива на почетне услове и одзива на побуду. Коначан резултат је валидан од тренутка  $t = 0$  услед чега се дописује одскочна функција. Коначно је комплетан одзив:

$$i_L(t) \approx (1,5 \text{ [mA]} e^{\lambda_0 t} + 50 \text{ [μA]} \sin(\omega t) - 1 \text{ [mA]} \cos(\omega t)) u(t). \quad (30.5)$$

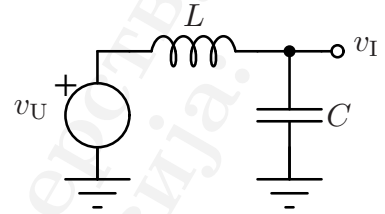
Приметимо да у овом изразу постоји члан добијен из хомогеног дела који је побуђен напонским генератором.

(г) Након довољно дугог времена, чланови хомогеног дела који представљају прелазни режим ишчезавају будући да је  $e^{\lambda_0 t} \rightarrow 0$  јер је  $\lambda_0 < 0$ , након чега преостаје устаљени одзив

$$i_{L,ss}(t) \approx 50 \text{ [μA]} \sin(\omega t) - 1 \text{ [mA]} \cos(\omega t). \quad (30.6)$$

Добијени резултати су нацртани на дијаграмима на слици 30.2.

**\*31.** У колу са слике познати су  $L = 100 \text{ } [\mu\text{H}]$  и  $C = 1 \text{ } [\mu\text{F}]$ . У почетном тренутку у колу нема акумулисане енергије. Посматра се систем чији је улаз напон побудног генератора  $v_U = v_U(t)$  а излаз напон у колу  $v_I = v_I(t)$ . Познато је  $v_I(t < 0) = 0$  а побуда је у облику  $v_U(t) = V_m \sin(\omega t) u(t)$ , где је  $V_m = 10 \text{ } [\text{mV}]$ . Одредити и скицирати напон на излазу система када је кружна учестаност побудног генератора (а)  $\omega = 10^3 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$  и (б)  $\omega = 10^5 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ . За учестаност из тачке (б) скицирати и (в) дијаграм снаге коју улаже напонски генератор у колу  $p_g = p_g(t)$ .



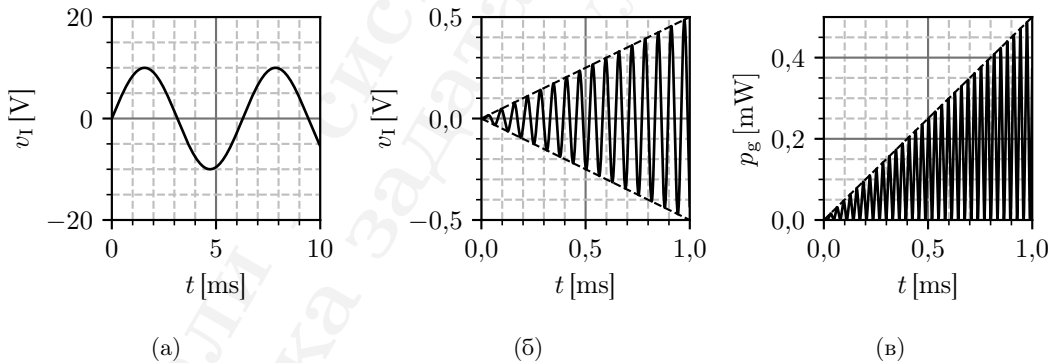
Слика 31.1

### РЕЗУЛТАТ

(а) Тражени одзив је  $v_I(t) = 10 \text{ } [\text{mV}] \sin(\omega t)$ . Резултат је приказан на слици 31.2а.

(б) Тражени одзив је  $v_I(t) = -0,5 \left[ \frac{\text{V}}{\text{ms}} \right] t \cos(\omega t)$ . Резултат је приказан на слици 31.2б.

(в) Тражена снага је  $p_g \approx 250 \left[ \frac{\mu\text{W}}{\text{ms}} \right] t (1 + \cos(2\omega t))$ . Резултат је приказан на слици 31.2в.



Слика 31.2

**32.** Нека је дат систем једначина 
$$\begin{cases} \left( D^2 + \frac{1}{25} \right) g(t) = x(t) \\ y(t) = g(t) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \delta(t - kT - \tau) \end{cases}, \text{ где је } T = 10\pi, \text{ а } D$$

је оператор диференцирања. Дати систем једначина описује каузалан  $LTI$  систем чији је једини улаз  $x(t)$  а једини излаз  $y(t)$ . Израчунати **минималну** вредност параметра  $\tau > 0$  тако да је посматрани систем стабилан у  $BIBO$  смислу.

РЕШЕЊЕ

Стабилност система испитујемо испитивањем апсолутне интеграбилности импулсног одзива  $\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt < \infty$ , дакле за  $x(t) = \delta(t)$ . Прво одређујемо одзив  $g(t)$  у том случају, решавањем  $\left(D^2 + \frac{1}{25}\right)g(t) = \delta(t)$ , чиме се добија  $g(t) = 5 \sin\left(\frac{t}{5}\right) u(t)$ , одакле се заменом у израз за  $y(t)$  добија импулсни одзив:

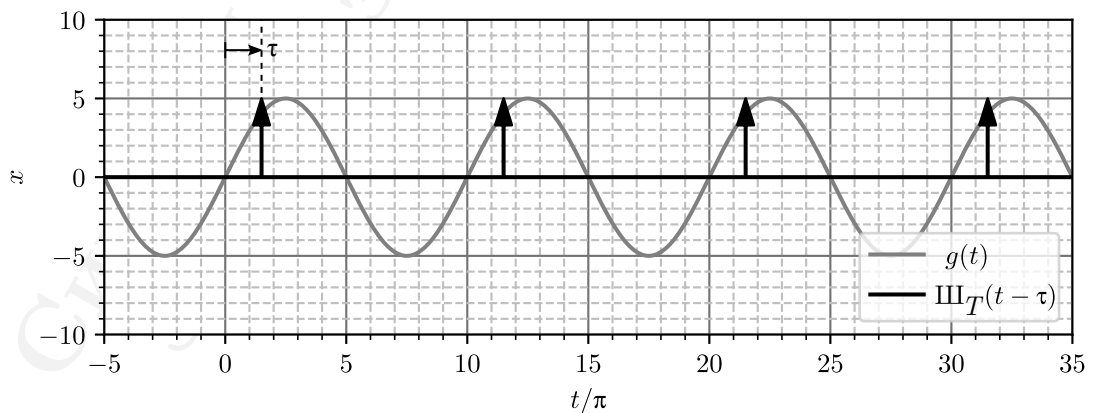
$$h(t) = 5 \sin\left(\frac{t}{5}\right) u(t) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \delta(t - kT - \tau) = \sum_{k=0}^{\infty} 5 \sin\left(\frac{kT + \tau}{5}\right) \delta(t - kT - \tau). \quad (32.1)$$

Услов стабилности се може онда изразити као

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt = \left| \sum_{k=0}^{\infty} 5 \sin\left(\frac{kT + \tau}{5}\right) \right| < \infty. \quad (32.2)$$

Једини начин на који је могуће да добијена сума конвергира јесте да је  $\sin\left(\frac{kT + \tau}{5}\right) = \sin\left(2\pi k + \frac{\tau}{5}\right) = 0$  за све  $k \in \mathbb{N}$ , односно, треба да буде  $\frac{\tau}{5} = m\pi$ , где је  $m \in \mathbb{Z}$ . Коначно, минимално  $\tau > 0$  које задовољава наведени услов јесте  $\tau = 5\pi$ , а минимално позитивно решење је када је  $\tau = 5\pi$ .

Други део поступка може се размотрити и графички. На слици 32.1 приказан је одређени импулсни одзив  $g(t)$ . У изразу (32.1) може се препознати други члан као  $\Pi_T(t - \tau)$ , односно, импулсни одзив система је  $h(t) = g(t) \cdot \Pi_T(t - \tau)$ , што је илустровано на слици 32.1. Пошто су периоди функције  $g(t)$  и функције  $\Pi_T(t - \tau)$  исти, прираштај интеграла  $\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt$  је увек исти за сваки делта импулс, то значи да ће тај интеграл бити коначан само ако делта импулси „гађају“ нуле функције  $g(t)$ , што се дешава када је  $\tau = kT/2 = 5k\pi$ .



Слика 32.1

**Конволуција континуалних сигнала**

**33.** Дати су сигнали  $x = x(t)$  који се доводе на улаз система чији је импулсни одзив дат изразом  $h = h(t)$ . Одредити принудни одзив у случајевима:

- (а)  $x(t) = u(t)$ ,  $h(t) = \delta(t - T)$ ,  $T \in \mathbb{R}$
- (б)  $x(t) = e^{-at} u(t)$ ,  $h(t) = e^{-bt} u(t)$ , где су  $a, b \in \mathbb{R}_0^+$  и  $a \neq b$
- (в)  $x(t) = t^k u(t)$ ,  $h(t) = u(t)$ , где је  $k \neq -1$ .
- (г)  $x(t) = u(t) - u(t - T)$ ,  $h(t) = x(t)$ , где је  $T \in \mathbb{R}^+$ .

РЕШЕЊЕ: Принудни одзив система (одзив система на побуду) одређен је конволуцијом побуде  $x(t)$  и импулсног одзива  $h(t)$ , што је одређено конволуционим интегралом

$$y(t) = x(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) h(t - \tau) d\tau. \quad (33.1)$$

(а) Заменом датих сигнала у (33.1) добија се  $y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\tau) \underbrace{\delta(t - \tau - T)}_{\tau=t-T} d\tau$ . Овај интеграл је исказ својства еквиваленције Дираковог импулса, па је  $y(t) = u(t - T)$ . Такође, приметимо да је систем чији је импулсни одзив  $\delta(t - T)$  систем за кашњење за време  $T$ , што је конзистентно са добијеним резултатом.

(б) Заменом датих сигнала у (33.1) добија се  $y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a\tau} u(\tau) e^{-b(t-\tau)} u(t - \tau) d\tau$ . У овом интегралу, Хевисајдова одскочна функција намеће границе интеграције, будући да је  $u(\tau) \cdot u(t - \tau) = \begin{cases} 1, & 0 < \tau < t \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases}$ . Одатле се има, да је подинтегрална величина једнака

нули за  $t < 0$ , па је  $y(t < 0) = 0$ , док је за  $t > 0$  одзив једнак  $y(t) = \int_0^t e^{-a\tau} e^{-b(t-\tau)} d\tau =$

$$\int_0^t e^{-bt} e^{(b-a)\tau} d\tau = \frac{e^{-bt} - e^{-at}}{a - b}.$$

Узимајући у обзир оба резултата (и за  $t < 0$  и за  $t > 0$ ), коначно се може записати  $y(t) = \frac{e^{-bt} - e^{-at}}{a - b} u(t)$ .

Читаоцу се препоручује да тачку понови у случају када је  $a = b$ .

(в) Слично као у претходној тачки, и у овом случају Хевисајдова одскочна функција намеће границе интеграције, па се има  $y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tau^k u(\tau) u(t - \tau) d\tau = \int_0^t \tau^k d\tau = \frac{t^{k+1}}{k+1} u(t)$ .

Такође, приметимо да, пошто је  $\int_{-\infty}^t \delta(\tau) d\tau = u(t)$ , то онда систем чији је импулсни одзив  $u(t)$  мора представљати интегратор.

(г) Тачка се оставља читаоцу за вежбу, коначан резултат је  $y(t) = T \operatorname{tri} \left( \frac{t}{T} - 1 \right)$ .

**34.** Нека је познат импулсни одзив  $h(t)$  неког линеарног временски инваријантног система. У зависности од тог импулсног одзива, дискутовати стабилност тог система у ВІВО смислу.

**РЕШЕЊЕ**

Одзив ЛТИ система на произвољну побуду  $x(t)$  може се изразити помоћу конволуције као  $y(t) = x(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h(t - \tau) d\tau$ . Претпоставимо да је побудни сигнал апсолутно ограничен као  $|x(t)| \leq B_x$ , за неко ограничење  $B_x$ , онда се има<sup>13</sup>

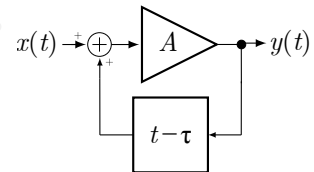
$$|y(t)| = \left| \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h(t - \tau) d\tau \right| \leq \int_{-\infty}^{\infty} |x(\tau)||h(t - \tau)| d\tau \leq B_x \int_{-\infty}^{\infty} |h(t - \tau)| d\tau = B_y. \quad (34.1)$$

Одатле се има да је потребан и довољан услов да је и одзив ограничен  $B_y < \infty$ , дат у облику

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(\tau)| d\tau < \infty. \quad (34.2)$$

Коначно, ЛТИ систем чији је импулсни одзив  $h(t)$  је стабилан у ВІВО смислу ако и само ако је импулсни одзив апсолутно интеграбилан, односно ако важи услов (34.2).

**35.** На слици је приказан континуалан систем у коме је употребљен идеални појачаваач појачања  $A \in \mathbb{R}$  и идеални блок за кашњење кашњења  $\tau > 0$ . Посматра се систем чији је једини улаз сигнал  $x = x(t)$  а једини излаз сигнал  $y = y(t)$ .



Слика 35.1

- Одредити израз за импулсни одзив посматраног система,  $h(t)$ , и скицирати његов временски дијаграм у интервалу  $0 \leq t \leq 5\tau$ .
- Полазећи од резултата претходне тачке, испитати ВІВО стабилност посматраног система у зависности од параметара  $A$  и  $\tau$ .
- За вредност параметра  $A = 1$ , скицирати временски дијаграм одзива датог система на побуду  $x(t) = \sin(\omega_0 t)u(t)$ , где је  $\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau}$ .

**РЕШЕЊЕ:** (а) Означимо оператор кашњења за време  $\tau$  са  $T_\tau$ , односно  $T_\tau x(t) = x(t - \tau)$ . Веза између улазног и излазног сигнала се може онда записати као  $y = A(x + T_\tau y)$ , одакле се сређивањем добија  $y = \frac{A}{1 - AT_\tau}x$ , одакле је оператор система непосредно  $L = \frac{A}{1 - AT_\tau}$ .

**I начин** Добијени оператор се може итеративно развити у ред по оператору  $T_\tau$ , поступком:

$$L = \frac{A}{1 - AT_\tau} = \frac{\overbrace{A - A^2 T_\tau + A^2 T_\tau}^{+0}}{1 - AT_\tau} = A + AT_\tau \frac{\overbrace{A}^L}{1 - AT_\tau} \dots \quad (35.1)$$

$$= A + A^2 T_\tau^2 + A^3 T_\tau^3 + \dots = \sum_{k=1}^{\infty} A^k T_\tau^{k-1} \quad (35.2)$$

<sup>13</sup>Примењује се и *неједнакост Шварца* у интегралној форми  $\left| \int_I f(x) dx \right| \leq \int_I |f(x)| dx$ .

**II начин** по аналогији са изразом за суму геометријског реда,

$$1 + q + q^2 + q^3 + \dots = \sum_{k=0}^{\infty} q^k = \frac{1}{1-q}, \quad (35.3)$$

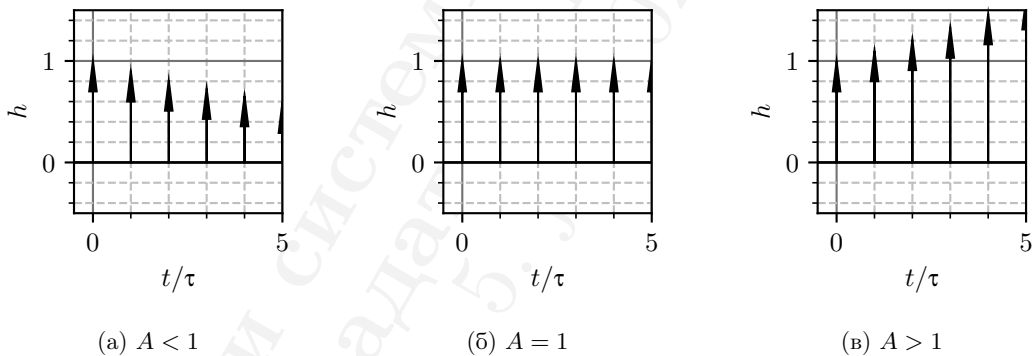
без упуштања у питања конвергенције, може се приметити да се добијени оператор може изразити као:

$$L = A \cdot \frac{1}{1 - \underbrace{AT_{\tau}}_q} = A(1 + AT_{\tau} + A^2T_{\tau}^2 + \dots) = \sum_{k=1}^{\infty} A^k T_{\tau}^{k-1} \quad (35.4)$$

Оба предложена начина, дати изразима (35.2) и (35.4) дају исти резултат, па се импулсни одзив на основу тога може добити непосредно директном применом оператора као

$$h(t) = L\delta(t) = \sum_{k=1}^{\infty} A^k T_{\tau}^{k-1} \delta(t) = \sum_{k=1}^{\infty} A^k \delta(t - (k-1)\tau), \quad (35.5)$$

којом приликом је искоришћено да је  $T_{\tau}^k = T_{k\tau}$ , што је тачно у конкретном случају система за кашњење. Импулсни одзив стога представља поворку Диракових импулса на положајима  $(k-1)\tau$ , сваки мере  $A^k$ , за  $k \in \mathbb{N}$ . У зависности од тога да ли је параметар  $A > 0$  већи, мањи, или једнак 1, разликују се три случаја за скицирање графика.



Слика 35.2

У случају када је  $A < 0$  такође раздвајамо ова три случаја, али онда су импулсни на непарним местима усмерени наниже.

(б) Стабилност датог система може се испитати на начин описан у задатку 34, испитивањем конвергенције интеграла апсолутне вредности импулног одзива, односно,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \sum_{k=1}^{\infty} A^k \delta(t - (k-1)\tau) \right| dt = \sum_{k=1}^{\infty} |A|^k \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - (k-1)\tau) dt \quad (35.6)$$

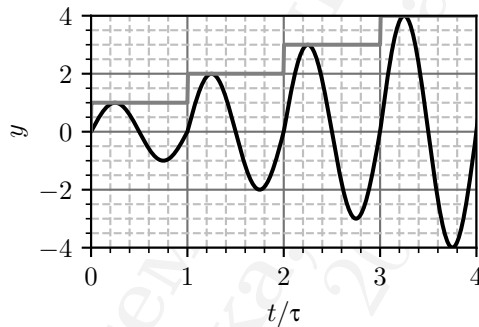
Систем је ВІВО стабилан дакле у случају да је израз  $\sum_{k=1}^{\infty} |A|^k$  конвергентан, што је сума геометријског реда, па је услов конвергенције да је  $|A| < 1$ . Закључујемо, систем је стабилан у ВІВО смислу ако је  $|A| < 1$ , а нестабилан уколико је  $|A| \geq 1$ .

(в) У случају када је  $A = 1$ , оператор таквог система има облик  $L = \sum_{k=0}^{\infty} T_{\tau}^k$ , па се одзив на побуду  $x(t) = \sin(2\pi t/\tau) u(t)$  може добити као:

$$y(t) = Lx(t) = \sum_{k=0}^{\infty} T_{\tau}^k \sin(2\pi t/\tau) u(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \sin(2\pi(t - k\tau)/\tau) u(t - k\tau) \quad (35.7)$$

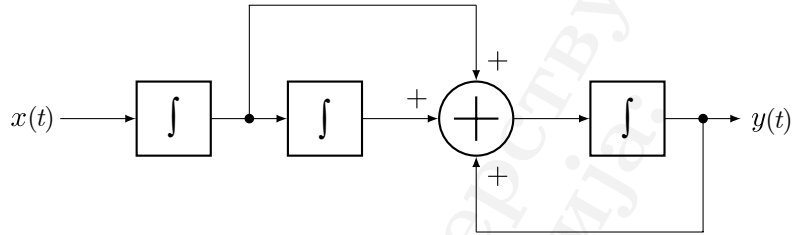
$$= \sum_{k=0}^{\infty} \underbrace{\sin(2\pi t/\tau - 2\pi k)}_{\text{Периодичност } \sin} u(t - k\tau) = \sin(2\pi t/\tau) \sum_{k=0}^{\infty} u(t - k\tau). \quad (35.8)$$

Добијени члан који представља амплитуду синусоиде, периоде  $\tau$ , мења се степенасто у тренуцима  $k\tau$ , тако да се график одзива може скицирати као што је приказано на слици 35.3. На слици је сивом бојом приказан сигнал  $\sum_{k=0}^{\infty} u(t - k\tau)$  који представља степенасто мењање амплитуде синусоиде.



Слика 35.3

**36.** У систему са слике употребљени су идеални блокови за интегралење и суматори. Улаз система је континуалан сигнал  $x = x(t)$  а излаз је континуалан сигнал  $y = y(t)$ .



Слика 36.1

- (а) Описати систем одговарајућом диференцијалном једначином,  
 (б) одредити импулсни одзив тог система,  $h(t)$ , и  
 (в) испитати стабилност тог система у *BIBO* смислу.

**РЕЗУЛТАТ** (а)  $(D^3 - D^2)y(t) = (D + 1)x(t)$ , (б)  $h(t) = (-2 - t + 2e^t)u(t)$ . (в) Систем није *BIBO* стабилан.

**\*37.** Посматра се систем првог реда чији је импулсни одзив дат изразом  $h(t) = e^{-at}u(t)$ , где је  $a > 0$  позната константа. Одредити принудни одзив овог система на простопериодичну побуду облика (а)  $x(t) = \cos(\omega_0 t)u(t)$ , односно (б)  $x(t) = \sin(\omega_0 t)u(t)$ .

**РЕШЕЊЕ:** (а) Слична идеја се може искористити као у задатку 27, потраживањем одзива на комплексну експоненцијалну побуду  $\underline{x}(t) = \cos(\omega_0 t) + j \sin(\omega_0 t) = e^{j\omega_0 t}$ , помоћу конволуције  $\underline{y}(t) = \underline{x}(t) * h(t) = e^{j\omega_0 t} * e^{-at}$ . Добијена конволуција експоненцијалних сигнала одређује се као у задатку 33б, одакле се има  $e^{j\omega_0 t} * e^{-at} = \frac{e^{j\omega_0 t} - e^{-at}}{j\omega_0 + a}$ , па се онда појединачни одзиви простопериодичне побуде одређују растављањем овог израза до реалног и имагинарног дела. Израз у имениоцу запишимо у поларном облику<sup>14</sup> као  $j\omega_0 + a = \sqrt{\omega_0^2 + a^2} \exp(j\psi)$ , где је  $\psi = \arctg \frac{\omega_0}{a}$ . Заменом и даљим сређивањем добија се коначно

$$\underline{y}(t) = \frac{e^{j\omega_0 t} - e^{-at}}{j\omega_0 + a} = \frac{e^{j\omega_0 t} - e^{-at}}{\sqrt{\omega_0^2 + a^2} \exp(j\psi)} = \frac{\cos(\omega_0 t + \psi) + j \sin(\omega_0 t + \psi) - e^{-at} \exp(-j\psi)}{\sqrt{\omega_0^2 + a^2}} \quad (37.1)$$

$$= \underbrace{\frac{\cos(\omega_0 t + \psi) - e^{-at} \cos(\psi)}{\sqrt{\omega_0^2 + a^2}}}_{\text{Реални део, Одзив на cos}} + j \underbrace{\frac{\sin(\omega_0 t + \psi) + e^{-at} \sin(\psi)}{\sqrt{\omega_0^2 + a^2}}}_{\text{Имагинарни део, Одзив на sin}}, \quad \psi = \arctg \frac{\omega_0}{a}. \quad (37.2)$$

Уколико за тиме постоји потреба, члан уз  $e^{-at}$  може се даље расписати применом тригонометријских идентитета  $\cos(\arctg x) = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}$  и  $\sin(\arctg x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$ . Преостало сређивање израза препушта се читаоцу.

**38.** Полазећи од дефиниције конволуције два континуална сигнала,  $x = x(t)$  и  $y = y(t)$ ,

<sup>14</sup>Користи се растављање комплексног броја у поларни облик  $a + jb = \sqrt{a^2 + b^2} \exp(j \arctg b/a)$ , за  $a > 0$ .



доказати да је  $\int_{-\infty}^{\infty} (x * y) dt = \left( \int_{-\infty}^{\infty} x dt \right) \left( \int_{-\infty}^{\infty} y dt \right)$ , под условом да оба интеграла са десне стране конвергирају.

**РЕШЕЊЕ:** Конволуција по дефиницији је  $x * y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)y(t - \tau)d\tau$ , па се заменом

у дати интеграл има:  $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)y(t - \tau)d\tau dt$ . Добијени двојни интеграл може се решити техником раздвајања променљивих будући да су  $\tau$  и  $t$  међусобно независни, чиме се има

$$\int_{-\infty}^{\infty} (x * y) dt = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} x(\tau)d\tau \int_{t=-\infty}^{\infty} y(t - \tau)dt = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} x(\tau)d\tau \int_{t=-\infty}^{\infty} y(t - \tau)d(t - \tau) \quad (38.1)$$

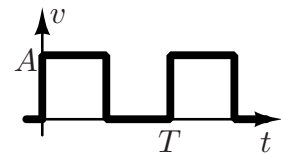
У првом интегралу у добијеном изразу може се извршити преименовање променљиве  $\tau \mapsto t$ , док је други интеграл заправо исказ смене  $u = t - \tau$  чиме се не мењају границе интеграције па се добија коначно:

$$\int_{-\infty}^{\infty} (x * y) dt = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)dt \int_{-\infty}^{\infty} y(t)dt, \quad (38.2)$$

што је и требало доказати.

**39.** За периодичне сигнале са основним периодом  $T$  може се дефинисати операција *периодичне конволуције* као

$$x \circledast y = \int_0^T x(\tau)y(t - \tau) d\tau.$$



Слика 39.1

Периодична поворка униполарних правоугаоних импулса једнаког трајања импулса и паузе,  $v = v(t)$ , приказана је на слици. Параметре  $A$  и  $T$  сматрати познатим. Одредити  $v \circledast v$ .

**РЕЗУЛТАТ:** Тражени израз је  $v \circledast v = \frac{A^2 T}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \text{tri} \left( \frac{2(t - kT)}{T} - 1 \right)$ .

**\*40.** Отпорник отпорности  $R = 50 [\Omega]$  прикључен је на идеалан генератор простопериодичног напона облика  $v_g(t) = V_m \cos(\omega_0 t) u(t)$ , где су  $V_m = 10 [\text{V}]$ ,  $\omega_0 = 2\pi f$ , и  $f = 5 [\text{Hz}]$ . Загревање отпорника описано је термичким процесом као LTI систем првог реда описан диференцијалном једначином  $\tau \frac{d(\theta - \theta_0)}{dt} + (\theta - \theta_0) = R_\theta p_R$ , где је  $\theta = \theta(t)$  тренутна температура отпорника,  $p_R = p_R(t)$  тренутна снага отпорника, параметар  $\tau = 100 [\text{ms}]$  је временска константа тог термичког процеса, параметар  $R_\theta = 20 [^\circ\text{C}/\text{W}]$  назива се термичком отпорношћу отпорника, а  $\theta_0$  је температура амбијента. (а) Ако је у почетном тренутку температура отпорника једнака температури амбијента  $\theta(0) = \theta_0 = 25 [^\circ\text{C}]$ , одредити температуру отпорника у зависности од времена, и скицирати њен график. (б) Израчунати амплитуду варијације температуре отпорника по успостављању устаљеног режима.

РЕШЕЊЕ: Тренутна снага отпорника одређена је изразом  $p_R(t) = \frac{v_g^2(t)}{R} = \frac{V_m^2 \cos^2(\omega_0 t)}{R} u(t)$ , што се може записати<sup>15</sup> као

$$p_R(t) = P_m (1 + \cos(2\omega_0 t)) u(t), \quad (40.1)$$

где је  $P_m = \frac{V_m^2}{2R} = 1$  [W]. Овај сигнал представља побуду система датог диференцијалном једначином у задатку. Том приликом, за одзив система сматраћемо прираштај температуре отпорника у односу на температуру амбијента  $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ . У наставку потражићемо импулсни одзив тог система.

Карактеристични полином дате диференцијалне једначине је  $\tau\lambda + 1$ , чији је једини корен  $\lambda_0 = -1/\tau$ , па је одговарајући импулсни одзив облика  $h(t) = Ae^{-t/\tau} u(t)$ . На основу поступка описаног у додатку В имамо да је  $A = \frac{R_\theta}{\tau}$ , одакле је импулсни одзив

$$h(t) = \frac{R_\theta}{\tau} e^{-t/\tau} u(t). \quad (40.2)$$

Одзив система на побуду налази се конволуцијом побуде (40.1) са одређеним импулсним одзивом (40.2) чиме се применом својстава дистрибутивности конволуције налази<sup>16</sup>:

$$\Delta\theta(t > 0) = p_R(t) * h(t) = P_m (1 + \cos(2\omega_0 t)) * \frac{R_\theta}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (40.3)$$

$$= \frac{P_m R_\theta}{\tau} \left[ (1 + \cos(2\omega_0 t)) * e^{-t/\tau} \right] \quad (40.4)$$

$$= \frac{P_m R_\theta}{\tau} \left[ 1 * e^{-t/\tau} + \cos(2\omega_0 t) * e^{-t/\tau} \right]. \quad (40.5)$$

Добијени конволуциони интеграли могу се израчунати на начин како је показано у задацима 33 и 37, чиме се добијају међуреултати

$$1 * e^{-t/\tau} = e^{0t} * e^{-t/\tau} = \frac{e^{0t} * e^{-t/\tau}}{0 - (-1/\tau)} = \tau(1 - e^{-t/\tau}) \quad (40.6)$$

$$\cos(2\omega_0 t) * e^{-t/\tau} = \frac{\cos(2\omega_0 t + \psi) - e^{-t/\tau} \cos(\psi)}{\sqrt{4\omega_0^2 + \tau^{-2}}}, \quad \psi = \arctg 2\omega_0 \tau. \quad (40.7)$$

Коначно, заменом у резултат (40.5) и даљим сређивањем има се:

$$\Delta\theta(t) = \frac{P_m R_\theta}{\tau} \left[ \tau(1 - e^{-t/\tau}) + \frac{\cos(2\omega_0 t + \psi) - e^{-t/\tau} \cos(\psi)}{\sqrt{4\omega_0^2 + \tau^{-2}}} \right] u(t) \quad (40.8)$$

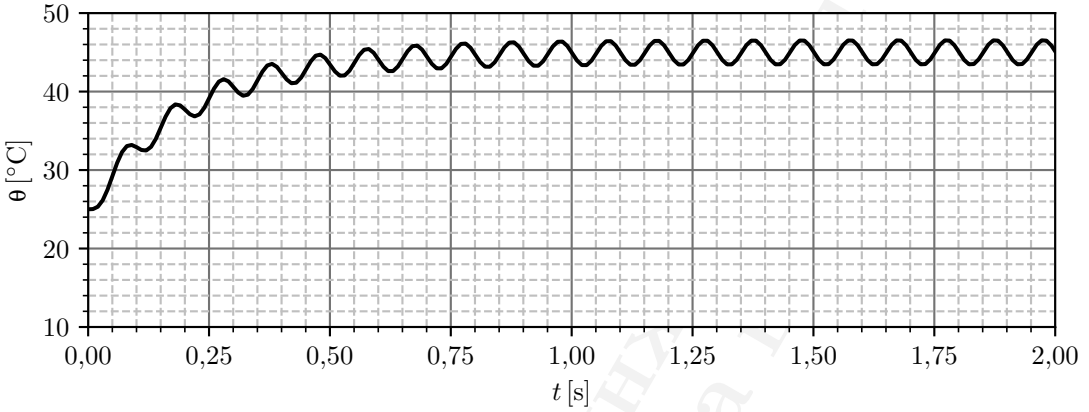
$$= P_m R_\theta \left[ (1 - e^{-t/\tau}) + \frac{\cos(2\omega_0 t + \psi) - e^{-t/\tau} \cos(\psi)}{\underbrace{\tau \sqrt{4\omega_0^2 + \tau^{-2}}}_{1/n}} \right] u(t) \quad (40.9)$$

$$= P_m R_\theta \left[ (1 - (1 + n \cos(\psi))e^{-t/\tau}) + n \cos(2\omega_0 t + \psi) \right] u(t), \quad n = \frac{1}{\sqrt{(2\omega_0 \tau)^2 + 1}}. \quad (40.10)$$

<sup>15</sup>Користи се тригонометријски идентитет:  $\cos^2(x) = \frac{1 + \cos(2x)}{2}$ .

<sup>16</sup>Подразумевамо да су сви сигнали каузални, и да су све конволуције због тога са границама интеграције  $\int_0^\infty$

Заменом вредности датих у задатку су  $P_m R_\theta = 20^\circ\text{C}$ ,  $\cos(\psi) \approx n \approx 8\%$ , добија се приближни израз<sup>17</sup> за температуру отпорника  $\theta(t) \approx 25^\circ\text{C} + 20^\circ\text{C}(1 - e^{-t/\tau} - 8\% \sin(2\omega_0 t + \psi))$ , чији график је приказан на слици 40.1.



Слика 40.1: График температуре отпорника у зависности од времена

(б) У усталеом режиму, сматрамо да је  $e^{-at} \rightarrow 0$ , док преостаје простопериодична компонента, тако да је усталеи одзив посматраног система дат као

$$\Delta\theta_{ss}(t) = 20^\circ\text{C}(1 - 8\% \sin(2\omega_0 t + \psi)). \quad (40.11)$$

па је амплитуда ове варијације једнака  $\theta_m = 20^\circ\text{C} \cdot 8\% = 1,6^\circ\text{C}$ .

**\*\*41.** Отпорност отпорника чија је толеранција 5% представља насумичну променљиву функције расподеле густине вероватноће, која се може сматрати да је униформна, у опсегу  $\pm 5\%$  своје средње вредности  $R_0$ . (а) Одредити функцију расподеле густине вероватноће отпорности два таква редно везана отпорника, отпорности  $R_0 = 1$  [kΩ]. (б) Упоредити добијену расподелу са расподелом једног отпорника отпорности  $2R_0 = 2$  [kΩ].

**РЕШЕЊЕ:** Функција расподеле густине вероватноће једног отпорника је дата изразом  $p(R) = \text{rect}\left(\frac{R - R_0}{0,1 R_0}\right)$ . Отпорност редне везе једнака је збиру појединачних отпорности  $R = R_1 + R_2$ . Да бисмо одредити функцију расподеле густине ове вероватноће запишимо то као  $R = r + \underbrace{(R - r)}_{R_2}$ , где је  $r$  једна реализација отпорности првог отпорника. Одатле за густину вероватноће збира важи

$$dp_\Sigma(R) = \underbrace{p(r)dr}_{\text{Први отпорник}} \cdot \underbrace{p(R - r)dr}_{\text{Други отпорник}}, \quad (41.1)$$

при чему се вероватноће множе јер су то међусобно независни догађаји. Даље се дељењем обе стране са  $dr$  па потом интеграцијом по  $r$  налази:

$$\frac{dp_\Sigma(R)}{dR} = p(r) \cdot p(R - r)dr \Rightarrow p_\Sigma(R) = \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} p(r) \cdot p(R - r)dr}_{\text{Конволуциони интеграл}}, \quad (41.2)$$

<sup>17</sup>Користићене су апроксимације:  $1 + 0,08 \approx 1$ ;  $0,08^2 \approx 0$ ;  $\psi = 85^\circ \approx 90^\circ$ .

где идентификујемо *конволуциони интеграл* па се овај резултат може записати и као  $p_{\Sigma}(R) = p(R) * p(R)$ .

Сада функцију густине вероватноће можемо одредити применом особина конволуције. Приметимо да је  $p(R) = \frac{1}{0,1R_0} \text{rect}\left(\frac{R-R_0}{0,1R_0}\right) = \text{rect}\left(\frac{R}{0,1R_0}\right) * \delta(R-R_0)$ , па се даље има

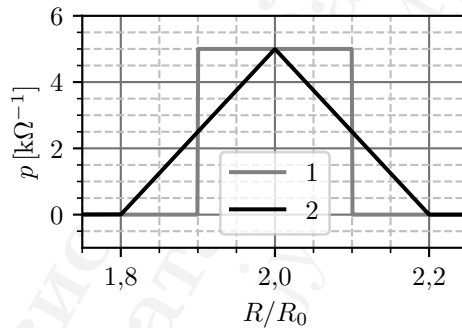
$$p_{\Sigma}(R) = \underbrace{\frac{1}{0,1R_0} \text{rect}\left(\frac{R}{0,1R_0}\right) * \delta(R-R_0)}_{p(R)} * \underbrace{\frac{1}{0,1R_0} \text{rect}\left(\frac{R}{0,1R_0}\right) * \delta(R-R_0)}_{p(R)} \quad (41.3)$$

$$= \left(\frac{1}{0,1R_0}\right)^2 \text{rect}\left(\frac{R}{0,1R_0}\right) * \text{rect}\left(\frac{R}{0,1R_0}\right) * \underbrace{\delta(R-R_0) * \delta(R-R_0)}_{\delta(R-2R_0)}, \quad (41.4)$$

$$= \left(\frac{1}{0,1R_0}\right) \text{tri}\left(\frac{R}{0,1R_0}\right) * \delta(R-2R_0) = \left(\frac{1}{0,1R_0}\right) \text{tri}\left(\frac{R-2R_0}{0,1R_0}\right) \quad (41.5)$$

пре чему је у првом кораку употребљена асоцијативност конволуције а у другом је примењено својство скалирања аргумента  $x(t) * x(t) = y(t) \Rightarrow x(kt) * x(kt) = \frac{1}{k}y(kt)$ , уз табличну трансформацију<sup>18</sup>  $\text{rect}(t) * \text{rect}(t) = \text{tri}(t)$ .

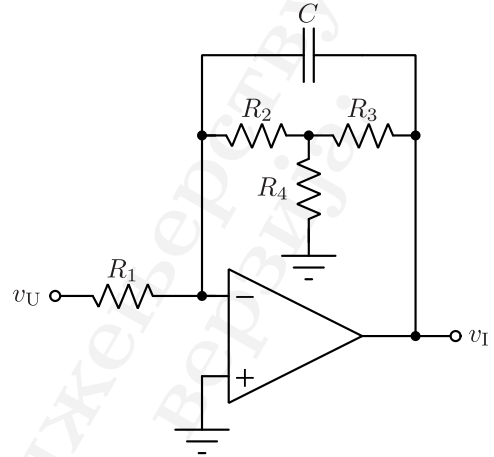
(б) Тражено поређење је приказано на слици 41.1.



Слика 41.1: Расподела густине вероватноће за: 1 – један отпорник отпорности 2 [kΩ]; и 2 – редну везу два отпорника отпорности 1 [kΩ].

<sup>18</sup>Видети и таблицу Т.1.3

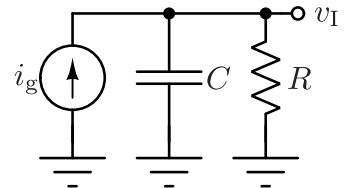
**\*42.** У колу са слике познати су  $R_1 = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$ ,  $R_2 = R_3 = R_4 = \frac{1}{3} \text{ [k}\Omega\text{]}$  и  $C = 1 \text{ [}\mu\text{F]}$ , а операциони појачавач је идеалан. Посматра се систем чији је једини улаз напон  $v_U$  а једини излаз напон  $v_I$ . Одредити (а) диференцијалну једначину тог система. Решавањем у временском домену одредити (б) импулсни одзив  $h(t)$  тог система. Испитати (в) стабилност посматраног система, у ВИВО смислу, полазећи од добијеног импулног одзива  $h(t)$ . Израчунаати (г) максималну и (д) минималну тренутну вредност устаљеног сложенепериодичног одзива при побуди  $v_U(t) = -\Phi_0 \text{Ш}(t)$ , при чему су  $\Phi_0 = 20 \text{ [mWb]}$  и  $T = \ln(2) \text{ [ms]}$ .



Слика 42.1

**РЕЗУЛТАТ:** (а) Диференцијална једначина система је  $-v_I - \tau \frac{dv_I}{dt} = v_U$ , где је временска константа  $\tau = 1 \text{ [ms]}$ . (а) Импулсни одзив је  $h(t) = -\frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} u(t)$ . (в) Будући да је  $\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt < \infty$  систем је *BIBO* стабилан. (г) Максимална вредност устаљеног сложенепериодичног одзива је  $V_{I,\max} = 40 \text{ [V]}$  а (д) минимална је  $V_{I,\min} = 20 \text{ [V]}$ .

**\*43.** У колу са слике познато је  $R = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$  и  $C = 100 \text{ [nF]}$ . Посматра се континуални систем, чији је једини улаз струја идеалног струјног генератора  $i_g = i_g(t)$ , а једини излаз напон  $v_I = v_I(t)$ . (а) Одредити диференцијалну једначину тог система, у облику  $P(D)v_I = Q(D)i_g$ , где је  $D = \frac{d}{dt}$ . (б) Испитати асимптотску стабилност датог система.



Слика 43.1

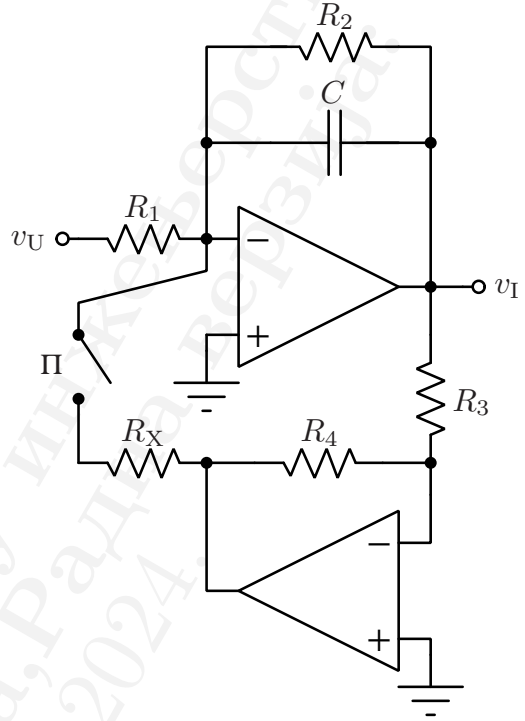
Тако одређен систем потребно је симулирати на дигиталном рачунару, зарад чега је неопходно дати систем дискретизовати у времену. Дискретизација се обавља заменом оператора диференцирања у времену скалираним оператором диференце унапред  $\frac{d}{dt} \mapsto \frac{\Delta}{T}$ , а дискретизовани систем онда апроксимира еквивалентна диференцна једначина,  $P\left(\frac{\Delta}{T}\right) \hat{v}_I[n] = Q\left(\frac{\Delta}{T}\right) \hat{i}_g[n]$ , по низовима  $\hat{v}_I[n] = v_I(nT)$  и  $\hat{i}_g[n] = i_g(nT)$ , где је  $T > 0$  период дискретизације. У зависности од параметра  $T$  (в) испитати стабилност дискретизованог система у асимптотском смислу.

**РЕЗУЛТАТ:** (а) Диференцијална једначина система је  $Ri_g = (\tau D + 1)v_I$ , где је  $\tau = 200 \text{ [}\mu\text{s]}$ . (б) Систем је асимптотски стабилан. (в) Дискретизовани систем је  $\left\{ \begin{array}{l} \text{стабилан} \\ \text{гранично стабилан} \\ \text{нестабилан} \end{array} \right\}$

$$\text{за } \begin{cases} T < 200 \text{ } [\mu\text{s}] \\ T = 200 \text{ } [\mu\text{s}] \\ T > 200 \text{ } [\mu\text{s}] \end{cases}.$$

**\*44.** У колу са слике познато је  $R_1 = 1 \text{ } [\text{k}\Omega]$ ,  $R_2 = R_3 = R_4 = 2 \text{ } [\text{k}\Omega]$  и  $C = 100 \text{ } [\mu\text{F}]$  а операциони појачаваачи и прекидач П су идеални. Прекидач П је отворен а у колу нема почетне енергије. Једини улаз посматраног система је улазни напон,  $v_U$  а једини излаз је напон  $v_I$ .

- Одредити диференцијалну једначину тог система, а затим решавањем у временском домену одредити одзив датог система на одскочну побуду  $v_U^{(a)} = 1 \text{ } [\text{V}] \text{ } u(t)$ .
- Полазећи од резултата претходне тачке, применом својстава *LTI* система, одредити одзив на импулсну побуду  $v_U^{(b)} = 100 \text{ } [\text{mWb}] \delta(t)$ .
- Методом по избору, испитати асимптотску и *BIBO* стабилност датог система.
- Прекидач П се затвори. Израчунати отпорност  $R_X$  тако да добијени систем у целини буде маргинално стабилан. За тако добијену вредност одредити резонантан одзив на побуду облика  $v_U^{(r)} = 1 \text{ } [\text{V}] e^{-at} u(t)$  за одговарајућу вредност параметра  $a$ .



Слика 44.1

**РЕЗУЛТАТ:** (а) Диференцијална једначина система је  $\tau \frac{dv_I}{dt} + v_I = -av_U$ , где су  $\tau = R_2 C = 0,2 \text{ } [\text{s}]$  и  $a = -\frac{R_2}{R_1} = -2$ . Одзив на одскочну побуду је  $v_I^{(a)} = -2 \text{ } [\text{V}] (1 - e^{-t/\tau}) u(t)$ .

(б) Пошто важи веза  $v_U^{(b)} = 100 \text{ } [\text{ms}] \frac{dv_U^{(a)}}{dt}$  применом својства *LTI* система има се да је  $v_I^{(b)} = 100 \text{ } [\text{ms}] \frac{dv_I^{(a)}}{dt}$  односно  $v_I^{(b)} = -1 \text{ } [\text{V}] e^{-t/\tau} u(t)$ . (в) Систем јесте и асимптотски и *BIBO* стабилан. (г) Треба да буде  $R_X = R_2 = 2 \text{ } [\text{k}\Omega]$  у том случају резонантни одзив наступа за  $a = 0$  а дат је изразом  $v_I^{(r)} = -\frac{1 \text{ } [\text{V}]}{R_1 C} t u(t) = -10 \left[ \frac{\text{V}}{\text{s}} \right] t u(t)$ .

### 1.3 Дискретни системи

**45.** Дат је дискретан систем описан диференцом једначином

$$Dy[n] = \Delta x[n-1] + 3x[n+4] + Dx[n-3], \quad (45.1)$$

где су  $D$  и  $\Delta$  оператори кашњења и диференце унапред редом. (а) Одредити импулсни одзив тог система,  $h[n]$ . (б) Испитати да ли је такав систем каузалан.

### РЕШЕЊЕ

Импулсни одзив одређује се као одзив на импулсну побуду  $x[n] = \delta[n]$ , односно, може се наћи сређивањем операторског израза:

$$Dh[n] = \Delta\delta[n-1] + 3\delta[n+4] + Dh[n-3] = (\Delta D + 3D^{-4} + D^4)\delta[n], \quad (45.2)$$

одакле се импулсни одзив може изразити као  $h[n] = \frac{\Delta D + 3D^{-4} + D^4}{D}\delta[n]$ . Уколико приметимо да је  $\Delta = D^{-1} - 1$ , онда се може добити  $h[n] = \frac{1 - D + 3D^{-4} + D^4}{D}\delta[n]$ , па се даљим сређивањем има  $h[n] = (D^{-1} - 1 + 3D^{-5} + D^3)\delta[n]$ , односно у временском домену  $h[n] = \delta[n+1] - \delta[n] + 3\delta[n+5] + \delta[n-3]$ .

(б) Пошто у импулсном одзиву постоје чланови у тренуцима  $n < 0$  такав систем није каузалан.

### 46. Каузални систем описан је диференцом једначином

$$y[n] - \sqrt{3}y[n-1] + y[n-2] = x[n], \quad (46.1)$$

где су познати помоћни услови  $y[-1] = 1$  и  $y[-2] = 0$ . (а) Испитати асимптотску стабилност датог система. (б) Одредити сопствени одзив,  $y_a[n]$ , датог система за задате помоћне услове. (в) Одредити принудни одзив,  $y_f^{(b)}[n]$ , датог система за побуду  $x[n] = \delta[n]$ . (г) Одредити принудни одзив  $y_f^{(r)}[n]$  датог система за побуду  $x[n] = \cos(n\pi)u[n]$ .

**РЕШЕЊЕ:** Дата диференцна једначина се може записати у операторском облику као  $P(E)y[n] = Q(E)x[n]$ , где су  $P(E) = 1 - \sqrt{3}E + E^2$  и  $Q(E) = E^2$ , где је  $E = n \mapsto n+1$  дискретни оператор естимације.

(а) Асимптотска стабилност ситема одређује се испитивањем структуре корена карактеристичног полинома  $P(E)$ . Пошто дати систем има корене карактеристичног полинома

$$P(\lambda) = 0 \Rightarrow \lambda = \frac{\sqrt{3} \pm \sqrt{3-4}}{2} = \frac{\sqrt{3} \pm j}{2} = \exp\left(\pm j\frac{\pi}{6}\right), \quad (46.2)$$

односно они представљају комплексно конјуговани пар  $\rho e^{\pm j\phi}$ , где су  $\rho = 1$ ,  $\phi = \pi/6$ . Пошто постоје само једноструки корени на јединичној кружници комплексне равни, систем је гранично стабилан.

(б) Према резултату додатка А, на основу добијених корена карактеристичног полинома, имају се карактеристичне функције из скупа  $\{\cos(n\pi/6), \sin(n\pi/6)\}$ , па је хомогено решење одзива у облику  $y[n] = \rho^{\frac{1}{2}}(A \cos(n\pi/6) + B \sin(n\pi/6))$ , а коефицијенти  $A$  и  $B$  се одређују из датих помоћних услова:

$$y[-1] = 1 = \cos(-\pi/6)A + \sin(-\pi/6)B = \frac{\sqrt{3}}{2}A - \frac{1}{2}B, \quad (46.3)$$

$$y[-2] = 0 = \cos(-2\pi/6)A + \sin(-2\pi/6)B = \frac{1}{2}A - \frac{\sqrt{3}}{2}B. \quad (46.4)$$

Решавањем добијеног система једначина налазе се непознати коефицијенти  $A = \sqrt{3}$ ,  $B = 1$ , па је тражени сопствени одзив у облику

$$y_a[n] = \sqrt{3} \cos\left(\frac{n\pi}{6}\right) + \sin\left(\frac{n\pi}{6}\right), \quad n \geq -2. \quad (46.5)$$

(в) Импулсни одзив се такође тражи у хомогеном облику за неки други избор коефицијената испред карактеристичних функција, под претпоставком нултих преиницијалних услова  $y[n < 0] = 0$ , као

$$h[n] = \overset{1}{\cancel{0}} (C \cos(n\pi/6) + D \sin(n\pi/6)) \quad (46.6)$$

Том приликом, коефицијенти се могу пронаћи рекурзивним израчунавањем вредности одзива за задату побуду, преуређивањем дате диференцне једначине  $y[n] = x[n] + \sqrt{3}y[n-1] - y[n-2]$ , препознајући да је  $y[n < 0] = 0$ , за побуду у облику  $x[n] = \delta[n]$ , на основу поступка:

$$y[0] = \delta[0] + \sqrt{3}y[-1] - y[-2] = \delta[0] = 1, \quad \text{замена у наредни корак} \leftarrow \quad (46.7)$$

$$y[1] = \delta[1] + \sqrt{3}y[0] - y[-1] = \sqrt{3}, \quad \text{замена у наредни корак} \leftarrow \quad (46.8)$$

$$y[2] = \delta[2] + \sqrt{3}y[1] - y[0] = 2, \quad \text{замена у наредни корак} \leftarrow \quad (46.9)$$

$$(46.10)$$

Примећујемо да оваквим итеративним поступком можемо одредити одзив  $y[m]$  у произвољном тренутку  $m$ , након  $m$  израчунавања. Међутим, будући да познајемо аналитички облик решења као 46.6 онда су нам ова два резултата довољни за израчунавање коефицијената.

$$h[1] = C \cos(\pi/6) + D \sin(\pi/6) = \frac{\sqrt{3}}{2}C + \frac{1}{2}D = \sqrt{3}, \quad (46.11)$$

$$h[2] = C \cos(2\pi/6) + D \sin(2\pi/6) = \frac{1}{2}C + \frac{\sqrt{3}}{2}D = 2 \quad (46.12)$$

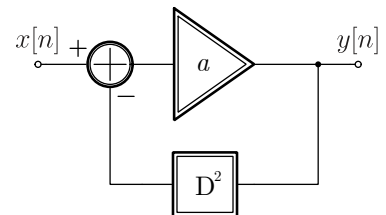
одакле се налазе коефицијенти  $C = 1$ ,  $D = \sqrt{3}$ , па се одзив на задату побуду може изразити у облику

$$y_f^{(b)}[n] = \cos\left(\frac{n\pi}{6}\right) + \sqrt{3} \sin\left(\frac{n\pi}{6}\right), \quad n \geq 1. \quad (46.13)$$

Важно је нагласити да дати израз има смисла само у наведеном опсегу, ван њега, тај резултат строго нема смисла. На пример, за  $n = 0$  је према њему  $y_f^{(b)}[n = 0] = 4 - \sqrt{3}$  док на основу (46.7) треба да буде  $y_f^{(b)}[n = 0] = 1$ . Ова несагласност потиче од чињенице да је *фитовање* коефицијената  $C$  и  $D$  оправдано само у случају хомогене диференцне једначине, што строго важи за  $n > 0$  јер је  $x[n = 0] \neq 0$ , у овом конкретном случају.

(г) Тачка се оставља читаоцу за вежбу. Принудни одзив за побуду  $x[n] = \cos(n\pi)\delta[n]$  одређује се уважавањем партикуларног дела који се одређује на основу израза  $y_p[n] = \operatorname{Re} \left\{ \frac{e^{j\pi n}}{P(e^{j\pi})} \right\}$ .

**47.** У дискретном систему са слике употребљени су идеални блок за кашњење, суматор и појачавач непознатог појачања  $a \in \mathbb{R}$ . Једини улаз посматраног система је дискретан сигнал  $x[n]$ , а једини излаз је дискретан сигнал  $y[n]$ .



Слика 47.1

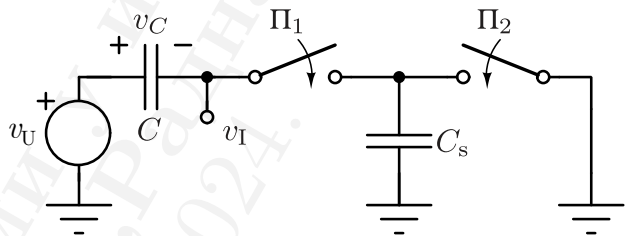


- (а) Написати диференцну једначину датог система.
- (б) Испитати асимптотску стабилност датог система у зависности од параметра  $a$ .
- (в) Израчунати вредност параметра  $a$  за коју је систем маргинално стабилан.
- (г) За вредност параметра  $a$  из претходне тачке, одредити импулсни одзив датог система.

**48.** Каузални систем је описан диференцом једначином  $\nabla(\Delta - 2)^2 y[n] = Dx[n - 1]$ , где су  $D$ ,  $\nabla$  и  $\Delta$  оператори кашњења, диференце уназад и диференце унапред респективно. Одредити (а) импулсни одзив тога система и испитати (б) његову стабилност. Одредити његов сопствени одзив ако су за систем без побуде дати почетни (помоћни) услови  $y[0] = y[2] = 0$ ,  $y[1] = 1$ .

**РЕЗУЛТАТ:** (а)  $h[n] = \left( \frac{1}{4} + \left( \frac{3}{4} + \frac{3}{2}(n-4) \right) \cdot 3^{n-4} \right) u[n-4]$ . (б) Систем је асимптотски нестабилан. (в)  $y_a[n] = \left( -\frac{3}{2} + \left( \frac{3}{2} - \frac{2}{3}n \right) 3^n \right) u[n]$ .

**\*49.** У колу са слике познато је  $C = C_s = 100$  [pF]. У почетном тренутку оба кондензатора су неоптерећена. Прекидачи су идеални и затварају се наизменично, краткотрајно, и то прво прекидач  $\Pi_1$  па прекидач  $\Pi_2$ . Напон генератора  $v_U$  не мења вредност осим када је прекидач  $\Pi_2$  затворен.

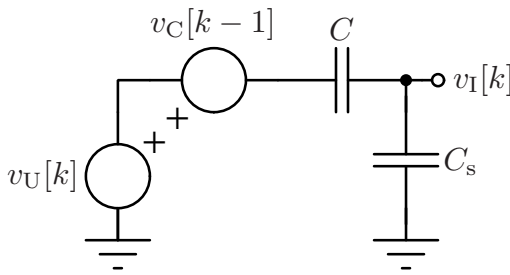


Слика 49.1

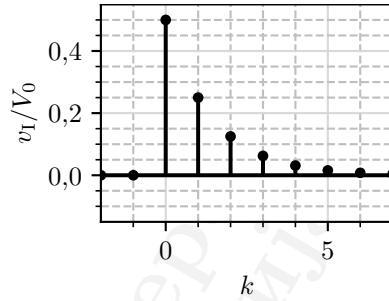
- (а) Одредити диференцну једначину система чији је једини улаз напон побудног генератора  $v_U[k]$  а једини излаз напон  $v_I[k]$  одређени након  $k > 0$  затварања прекидача  $\Pi_1$ .
- (б) Одредити одзив добијеног система на побуду  $v_U[k] = V_0 u[k]$  и испитати његову асимптотску стабилност.
- (\*\*в) Одредити отпорност отпорника  $R$  који може да замени структуру десно од кондензатора  $C$  тако да се одбирци одскочног одзива континуалног система одговарају добијеном дискретном одзиву у тренуцима одабирања. У том случају, усвојити да се прекидачи затварају периодично, учестаношћу  $f$ .

**РЕШЕЊЕ:** Приликом затварања прекидача  $\Pi_2$  кондензатор  $C_s$  се врло брзо (практично тренутно) испразни, а приликом затварања прекидача  $\Pi_1$  у колу се деси проток наелектрисања, у грани са побудним генератором, који мења наелектрисање, односно напон, кондензатора  $C$ . Будући да се процес наизменичног краткотрајног затварања прекидача  $\Pi_1$  па  $\Pi_2$  периодично понавља, тренутни напон тог кондензатора представља меморију овог система, што је описано дискретним сигналом  $v_C = v_C[k]$ . Када се прекидач затвори  $k$ -ти пут, напон генератора је  $v_U = v_U[k]$ . Непосредно пре тога, почетни напон кондензатора је  $v_C[k-1] = v_U[k-1] - v_I[k-1]$ , а може се представити заменском шемом као што је приказано на слици 49.2а. На основу те шеме, излазни напон ће бити одређен капацитивним раздеником, као

$$v_I[k] = \alpha(v_U[k] + v_I[k-1] - v_U[k-1]), \quad (49.1)$$



(а) Са уведеном заменском шемом.



(б) График дискретног излазног напона.

где је  $\alpha = \frac{C}{C + C_s}$  коефицијент капаицивног разденика напона. Одавде се налази тражена диференцна једначина у облику

$$v_I[k] - \alpha v_I[k-1] = \alpha(v_U[k] - v_U[k-1]) \Leftrightarrow \underbrace{(1 - D\alpha)}_{P(D)} v_I[k] = \underbrace{\alpha(1 - D)}_{Q(D)} v_U[k] \quad (49.2)$$

(б) Израз са десне стране диференцне једначине може се поједноставити као  $\underbrace{(1 - D)}_{Q(D)} v_U[k] = \alpha(1 - D) V_0 u[k] = \alpha V_0 \delta[k]$ , па је потребно решити диференцну једначину облика

$$v_I[k] - \alpha v_I[k-1] = \alpha V_0 \delta[k], \quad (49.3)$$

што се може учинити на сличан начин као у задатку 46. Карактеристични полином дате диференцне једначине је  $P(\lambda) = \lambda - \alpha$  чији је једини корен  $\lambda = \alpha$  па је у овом случају једина карактеристична функција  $\alpha^k$ , односно је  $v_I[k] = A\alpha^k u[k]$ . Разматрајући израз (49.3) за  $k = 0$ , усвајајући да је  $v_I[k < 0] = 0$ , има се  $v_I[0] = \alpha V_0$ , на основу чега мора бити коначно

$$v_I[k] = V_0 \alpha^{k+1} u[k]. \quad (49.4)$$

За конкретно задате бројеве је  $\alpha = \frac{1}{2}$  па је временски дијаграм тог сигнала дат на слици 49.2б.

(\*\*в) Треба да буде  $R = \frac{1}{fC_s}$ .

**50.** Нека је  $x[n]$  дискретан сигнал ограничен у времену. Ако је дужина (број ненултих одбирака) сигнала  $x[n] * x[n] * x[n]$  једнака 13. Израчунати дужину,  $N_x$  сигнала  $x[n]$ .

РЕЗУЛТАТ:  $N_x = 5$ .

**51.** Нека су побуда дискретног система  $x[n]$  и његов импулсни одзив  $h[n]$  дати таблично као:

$n$	$\leq -1$	0	1	2	$\geq 3$
(а) $x[n]$	0	1	2	1	0
$h[n]$	0	1	4	9	0

$n$	$\leq -1$	0	1	2	3	4	$\geq 5$
(б) $x[n]$	0	1	2	3	2	1	0
$h[n]$	0	1	-1	1	0	0	0

Одредити принудни одзив датих система у задатим случајевима.

РЕЗУЛТАТ: Тражени одзиви добијају се дискретном коволуцијом као  $y[n] = \sum_{i+j=n} x[i]h[j]$ .

Добијају се резултати (а)  $y[n] = \delta[n] + 6\delta[n-1] + 18\delta[n-2] + 22\delta[n-3] + 9\delta[n-4]$ , и (б)  $y[n] = \delta[n] + \delta[n-1] + 2\delta[n-2] + \delta[n-3] + 2\delta[n-4] + \delta[n-5] + \delta[n-6]$ .

## 2 Фуријеови редови континуалних и дискретних сигнала

### 2.1 Фуријеови редови континуалног сигнала

**52.** За сигнал описан у задатку 21 познато је  $D = 25\%$  и  $f = 1$  [kHz]. Одредити средњу снагу сигнала  $v(t)$ . Одредити развој овог сигнала у комплексан Фуријеов ред,  $V[k]$ , на основном периоду  $T$ .

#### РЕШЕЊЕ

Развој у Фуријеов ред се може потражити по дефиницији применом аналитичке релације  $V[k] = \int_{\langle T \rangle} v(t)e^{-jk\omega_F t} dt$ , поступком<sup>19</sup>

$$V[k] = \frac{1}{T} \int_0^T v(t)e^{-jk\omega_F t} dt = \frac{1}{T} \int_0^{DT} V_m e^{-jk\frac{2\pi}{T}t} dt = -\frac{1}{T} \frac{V_m}{jk\frac{2\pi}{T}} e^{-jk\frac{2\pi}{T}t} \Big|_{t=0}^{t=DT} = \frac{V_m}{T} \frac{1 - e^{-jk2\pi D}}{jk\frac{2\pi}{T}} \quad (52.1)$$

Добијени облик може се поједноставити примедбом  $\sin(x) = \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{j2} = e^{jx} \frac{1 - e^{-j2x}}{j2}$ , односно,  $\frac{1 - e^{-j2x}}{j2} = e^{-jx} \sin(x)$ , одакле се може писати

$$V[k] = V_m D \underbrace{\frac{1 - e^{-j2(k\pi D)}}{j2}}_{=e^{-jk\pi D} \sin(k\pi D)} \cdot \frac{1}{k\pi D} = V_m D \frac{\sin(k\pi D)}{k\pi D} e^{-jk\pi D} = V_m D \operatorname{sinc}(kD) e^{-jk\pi D}. \quad (52.2)$$

Добијени резултат може се одредити и таблично којом приликом ће се члан  $e^{-jk\pi D}$  појавити услед кашњења у времену периодичне поворке правоугаоних импулса симетричне око

<sup>19</sup>Користи се резултат  $\int e^{kx} dx = \frac{1}{k} e^{kx} + C$

ординате.

**53.** У колу са слике познато је  $R = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$ ,  $C = 1 \text{ [}\mu\text{F]}$  и напон напајања  $V_{CC} = 5 \text{ [V]}$ . Систем „К“ управља идеалним прекидачем П на основу напона  $v_C$ . Прекидач П је иначе отворен, уколико напон  $v_C$  достигне вредност  $mV_{CC}$ , где је  $0 \leq m \leq 1$  позната константа, контролни систем „К“ тренутно и *крайкоштрајно* затвара прекидач. У почетном тренутку је  $v_C(0) = 0$ .

- Одредити напон на кондензатору у зависности од времена, и нацртати његов временски дијаграм за  $m = \frac{1}{2}$ ; и
- одредити спектралне коефицијенте тог напона на његовом основном периоду у устаљеном сложенопериодичном режиму.

**РЕШЕЊЕ:**

(а) Кондензатор се пуни струјом из извора напајања, напона  $V_{CC}$ , преко отпорника отпорности  $R$ . Израз за напон кондензатора у том случају је

$$v_C(t) = V_{CC} \left(1 - e^{-t/\tau}\right), \quad (53.1)$$

где је  $\tau = RC$  временска константа посматраног система првог реда. Пуњење кондензатора траје све док је  $v_C(t) < mV_{CC}$ . У граничном случају је,  $v_C(T) = mV_{CC}$ , одатле се може одредити тренутак  $T$  када се први пут затвара прекидач. Има се резултат

$$V_{CC} \left(1 - e^{-T/\tau}\right) = mV_{CC} \Rightarrow \ln(1 - m) = -\frac{T}{\tau} \Rightarrow T = \tau \ln \left(\frac{1}{1 - m}\right). \quad (53.2)$$

Након затварања прекидача је  $v_C(T^+) = 0$ , односно, краткотрајно затварање идеалног прекидача у потпуности растеређује кондензатор, након чега се пређашњи процес понавља. Односно, процес описан изразом (53.1) у домену  $0 < t < T = \tau \ln \left(\frac{1}{1 - m}\right)$ , представља основни период напона на кондензатору.

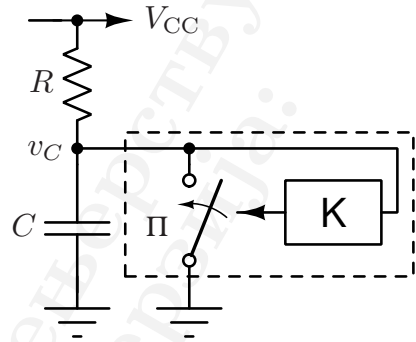
Уколико се замене дате вредности има се да је временска константа  $\tau = 1 \text{ [ms]}$ , и да је  $T = \tau \ln 2 \approx 0,69 \text{ [ms]}$ . Тражени временски дијаграм приказан је на слици 53.2. На истом дијаграму, испрекиданом линијом приказан је и продужетак дијаграма првобитног пуњења кондензатора – који илуструје да би у недостатку прекидача тај напон асимптотски растао до напона напајања.

(б) Развој у Фуријеов ред може се поједноставити применом особине суперпозиције  $\mathcal{FS}\{v_C(t)\} = \mathcal{FS}\left\{V_{CC} \left(1 - e^{-t/\tau}\right)\right\} = V_{CC} \left(\mathcal{FS}\{1\} - \mathcal{FS}\left\{e^{-t/\tau}\right\}\right) = V_{CC} \left(\delta[k] - \mathcal{FS}\left\{e^{-t/\tau}\right\}\right)$ . Развој преосталог члана, експоненцијалног сигнала, у Фуријеов ред може се обавити по дефиницији<sup>20</sup>, за  $\omega_F = \omega_0$  решавањем интеграла<sup>21</sup>

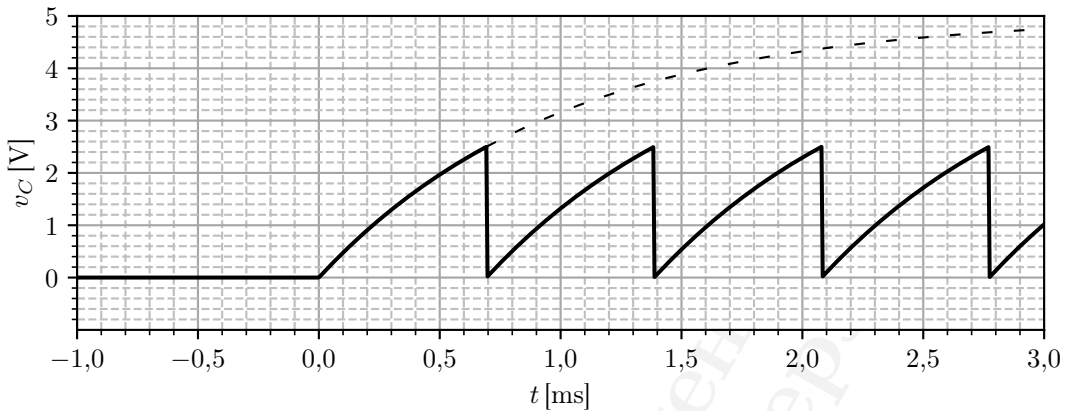
$$\mathcal{FS}\left\{e^{-t/\tau}\right\} = \frac{1}{T} \int_0^T e^{-t/\tau} e^{-jk\omega_0 t} dt = \frac{1}{T} \int_0^T e^{-(jk\omega_0 + 1/\tau)t} dt = -\frac{e^{-(jk\omega_0 + 1/\tau)T} - 1}{jk\omega_0 T + T/\tau}. \quad (53.3)$$

<sup>20</sup>Развој у Фуријеов ред по дефиницији  $\mathcal{FS}\{x(t)\} = \frac{1}{T} \int_{\langle T \rangle} x(t) e^{-jk\omega_F t} dt$ .

<sup>21</sup>Користи се интеграл  $\int e^{kx} dx = e^{kx}/k + C$ .



Слика 53.1



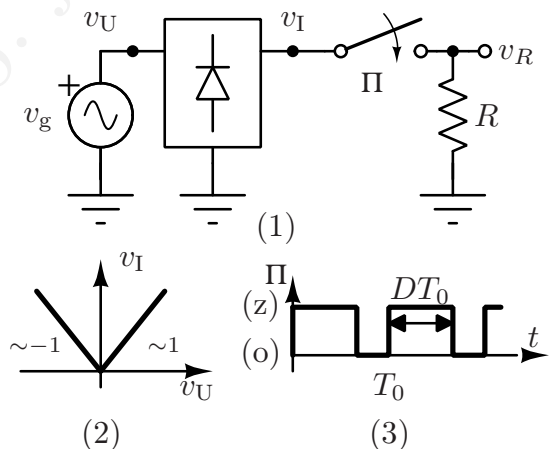
Слика 53.2: Пример временског дијаграма за  $m = \frac{1}{2}$ ,  $V_{CC} = 5$  [V].

Приметимо да је  $e^{-(j2\pi k + T/\tau)} = e^{j2\pi k} + 1 - m = 2 - m$ , па се коначно има:  $\mathcal{FS}\{e^{-t/\tau}\} = \frac{m-1}{j2\pi k - \ln(1-m)}$ . Коначно, добија се да је развој траженог сигнала у Фуријеов ред дат изразом  $V_C[k] = V_{CC} \left( \delta[k] - \frac{m-1}{j2\pi k - \ln(1-m)} \right)$ .

Представљени систем представља једно принципско решење за пројектовање осцилатора (тзв. *релаксациони осцилатор*). Променом границе укључења контролера који практично ресетује напон кондензатора, односно променом параметра  $m$ , мења се учестаност осциловања. Систем за контролу „К“ може се реализовати са једним операционим појачавачем који се понаша као компаратор, док је прекидач могуће реализовати као нпр. MOS транзистор.

**\*54.** У колу са слике (1) познат је напон побудног генератора  $v_g = V_m \sin(\omega_0 t)$  где су  $V_m = 12$  [V] и  $\omega_0 = 100\pi \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ , а прекидач је идеалан. Преносна карактеристика нелинеарног кола са диодама приказана је на слици (2). Прекидач се управља као што је приказано на слици (3) при чему је фактор испуне  $0 < D < 1$  а  $T_0$  је основни период напона  $v_I$ .

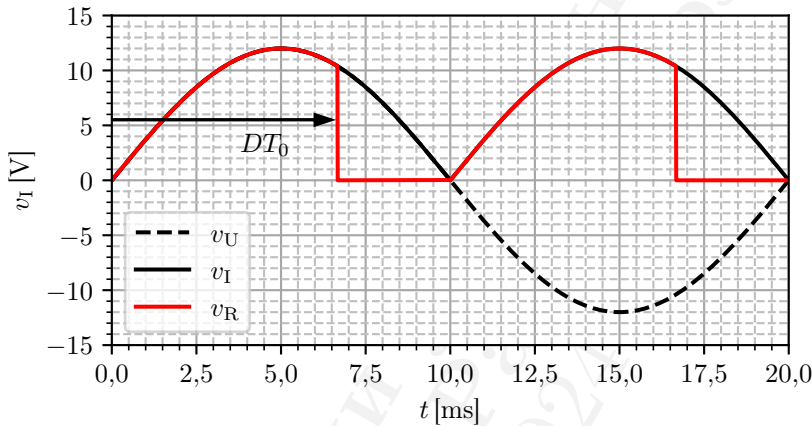
- Скицирати напоне у тачкама  $v_U$ ,  $v_I$  и  $v_R$ .
- Одредити спектралне коефицијенте напона  $v_R$ ,  $V_R[k]$ .



Слика 54.1

- Укупна хармонијска изобличења сигнала (енг. *Total Harmonic Distortion*) рачунају се као  $\text{THD} = 1 - \frac{P_1}{P}$ , где је  $P_1$  средња снага првог хармоника а  $P$  је средња снага комплетног сигнала. Израчунати THD када је  $D = 50\%$ .

**РЕШЕЊЕ:** (а) На основу статичке преносне карактеристике кола са диодама је  $v_I = |v_U| = V_m \sin(\omega_0 t)$ . Период тог напона је двоструко мањи од периода напона  $v_U$ , па се време  $T_0 = \frac{2\pi}{2\omega} = 10$  [ms]. Због начина на који се управља прекидачем, када је он затворен тада је  $v_R = v_I$ , а када је отворен тада је  $v_R = 0$ . На основу тога је, на основном периоду,  $v_R = \begin{cases} V_m \sin(\omega_0 t) & , t < DT_0 \\ 0 & , \text{иначе} \end{cases}$ . Тражени временски дијаграми, на две периоде, дати су на слици 54.2.



Слика 54.2: Временски дијаграми напона у систему.

(б) Спектрални коефицијенти напона могу се одредити на основу дефиниције, за основну учестаност  $\omega_F = 2\omega_0$  према

$$V_I[k] = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{D\pi} v_R e^{-jk \overbrace{2\omega_0}^{\omega_F} t} d(\omega_0 t) = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{D\pi} V_m \sin(\omega_0 t) e^{-jk 2\omega_0 t} d(\omega_0 t) \quad (54.1)$$

Добијени интеграл може се решити применом технике парцијалне интеграције, или користећи се табличним резултатом Т.4.3 Сређивањем и израчунавањем граница интеграла налази се крајњи резултат

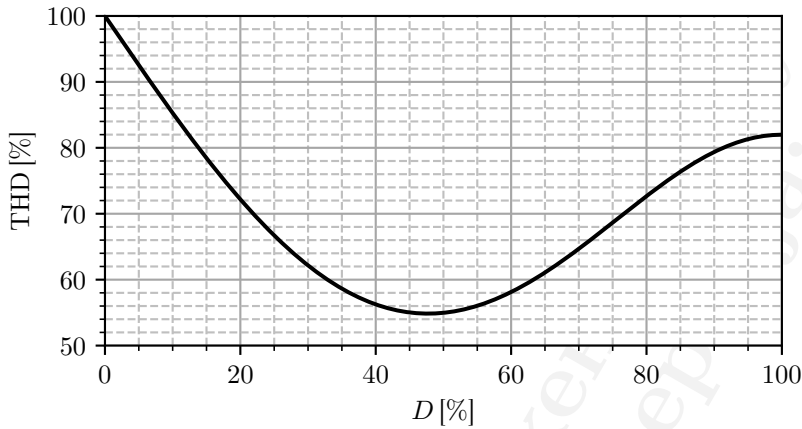
$$V_I[k] = V_m \frac{(\cos(\pi D) + j2k \sin(\pi D))e^{-j2\pi k D} - 1}{\pi(4k^2 - 1)} \quad (54.2)$$

(в) Средња снага сигнала може се израчунати усредњавањем по времену  $P = \frac{1}{T} \int_0^T v_R^2(t) dt$ ,

односно еквивалентно, усредњавањем по фази као  $P = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega t=0}^{2\pi} v_R^2(\omega t) d(\omega t)$ , одакле се има

$$P = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{D\pi} V_m^2 \sin^2(\omega t) d(\omega t) = V_m^2 \frac{2\pi D - \sin(2\pi D)}{4\pi} = \frac{V_m^2}{4}.$$

Снага првог хармоника налази се урачунавањем снага компоненти спектра  $V_R[1]$  и



Слика 54.3: Уз коментар решења.

$V_R[-1]$ , чиме се налази

$$P_1 = |V_R[1]|^2 + |V_R[-1]|^2 = 22|V_R[1]|^2 = \frac{10V_m^2}{9\pi^2}. \quad (54.3)$$

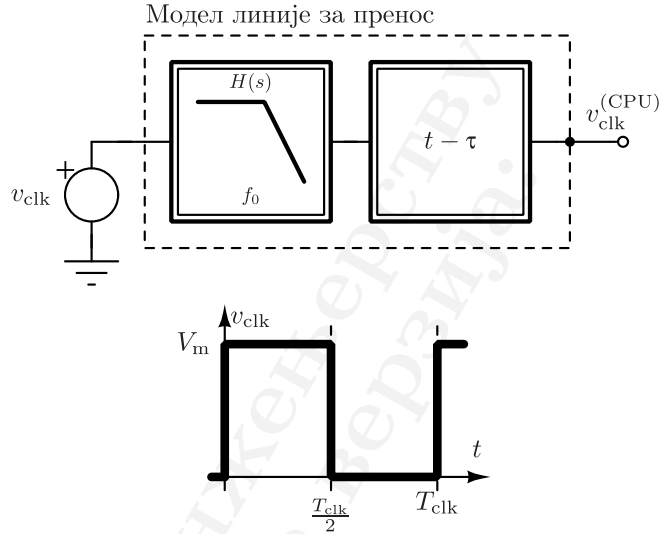
Одакле се налази да је  $\text{THD} \approx 55\%$ .

Ради комплетности, нагласимо да се истим поступком, са сложенијим рачунањем (које је обављено рачунарским алатом), може се доћи до општег израза за  $\text{THD}$  у функцији фактора испуне  $D$ , у облику израза

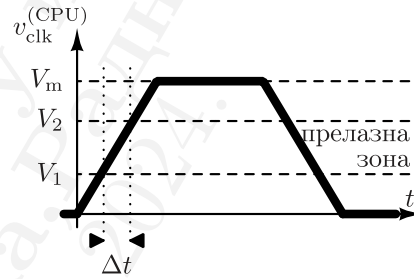
$$\text{THD} = \frac{8 \left( \left( \frac{2 \sin(\pi D) \sin(2\pi D)}{3} + \frac{\cos(\pi D) \cos(2\pi D)}{3} - \frac{1}{3} \right)^2 + \frac{(2 \sin(\pi D) \cos(2\pi D) - \cos(\pi D) \sin(2\pi D))^2}{9} \right)}{\pi (\sin(2\pi D) - 2\pi D)} + 1. \quad (54.4)$$

Дијаграм дате мере у функцији фактора испуне приказан је на слици 54.3.

**\*55.** . На слици 55.1 је представљена принципска шема система за генерисање и довођење сигнала такта до одговарајућег прикључка дигиталног процесора. Генератор такта је идеалан напонски генератор симетричне униполарне поворке правоугаоних импулса учестаности  $f_{\text{clk}} = \frac{1}{T_{\text{clk}}} = 4$  [MHz] и амплитуде  $V_m = 5$  [V]. Линија за пренос такта моделује се као каскадна веза идеалног блока за кашњење, кашњења  $\tau = 125$  [ns], и идеалног филтра пропусника ниских учестаности, чија је фреквенцијска преносна карактеристика  $H(j\omega) = \text{rect}\left(\frac{\omega}{2\omega_0}\right)$ , где је  $\omega_0$  непознати параметар. Према спецификацији употребљеног процесора, при преласку напона такта са ниског на високи ниво, дозвољено је да у прелазној зони између  $V_1 = 1,5$  [V] и  $V_2 = 3,5$  [V], доведени сигнал такта проведе највише  $\Delta t_{\text{max}} = 5$  [ns], као што је илустровано на слици 55.2.



Слика 55.1



Слика 55.2

(а) Одредити развоје генерисаног сигнала такта,  $v_{\text{clk}}(t)$ , и сигнала такта на улазу у процесор  $v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}(t)$  у комплексан Фуријеов ред у зависности од параметра  $\omega_0$ . (б) Одредити коефицијенте развоја сигнала  $\frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}(t)}{dt}$  у комплексан Фуријеов ред. (в) Одредити параметар  $\omega_0$  тако да буде задовољена наведена спецификација датог процесора.

Напомена. Приликом прорачуна времена које сигнал такта проводи у прелазној зони, претпоставити да је нагиб сигнала такта  $\frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}(t)}{dt}$  практично константан и да има максималну вредност.

### РЕШЕЊЕ

Генерисани сигнал такта јесте периодична поворка правоугаоних импулса. Спектар такве поворке, на основном периоду  $T_{\text{clk}}$ , на основу резултата задатка ?? је  $V_{\text{clk}}[k] = (-j)^k \frac{V_m}{2} \text{sinc}\left(\frac{k}{2}\right)$ . Модел линије за пренос сачињен је из каскадне везе идеалног филтра и линије за кашњење  $T[k] = \text{rect}\left(\frac{k\omega_{\text{clk}}}{2\omega_0}\right) \cdot e^{-jk\omega_{\text{clk}}\tau} = \text{rect}\left(\frac{k\omega_{\text{clk}}}{2\omega_0}\right) \cdot (-1)^k$ . Спектар напона на улазу у процесор онда је коначног облика

$$V_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}[k] = T[k] \cdot V_{\text{clk}}[k] = \frac{j^k V_m}{2} \text{rect}\left(\frac{k\omega_{\text{clk}}}{2\omega_0}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{k}{2}\right) \quad (55.1)$$



(б) Применом правила извода<sup>22</sup> добија се резултат

$$\mathcal{FS} \left\{ \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt} \right\} [k] = \frac{j^{k+1} k \omega_{\text{clk}} V_m}{2} \text{rect} \left( \frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right) \cdot \text{sinc} \left( \frac{k}{2} \right) \quad (55.2)$$

(в) Због симетрије, током преласка кроз средину прелазне зоне, сигнал има максималан нагиб у тренутку  $t = \tau$ , будући да је и ивица сигнала за толико закашњена. По претпоставци из напомене са таквим нагибом нагибом треба да пређе целу прелазну зону за највише време  $\Delta t_{\text{max}}$ . Односно треба да важи

$$\frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) > \frac{\Delta V}{\Delta t_{\text{max}}} = 0,4 \left[ \frac{\text{V}}{\text{ns}} \right] \quad (55.3)$$

Вредност извода у том тренутку потражује се на основу синтетичке релације<sup>23</sup> Фурије-овог реда као

$$\frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \mathcal{FS} \left\{ \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt} \right\} [k] e^{jk \omega_{\text{clk}} \tau} = \mathcal{FS} \left\{ \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt} \right\} [k] (-1)^k \quad (55.4)$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^k j^{k+1} k \omega_{\text{clk}} V_m}{2} \text{rect} \left( \frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right) \cdot \text{sinc} \left( \frac{k}{2} \right). \quad (55.5)$$

За израчунавање суме распишимо да је  $k \text{sinc} \frac{k}{2} = k \frac{\sin \left( \frac{k\pi}{2} \right)}{\frac{k\pi}{2}}$ , те приметимо да је

$$\sin \left( \frac{k\pi}{2} \right) = \begin{cases} (-1)^m, & k = 2m + 1 \\ 0, & k = 2m \end{cases}. \text{ Заменом добијених резултата у (55.5) и сређивањем по-}$$

$$\text{моћу } (-1)^k j^{k+1} \Big|_{k=2m+1} = (-1)^{2m+1} j^{2m+2} = (-1)^m, \text{ има се } \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = \sum_{\substack{k=-\infty \\ k=2m+1}}^{\infty} \frac{\omega_{\text{clk}} V_m}{\pi} \text{rect} \left( \frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right).$$

Величина под сумом је парна функција па се може одговарајућа<sup>24</sup> трансформација. До-бијена сума се онда може може средити изражавањем правоугаоног импулса у облику

$$\text{rect} \left( \frac{k \omega_{\text{clk}}}{2 \omega_0} \right) = \begin{cases} 1, & k < \frac{\omega_0}{\omega_{\text{clk}}} \\ 0, & k > \frac{\omega_0}{\omega_{\text{clk}}} \end{cases}, \text{ што се може искористити за постављање горње границе ко-}$$

$$\text{начне суме: } \frac{v_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = \sum_{\substack{k=-\infty \\ k=2m+1}}^{k < \omega_0 / \omega_{\text{clk}}} \frac{2 \omega_{\text{clk}} V_m}{\pi}. \text{ Број чланова добијене суме јесте , број непарних}$$

бројева између 0 и  $\frac{\omega_0}{\omega_{\text{clk}}}$ , а који има смисао броја непарних хармоника сигнала такта које пропушта филтар.

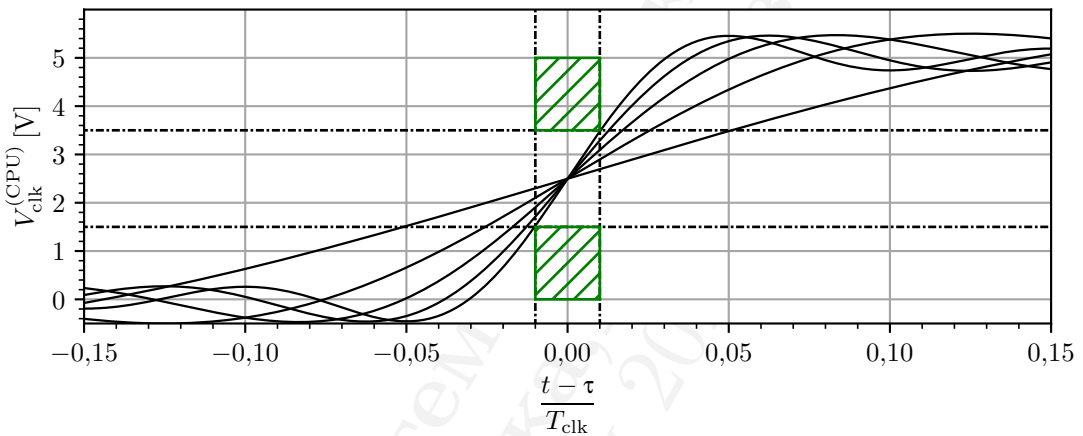
<sup>22</sup>Правило извода је  $\mathcal{FS} \left\{ \frac{dx(t)}{dt} \right\} = jk \omega_0 \mathcal{FS} \{x(t)\}$

<sup>23</sup>Користи се у облику  $x(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} X[k] e^{jk \omega_F \tau}$

<sup>24</sup>Трансформација за парни сигнал  $a[k]$  је  $\sum_{k=-\infty}^{\infty} a[k] = a[0] + 2 \sum_{k=1}^{\infty} a[k]$ .

Одавде се има  $\frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) = M \frac{2\omega_{\text{clk}} V_m}{\pi}$ , на основу услова из (55.3), заменом бројевних вредности налази се услов за број непарних хармоника које филтар треба да пропусти. Одавде се има услов да је  $M = \frac{\pi}{2\omega_{\text{clk}} V_m} \frac{dv_{\text{clk}}^{(\text{CPU})}}{dt}(\tau) > 12,5 \left[ \frac{\text{ns}}{\text{V}} \right] \cdot 0,4 \left[ \frac{\text{nV}}{\text{s}} \right] = 5$ . Односно, филтар мора да пропусти *барем* 5 *непарних* хармоника побудног сигнала, а то су  $\omega_{\text{clk}}$ ,  $3\omega_{\text{clk}}$ ,  $5\omega_{\text{clk}}$ ,  $7\omega_{\text{clk}}$ , и  $9\omega_{\text{clk}}$ , односно, мора бити да је  $\omega_0 > 9\omega_{\text{clk}}$ , или  $f_0 > 9f_{\text{clk}} = 36 \text{ [MHz]}$ .

У овом задатку је илустровано, да је стрмина ивице правоугаоних импулса сразмерна броју хармоника које пропушта филтар. На слици 55.3 илустрован је резултат. Црвеним областима обележени су габарити унутар којих сигнал не сме да пролази, односно назначене су границе прелазне зоне по времену и по напону. Нацртани су сигнали са 1–5 непарних хармоника, и на слици може да се види да су са најмање 5 непарних хармоника задовољени тражени габарити.



Слика 55.3

## 2.2 Фуријеови редови дискретног сигнала

**56.** Дат је дискретан сигнал  $x[n] = \cos\left(\frac{6\pi n}{17} + \frac{\pi}{3}\right)$ . Одредити развој тог сигнала у дискретан Фуријеов ред на основном периоду.

РЕЗУЛТАТ:  $X[k] = \frac{1}{2} \left( \exp\left(\frac{j\pi}{3}\right) \delta[k-3] + \exp\left(\frac{-j\pi}{3}\right) \delta[k+3] \right).$

**57.** Одредити такав дискретан сигнал  $x[n]$ , са периодом  $N = 6$  за који важе  $\sum_{n=0}^5 x[n] = 2$  и

$\sum_{n=2}^7 (-1)^n x[n] = 1$  такав да је његова средња снага минимална.

РЕЗУЛТАТ:  $x[n] = \frac{1}{3} + \frac{1}{6}(-1)^n$

**58.** Дата су два дискретна сигнала  $x[n]$  и  $y[n]$  чији су основни периоди  $N_x = 2$  и  $N_y = 3$  редом. Познати су спектри  $\mathcal{FS}\{x[n]\} = X[k]$  и  $\mathcal{FS}\{y[n]\} = Y[k]$  на основним периодима

тих сигнала. Одредити развој сигнала  $z[n] = x[n] + y[n]$  у Фуријеов ред над периодом  $N_F = 6$ .

РЕЗУЛТАТ:  $Z[k] = X[0] + Y[0], 0, Y[1], X[1], Y[2], 0$

**\*59.** Нека су дати дискретни сигнали

$$x[n] = 1 - \cos\left(\frac{2\pi n}{3}\right), \quad y[n] = \sin^2\left(\frac{2\pi n}{8} + \frac{\pi}{3}\right), \quad z[n] = x[n] \cdot y[n], \quad \text{и} \quad w[n] = x[n] \otimes y[n]$$

- Одредити основни период сигнала  $x[n]$  и његов развој у Фуријеов ред на његовом основном периоду  $X[k]$ .
- Одредити основни период сигнала  $y[n]$  и његов развој у Фуријеов ред на његовом основном периоду  $Y[k]$ .
- Применом резултата претходних тачака, и одговарајућих особина Фуријеових редова дискретних сигнала, одредити основни период сигнала  $z[n]$  и његов развој у Фуријеов ред на његовом основном периоду  $Z[k]$ .

РЕШЕЊЕ: Простопериодична компонента сигнале је кружне учестаности  $\Omega = \frac{2\pi}{3}$ , па је одговарајући основни период тога сигнала  $N_x = \frac{2\pi}{\Omega} = 3$ . Дати сигнал се може расписати као  $x[n] = 1 - \frac{2\pi n}{3} = 1 - \frac{z + z^{-1}}{2} = -\frac{1}{2}z^{-1} + 1 - \frac{1}{2}z$ , где је  $z = e^{j\Omega_x n}$ . Будући да је развој у фуријеов ред заправо степени ред по  $z$ , као  $x[n] = \sum_{\langle N_x \rangle} X[k] z^k$ , идентификацијом налазимо основни период спектра, чији је период  $N_x = 3$ , као

$$X[k] = -\frac{1}{2}\delta[k+1] + \delta[k] - \frac{1}{2}\delta[k-1]. \quad (59.1)$$

(б) На сличан начин као у претходној тачки, приметимо да је  $\sin^2(\Omega_0 n) = \frac{1 - \cos(2\Omega_0 n)}{2}$ . Пошто фаза не улази у разматрање, а важи  $\Omega_0 = \frac{2\pi}{8}$ , период овог сигнала износи  $N_y = \frac{2\pi}{2\Omega_y} = 4$ . Дати сигнал се онда може расписати као

$$x[n] = \frac{1 - \cos(\Omega_0 n)}{2} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{z + z^{-1}}{2} \right) = -\frac{1}{4}z^{-1} + \frac{1}{2} - \frac{1}{4}z, \quad (59.2)$$

где је  $z = e^{j\Omega_y n}$ . На основу тога је основни период спектра овог сигнала

$$Y[k] = -\frac{1}{4}\delta[k-1] + \frac{1}{2}\delta[k] - \frac{1}{4}\delta[k+1] + \underbrace{0 \cdot \delta[k-2]}_{\text{Наглашавање периода}}. \quad (59.3)$$

(в) Пеириод сигнала  $z[n]$  је  $N_z = \text{NZS}(N_x, N_y) = 12$ . Применом својства производа дискретног Фуријеовог реда може се писати  $\mathcal{FS}\{x[n] \cdot y[n]\} = X[k] \otimes Y[k]$ , којом приликом се Фуријеови редови морају рачунати на једнаком броју одбирака. У овом случају, спектре треба рачунати на  $N_z = 12$  одбирака. Односно, спектре рачунате у тачкама (а) и (б) треба проширити на ту дужину. Подсетимо да се спектар сигнала рачуна на  $M$  основних периода уметањем  $M - 1$  нула у спектар израчунат на основном периоду. Тако се добијају спектри

сигнала израчунати на периоду 12, дати у табlici

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$X_{12}[k]$	$X[0]$	0	0	0	$X[1]$	0	0	0	$X[2]$	0	0	0
$Y_{12}[k]$	$Y[0]$	0	0	$Y[1]$	0	0	$Y[2]$	0	0	$Y[3]$	0	0.

Спектар сигнала  $z[n]$  се онда налази као

$$Z[k] = \sum_{i+j \equiv k \pmod{12}} X_{12}[i]Y_{12}[j]. \quad (59.4)$$

Директним израчунавањем одређује се коначни резултат.

### 3 Фуријеова трансформација континуалних и дискретних сигнала

#### 3.1 Фуријеова трансформација континуалног сигнала

**60.** Одредити Фуријеову трансформацију комплексног сигнала  $x(t) = \begin{cases} e^{j\omega_0 t} & , |t| < T \\ 0 & , |t| \geq T \end{cases}$ , где су  $\omega_0$  и  $T$  познате реалне ненегативне константе. Полазећи од добијеног резултата, показати да је  $\mathcal{FT}\{e^{j\omega_0 t}\} = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$ .

РЕШЕЊЕ: По дефиницији Фуријеове трансформације је  $\mathcal{FT}\{x(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-j\omega t} dt$ .

Заменом датог сигнала, вредност  $T$  поставља границе интеграције, па је<sup>25</sup>

$$\mathcal{FT}\{x(t)\} = \int_{t=-T}^T x(t)e^{-j\omega t} dt + \underbrace{\int_{t>T}^{\infty} x(t)e^{-j\omega t} dt}_{=0} = \int_{t=-T}^T e^{j\omega_0 t} e^{-j\omega t} dt = \int_{t=-T}^T e^{j(\omega_0 - \omega)t} dt \quad (60.1)$$

$$= \frac{1}{j(\omega_0 - \omega)} e^{j(\omega_0 - \omega)t} \Big|_{t=-T}^T = \frac{e^{j(\omega_0 - \omega)T} - e^{-j(\omega_0 - \omega)T}}{j(\omega_0 - \omega)} \quad (60.2)$$

$$= \frac{2j \sin((\omega_0 - \omega)T)}{j(\omega_0 - \omega)} = \frac{2 \sin((\omega_0 - \omega)T)}{\omega_0 - \omega} \quad (60.3)$$

Да гранични процес представља Делта импус може се показати на основу два дефинициона својства делта импулса, односно показивањем нормираности  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = 1$ , и провером

да је  $\delta(t \neq 0) = 0$ . У конкретном разматраном случају, гранични процес којим се од  $x(t)$  тежи ка сигналу  $e^{j\omega_0 t}$  би био  $T \rightarrow \infty$ , па се може писати  $\mathcal{FT}\{e^{j\omega_0 t}\} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2 \sin((\omega_0 - \omega)T)}{\omega_0 - \omega}$ .

Приметимо да се добијени излаз може трансформисати у израз који садржи нормирани сигнал  $\text{sinc}(t)$  помоћу поступка

$$\mathcal{FT}\{e^{j\omega_0 t}\} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2 \sin((\omega_0 - \omega)T)}{\omega_0 - \omega} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2 \sin((\omega_0 - \omega)T)}{(\omega_0 - \omega)T} T = \lim_{T \rightarrow \infty} 2T \text{sinc}\left(\frac{(\omega_0 - \omega)T}{\pi}\right) \quad (60.4)$$

<sup>25</sup> Користи се таблични интеграл  $\int e^{kx} dx = \frac{1}{k} e^{kx} + C$ , као и идентитет  $e^{jx} - e^{-jx} = j2 \sin(x)$

Покажимо да добијена форма задовољава наведена својства Делта импулса. Када је  $\omega_0 \neq \omega$  тада је

$$\mathcal{FT}\{e^{j\omega t}\} = \lim_{T \rightarrow \infty} 2T \operatorname{sinc}\left(\frac{(\omega_0 - \omega)T}{\pi}\right) \lim_{T \rightarrow \infty} \sim \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\overbrace{\sin(\operatorname{const} T)}^{\text{ограничена}}}{\operatorname{const} T} \sim \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} = 0. \quad (60.5)$$

. Покажемо и да је интеграл добијене функције по параметру  $\omega$  конвергира када  $T \rightarrow \infty$ , односно

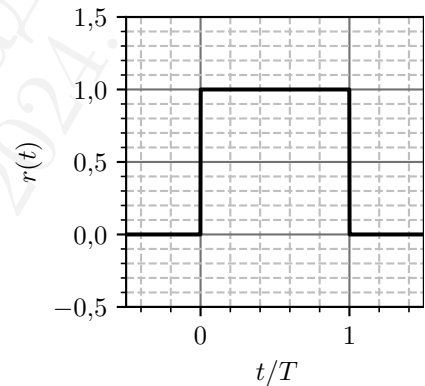
$$\int_{\omega=-\infty}^{\infty} 2T \operatorname{sinc}\left(\frac{(\omega_0 - \omega)T}{\pi}\right) d\omega = \int_{\omega=-\infty}^{\infty} 2T \operatorname{sinc}\left(\frac{(\omega - \omega_0)T}{\pi}\right) \underbrace{\frac{\pi}{T} d\left(\frac{(\omega - \omega_0)T}{\pi}\right)}_{d\omega} = 2\pi, \quad (60.6)$$

којом приликом су искоришћена парност,  $\operatorname{sinc}(x) = \operatorname{sinc}(-x)$ , и нормираност  $\int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}(x) dx =$

1. На основу резултата (60.6) и (60.5), може се тврдити да је  $\mathcal{FT}\{e^{j\omega_0 t}\} = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$ , што је требало и показати

**61.** На слици 61.1 приказан је правоугаони импулс јединичне амплитуде ширине  $T$ , са почетком у нули. Одредити Фуријеову трансформацију тог сигнала.

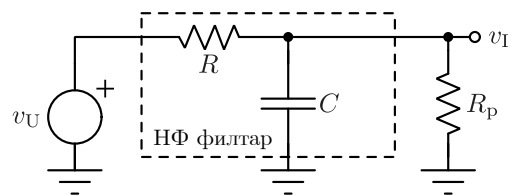
**РЕШЕЊЕ:** Дати сигнал се може записати у облику  $x(t) = u(t) - u(t - T)$ . Применом особине померања у времену Фуријеове трансформације<sup>26</sup> и табличног резултата<sup>a</sup>  $\mathcal{FT}\{u(t)\} = \frac{1}{j\omega} + \pi\delta(\omega)$ , има се резултат  $X(j\omega) = \frac{1}{j\omega} + \pi\delta(\omega) - \frac{e^{-j\omega T}}{j\omega} - \pi e^{-j\omega T}\delta(\omega) = \frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega} + \underbrace{\pi(1 - e^{-j\omega T})\delta(\omega)}_{=0 \text{ за } \omega=0}$ , где је у последњем кораку примењено својство еквиваленције Дираковог импулса. Коначно је  $X(j\omega) = \frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega}$



Слика 61.1

<sup>a</sup>Видети и таблицу Т.6.3

**\*62.** У електричном колу са слике приказан је нископропусни филтар (НФ) за који је познато  $R = 60 [\Omega]$ , и  $C = \frac{5}{3} [\text{mF}]$ , а који је оптерећен резистивним потрошачем отпорности  $R_p = 20 [\Omega]$ . На улазу филтра прикључен је идеални напонски генератор чији је напон облика  $v_U(t) = V_0 e^{-t/\tau} u(t)$ , где су  $V_0 = 64 [\text{V}]$  и  $\tau = 25 [\text{ms}]$ . У почетном тренутку кондензатор је неоптерећен.



Слика 62.1

<sup>26</sup>Својство померања ФТ је  $\mathcal{FT}\{x(t - T)\} = \mathcal{FT}\{x(t)\} \cdot e^{-j\omega T}$ .

- (а) Одредити преносну функцију система  $H(s) = \frac{V_I(s)}{V_U(s)}$ ,  $s = j\omega$ .
- (б) Израчунати граничну учестаност оптерећеног нископропусног филтра  $\omega_f$ , као  $|H(j\omega_f)| = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot |H(j\omega)|_{\max}$ .
- (в) Применом Парсевалове теореме израчунати укупну енергију предату потрошачу у интервалу времена  $0 \leq t < \infty$

**РЕЗУЛТАТ:** Задатак се може решити применом Тевененове теореме, у односу на кондензатор. Том приликом је  $v_T = \alpha_T v_U$  и  $R_T = R \parallel R_p = 15 [\Omega]$ , где је  $\alpha_T = \frac{R_p}{R + R_p} = \frac{1}{4}$ .

Преносна функција је  $H(s) = \frac{\alpha_T}{R_T C s + 1} = \frac{\frac{R_p}{R + R_p}}{(R \parallel R_p) C s + 1} = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{(25 [\text{ms}]) s + 1}$ . (б) Гранична учестаност филтра је  $\omega_f = 40 \left[ \frac{\text{Mrad}}{\text{s}} \right]$ . (в) Укупна енергија ослобођена на потрошачу нала-

зи се Парсеваловом теоремом и износи  $W_p = \frac{1}{R_p} \frac{1}{\pi} \int_0^\infty |H(j\omega) V_U(j\omega)|^2 d\omega = \frac{V_0^2 \alpha_T^2 \tau^2}{2(R_T C + \tau) R_p} = 128 [\text{mJ}]$ .

### 3.2 Фуријеова трансформација дискретног сигнала

**63.** Нека је дат дискретан сигнал који представља правоугаони прозор полуширине  $N$ ,  $x[n] = \text{rect}_N[n] = \begin{cases} 1, & |n| \leq N \\ 0, & |n| > N \end{cases}$ .

- (а) Одредити и скицирати амплитудски спектар тога сигнала  $|X(j\Omega)|$ .
- (б) Уколико се ширина главног лоба дефинише као растојање  $\Delta\Omega$  између две нуле функције најближе максимуму модула функције. Одредити ширину главног лоба.

**РЕШЕЊЕ:** Дискретна Фуријеова трансформација сигнала  $x[n]$  се може одредити по дефиницији као  $X(j\Omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x[n] z^{-n}$ , где је  $z = e^{j\Omega}$ . Заменом датог облика сигнала у дефиницију има се<sup>27</sup>

$$X[j\Omega] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{rect}_N[n] z^{-n} = \sum_{n=-N}^N z^{-n} = \frac{z^{-(-N)} - z^{-(N+1)}}{1 - z} = \frac{z^N - z^{-N-1}}{1 - z}. \quad (63.1)$$

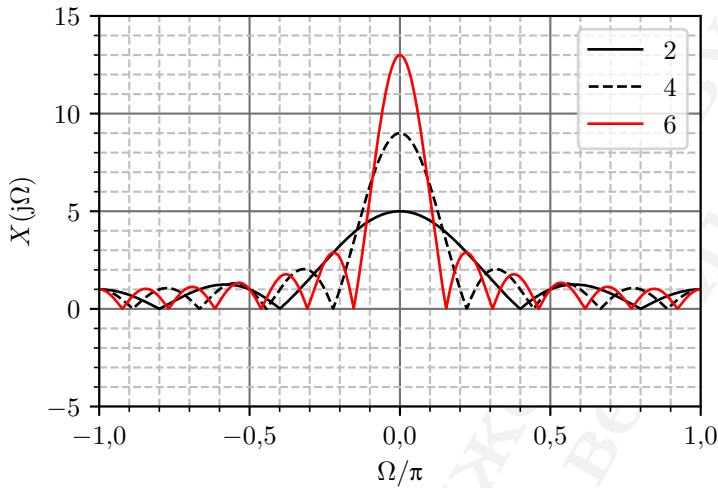
Да бисмо даље упростили дати резултат, потребно је да израз у бројницу изразимо у облику

$$z^a (z^b - z^{-b}) = z^N - z^{-N-1} \quad (63.2)$$

$$z^{a+b} - z^{a-b} = z^N - z^{-N-1} \Rightarrow a+b = N \quad a-b = -N-1 \Rightarrow \quad (63.3)$$

$$a = \frac{1}{2}, \quad b = N + \frac{1}{2}. \quad (63.4)$$

<sup>27</sup>Користи се општији облик суме геометријске прогресије  $\sum_{k=m}^n a q^k = a \frac{q^m - q^{n+1}}{1 - q}$ .



Слика 63.1: Амплитудски спектар правоугаоног прозора за разне ширине  $N$

На основу чега поједностављујемо израз 63.1, помоћу идентитета  $z^n - z^{-n} = j2 \sin(\Omega n)$ , у облик

$$X(j\Omega) = \frac{z^{\frac{N+1}{2}} \left( z^{N+\frac{1}{2}} - z^{-(N+\frac{1}{2})} \right)}{z^{\frac{1}{2}} \left( z^{\frac{n}{2}} - z^{-\frac{n}{2}} \right)} \Rightarrow X(j\Omega) = \frac{\sin \left( \left( N + \frac{1}{2} \right) \Omega \right)}{\sin \left( \frac{1}{2} \Omega \right)} \quad (63.5)$$

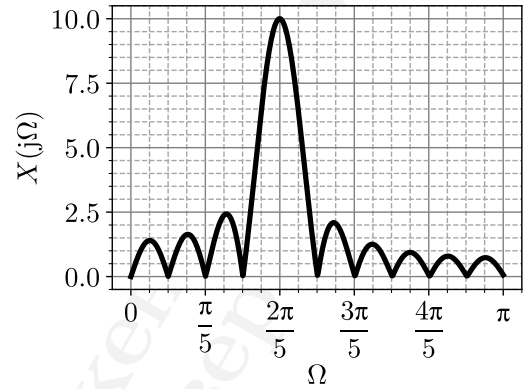
Добијена функција има облик познате *Дирихлеове функције* и као таква се може наћи у софтверским алатима под називима `dir1` или `diric`. За неколико различитих вредности полуширине прозора,  $N \in \{2, 4, 6\}$ , на слици 63.1 нацртани су амплитудски спектри на њиховом основном периоду. Максимална вредност амплитудског спектра постоји за  $\Omega = 0$ , када је на основу (63.5),  $\max |X(0)| = \lim_{\Omega \rightarrow 0} \frac{\sin \left( \left( N + \frac{1}{2} \right) \Omega \right)}{\sin \left( \frac{1}{2} \Omega \right)} = 2N + 1$ , односно расте линеарно са ширином прозора.

(б) Максимална вредност постоји за  $\Omega = 0$ , а границе главног лоба су на месту где су најближе нуле амплитудског спектра. То се дешава када је аргумент синусне функције у бројиоцу једнак  $\pm\pi$ . На основу тога је

$$\left( N + \frac{1}{2} \right) \frac{\Delta\Omega}{2} = \pi \Rightarrow \Delta\Omega = \frac{2\pi}{N + \frac{1}{2}}. \quad (63.6)$$

Дакле, као што се може видети на слици 63.1 ширина главног лоба се сужава са повећањем ширине прозора.

**64.** Дигиталним осцилоскопом снима се континуалан простопериодичан напон,  $v = v(t)$ , непознате амплитуде  $V_m$  и непознате учестаности  $f_0$ . Сигнал је снимљен учестаношћу одабирања  $f_s = 0,5 \text{ [GHz]} > 2f_0$ , чиме је у меморији осцилоскопа добијен дискретан представник мереног сигнала коначног трајања  $x[n] = \begin{cases} \frac{v(nT_s)}{V_0}, & -N \leq n \leq N \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$ , где је  $V_0 = 10 \text{ [mV]}$ , а  $2N + 1 \in \mathbb{N}$  је непозната дужина снимка. У обради добијеног сигнала на рачунару израчуната је Фуријеова трансформација дискретног сигнала  $x[n]$ . Амплитудски спектар је приказан у опсегу дискретних кружних учестаности  $0 \leq \Omega \leq \pi$  на слици.



Слика 64.1

- (а) Проценити учестаност  $f_0$  улазног сигнала,
- (б) Проценити дужину снимка  $2N + 1$ .
- (в) Проценити амплитуду  $V_m$  улазног сигнала.

**РЕШЕЊЕ:** Нека је облик побудног напона  $v(t) = V_m \cos(\omega t)$ . Приметимо да се акција одсецања снимка коначног трајања може имитирати множењем са прозором коначне дужине у виду  $x[n] = \underbrace{\frac{V_m}{V_0}}_{X_m} \cos(\underbrace{\omega T_s}_{\Omega_0} n) \cdot \text{rect}_N[n]$ . Фуријеова трансформација датог сигнала може се добити помоћу табличног резултата

$$\mathcal{FT}\{\text{rect}_N[n]\} = \frac{\sin(\Omega(N + 0,5))}{\sin(\Omega/2)}, \quad (\text{Видети и задатак 63}). \quad (64.1)$$

применом правил о модулацији дискретне Фуријеове трансформације  $\mathcal{FT}\{x[n]\} = X(j\Omega) \Rightarrow \mathcal{FT}\{x[n] \cos(\Omega_0 n)\} = \frac{1}{2} (X(j(\Omega + \Omega_0)) + X(j(\Omega - \Omega_0)))$ . Ипак, рачунање кружне конволуције може бити компликовано, па се као једноставнији начин показује примена теореме о модулацији дискретне Фуријеове трансформације, дата у облику Кружну конволуцију можемо одредити по дефиницији на основу чега се добија

$$X(j\Omega) = \frac{X_m}{2} \left( \frac{\sin((\Omega - \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((\Omega - \Omega_0)/2)} + \frac{\sin((\Omega + \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((\Omega + \Omega_0)/2)} \right) \quad (64.2)$$

(а) Приметимо сада да је синусна функција померила спектар правоугаоног импулса у десно и у лево за  $\Omega_0$ , израз (64.2). Одатле, природно је очекивати да се максимум спектра сада налази на дискретној учестаности  $\Omega_0$ . На основу тога, са графика читавамо резултат

$$\Omega_0 = \frac{2\pi}{5} \text{ на основу чега можемо да се има } f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\Omega}{2\pi T_s} = \frac{\frac{2\pi}{5}}{2\pi T_s} = \frac{1}{5T_s} = 100 \text{ [MHz]}.$$

(б) Претпоставимо, на основу облика спектра, да су спектри правоугаоних прозора довољно размакнути тако да за  $\Omega \approx +\Omega_0$  важи  $X(j\Omega) \approx \frac{X_m}{2} \frac{\sin((\Omega - \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((\Omega - \Omega_0)/2)}$ , (односно,



занемаримо лик који постоји у негативним учестаностима). На основу тога, можемо очекивати нуле спектра,  $\Omega_z$ , на местима где је  $(\Omega_z - \Omega_0)(N + 0,5) \approx \pi$ , односно је  $N \approx \frac{\pi}{\Omega_z - \Omega_0} - 0,5$ .

Са графика читавамо да је  $\Omega_z - \Omega_0 \approx \frac{\pi}{10}$ , па на крају закључујемо да је  $N \approx 9,5$ , па заокружујемо на ближу непарну вредност  $N = 9$ , па можемо да се проени да је снимак дугачак  $\approx 19$  одбирака.

(в) Познајући резултате претходних тачака, размотримо максималну вредност функције у тачки  $\Omega \approx \Omega_0$ . На том месту је  $X(j\Omega_0) \approx \lim_{\Omega \rightarrow \Omega_0} \frac{X_m \sin((\Omega - \Omega_0)(N + 0,5))}{2 \sin((\Omega - \Omega_0)/2)} = \frac{X_m}{2} 2(N + 0,5) \approx 19 \frac{X_m}{2}$ . Са графика читавамо да је максимална вредност 10 па се онда има  $X_m \approx 2 \frac{10}{19} \approx 1,09$ . Одавде закључујемо да је  $V_m = V_0 \cdot X_m \approx 10,9$  [mV].

**65.** Нека је дат дискретан сигнал  $x[n] = \cos(\Omega_0 n)$ , чији је основни период  $N_0 = 10$ . Применом Фуријеове трансформације дискретног сигнала, скицирати развој датог сигнала у Фуријеов ред  $X[k] = \mathcal{FS}\{x[n]\}$  на дужини (а)  $N_F = N_0$  и (б)  $N_F = N_0 - 1$ .

**РЕШЕЊЕ:** Веза између Фуријеове трансформације сигнала  $x[n]$ , дужине  $N_F$ , и Фуријеовог реда периодичног продужења истог сигнала,  $\hat{x}[n]$ , дата је у облику

$$\hat{X}[k] = \frac{1}{N_F} X(jk\Omega_F), \quad \Omega_F = \frac{2\pi}{N_F} \quad (65.1)$$

На сличан начин као у задатку 64, представимо дати сигнал као  $x[n] = \cos(\Omega_0 n) \text{rect} \frac{N_F - 1}{2} [n]$ .

Онда је Фуријеова трансформација тог сигнала (према резултату истог задатка) једнака

$$X(j\Omega) = \frac{1}{2} \left( \frac{\sin((\Omega - \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((\Omega - \Omega_0)/2)} + \frac{\sin((\Omega + \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((\Omega + \Omega_0)/2)} \right), \quad N = \frac{N_F - 1}{2} \quad (65.2)$$

На основу резултата 65.1, добија се тражени Фуријеов ред

$$\hat{X}[k] = X(jk\Omega_F) = \frac{1}{2N_F} \left( \frac{\sin((k\Omega_F - \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((k\Omega_F - \Omega_0)/2)} + \frac{\sin((k\Omega_F + \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((k\Omega_F + \Omega_0)/2)} \right). \quad (65.3)$$

(а) Када је  $N_F = N_0$ , односно  $\Omega_F = \Omega_0$ , може се даље писати да је

$$\frac{\sin((k\Omega_F \pm \Omega_0)(N + 0,5))}{\sin((k\Omega_F \pm \Omega_0)/2)} = \frac{\sin\left((k\Omega_0 \pm \Omega_0) \frac{\pi}{\Omega_0}\right)}{\sin((k\Omega_0 \pm \Omega_0)/2)} = \frac{\sin((k \pm 1)\pi)}{\sin\left((k \pm 1) \frac{\Omega_0}{2}\right)}, \quad (65.4)$$

којом приликом знак „−“ одговара првом а знак „+“ другом сабиркуу коначном изразу. Са друге стране, у интервалу од интереса  $0 \leq k < N_0$  (основни период дискретног спектра) важи да је

$$\frac{\sin((k \pm 1)\pi)}{\sin\left((k \pm 1) \frac{\Omega_0}{2}\right)} = \begin{cases} \frac{2\pi}{\Omega_0} = N_0 & , k \pm 1 = 0, \\ 0 & , k \pm 1 \neq 0. \end{cases} \quad (65.5)$$

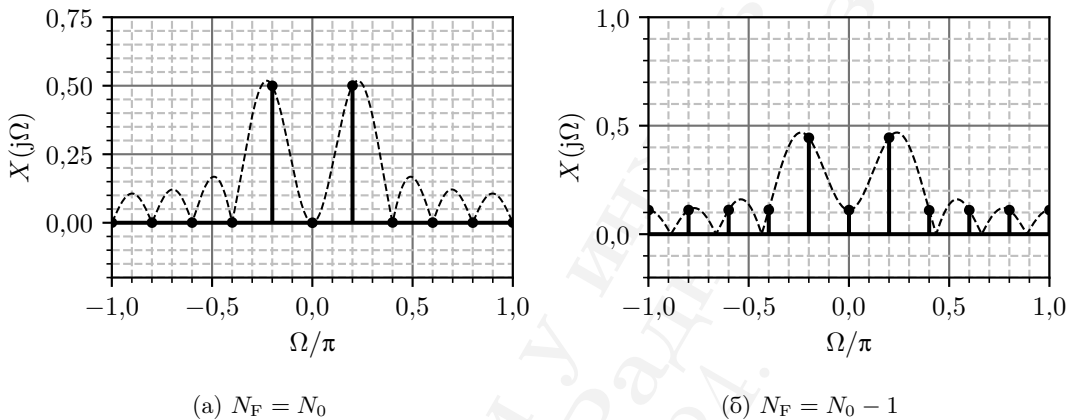
На основу добијеног резултата, наведени сабирак представља дискретан јединични импулс,  $N_0 \delta[k \pm 1]$ , па је у овом случају тражени спектар

$$\hat{X}[k] = \frac{1}{2} \delta[k + 1] + \frac{1}{2} \delta[k - 1], \quad (65.6)$$

што је исти резултат који се може добити на сличан начин као и у задатку 56 на основу непосредне примене резултата  $\sin(\Omega n) = \frac{1}{2}e^{j\Omega n} + \frac{1}{2}e^{-j\Omega n}$ .

(б) Сличан поступак се може спровести и у случају када  $N_F \neq N_0$ . У том случају, ипак, решење неће имати нуле на местима када је  $k \pm 1 = 0$ . Поједностављење добијеног израза препуштамо читаоцу.

Резултати (а) и (б) приказани су на сликама 65.1а и 65.1б. Појава која се може видети јесте *цурење спектра*, које је значајна последица јер се увек помоћу дигиталног рачунара може вршити само израчунавање Фуријеовог реда коначно дугачке секвенце.

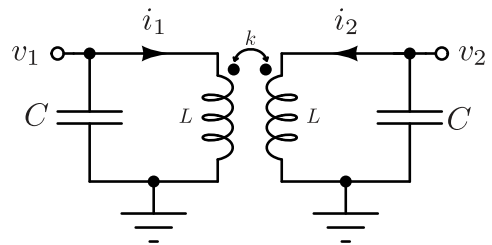


Слика 65.1: Графички приказ одабирања спектра.

## 4 Лапласова трансформација

### 4.1 Системи диференцијалних једначина

**\*66.** У колу са слике познати су  $L$ ,  $C$  и коефицијент магнетске спреге  $k \ll 1$ . У почетном тренутку су познати  $i_2(0) = v_1(0) = v_2(0) = 0$  и  $i_1(0) = I_0$ . Поставити (а) систем интегродиференцијалних једначина кола по струјама  $i_1$  и  $i_2$ . Помоћу Лапласове трансформације (б) одредити струју  $i_1(t)$ . Скицирати (в) временски дијаграм добијеног одзива  $i_1(t)$  за  $t > 0$ .



Слика 66.1

#### РЕШЕЊЕ

Напоне  $v_1$  и  $v_2$  са једне стране повезују струјно-напонске карактеристике спрегнутих калемова дата је системом једначина

$$v_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt} \quad (66.1)$$

$$v_2 = L_{21} \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt}, \quad (66.2)$$

При чему су, по услову задатка,  $L_1 = L_2 = L$  и  $L_{12} = L_{21} = kL$ . Са друге стране, напон и

струја су повезани према карактеристици кондензатора<sup>28</sup> при неусклађеним референтним смеровима резултата, у систем једначина спрегнутих калемова и даљим сређивањем добија се

$$-\frac{1}{C} \int_0^t i_1 d\tau = L \frac{di_1}{dt} + kL \frac{di_2}{dt}; \Rightarrow \frac{di_1}{dt} + k \frac{di_2}{dt} + \omega_0^2 \int_0^t i_1 d\tau = 0 \quad (66.3)$$

$$-\frac{1}{C} \int_0^t i_2 d\tau = kL \frac{di_1}{dt} + L \frac{di_2}{dt} \Rightarrow k \frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} + \omega_0^2 \int_0^t i_2 d\tau = 0, \quad (66.4)$$

где је  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ . Добијени систем интегро-диференцијалних једначина описује понашање посматраног система

(б) Добијени систем једначина преводи се у фреквенцијски домен применом правила диференцирања уз почетни услов и правила интеграљења<sup>29</sup>. Нека су  $I_1 = I_1(s)$  и  $I_2 = I_2(s)$ , онда је

$$sI_1 - I_0 + k s I_2 + \frac{\omega_0^2}{s} I_1 = 0 \Rightarrow (s^2 + \omega_0^2) I_1 + k s^2 I_2 = I_0 s \quad (66.5)$$

$$k s I_1 - k I_0 + s I_2 + \frac{\omega_0^2}{s} I_2 = 0 \Rightarrow k s^2 I_1 + (s^2 + \omega_0^2) I_2 = k I_0 s \quad (66.6)$$

Решавањем добијеног система једначина по непознатим струјама добијају се резултати:

$$I_1 = \frac{I_0 s (s^2 (k^2 - 1) - \omega_0^2)}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \quad (66.7)$$

$$I_2 = -\frac{I_0 \omega_0^2 k s}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \quad (66.8)$$

Добијени резултати за струје се растављају на парцијалне разломке у односу на променљиву  $s^2$  (практично се уводи смена). Прво се раставља израз за струју  $I_1$  на парцијалне разломке као

$$I_1 = \frac{A}{s^2(1-k) + \omega_0^2} + \frac{B}{s^2(1+k) + \omega_0^2} \quad (66.9)$$

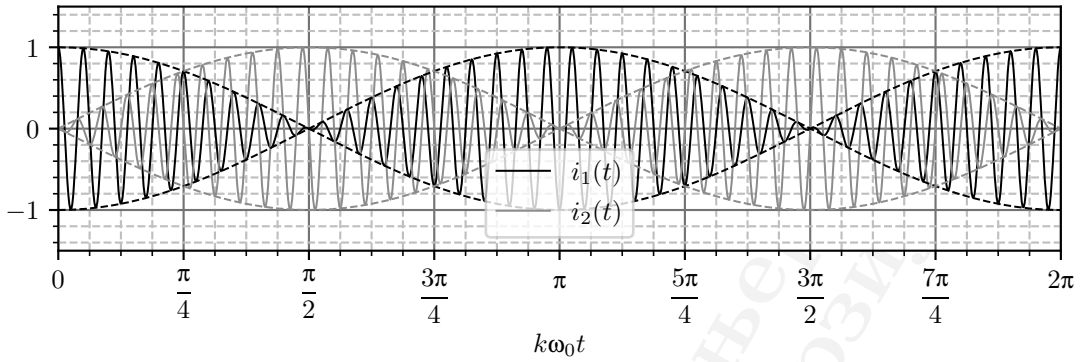
$$\begin{cases} A = \frac{I_0 s (s^2 (k^2 - 1) - \omega_0^2)}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = \frac{\omega_0^2}{k-1}} = -I_0 s \frac{1-k}{2} \\ B = \frac{I_0 s (s^2 (k^2 - 1) - \omega_0^2)}{(s^2 (k - 1) - \omega_0^2) (s^2 (k + 1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = -\frac{\omega_0^2}{1+k}} = I_0 s \frac{1+k}{2} \end{cases} \quad (66.10)$$

<sup>28</sup>Полазећи од израза за струја што се може записати у интегралној форми као  $v_1 = -\frac{1}{C} \int_0^t i_1 d\tau$ , односно

$v_2 = -\frac{1}{C} \int_0^t i_2 d\tau$ . Заменом у израз за струју кондензатора  $i_C = C \frac{dv_C}{dt}$ , интеграљењем обе стране се добија

коришћена напонско-струјна карактеристика.

<sup>29</sup>Правило диференцирања  $\mathcal{L} \left\{ \frac{dx(t)}{dt} \right\} = sX(s) - x(0^-)$ ; Правило интеграљења  $\mathcal{L} \left\{ \int_{0^-}^t f(\tau) d\tau \right\} = \frac{1}{s} F(s)$ .



Слика 66.2: Илустрација резултата.

Коначно се добија поједностављен облик струје  $I_1 = \frac{I_0}{2} \left( \frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{k+1}} + \frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{1-k}} \right)$ , а облик у временском домену се одређује непосредном идентификацијом табличних трансформација<sup>30</sup>  $i_1(t) = \frac{I_0}{2} \left( \cos \left( \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}} t \right) + \cos \left( \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}} t \right) \right)$ .

Друга струја се налази на сличан аналоган начина растављањем израза (66.8) на парцијалне разломке:

$$I_2 = \frac{A}{s^2(1-k) + \omega_0^2} + \frac{B}{s^2(1+k) + \omega_0^2} \quad (66.11)$$

$$\begin{cases} A = \frac{I_0 \omega_0^2 k s}{(s^2(k-1) - \omega_0^2)(s^2(k+1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = \frac{\omega_0^2}{k-1}} = I_0 s \frac{1-k}{2} \\ B = \frac{I_0 \omega_0^2 k s}{(s^2(k-1) - \omega_0^2)(s^2(k+1) + \omega_0^2)} \Big|_{s^2 = -\frac{\omega_0^2}{1+k}} = I_0 s \frac{1+k}{2} \end{cases} \quad (66.12)$$

Одакле се има резултат  $I_2 = \frac{I_0}{2} \left( \frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{k+1}} - \frac{s}{s^2 + \frac{\omega_0^2}{1-k}} \right)$ . Примећујемо да се резултат за ову струју разликује само по знаку једног члана од комплексне струје  $I_1$ , самим тим, резултат у временском домену је  $i_2(t) = \frac{I_0}{2} \left( \cos \left( \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}} t \right) - \cos \left( \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}} t \right) \right)$ .

(в) Уколико се по претпоставци усвоји да је  $k \ll 1$  онда се може апроксимирати<sup>31</sup> да је  $\frac{1}{\sqrt{1 \pm k}} = 1 \mp \frac{1}{2}k$ . Погоднији облик струја се може добити изражавањем збира, односно

<sup>30</sup>Релевантна таблична трансформација је  $\mathcal{L}\{\cos(\omega_0 t)\} = \frac{s}{s^2 + \omega_0^2}$

<sup>31</sup>Користи се апроксимација првим чланом Тејлоровог развоја  $(1+x)^\alpha \approx 1 + \alpha x$ , за  $\alpha = -\frac{1}{2}$ .

разлике косинуса преко производа<sup>32</sup>. има се приближни резултат:

$$i_1(t) \approx I_0 \cos(2\omega_0 t) \cos(k\omega_0 t), \quad (66.13)$$

$$i_2(t) \approx -I_0 \sin(2\omega_0 t) \sin(k\omega_0 t). \quad (66.14)$$

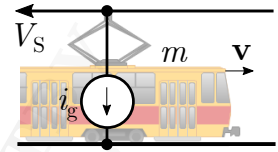
Добијени резултати приказани су на графику на слици 66.2. На слици пуном линијом су приказани одговарајући сигнали. Испрекиданим линијама приказане су анvelope тих сигнала, које илуструју процес „шетања“ енергије између једног и другог осцилаторног кола. Појава која је добијена дешава се у општем случају у систему спрегнутих осцилатора.

## 4.2 Преносне функције LTI система

---

<sup>32</sup>Одговарајући тригонометријски идентитети јесу  $\cos x + \cos y = 2 \cos\left(\frac{x+y}{2}\right) \cos\left(\frac{x-y}{2}\right)$ , и  $\cos x - \cos y = -\sin\left(\frac{x+y}{2}\right) \sin\left(\frac{x-y}{2}\right)$

**67.** На слици 67.1 приказан је упрошћени модел електричног трамваја масе  $m = 20$  [t] који се креће по равној прузи. Трамвај се напаја из мреже константног напона  $V_S = 650$  [V]. Мотор трамваја се представља идеалним струјним генератором, струја је  $i_g = i_g(t)$ , која се може контролисати. Претпоставити да се сва снага коју мрежа предаје мотору, без губитака, претвара у механичку енергију посредством механичке силе. На трамвај делује и сила отпора ваздуха дата изразом  $\mathbf{F}_{ov} = -b\mathbf{v}$ , где је



Слика 67.1

$b = 150 \left[ \frac{\text{N}}{\text{km/h}} \right]$  а  $v = v(t)$  је брзина трамваја. Посматрамо систем чији једини улаз представља струја  $i_g$  а једини излаз тренутна брзина  $v$  трамваја. Ако је познато да се тај систем може представити као каскадна веза једног линеарног система чија је функција преноса  $H(s)$  и једног нелинеарног система без меморије чија је статичка преносна карактеристика  $f(u)$ , одредити једно решење за  $H(s)$  и  $f(u)$ . Објаснити да ли је посматрани систем линеаран. Скицирати временски дијаграм тренутне брзине трамваја ако је управљачка струја дата изразом  $i_g = I_0 \text{rect} \left( \frac{t}{T} - 1 \right)$ , где су  $I_0 = 250$  [A] и  $T = 20$  [s], а трамвај полази из мировања.

Помоћ. Снага механичке силе  $F$  која делује на круто тело које се креће брзином  $v$  равна је  $P = Fv$ .

#### РЕШЕЊЕ

(а) Укупна механичка снага која делује на трамвај разлика је снаге коју улаже генератор и снаге губитака на отпор ваздуха,

$$P_{\text{meh}} = P_g - P_{ov}. \quad (67.1)$$

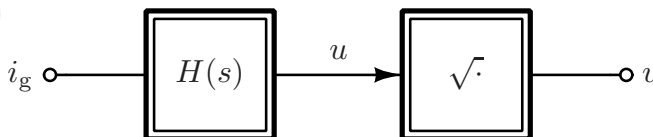
Снагом генератора се управља индиректно помоћу управљачке струје,  $P_g = V_S i_g$  док је снага губитака на рачун отпора ваздуха  $P_{ov} = F_{ov} v = -bv^2$ . Пошто се трамвај креће по равној прузи механички рад претвара се у кинетичку енергију па је  $P_{\text{meh}} = \frac{dW_k}{dt} = \frac{m}{2} \frac{d(v^2)}{dt}$ . Заменом свих одређених снага у израз добија се диференцијална једначина (67.1):

$$\frac{m}{2} \frac{d(v^2)}{dt} = V_S i_g - bv^2 \quad (67.2)$$

Добијена диференцијална једначина по  $v$  није линеарна, али се може приметити да је линеарна по  $v^2$  што користимо увођењем одговарајуће смене  $u = v^2$ , чиме се добија диференцијална једначина на основу које се лако може наћи преносна функција  $H(s) = \frac{U(s)}{I_g(s)}$  као

$$\frac{m}{2} \frac{du}{dt} = V_S i_g - bu \Big|_{\mathcal{L}} \Rightarrow \frac{sm}{2} U(s) = V_S I_g(s) - bU(s) \Rightarrow H(s) = \frac{V_S}{\frac{m}{2}s + b} \quad (67.3)$$

Одговарајућа смена се може третирати као нелинеарни систем без меморије, па је тако у целини дати систем представљен каскадном везом линеарног система функције преноса



Слика 67.2

$H(s)$  и нелинеарног система без меморије статичке преносне карактеристике  $f(u) = \sqrt{u}$  као на слици 67.2.

(б) Линеарност система проверава се испитивањем хомогености и адитивности. Систем је хомоген уколико, вреди  $O\{kx(t)\} = kO\{x(t)\}$ . Посматраћемо брзину у устаљеном стању, односно када је  $\frac{dv^2}{dt} \rightarrow 0$ , тада важи да је  $V_S i_g(\infty) - bv(\infty)^2 \rightarrow 0$ , односно  $v(\infty) = \sqrt{\frac{V_S i_g(\infty)}{b}}$ . На основу израза се види да је  $v(\infty) \propto i_g(\infty)$  па систем није хомоген, а самим тим ни линеаран. Нагласимо да у општем случају каскадна веза линеарног и нелинеарног система није линеаран систем, ипак, постоје практичне примене у којима се користе нелинеарни системи за изградњу система који су у целини линеарни (нпр. транслинеарна кола у аналојној електроници).

(в) Одзив на задату побуду одредићемо одређивањем међурешења  $u(t)$ . Побуда се може записати у облику  $i_g = I_0(u(t) - u(t-T))$ . Тако да ће одзив бити  $u(t) = I_0(g(t) - g(t-T))$ , где је  $g(t)$  одскочни одзив система  $H(s)$ , због његове линеарности. Одскочни одзив одређујемо у комплексном домену, растављањем на парцијалне разломке

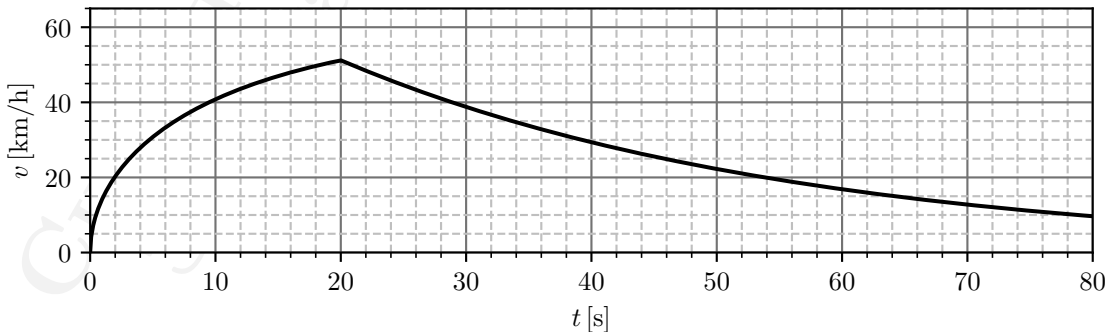
$$G(s) = \underbrace{\frac{1}{s}}_{\mathcal{L}\{u(t)\}} \cdot \underbrace{\frac{V_S}{\frac{m}{2}s + b}}_{H(s)} = \frac{A}{s} + \frac{B}{\frac{m}{2}s + b} = \begin{cases} A = \frac{V_S}{\cancel{\frac{m}{2}s + b}} \Big|_{s=0} = \frac{V_S}{b} \\ B = \frac{V_S}{s \left( \frac{m}{2}s + b \right)} \Big|_{s=-\frac{2b}{m}} = -\frac{mV_S}{2b} \end{cases} \quad (67.4)$$

Сређивањем добијеног израза добија се  $G(s) = \frac{V_S}{b} \left( \frac{1}{s} - \frac{1}{s + \frac{2b}{m}} \right)$  па се инверзном Лапласовом трансформацијом налази  $g(t) = \mathcal{L}^{-1}\{G(s)\} = \frac{V_S}{b} \left( 1 - e^{-\frac{2b}{m}t} \right) u(t)$ , сређивањем се даље налази

$$u(t) = \frac{I_0 V_S}{b} \left( \left( 1 - e^{-\frac{2b}{m}t} \right) u(t) - \left( 1 - e^{-\frac{2b}{m}(t-T)} \right) u(t-T), \right) \quad (67.5)$$

што се може расписати и као

$$u(t) = \frac{I_0 V_S}{b} \cdot \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1 - e^{-\frac{2b}{m}t}, & 0 < t < T \\ (e^{2bT/m} - 1)e^{-\frac{2b}{m}t}, & t > T \end{cases} \quad (67.6)$$



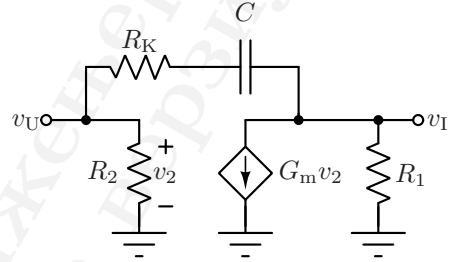
Слика 67.3

па је израз за брзину са израчунатим константама:

$$v(t) \approx 62,5 \left[ \frac{\text{km}}{\text{h}} \right] \cdot \sqrt{\begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1 - e^{-t/18} [\text{s}], & 0 < t < T \\ 2,04 e^{-t/18} [\text{s}], & t > T \end{cases}} \quad (67.7)$$

Добијени резултат приказан је на слици.

**\*68.** У колу са слике познато је  $C = 100 \text{ [nF]}$ ,  $R_1 = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$  и  $G_m = 1 \text{ [mS]}$ . Једини улаз посматраног система је напон  $v_U = v_U(t)$  а једини излаз је  $v_I = v_I(t)$ .



Слика 68.1

- У општим бројевима, одредити функцију преноса,  $H(s)$ , датог система и одредити полове и нуле те функције преноса.
- Израчунати у ком опсегу отпорности  $R_K$  функција преноса  $H(s)$  има нулу у десној комплексној полуравни, а у ком у левој комплексној полуравни.
- За вредност отпорности  $R_K = R_0$  за коју функција преноса  $H(s)$  нема нула, одредити одзив на побуду  $v_U = 1 \text{ [V]}$   $u(t)$  применом Лапласове трансформације.
- На истом дијаграму, нацртати одзив одређен у претходној тачки као и одзив система  $H(s)$  за  $R_K = 0$  на исту побуду.

#### РЕШЕЊЕ

Функција преноса може се одредити применом методе потенцијала чворова, писањем једине једначине за излазни чвор

$$V_I \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{Z_K} \right) = -G_m V_U + \frac{1}{Z_K} V_U, \quad (68.1)$$

где је  $Z_K = R_K + \frac{1}{sC}$  уопштена комплексна импеданса гране са кондензатором. Преносна функција је у овом случају  $H(s) = \frac{V_I}{V_U}$ , па се сређивањем израза 68.1 има облик

$$H(s) = \frac{sC(1 - G_m R_K) - G_m}{sC \left( 1 + \frac{R_K}{R_1} \right) + \frac{1}{R_1}}. \quad (68.2)$$

Нуле функције преноса налазе се одређивањем коренова полинома у бројицу, а полови се налазе одређивањем коренова полинома у имениоцу, чиме се налазе једина нула и једини пол функције преноса, у општем случају, дати изразима

$$z = \frac{G_m}{C(1 - G_m R_K)}, \quad p = -\frac{1}{C(R_1 + R_K)}, \quad (68.3)$$

редом.

- Знак реалне нуле функције преноса  $z = \frac{G_m}{C(1 - G_m R_K)}$ , одређен је изразом

$$\text{sgn } z = \text{sgn } \frac{G_m}{C(1 - G_m R_K)} = \text{sgn } (1 - G_m R_K). \quad (68.4)$$



Односно, уколико је  $R_K < \frac{1}{G_m} = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$ , нула је у десној комплексној полуравни ( $\operatorname{Re}\{\operatorname{sgn} z\} > 0$ ), док је за  $R_K > \frac{1}{G_m} = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$ , та нула у левој комплексној полуравни ( $\operatorname{Re}\{\operatorname{sgn} z\} < 0$ ). У нарочитом случају, када је  $R_K = \frac{1}{G_m} = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$ , уколико погледамо у полазни резултат за функцију преноса 68.2, закључујемо да нуле функције преноса тада нема. Тада још кажемо и да је нула „померена у бесконачност“.

(в) Како је наглашено, када је  $R_K = R_0 = \frac{1}{G_m} = 1 \text{ [k}\Omega\text{]}$ , функција преноса нема нула и тада је

$$H(s) = -\frac{G_m}{sC\left(1 + \frac{1}{G_m R_1}\right) + \frac{1}{R_1}} = \frac{K}{1 + s\tau}, \quad K = -G_m R_1 = -1, \quad \tau = C\left(R_1 + \frac{1}{G_m}\right) = 200 \text{ [}\mu\text{s]}, \quad (68.5)$$

којом приликом је облик поједностављен увођењем константи  $K$  и  $\tau$ , чији су смисао статичко појачање и временска константа. Дата побуда у Лапласовом домену налази се применом табличне трансформације  $\mathcal{L}\{u(t)\} = \frac{1}{s}$ , чиме се име  $V_I = \frac{V_0}{s}$ , па се онда одзив налази на основу

$$V_I(s) = H(s) \cdot V_U(s) = -\frac{V_0}{s} \cdot \frac{K}{1 + s\tau}. \quad (68.6)$$

Добијени резултат у комплексном домену преводи се у комплексни домен растављањем на парцијалне разломке, у облику

$$V_I(s) = \frac{A}{s} + \frac{B}{1 + s\tau} = \begin{cases} A = \frac{V_0}{s} \cdot \frac{K}{1 + s\tau} \Big|_{s=0} = KV_0 \\ B = \frac{V_0}{s} \cdot \frac{K}{1 + s\tau} \Big|_{s=-1/\tau} = -K\tau V_0 \end{cases}. \quad (68.7)$$

Инверзном Лапласовом трансформацијом се онда налази резултат:

$$v_I(t) = \mathcal{L}^{-1}\{V_I\} = K\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{1}{s} + \frac{\tau}{1 - s\tau}\right\} V_0 = K(1 - e^{-t/\tau})V_0 u(t) \quad (68.8)$$

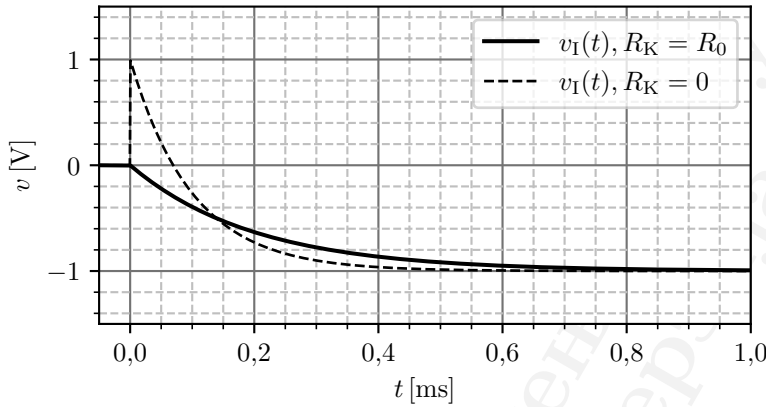
(г) На сличан начин као у претходној тачки, заменом  $R_K = 0$  у израз 68.2 налази се

$$H(s) = \frac{s - \frac{G_m}{C}}{s + \frac{1}{CR_1}} = \frac{s - z}{s - p}, \quad \text{где су,} \quad z = +\frac{G_m}{C}, \quad p = -\frac{1}{R_1 C}, \quad (68.9)$$

па се на сличан начин као у претходној тачки добија одзив у Лапласовом домену

$$V_I(s) = \frac{A}{s} + \frac{B}{s + p} = \begin{cases} A = \frac{V_0}{s} \cdot \frac{s - z}{s - p} \Big|_{s=0} = \frac{z}{p} V_0 = -G_m R_1 V_0 = KV_0 \\ B = \frac{V_0}{s} \cdot \frac{s - z}{s - p} \Big|_{s=p} = \frac{p - z}{p} V_0 = (1 + G_m R_1) V_0 = (1 - K) V_0 \end{cases}. \quad (68.10)$$

У временском домену је онда  $v_I(t) = (K + (1 - K)e^{-pt}) V_0 u(t)$ . Заменом нумеричких резултата и цртањем одговарајућег графика добија се резултат који је приказан на слици 68.2.



Слика 68.2

Прокоментаришимо добијене резултате. Нула у десној комплексној полуравни довела је до прекида одскочног одзива у тренутку побуде. Посебно, тај прекид је у *суштини* страну од оног на коме ће одзив у бесконачности завршити. У овом конкретном случају, разлог за то јесте кондензатор повезан између улазног и излазног прикључка. Иако је статичко појачање система негативно,  $K < 0$ , због самог постојања тог кондензатора, и његове немогућности да тренутно мења свој напон, у првим тренуцима ће излазни напон *идаћи* улазни напон, што доводи до оваквог одзива. Нижа временска константа тог процеса је последица мање отпорности коју „види“ кондензатор.

Односно, систем са нулом у десној комплексној полуравни ће у првим тренуцима реаговати на квалитативно другачији начин него касније. Ово може довести до проблема када се овакав систем користи у повратној спрези. Више речи о том ефекту тема су Линеарне електронике и теорије система аутоматског управљања. Иако је дугорочно понашање оба система практично исто (у бесконачности имају исту вредност), овај облик одзива значи да ће бити значајно теже контролисати систем са нулом у десној комплексној полуравни. Уметање отпорника  $R_K = R_0$  на ред са кондензатором  $C$  представља *компензацију*, и уклањање ове нуле из система.

**69.** Нека је дата Лапласова трансформација сигнала  $x(t)$  у облику  $\mathcal{L}\{x(t)\} = X(s) = \frac{1}{s^2 + s + 1}$ . Одредити сигнал  $x(t)$ .

РЕШЕЊЕ

Полови дате функције преноса су корени карактеристичне једначине  $p^2 + p + 1 = 0$ , који се могу израчунати помоћу обрасца за решења квадратне једначине одакле се налази  $p_1 = p = \sigma + j\omega$  и  $p_2 = p^*$ , где су  $\sigma = -\frac{1}{2}$  и  $\omega = \frac{\sqrt{3}}{2}$ . Растављањем на парцијалне разломке добија се израз облика,

$$X(s) = \frac{A}{s - p} + \frac{A^*}{s - p^*}, \quad (69.1)$$

а коефицијент  $A$  се може потражити на начин описан у додатку Г. На основу тог постука је<sup>33</sup>

$$A = \frac{1}{\cancel{(s - p)}(s - p^*)} \Big|_{s=p} = \frac{1}{p - p^*} = \frac{1}{2j\Im\{p\}} = \frac{1}{j\sqrt{3}} = -j\frac{\sqrt{3}}{3}. \quad (69.2)$$

<sup>33</sup>Искоришћен је идентитет који важи за комплексне бројеве  $z - z^* = j2\Im\{z\}$

У наставку, искористимо табличну трансформацију  $\mathcal{L}\{e^{at}u(t)\} = \frac{1}{s-a}$ , одакле налазимо да је

$$x(t) = \mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{A}{s-p} + \frac{A^*}{s-p^*}\right\} = A\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{1}{s-p}\right\} + A^*\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{1}{s-p^*}\right\} \quad (69.3)$$

$$= Ae^{pt} + A^*e^{p^*t}. \quad (69.4)$$

Ради једноставности, изразимо коефицијент  $A$  у поларном облику као  $A = |A|e^{j\arg A}$ , одакле се даље има

$$x(t) = |A|e^{j\arg A}e^{pt} + |A|e^{-j\arg A}e^{p^*t} = |A|e^{j\arg A}e^{(\sigma+j\omega)t} + |A|e^{-j\arg A}e^{(\sigma-j\omega)t} = \quad (69.5)$$

$$= |A|e^{\sigma t} \underbrace{\left(e^{j(\omega t + \arg A)} + e^{-j(\omega t + \arg A)}\right)}_{2\cos(\omega t + \arg A)}, \quad (69.6)$$

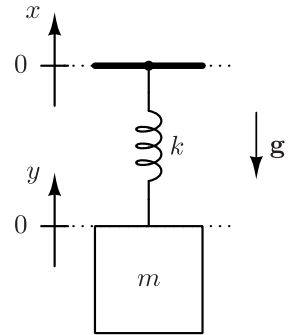
одакле коначно закључујемо да је

$$x(t) = 2|A|e^{\sigma t} \cos(\omega t + \arg A) \quad (69.7)$$

У конкретном случају, из (69.2) се има  $A = \frac{\sqrt{3}}{3}e^{-j\pi/2}$ , па је онда коначно

$$x(t) = \frac{2\sqrt{3}}{3}e^{-\frac{1}{2}t} \sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2}t\right) u(t) \quad (69.8)$$

**\*70.** У механичком систему са слике је тег масе  $m = 2$  [kg] обешен о опругу коефицијента еластичности  $k = 8 \left[\frac{\text{N}}{\text{m}}\right]$ . Опруга је другим крајем фиксирана за ослонац који се може померати у вертикалном правцу. Отклон ослонца у односу на референтан положај је  $x = x(t)$ , а отклон тега  $y$  односу на равнотежни положај када је ослонац у референтном положају је  $y = y(t)$ , као на слици. Побуда посматраног система је  $x$  а одзив је  $y$ . Вектор гравитационог убрзања  $\mathbf{g}$  усмерен је као на слици.



Слика 70.1

(а) Одредити функцију преноса система,  $H(s)$ , у Лапласовом домену.

(б) Применом Лапласове трансформације одредити принудни одзив овога система на побуду дату изразом  $x(t) = X_m(1 - e^{-\sigma t})u(t)$ , где су  $\sigma = 2$  [s<sup>-1</sup>] и  $X_m = 5$  [cm].

(в) Одредити и прелазни и устаљени одзив за задату побуду уколико је познато да је  $y(0^-) = 0$ .

#### РЕШЕЊЕ

(а) Будући да је тег у равнотежном положају када је  $x = y = 0$ , то је сила гравитације уравнотежена тадашњим издужењем опруге. Према томе, на основу суперпозиције, те константне компоненте силе се се увек пократе, док преостаје додатна еластична сила сила једнака  $\Delta F_e = k(x - y)$ , референтно оријентисана навише. Једначина динамике система је стога

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = \Delta F_e = k(x - y). \quad (70.1)$$

Преласком у Лапласов домен<sup>34</sup> може се директно одредити функција преноса система као

$$ms^2Y(s) = k(X(s) - Y(s)) \Rightarrow H(s) = \frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{k}{ms^2 + k} = \frac{\omega_0^2}{s^2 + \omega_0^2}, \quad (70.2)$$

где је  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$  природна (сопствена) учестаност посматраног система.

(б) Лапласова трансформација побудног сигнала налази се таблично као

$$X(s) = \mathcal{L}\{X_m(1 - e^{-\sigma t})u(t)\} = X_m \left( \frac{1}{s} - \frac{1}{s + \sigma} \right) = \sigma X_m \frac{1}{s(s + \sigma)} \quad (70.3)$$

Лапласова трансформација одзива онда се може изразити као

$$Y(s) = H(s) \cdot X(s) = \sigma \omega_0^2 X_m \frac{1}{s(s + \sigma)(s^2 + \omega_0^2)} = \sigma \omega_0^2 X_m \frac{1}{s(s + \sigma)(s + j\omega_0)(s - j\omega_0)} \quad (70.4)$$

Растављањем на парцијалне разломке, коришћењем резултата из додатка Г, добија се израз облика

$$Y(s) = \sigma \omega_0^2 X_m \left( \frac{A_1}{s} + \frac{A_2}{s + \sigma} + \frac{B}{s + j\omega_0} + \frac{B^*}{s - j\omega_0} \right). \quad (70.5)$$

Коефицијенте налазмо *cover-up* методом:

$$A_1 = \left. \frac{1}{\cancel{s}(s + \sigma)(s^2 + \omega_0^2)} \right|_{s=0} = \frac{1}{\sigma \omega_0^2} \quad (70.6)$$

$$A_2 = \left. \frac{1}{s \cancel{(s + \sigma)}(s^2 + \omega_0^2)} \right|_{s=-\sigma} = -\frac{1}{\sigma(\sigma^2 + \omega_0^2)} \quad (70.7)$$

$$B = \left. \frac{1}{s(s + \sigma) \underbrace{(s - j\omega_0)(s + j\omega_0)}_{j2\omega_0}} \right|_{s=-j\omega_0} = -\frac{1}{2\omega_0^2} \frac{1}{(\sigma - j\omega_0)} \quad (70.8)$$

Заменом добијених резултата у (70.5), и применом инверзне Лапласове трансформације, даље се добија

$$Y(s) = X_m \left( \frac{1}{s} - \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 + \sigma^2} \frac{1}{s + \sigma} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\sigma}{\sigma - j\omega_0} \frac{1}{s + j\omega_0} - \frac{1}{2} \frac{\sigma}{\sigma + j\omega_0} \frac{1}{s - j\omega_0}}_{\text{Видети и задатак 69}} \right) \quad (70.9)$$

$$\Downarrow \mathcal{L}^{-1}\{\bullet\} \quad (70.10)$$

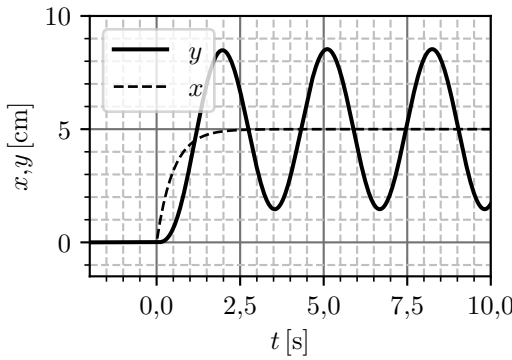
$$y(t) = X_m \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 + \sigma^2} e^{-\sigma t} - \frac{\sigma}{\sqrt{\sigma^2 + \omega_0^2}} \cos \left( \omega_0 t - \arctg \left( \frac{\omega_0}{\sigma} \right) \right) \right) \quad (70.11)$$

У конкретном случају задатих нумеричких вредности је  $\omega_0 = \sigma = 2 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ , па је онда

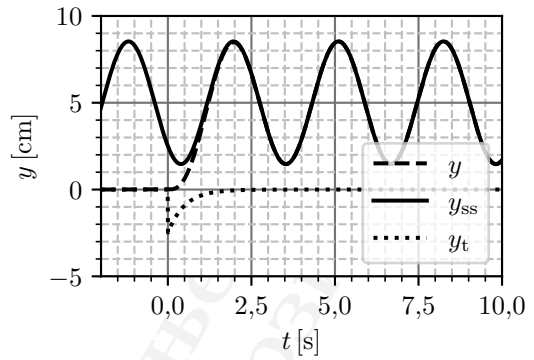
$$y(t) = 5 \left( 1 - \frac{1}{2} e^{-\sigma t} - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \left( \omega_0 t - \frac{\pi}{4} \right) \right) u(t) \text{ [cm]} \quad (70.12)$$

На слици 70.2а приказан је временски дијаграм добијеног резултата. На истој слици приказани су задата побуда и одређени одзив система.

<sup>34</sup>Користи се особина  $\mathcal{L}\left\{\frac{dx}{dt}\right\} = s\mathcal{L}\{x\}$ .



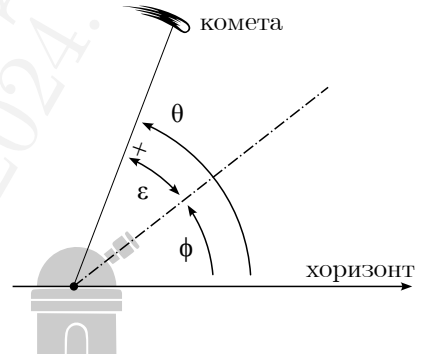
(а) Временски дијаграм комплетног одзива



(б) Различите врсте одзива

(в) Устаљени одзив система представљају стална и простопериодична компонента,  $y_{ss} = 5 - \frac{5}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{4}\right)$  [cm], док прелазни одзив представља преостало експоненцијални члан  $y_t = -\frac{5}{2} e^{-\sigma t} u(t)$  [cm]. Упоредни приказ свих врста одзива приказан је на слици 70.25.

**\*71.** На слици 1 је илустрован систем са повратном спрегом за аутоматско праћење комете на небу моторизованим телескопом. Главна оптичка оса телескопа заклапа са хоризонтом угао  $\phi = \phi(t)$ , док је тренутни положај комете описан својим углом у односу на хоризонт  $\theta = \theta(t)$ . Грешка система јесте угао  $\varepsilon = \theta - \phi$ . На слици 2 приказан је структурни блок дијаграм система у целини. Блок  $C(s)$  представља систем који на основу сигнала грешке  $\varepsilon$  генерише бездимензиони командни сигнал  $v$  телескопа који је описан функцијом преноса  $H(s)$ .

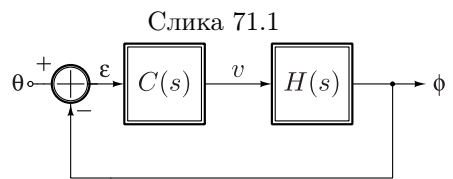


- (а) У тренутку  $t = 0$  комета је примећена под углом  $\theta(0) = \theta_0 = \frac{\pi}{3}$ . Комета се креће константном угаоном брзином у односу на центар телескопа  $\omega_m = -\frac{\pi}{24} \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ . Сматрајући да је  $\theta(t < 0) = 0$ , написати израз за  $\theta(t)$ , у временском домену, и одредити његову Лапласову трансформацију  $\Theta(s) = \mathcal{L}\{\theta(t)\}$ .

- (б) Контролни сигнал  $v$  сразмеран је угаоној брзини осовине мотора телескопа, при чему је при константној побуди  $v(t) = 1$  угаона брзина осовине  $\omega_t = \frac{\pi}{5} \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ . Одредити  $H(s)$ , имајући у виду да је он LTI систем.

- (в) Ако је познато да је  $C(s) = \frac{\tau + s}{s}$ , где је  $\tau = 1$  [s]. Одредити функцију преноса  $W(s) = \frac{E(s)}{\Theta(s)}$ , где су  $E(s) = \mathcal{L}\{\varepsilon(t)\}$ , и  $\Theta(s) = \mathcal{L}\{\theta(t)\}$ .

- (г) Сматрајући да је  $\phi(0) = 0$ , у разматраном случају одредити аналитички облик сигнала



Слика 71.2

$\varepsilon(t)$ , и приближно га скицирати.

- (д) Уколико се разматрана комета креће равномерно убрзано (константним угаоним убрзањем), показати да овакав систем не може да прати такву мету, односно да у том случају мора бити  $\varepsilon(\infty) \neq 0$ .

### РЕШЕЊЕ

(а) Угаона брзина осовине је по дефиницији  $\frac{d\theta}{dt} = \omega_m$ , на основу чега је  $\theta = \int \omega_m dt = \omega_m t + C$ . Константу налазимо из услова да је  $\theta(0) = \theta_0$  па је онда  $\theta = \omega_m t + \theta_0$ , за  $t > 0$ . Пошто је по услову задатка  $\theta(t < 0) = 0$ , коначно се може писати  $\theta(t) = (\omega_m t + \theta_0)u(t)$ . Лапласову трансформацију можемо одредити на основу табличне трансформације Т.7.2,  $\mathcal{L}\{u(t)\} = \frac{1}{s}$ , те на основу примедбе да је

$$\mathcal{L}\{tu(t)\} = \mathcal{L}\left\{\int_0^t u(\tau) d\tau\right\} = \frac{1}{s} \mathcal{L}\{u(t)\} = \frac{1}{s^2}, \quad (71.1)$$

па је онда

$$\mathcal{L}\{\theta(t)\} = \frac{\omega_m}{s^2} + \frac{\theta_0}{s} = \frac{\theta_0 s + \omega_m}{s^2} \quad (71.2)$$

(б) Функција преноса дефинише се за систем без почетне енергије. По услову задатка је  $v = T \frac{d\phi}{dt}$ , где је  $T = \text{const}$ . Пошто је по услову задатка  $v(t) = 1$  за  $\frac{d\phi}{dt} = \omega_t$  онда је  $T = \frac{1}{\omega_t}$ . Пошто је излаз система угао  $\phi$ , можемо писати да је

$$\phi(t) = \int_0^t \frac{d\phi(\tau)}{d\tau} d\tau = \int_0^t \frac{v(\tau)}{T} d\tau. \quad (71.3)$$

Односно, систем представља интергатор и множење константом  $\frac{1}{T} = \omega_t$  па се може писати да је функција преноса  $H(s) = \frac{\omega_t}{s}$ .

(в) На основу блок дијаграма може се непосредно писати  $\Phi = CH(\Theta - \Phi)$ , где је  $\Phi = \mathcal{L}\{\phi(t)\}$ . Одавде се може изразити  $\Phi = \frac{CH}{1 + CH}\Theta$ , одакле се може добити

$$E(s) = \Theta - \Phi = \left(1 - \frac{CH}{1 + CH}\right)\Theta = \frac{1}{1 + CH}\Theta. \Rightarrow W(s) = \frac{1}{1 + C(s)H(s)} \quad (71.4)$$

Заменом датог облика  $C(s)$  и резултата тачке (б) даље се добија

$$W(s) = \frac{1}{1 + \frac{\tau + s}{s} \cdot \frac{\omega_t}{s}} = \frac{s^2}{s^2 + \omega_t s + \tau \omega_t} \quad (71.5)$$

(г) Тражени сигнал  $\varepsilon(t)$  представља одзив система функције преноса  $W(s)$  на побуду  $\theta(s)$  која је одређена у тачки (а). На основу резултата тачака (а) и (в) може се писати

$$E(s) = W(s)\Theta(s) = \frac{s^2}{s^2 + \omega_t s + \tau \omega_t} \cdot \frac{\theta_0 s + \omega_m}{s^2} = \frac{\theta_0 s + \omega_m}{s^2 + \omega_t s + \tau \omega_t}. \quad (71.6)$$

Израз у имениоцу може се средити допуном до потпуног квадрата

$$s^2 + \omega_t s + \tau \omega_t = s^2 + 2\frac{\omega_t}{2}s + \left(\frac{\omega_t}{2}\right)^2 + \tau \omega_t - \left(\frac{\omega_t}{2}\right)^2 = \left(s + \frac{\omega_t}{2}\right)^2 + \tau \omega_t - \frac{\omega_t^2}{4}, \quad (71.7)$$

па се заменом у (71.6) има

$$E(s) = \theta_0 \left( \frac{s + \frac{\omega_m}{\theta_0}}{(s+a)^2 + \omega_0^2} \right), \quad \omega_0 = \sqrt{\tau\omega_t - \frac{\omega_t^2}{4}}, \quad a = \frac{\omega_t}{2} \quad (71.8)$$

Ради свођења на таблични облик, у бројиоцу се може дописати „ $+a - a$ “ чиме се добија

$$E(s) = \theta_0 \left( \frac{s + a + \frac{\omega_m}{\theta_0} - a}{(s+a)^2 + \omega_0^2} \right) \quad (71.9)$$

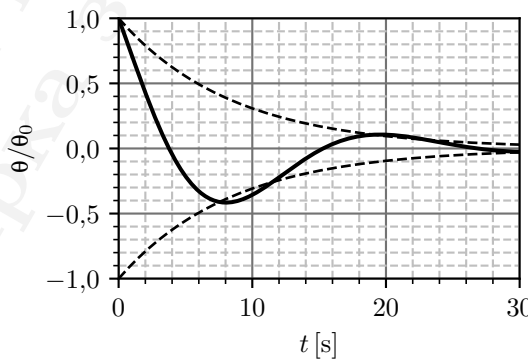
Инверзна Лапласова трансформација одавде се одређује таблично, применом линеарности Лапласове трансформације, према

$$\varepsilon(t) = \mathcal{L}^{-1}\{E(s)\} = \theta_0 \left( \underbrace{\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{s+a}{(s+a)^2 + \omega_0^2}\right\}}_{\text{T.7.15: } e^{-at} \cos(\omega_0 t)} + \frac{\frac{\omega_m}{\theta_0} - a}{\omega} \underbrace{\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{\omega_0}{(s+a)^2 + \omega_0^2}\right\}}_{\text{T.7.14: } e^{-at} \sin(\omega_0 t)} \right) \quad (71.10)$$

одакле се коначно добија

$$\varepsilon(t) = \theta_0 e^{-at} \left( \cos(\omega_0 t) + \frac{\frac{\omega_m}{\theta_0} - a}{\omega} \sin(\omega_0 t) \right) u(t). \quad (71.11)$$

За скицање графика, потребно је заменити бројевне вредности,  $\omega_0 \approx 0,727 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ ,  $a \approx 0,314 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right]$ , па се има  $\varepsilon(t) = w (\cos(\omega_0 t) - 0,6 \sin(\omega_0 t)) \theta_0 u(t)$ . За скицање графика може се искористити временска константа експоненцијалног члана  $\tau_e = \frac{1}{a} \approx 3,18 \text{ [s]}$ , док је период простопериодичних сигнала  $\frac{2\pi}{\omega_0} \approx 8,66 \text{ [s]}$ . Тражени временски дијаграм приказан је на слици 71.3, где су испрекидано учртани и сигнали  $\pm e^{-at}$ .

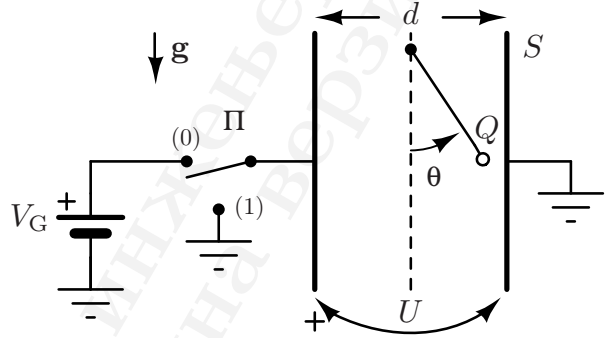


Слика 71.3: Временски дијаграм сигнала  $\varepsilon(t)$ .

(д) Тражени резултат може се показати скраћеним поступком. У случају када је комета са неким убрзањем, у том случају постоји и члан облика  $at^2$  у изразу за тренутни положај,

односно Лапласова трансформација тог сигнала биће у облику  $\Theta(s) = \frac{\dot{\cdot}}{s^3}$  па онда уместо потирања чланова у изразу 71.6, преостаје један пол у нули, односно  $E(s) \sim \frac{\dot{\cdot}}{s}$ . Па се онда применом теореме о коначној вредности добија  $\epsilon(\infty) = \lim_{s \rightarrow 0} sE(s) \sim \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\dot{\cdot}}{s}$ , па је добијени израз у општем случају различит од нуле. Заинтересованом читаоцу препоручујемо да овај поступак спроведе и формално, том приликом, налази се вредност  $\epsilon(\infty)$  која представља констатну грешку разматраног система.

**\*72.** Математичко клатно, сачињено из мале куглице, полупречника  $a = 1$  [mm] и наелектрисања  $Q = 1$  [nC], и танке неистегљиве нити дужине  $L = 1$  [m], постављено је у унутрашњост равнoг плочастог кондензатора. Једна облога кондензатора је на референтном потенцијалу док се друга може помоћу преклопника П пребацивати између прикључка идеалног напонског генератора сталног напона  $V_G = 9$  [kV] и референтног потенцијала, као што је приказано на слици. Гравитационог убрзање је  $g = 9,81 \left[ \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \right]$  и оријентисано је као на слици.



Слика 72.1

Сила отпора средине представља у облику  $F_{\text{ov}} = -b\mathbf{v}$ , где је  $b = \frac{200}{3} \left[ \frac{\mu\text{N}}{\text{m/s}} \right]$ .

- Посматра се систем, чији је једини улаз напон кондензатора  $u = u(t)$  а једини излаз отклон клатна  $\theta = \theta(t)$ . Одредити функцију преноса тог система  $H(s) = \frac{\Theta(s)}{U(s)}$ .
- До тренутка  $t = 0$  прекидач П је у стању (0). У тренутку  $t = 0$  први пут мења стање, а затим мења стање сваки пут у тренуцима  $t = kT$ ,  $k \in \mathbb{N}$ ,  $f = \frac{1}{T}$ . Одредити израз за  $u(t)$ . Пошто разматрани систем има релативно висок  $Q$  фактор, уколико се разматра резонантна побуца, релевантан је утицај само основног хармоника (на резонантној учестаности). Сигнал  $u(t)$  развити у Фуријеов ред па апроксимирати побудни напон основним хармоником  $u(t) = U_m \sin(\omega t)u(t)$ , а на основу те апроксимације одредити  $U(s)$ .
- Полазећи од резултата претходних тачака, одредити израз за  $\Theta(s)$  и одредити комплетан одзив посматраног система.

#### РЕШЕЊЕ

(а) Унутар кондензатора постоји хомогено електрично поље  $E$ , услед кога на куглицу делује електрична сила  $F = QE$ . Дијаграм сила које делују на куглицу приказан је на слици ???. Једначина другог Њутоновог закона за ротационо кретање клатна, у облику  $J \frac{d^2\theta}{dt^2} = M$  за куглицу онда гласи:

$$mL^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} = -bL^2 \frac{d\theta}{dt} - mgL \sin(\theta) + QEL \cos(\theta) \Rightarrow \quad (72.1)$$

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{b}{m} \frac{d\theta}{dt} - \frac{g}{L} \sin(\theta) + \frac{QE}{mL} \cos(\theta) \quad (72.2)$$



Уколико применимо апроксимацију малог угла  $\sin \theta \approx \theta$ , односно  $\cos \theta \approx 1$ , као и заменимо израз за јачину електричног поља у области кондензатора  $U = \frac{E}{d}$ , даље се Лапласовом трансформацијом налази

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{b}{m} \frac{d\theta}{dt} + \frac{g}{L}\theta = \frac{Q}{mdL} u \xrightarrow{\mathcal{L}\{\bullet\}} \left(s^2 + \frac{b}{m}s + \frac{g}{L}\right) \Theta(s) = \frac{Q}{mdL} U(s) \quad (72.3)$$

Одакле се непосредно налази:

$$H(s) = \frac{H_0}{s^2 + \frac{1}{\tau}s + \omega_k^2}, \quad H_0 = \frac{Q}{mdL} \approx 10^{-5} \left[ \frac{1}{Vs^2} \right], \tau = \frac{m}{b} \approx 15 [s], \omega_k = \sqrt{\frac{g}{L}} \approx 3,13 \left[ \frac{\text{rad}}{s} \right] \quad (72.4)$$

Добијена квадратна форма може се средити допуњавањем до квадрата бинома као  $H(s) = s^2 + \frac{1}{\tau}s + \omega_k^2 = s^2 + 2\frac{1}{2\tau}s + \frac{1}{4\tau^2} + \omega_k^2 - \frac{1}{4\tau^2} = \left(s + \frac{1}{2\tau}\right)^2 + \omega_0^2 - \frac{1}{4\tau^2}$ , па се онда добијена функција преноса може изразити и као

$$H(s) = \frac{H_0}{(s + \sigma)^2 + \omega_0^2}, \quad \sigma = \frac{1}{2\tau} \approx \frac{1}{30} [s^{-1}] \quad \omega_0 = \sqrt{\omega_k^2 - \frac{1}{4\tau^2}} \approx \omega_k \quad (72.5)$$

(б) Дати сигнал се може записати у временском домену као  $u(t) = V_G \sum_{k=0}^{\infty} u(t - kT) - u(t - (k + 1/2)T)$ , односно, представља униполарну правоугаону поворку правоугаоних импулса. На основу резултата задатка 52 је комплексни спектар разматраног сигнала  $U[k] = \frac{V_G}{2} \text{sinc}\left(\frac{k}{2}\right) e^{-jk\pi/2}$ . На основу тога је  $U[1] = \frac{V_G}{2} \frac{2}{\pi} e^{-j\pi/2} = -j \frac{V_G}{\pi}$ . Помоћу везе између развоја у тригонометријски и комплексан Фуријеов ред<sup>35</sup>, онда се може писати, помоћу табличне трансформације Т.7.9, да је

$$u(t) \approx \frac{V_G}{2} \frac{4}{\pi} \sin(\omega t). \Rightarrow U(s) = \frac{2V_G}{\pi} \frac{\omega}{s^2 + \omega^2} \quad (72.6)$$

(в) Помоћу резултата претходних тачака, Лапласова трансформација одзива дата је у облику:

$$\Theta(s) = \frac{H_0}{(s + \sigma)^2 + \omega_0^2} \cdot \frac{2V_G}{\pi} \frac{\omega_0}{s^2 + \omega_0^2} = \frac{2H_0V_G}{\pi} \frac{1}{(s + \sigma)^2 + \omega_0^2} \cdot \frac{\omega}{s^2 + \omega^2} \quad (72.7)$$

Инверзна Лапласова трансформација обавља се растављањем на парцијалне разломке, чиме се на основу Г добија

$$H(s) = \frac{2H_0V_G}{\pi} \left( \frac{A}{s - (\sigma + j\omega_0)} + \frac{A^*}{s - (\sigma - j\omega_0)} + \frac{B}{s - j\omega} + \frac{B^*}{s + j\omega} \right) \quad (72.8)$$

Коефицијенти се налазе поступком који је детаљно описан у додатку Г, чиме се добијају

$$A = \frac{1}{j2\omega_0} \frac{\omega^2}{\underbrace{(\sigma + j\omega_0)^2 + \omega^2}_{\sigma \ll \omega_0}} \approx -j \frac{1}{2} \frac{\omega/\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (72.9)$$

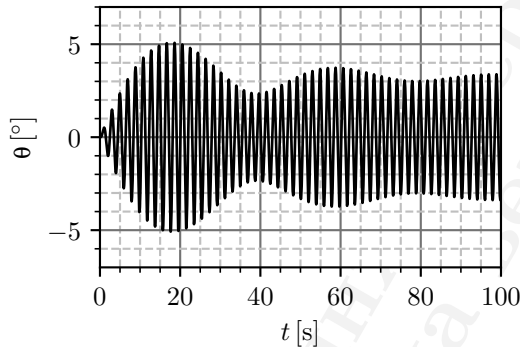
$$B = \frac{1}{(j\omega + \sigma)^2 + \omega_0^2} \frac{\omega}{j2\omega} \approx -j \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (72.10)$$

<sup>35</sup> Користи се резултат  $X[k] = \frac{A[k] - jB[k]}{2} \Rightarrow B[k] = -2\text{Im}\{X[k]\}$ .

, Одавде се коначно, на основу резултата задатка 69 има

$$\theta(t) = \frac{2H_0V_g}{\pi} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \left( \sin(\omega t) - \frac{\omega}{\omega_0} e^{-\sigma t} \sin(\omega_0 t) \right) \quad (72.11)$$

Резултат је приказан на слици 72.2.

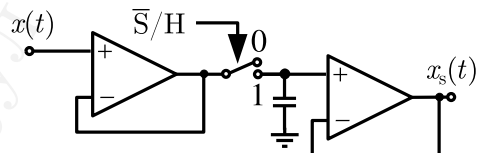


Слика 72.2: Временски дијаграм одзива клатна

## 5 Одабирање и реконструкција сигнала

### 5.1 „Памти-прати“ (SH) кола

**73.** Сигнал  $x(t) = 2 \sin(\omega_0 t)$ , где је  $\omega_0 = 100\pi$ , доводи се на улаз кола са слике. Прекидач у колу је отворен, осим у тренуцима  $t = kT$  када је *крайњоштрајно* затворен ( $k \in \mathbb{Z}$ ). Познато је  $T = \frac{2\pi}{\omega_s}$ ,  $\omega_s = 800\pi$ . Ако се излазни сигнал кола,  $x_s(t)$  обради идеалним филтром функције преноса  $H(j\omega) = a \operatorname{rect}\left(\frac{\omega}{4\omega_0}\right)$ , израчунати константу  $a$  тако да се као резултат добије тачно  $y(t) = \sin(\omega_0 t + \phi)$ , и том приликом израчунати угао  $0 \leq \phi < 2\pi$ .



Слика 73.1

#### РЕШЕЊЕ

Операциони појачавачи у колу повезани су у конфигурацију два јединична бафера. Сигнал на излазу левог операционог појачавача једнак је сигналу  $x(t)$ , док је напон на кондензатору једнак напону на излазу кола  $x_s(t)$ . Када је прекидач отворен, напон кондензатора се не мења, док при краткотрајном затварању у тренуцима  $kT$ , напон кондензатора прима вредност  $x(kT)$ . Ово доводи до степеничастог напона, израђеног од низа правоугаоних импулса.

Такав сигнал се може изградити помоћу низа померених правоугаоних јединичних импулса облика  $r(t) = u(t) - u(t - T)$ , приказаних на слици 73.2а. Облик излазног сигнала

се онда може представити као  $x_s(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(kT) \cdot r(t - kT)$ . Пошто се онда конво-

луција са Дираковим импулсом може користити за померање у времену, односно важи  $r(t - kT) = r(t) * \delta(t - kT)$ , добијени израз се може трансформисати поступком<sup>36</sup>

$$x_s(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(kT) \cdot r(t - kT) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(kT) \cdot r(t) * \delta(t - kT) = r(t) * x(t) \Pi_T(t). \quad (73.1)$$

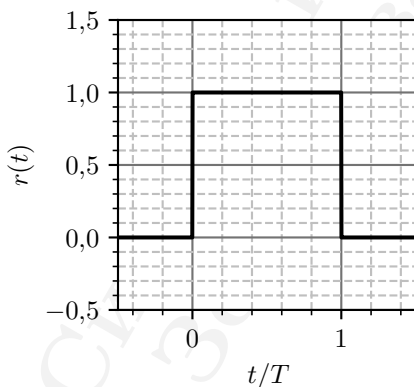
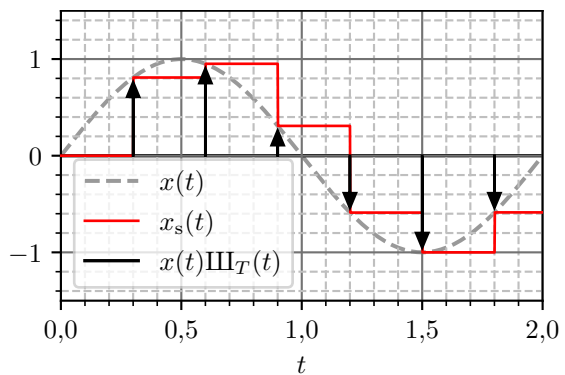
Тако добијени израз даје основу за фреквенцијску анализу сигнала. Одређивањем спектра таквог сигнала, применом теорема о трансформацији конволуције и производа, налазимо резултат:

$$X_s(j\omega) = \mathcal{FT}\{x_s(t)\} = R(j\omega) \cdot \frac{1}{2\pi} \left( X(j\omega) * \underbrace{\frac{2\pi}{T}}_{\omega_0} \Pi_{\omega_s}(\omega) \right) = \frac{1}{T} R(j\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} X(j(\omega - k\omega_s)) \quad (73.2)$$

Израз након филтрирања идеалним филтром је онда облика  $X_s^{(f)}(j\omega) = X_s(j\omega) \cdot H(j\omega) = \frac{1}{T} R(j\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} X(j(\omega - k\omega_s)) \cdot a \operatorname{rect}\left(\frac{\omega}{4\omega_0}\right)$ . Пошто је задовољена теорема одабирања ( $\omega_s > 2\omega_0$ ) не долази до преклапања спектралних реплика, па тако идеални филтар који одбацује све чланове ван опсега  $\left(-\frac{\omega_0}{2}, \frac{\omega_0}{2}\right)$  задржава само централну спектралну реплику, за  $k = 0$ , тиме остаје резултат филтрирања  $X_s^{(f)}(j\omega) = X_s(j\omega) \cdot H(j\omega)$ , односно  $X_s(j\omega) = \frac{a}{T} R(j\omega) X(j\omega)$ . Практично, може се сматрати да се цео систем од улаза до излаза, у општијем случају под претпоставком задовољења теореме одабирања, може представити једном функцијом преноса облика

$$G(j\omega) = \frac{X_s^{(f)}(j\omega)}{X(j\omega)} = \frac{aR(j\omega)}{T}. \quad (73.3)$$

Заменом резултата за спектар датог правоугаоног импулса из задатка 61 и спектра простопериодичног сигнала налазимо конкретан резултат за функцију преноса  $G(j\omega) = a \cdot \frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega T}$ .

(a)  $r(t)$ (б) Уз пример,  $T = 0,3$ .

Слика 73.2

<sup>36</sup>Користи се правило еквиваленције  $x(kT)\delta(t - kT) = x(t)\delta(t - kT)$ .

Одређивањем функције преноса на учестаности побуде  $\omega = \omega_0$  налазе се појачање амплитуде и фазни померај излазног сигнала.

$$|G(j\omega_0)| = a \left| \frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega T} \right| = \frac{a\sqrt{2(1 - \cos(\omega_0 T))}}{\omega_0 T} \quad (73.4)$$

$$\arg G(j\omega_0) = \frac{\omega_0 T - \pi}{2} \quad (73.5)$$

Пошто је према услови задатка  $\omega_0 T = \frac{\pi}{4}$  коначно се добија да је  $|G(j\omega_0)| = \frac{4a}{\pi} \sqrt{2 - \sqrt{2}}$  и  $\phi = -\frac{3\pi}{8}$ . Према услови задатка, амплитуда побудног и одзивног сигнала је иста, то мора бити  $|G(j\omega_0)| = 1$  па је  $a = \frac{\pi}{4\sqrt{2 - \sqrt{2}}}$ .

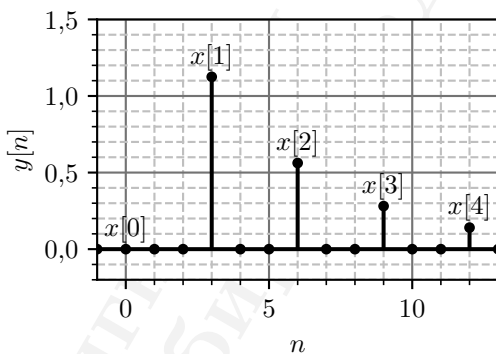
Скренимо пажњу на општи закључак. Уколико је теорема одабирања задовољена, односно, уколико не долази до преклапања спектралних реплика, онда се резултат 73.3 може сматрати општим. Односно, он показује како облик реконструкционог импулса  $r(t)$ , утиче на спектар одзивног сигнала.

Читаоцу се препоручује да размотри какав се сигнал јавља на излазу целог система, уколико се уместо датог идеалног филтра пропусника ниских учестаности,  $H(j\omega)$  искористи филтар пропусник опсега учестаности, централне кружне учестаности  $2\omega_0$ .

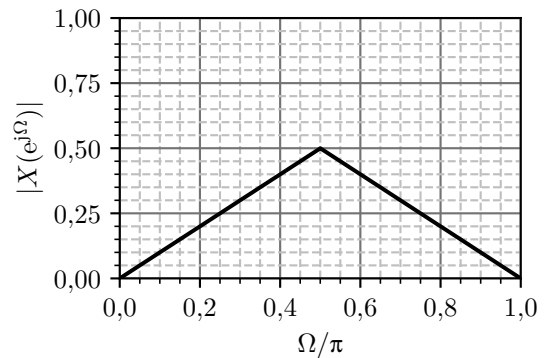
## 6 Z-трансформација

### 6.1 Одзиви дискретних система

**74.** На је дат сигнал  $x[n]$  чија је Z-трансформација позната као  $X(z)$ . Амплитудски спектар тог сигнала приказан је на слици 74.1б. Сигнал  $y[n]$  добија се уметањем по две нуле између свака два одбирка сигнала  $x[n]$  као што је илустровано на слици 74.1а. Помоћу  $X(z)$  изразити спектар  $Y(Z)$ , и скицирати амплитудски спектар сигнала  $y[n]$ , у опсегу дискретних кружних учестности  $0 \leq \Omega \leq \pi$ .



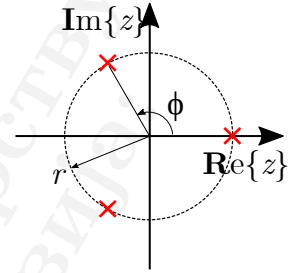
(a)



(б)

Слика 74.1: Уз задатак.

**75.** Преносна карактеристика реалног дискретног филтра без нула функције преноса дата је половима у  $z$ -равни. Сви полови функције преноса се налазе на кружници полупречника  $r = \frac{1}{2}$ , један од полова је реалан, а потег другог заклапа са позитивним делом реалне осе угао  $\phi = \frac{2\pi}{3}$ , као на слици. Позната је још и минимална вредност амплитудске фреквенцијске карактеристике  $|H(j\Omega)|_{\min} = 1$ .



Слика 75.1

- (а) Одредити функцију преноса филтра  $H(z)$ , и скицати његову амплитудску карактеристику у опсегу дискретних кружних учестаности  $0 \leq \Omega \leq \pi$ .

Одредити (в) импулсни одзив

- (б) Одредити импулсни одзив датог филтра,  $h[n]$ .  
 (в) Одредити комплетни одзив овог филтра на побуду  $x[n] = \cos(\pi n)u[n]$

#### РЕШЕЊЕ

Полови дефинисани задатком представљају треће корене<sup>37</sup> комплексног броја  $\frac{1}{8}$ , односно јесу решење једначине  $z^3 - \frac{1}{8} = 0$ . На основу тога, функција преноса посматраног дискретног система може се представити у облику  $H(z) = H_0 \frac{1}{z^3 - \frac{1}{8}}$ , где је  $H_0$  константа коју је потребно одредити.

Константа се може потражити из другог услова о минималној вредности амплитудске фреквенцијске карактеристике. Амплитудска фреквенцијска карактеристика дискретног система одређена је као  $|H(z)|$  где је  $z = e^{j\Omega}$ . На основу тога, даље се има<sup>38</sup>

$$|H(z)|^2 = \left( H_0 \frac{1}{z^3 - \frac{1}{8}} \right) \cdot \left( H_0 \frac{1}{z^3 - \frac{1}{8}} \right)^* = H_0^2 \frac{1}{\left( z^3 - \frac{1}{8} \right) \left( (z^3)^* - \frac{1}{8} \right)} \quad (75.1)$$

$$= \frac{H_0^2}{\underbrace{(zz^*)^3}_{|e^{j\Omega}|^3=1} - \frac{1}{8} \underbrace{((z^3)^* + z^3)}_{2\operatorname{Re}\{z^3\}=2\cos(3\Omega)} + \frac{1}{64}} = \frac{H_0^2}{1 + \frac{1}{64} - \frac{1}{4}\cos(3\Omega)} \Rightarrow \quad (75.2)$$

$$|H(e^{j\Omega})| = \frac{H_0}{\sqrt{1 + \frac{1}{64} - \frac{1}{4}\cos(3\Omega)}}. \quad (75.3)$$

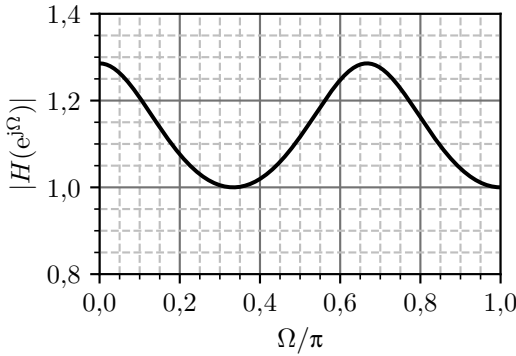
Минимум амплитудске фреквенцијске карактеристике постиже се за максималну вредност  $\cos(3\Omega) = -1$ , па је онда

$$|H(e^{j\Omega})|_{\min} = \frac{H_0}{\sqrt{1 + \frac{1}{64} + \frac{1}{4}}} = 1 \Rightarrow H_0 = \frac{9}{8}. \quad (75.4)$$

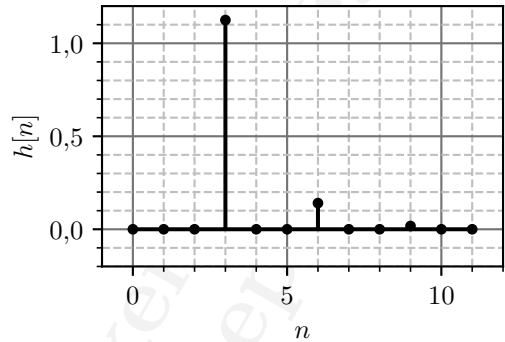
<sup>37</sup>У општем случају, различитих  $n$ -тих коренова броја  $z = re^{j\theta} \in \mathbb{C}$  има  $n$ , и дати су изразом  $\sqrt[n]{z} = \sqrt[n]{r} \exp jk \frac{\theta + 2\pi k}{n}$ , где је  $k \in \{0, \dots, n-1\}$ .

<sup>38</sup>Користи се идентитет  $zz^* = |z|^2$ ,  $z \in \mathbb{C}$ . Такође се користе и особине комплексне конјукције  $(z+w)^* = z^* + w^*$  и  $(z/w)^* = z^*/w^*$ , за  $z, w \in \mathbb{C}$ .

Дијаграм амплитудске карактеристике представљен је на слици 75.2а.



(а) Дијаграм амплитудске фреквенцијске карактеристике филтра



(б) Дијаграм импулсног одзива филтра

(б) Импулсни одзив датог филтра може се одредити растављањем на парцијалне разломке, или алтернативно, раздвојем добијеног израза у степени ред<sup>39</sup> по  $z^{-1}$

$$H(z) = \frac{9}{8} \frac{1}{z^3 - \frac{1}{8}} = \frac{9}{8} z^{-3} \frac{1}{1 - \underbrace{\frac{1}{8} z^{-3}}_q} = \frac{9}{8} z^{-3} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1}{8}\right)^k z^{-3k} \quad (75.5)$$

$$= \frac{9}{8} z^{-3} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1}{8}\right)^k z^{-3(k+1)} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{9}{8} \left(\frac{1}{8}\right)^{m-1} z^{-3m}, \quad (75.6)$$

при чему је у последњем кораку искоришћена смена  $m = k + 1$ . Овакав развој у ред је оправдан, јер сваки члан реда представља одбирке од којих сваки делује на само један тренутак времена, па у том смислу, не постоји проблем са конвергенцијом таквог развоја. Разматрањем финалног израза можемо да уочимо да он представља израчунавање  $\mathcal{Z}$ -трансформације по дефиницији  $X(z) = \sum_{k=n}^{\infty} x[n]z^{-n}$ . Примећујемо да сигнал има само

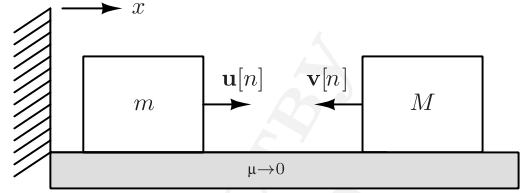
обирке у тренуцима  $n = 3m$  када је одговарајућа вредност  $x[n] = \frac{9}{8} \left(\frac{1}{8}\right)^{m-1}$ , другим речима, може се писати

$$x[n] = \begin{cases} \frac{9}{8} \left(\frac{1}{8}\right)^{\frac{n}{3}-1} & , 3|n \wedge n \geq 3 \\ 0 & , \text{иначе} \end{cases} \quad (75.7)$$

## 6.2 Системи диференцијалних једначина

<sup>39</sup>Користи се развој  $\frac{1}{1-q} = \sum_{k=0}^{\infty} q^k$ , у случају када је  $q^{\infty} \rightarrow 0$ .

**\*76.** У механичком систему са слике познат је однос маса крутих блокова  $\alpha = \frac{M}{m}$ . Зид са леве је веома масиван и практично непокретан, а са десне стране подлога се протеже у бесконачност. Занемарити трење између подлоге и блокова,  $\mu \rightarrow 0$ . У почетном тренутку су вектори брзина блокова  $\mathbf{v} = v_0 \mathbf{i}_x$  и  $\mathbf{u} = 0$  ( $v_0 > 0$ ).



Слика 76.1

Након  $k$  међусобних судара блокова су њихови алгебарски интензитети брзина  $v[k]$  и  $u[k]$ . (а) Одредити низове  $v[k]$  и  $u[k]$ . Одредити (б) укупан број судара између блокова у процесу,  $N$ , ако је  $\alpha = 400^m$ , где је  $m$  цео број. Сматрати да су сви судари у систему *ајсолоућно еластични*.

**Помоћ.** Након апсолутно еластичног судара, дуж правца, између блокова масе  $m_1$  и  $m_2$  почетних алгебарских интензитета брзина  $u_1$  и  $u_2$  њихови нови алгебарски интензитети брзина су  $v_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} u_1 + \frac{2m_2}{m_1 + m_2} u_2$  и  $v_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} u_1 + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} u_2$  редом. Референтни смерови брзина блокова су један ка другом.

### РЕШЕЊЕ

Пошто се судари дешавају у дискретним временским тренуцима док је између њих стање система непроменљиво, процес представљен у задатку се може сматрати *дискретним* у односу на текући број судара. Стање након  $k$ -тог судара описано је системом датих диференцијалних једначина као

$$v[k+1] = \frac{M-m}{M+m} v[k] + \frac{2m}{M+m} (-u[k]) \quad (76.1)$$

$$u[k+1] = \frac{2M}{M+m} v[k] + \frac{m-M}{M+m} (-u[k]), \quad (76.2)$$

Важно је нагласити да се у једначинама појављује  $-u[k]$  будући да леви блок у судару учествује *након* одбијања о зид са леве стране што доводи до промене знака брзине тог блока. Елиминисањем конкретних маса преко задатог параметра  $\alpha$  има се

$$v[k+1] = \frac{\alpha-1}{\alpha+1} v[k] - \frac{2}{\alpha+1} u[k] \quad (76.3)$$

$$u[k+1] = \frac{2\alpha}{\alpha+1} v[k] - \frac{1-\alpha}{\alpha+1} u[k] \quad (76.4)$$

(б) Одређивање одзива система обавља се применом  $\mathcal{Z}$ -трансформације уз уважавање почетних услова<sup>40</sup> чиме се добија

$$z(V(z) - \overset{v_0}{\cancel{v[0]}}) = \frac{\alpha-1}{\alpha+1} V(z) - \frac{2}{\alpha+1} U(z) \quad (76.5)$$

$$z(U(z) - \cancel{u[0]}) = \frac{2\alpha}{\alpha+1} V(z) - \frac{1-\alpha}{\alpha+1} U(z) \quad (76.6)$$

Сређивањем израза у форму система алгебарских једначина по  $V(z)$  и  $U(z)$  има се.

$$-zv[0] = \left( \frac{\alpha-1}{\alpha+1} - z \right) V(z) - \frac{2}{\alpha+1} U(z) \quad (76.7)$$

$$0 = \frac{2\alpha}{\alpha+1} V(z) - \left( \frac{1-\alpha}{\alpha+1} + z \right) U(z) \quad (76.8)$$

<sup>40</sup>Користи се теорема  $\mathcal{Z}\{x[n+1]\} = z(\mathcal{Z}\{x[n]\} - x[0])$ .

Решавањем система једначина налазе се резултати:

$$U(z) = \frac{2\alpha v_0 z}{z^2 + 2z \frac{1-\alpha}{1+\alpha} + 1} \quad (76.9)$$

$$V(z) = \frac{v_0 z \left( z + \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right)}{z^2 + 2z \frac{1-\alpha}{1+\alpha} + 1} \quad (76.10)$$

Непосредном идентификацијом, одређујемо инверзну  $\mathcal{Z}$ -трансформацију добијених резултата:  $u[k] = v_0 \sqrt{\alpha} \sin(k\Omega_0)$  и  $v[k] = v_0 \cos(k\Omega_0)$ , где је  $\Omega_0 = \arccos\left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1}\right)$ .

Блокови ће наставити сударање све док након  $k$  судара брзина десног блока у десно не постане већа од брзине левог блока – односно, када након одбијања левог блока о зид он не буде могао да сустигне већи блок. То је изражено условом у облику  $-v[k] \geq u[k]$ . Гранично решење потражимо у скупу реалних бројева сменом  $k \mapsto t$  као

$$-\gamma_0 \cos(t\Omega_0) = \gamma_0 \sqrt{\alpha} \sin(t\Omega_0) \Rightarrow \cos(t\Omega_0) = -\sqrt{\alpha} \sin(t\Omega_0) \Rightarrow \tan(t\Omega_0) = -\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \quad (76.11)$$

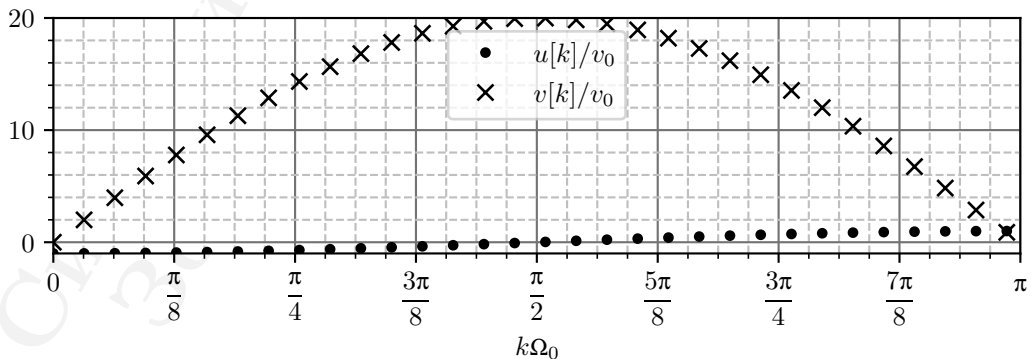
$$\Rightarrow t = \frac{1}{\Omega_0} \left( \arctan\left(-\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right) + \pi \right) \quad (76.12)$$

$$\Rightarrow k_{\max} = N = \lfloor t \rfloor = \left\lfloor \frac{1}{\Omega_0} \left( \arctan\left(-\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right) + \pi \right) \right\rfloor \quad (76.13)$$

Размотримо шта се дешава када  $\alpha$  постаје велико. Тада је  $\arctan\left(-\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right) \rightarrow 0$ , а добијена дискретна кружна учестаност се може апроксимирати у околини јединице помоћу Тејлоровог развоја<sup>41</sup> поступком

$$\Omega_0 = \arccos\left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1}\right) = \arccos\left(1 - \frac{2}{\alpha+1}\right) \approx \frac{2}{\sqrt{\alpha}} \quad (76.14)$$

Заменом добијене апроксимације у израз 76.13 добија се резултат:  $N = \lfloor \pi\sqrt{\alpha}/2 \rfloor$ . Односно, уколико је  $\alpha = 400^m$  онда је  $N = \lfloor 10^m \pi \rfloor$ , дакле, првих  $m$  цифара броја  $\pi$  (!) На слици 76.2 приказан је један пример сигнала  $v[k]$  и  $u[k]$  за  $\alpha = 400$ .



Слика 76.2: Пример за  $\alpha = 400$ , укупно  $N = \lfloor 10\pi \rfloor = 31$  судара.

<sup>41</sup>Када је  $x \rightarrow 0$  тада је  $\arccos(1-x) \approx \sqrt{2x}$



## Додатак А

# Решавање диференцијалних једначина

### 1 Увод

Диференцијалне једначине су једначине које су дефинисане над бројевним низовима  $x[n]$  ( $n \in \mathbb{N}$ ). Називају се још и *рекурентним једначинама* будући да дају везу између  $n$ -тог члана и преосталих чланова низа (рекурентна/рекурзивна веза). У том смислу, диференцијална једначина  $k$ -тог реда је, на пример, једначина облика:

$$\Phi(x[n], x[n-1], \dots, x[n-k]) = 0. \quad (\text{A.1})$$

Еквивалентно, овакве једначине могу се формулисати и дефинисањем текућег у односу на претходне и наредне чланове низа. Додатно, за јединствено решење диференцијалне једначине  $k$ -тог реда потребно је познавати  $k$  вредности низа, на пример.  $x[0], x[-1], \dots, x[-k+1]$  (тзв. помоћне вредности) што је еквивалентно почетним условима диференцијалних једначина. Решења диференцијалних једначина се у општем случају не налазе једноставно (налик на диференцијалне једначине). Ипак, постоји поступак решавања за конкретан облик диференцијалних једначина погодан за примену у анализи линеарних система о коме ће бити речи и у овом документу.

Најједноставнија диференцијална једначина је једначина

$$x[n] = kx[n-1], \quad (\text{A.2})$$

где је  $k \in \mathbb{R}$  позната константа. Уколико усвојимо да је  $x[0] = a$  лако се уочава шема:

$$x[1] = kx[0] = ka \quad (\text{A.3})$$

$$x[2] = kx[1] = k \cdot ka = k^2a \quad (\text{A.4})$$

$$x[3] = kx[2] = k \cdot k^2a = k^3a \quad (\text{A.5})$$

$$\vdots \quad (\text{A.6})$$

Односно, уочава се да је решење  $x[n] = k^n a$ . Практично, на основу формулације такве диференцијалне једначине поставља се као природно решење скалирана експоненцијална функција  $x[n] = Ck^n$ . Ово је слично као у случају диференцијалних једначина где су природна решења облика  $e^{\lambda x}$ . У оба случаја, заједничко је то да под трансформацијом која дефинише једначину (у случају диференцијалне једначине то је извод, а у случају диференцијалне

једначине то је *кашњење*) природно решење не мења облик:

$$e^{\lambda t} \xrightarrow{\frac{d}{dt}} \lambda e^{\lambda t} \sim e^{\lambda t} \quad (\text{A.7})$$

$$\lambda^n \xrightarrow{n \rightarrow n-1} \lambda^{n-1} = \frac{1}{\lambda} \lambda^n \sim \lambda^n \quad (\text{A.8})$$

Односно, као што решења линеарних диференцијалних једначина треба тражити у облику  $e^{\lambda x}$  тако решења линеарних диференцијалних једначина треба тражити у облику  $\lambda^n$ .

## 2 Линеарне хомогене диференцне једначине са константним коефицијентима

Обична линеарна хомогена диференцна једначина  $k$ -тог реда са константним реалним коефицијентима је једначина облика:

$$a_k x[n] + a_{k-1} x[n-1] + a_{k-2} x[n-2] + \dots + a_0 x[n-k] = 0, \quad (a_j \in \mathbb{R}) \quad (\text{A.9})$$

или у еквивалентном облику

$$a_k x[n+k] + a_{k-1} x[n+k-1] + \dots + a_0 x[n] = 0 \quad (a_j \in \mathbb{R}) \quad (\text{A.10})$$

Где је познато  $k$  вредности за  $x[n]$ . Претпостављајући облик решења у облику  $x[n] = \lambda^n$  и заменом у (A.10) има се:

$$a_k \lambda^{n+k} + a_{k-1} \lambda^{n+k-1} + \dots + a_0 \lambda^n = 0 \Rightarrow \quad (\text{A.11})$$

$$\lambda^n (a_k \lambda^k + a_{k-1} \lambda^{k-1} + \dots + a_0) = 0. \quad (\text{A.12})$$

Члан у загради у изразу (A.12) назива се *карактеристичним полиномом* диференцне једначине:

$$P(\lambda) = a_k \lambda^k + a_{k-1} \lambda^{k-1} + \dots + a_0 \quad (\text{A.13})$$

Добијени полином је исти и за другу варијанту диференцне једначине као из израза (A.9). Степен полинома одговара реду диференцне једначине  $\deg P = k$ , и једнак је броју линеарно независних партикуларних решења диференцне једначине. Зависно од структуре скупа коренова овог полинома  $\{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_k\}$  одређују се и сама партикуларна решења полазне диференцне једначине. Пошто је посматрана диференцна једначина линеарна, њено опште решење јесте свака линеарна комбинација њених партикуларних решења, односно:

$$x[n] = C_1 \lambda_1^n + C_2 \lambda_2^n + \dots + C_k \lambda_k^n. \quad (\text{A.14})$$

Уколико су неки од коренова вишеструки, јасно је онда да сви чланови  $\lambda_i^n$  нису линеарно независни. На пример, уколико је  $\lambda_i = \lambda_j$  онда је  $C_i \lambda_i + C_j \lambda_j = (C_i + C_j) \lambda_i$  само једно партикуларно решење. Показује се да је друго партикуларно решење у том случају  $n \lambda_i^n$ , односно, двоструком корену карактеристичног полинома  $\lambda_i$  одговарају два партикуларна решења  $\lambda_i^n$  и  $n \lambda_i^n$ . У општем случају корена  $\lambda_i$  вишеструкости  $q$  њему одговарају  $q$  партикуларних решења и то  $\{\lambda_i^n, n \lambda_i^n, n^2 \lambda_i^n, \dots, n^{q-1} \lambda_i^n\}$ .

Будући да су разматрани коефицијенти карактеристичног полинома реални, то ће-гови евентуално комплексни корени  $\underline{\lambda}_i = \rho e^{j\phi}$  морају имати комплексно конјуговани пар  $\underline{\lambda}_j = \underline{\lambda}_i^* = \rho e^{-j\phi}$ . Овим двома комплексним коренима одговарају и два линеарно независна партикуларна решења диференцне једначине и то су  $\underline{\lambda}_i^n$  и  $\underline{\lambda}_i^{*n}$ . То се може записати и на следећи начин, применом тригонометријског облика комплексног броја:

$$C_i \underline{\lambda}_i^n + C_j \underline{\lambda}_i^{*n} = C_i \rho^n (\cos(n\phi) + j \sin(n\phi)) + C_j \rho^n (\cos(n\phi) - j \sin(n\phi)) \quad (\text{A.15})$$

$$= \underbrace{(C_i + C_j)}_{C'_i} \rho^n \cos(n\phi) + j \underbrace{(C_i - C_j)}_{C'_j} \rho^n \sin(n\phi) \quad (\text{A.16})$$

Дакле, као еквивалентан пар линеарно независних решења могу се посматрати и  $\{\rho^n \cos(n\phi), \rho^n \sin(n\phi)\}$ . На сличан начин, множењем са  $n^i$ , се могу добити и партикуларна решења за вишеструке комплексно конјуговане половине као у претходном случају.

## 2.1 Резиме

За једначине облика (A.10) или (A.9) дефинише се карактеристични полином (A.12) чији скуп коренова одређује партикуларна решења према обрасцу:

- Сваком једноструком реалном корену  $\lambda_i$  одговара тачно једно партикуларно решење  $\lambda_i^n$ .
- Сваком вишеструком реалном корену  $\lambda_i$  вишеструкости  $q$  одговара тачно  $q$  партикуларних решења  $\{\lambda_i^n, n\lambda_i^n, n^2\lambda_i^n, \dots, n^{q-1}\lambda_i^n\}$
- Сваком пару комплексно конјугованих коренова  $\underline{\lambda}_i$  и  $\underline{\lambda}_j = \underline{\lambda}_i^*$  одговарају два партикуларна решења и то  $\{\rho^n \cos(n\phi), \rho^n \sin(n\phi)\}$ .
- Сваком пару вишеструкости  $p$  комплексно конјугованих коренова  $\underline{\lambda}_i$  и  $\underline{\lambda}_j = \underline{\lambda}_i^*$  одговарају  $2p$  партикуларних решења и то

$$\{\rho^n \cos(n\phi), n\rho^n \cos(n\phi), n^2\rho^n \cos(n\phi), \dots, n^{p-1}\rho^n \cos(n\phi), \},$$

и

$$\{\rho^n \sin(n\phi), n\rho^n \sin(n\phi), n^2\rho^n \sin(n\phi), \dots, n^{p-1}\rho^n \sin(n\phi), \}.$$

тима је исцрпљен скуп могућности за коренове карактеристичног полинома. Имајући свих  $k$  линеарно независних партикуларних решења  $x_{p,i}[n]$  има се коначно опште решење диференчне једначине у облику:

$$x[n] = C_1 x_{p,1}[n] + C_2 x_{p,2}[n] + \dots + C_k x_{p,k}[n]. \quad (\text{A.17})$$

## 2.2 Примери

**Пример 1.** Одредити решење диференчне једначине

$$x[n] - 4x[n-1] + 5x[n-2] - 4x[n-3] + 4x[n-4] = 0 \quad (\text{A.18})$$

ако су познате помоћне вредности  $x[0] = 0$ ,  $x[1] = 1$ ,  $x[2] = 11$ ,  $x[3] = 41$ .

**Решење:** Карактеристични полином је  $P(\lambda) = \lambda^4 - 4\lambda^3 + 5\lambda^2 - 4\lambda + 4$ . Коренове полинома степена већег од два у општем случају није лако наћи. Ипак, постоје неке препоруке за „погађање“ корена. На пример, уколико су сви корени целобројни, онда морају делити слободни члан. Дакле, потенцијални кандидати за целобројне корене су у овом случају  $\{1, -1, 2, -2, 4, -4\}$ . Лако се проверава да су  $P(1) = 1$ ,  $P(-1) = 18$ ,  $P(2) = 0$ ,  $P(-2) = 80$ ,  $P(4) = 68$ ,  $P(-4) = 612$ . Односно, један од коренова је 2. Да би се пронашли остали корени, потребно је полином поделити са  $(\lambda - 2)$  што се може извести на више начина а најефикаснији је применом Хорнерове шеме:

	$\lambda^4$	$\lambda^3$	$\lambda^2$	$\lambda^1$	1
	1	-4	5	-4	4
<span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">2</span>	1	-2	1	-2	
	$\Rightarrow \lambda^3 - 2\lambda^2 + \lambda - 2$				

Поново се утврђује провером да је целобројни корен овог полинома 2, односно, поступак треба поновити још једном:

	$\lambda^3$	$\lambda^2$	$\lambda^1$	$1$
	$1$	$-2$	$1$	$-2$
$\boxed{2}$	$1$	$0$	$1$	$\Rightarrow \lambda^2 + 1$

Преостали су још само корени полинома  $\lambda^2 + 1$  што су  $\{j, -j\}$ .

Коначно, сви корени карактеристичног полинома су  $[2, 2, j, -j]$ . Двоструком корену  $\lambda_1 = 2$  одговарају два партикуларна решења и то  $x_{p,1}[n] = 2^n$  и  $x_{p,2}[n] = n2^n$ . Конјугованом пару  $\{j, -j\}$  одговарају два партикуларна решења.  $\left\{ \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right), \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \right\}$  Опште решење је облика:

$$x[n] = C_1 2^n + C_2 n 2^n + C_3 \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) + C_4 \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \quad (\text{A.19})$$

Заменом помоћних вредности у добијено опште решење добија се систем једначина:

$$\begin{aligned} x[0] &= 0 = C_1 + C_3 \\ x[1] &= 1 = 2C_1 + 2C_2 + C_4 \\ x[2] &= 11 = 4C_1 + 8C_2 - C_3 \\ x[3] &= 41 = 8C_1 + 24C_2 - C_4. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Решавањем добијеног система једначина добијају се непознате константе  $C_1 = -1$ ,  $C_2 = 2$ ,  $C_3 = 1$ ,  $C_4 = -1$ . Заменом у опште решење и сређивањем добија се коначни резултат

$$x[n] = (2n - 1)2^n + \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \quad (\text{A.21})$$

■

**Пример 2.** Одредити решење диференцне једначине

$$x[n] + x[n - 1] - x[n - 2] - x[n - 3] = 0 \quad (\text{A.22})$$

које задовољава  $x[0] = 2$ ,  $x[1] = -1$  и  $x[2] = 3$ .

**Решење:** Карактеристични полином је  $P(\lambda) = \lambda^3 + \lambda^2 - \lambda - 1$ . Полином се може директно факторисати

$$P(\lambda) = \lambda^3 + \lambda^2 - \lambda - 1 \quad (\text{A.23})$$

$$= \lambda^2(\lambda + 1) - (\lambda + 1) \quad (\text{A.24})$$

$$= (\lambda^2 - 1)(\lambda + 1) \quad (\text{A.25})$$

$$= (\lambda - 1)(\lambda + 1)^2. \quad (\text{A.26})$$

Такав карактеристични полином има корене  $[1, -1, -1]$  на основу чега има опште решење:

$$x[n] = C_1 + (C_2 + C_3 n)(-1)^n. \quad (\text{A.27})$$

Заменом помоћних вредности добија се систем једначина:

$$\begin{aligned} x[0] &= 2 = C_1 + C_2 \\ x[1] &= -1 = C_1 - C_2 - C_3 \\ x[2] &= 3 = C_1 + C_2 + 2C_3 \end{aligned}$$

Решења овог система једначина су  $C_1 = \frac{3}{4}$ ,  $C_2 = \frac{5}{4}$ ,  $C_3 = \frac{1}{2}$ . Коначно решење примера је:

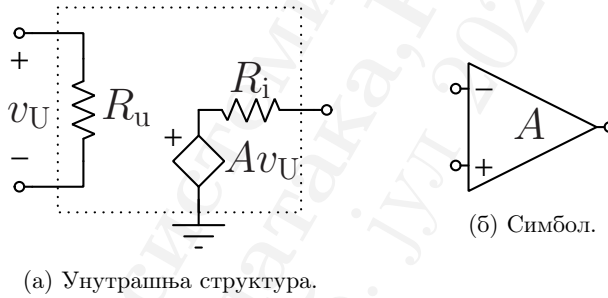
$$x[n] = \frac{3}{4} + \left(\frac{5}{4} + \frac{1}{2}n\right)(-1)^n \quad (\text{A.28})$$

## Додатак Б

# Операциони појачавач и индуктивни елементи

### 3 Напонски диференцијални појачавач

Поједностављен модел реалног напонског диференцијалног појачавача без меморије, приказан на слици Б.1а, карактерисан је својом улазном отпорношћу  $R_u$ , излазном отпорношћу  $R_i$  и напонским појачањем  $A$  напонски контролисаног напонског генератора. Има



Слика Б.1: Уз диференцијални појачавач

два улаза, један инвертујући (обележен са „-“) и један неинвертујући (обележен са „+“). Шематски симбол представљен је на слици Б.1б. Дobar диференцијални напонски појачавач задовољава да су  $R_u \rightarrow \infty$ ,  $R_i \rightarrow 0$ . Такав диференцијални појачавач практично представља идеалан напонски контролисан напонски генератор, када је  $v_i = Av_U$ .

### 4 Негативна повратна спрега

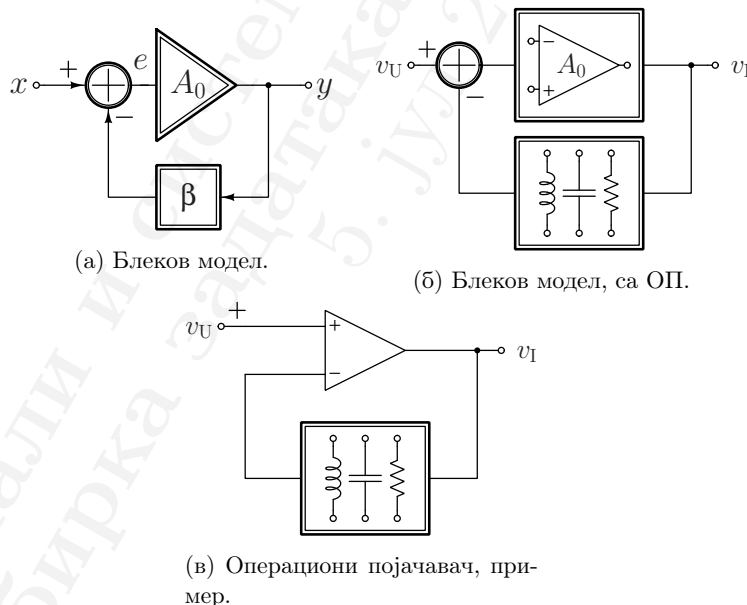
Концепт који суштински мења начин употребе диференцијалног појачавача је са принцип реакције (повратне спреге). Блок модел система са реакцијом приказан је блок дијаграмом на слици Б.2а. У овом моделу, главни појачавач има појачање  $A_0$  а мрежа повратне спреге појачање  $\beta$ . Појачање целокупног система се добија на основу блок дијаграма:

$$e = x - \beta y \quad (\text{Б.1})$$

$$y = A_0 e, \quad (\text{Б.2})$$

одакле се сређивањем добија појачање целог система  $A = \frac{y}{x} = \frac{A_0}{1 + \beta A_0}$ . Сигнал  $e$  назива се још и *сигналом грешке*, а може се изразити преко улазног сигнала као  $e = \frac{1}{1 + \beta A_0} x$ . Повратна спрега посебно добија на вредности када се размотри главни појачавач са веома великим појачањем,  $A_0 \rightarrow \infty$ . У том случају су  $A_\infty = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \frac{A_0}{1 + \beta A_0} = \frac{1}{\beta}$  и  $e_\infty = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{1 + \beta A_0} = 0$ . Односно, за довољно велико појачање главног појачавача, карактеристике система са повратном спрегом диктира мрежа повратне спреге. Посебно, ова топологија се може реализовати, на пример, помоћу операционог појачавача са пасивном мрежом повратне спреге, што је илустровано на слици Б.2б. Према пређашњој дискусији, карактеристике оваквог система зависе само од мреже повратне спреге ако је напонско појачање оваквог доброг диференцијалног појачавача веома велико. Такав диференцијални појачавач, ког кога је још и  $A_0 \rightarrow \infty$ , назива се **идеални операциони појачавач**. Идеални операциони појачавач најчешће обележавамо изостављањем ознаке напонског појачања. Разлика улазног и повратног сигнала која се појачава, у ваљано одабраној топологији (нпр. слика Б.2в), мора бити разлика напона на улазима операционог појачавача, на основу чега резултат да је  $e_\infty \rightarrow 0$  повлачи то да се у оваквом режиму изједначавају напони инвертујућег и неинвертујућег улаза. Важно је нагласити, да ово није једина тополошка опција, већ да се улазни и излазни сигнал могу одузимати и на другачије начине, што се може видети на разним примерима (нпр. инвертујући појачавач).

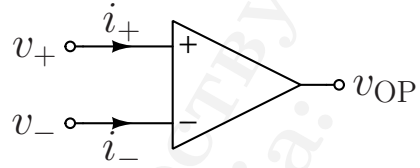
Коначно, уколико је операциони појачавач примењен у режиму повратне спреге онда се он може анализирати помоћу три правила која следе из пређашње анализе:



Слика Б.2: Уз увођење принципа операционог појачавача.

**Идеалан операциони појачавач**

- $i_+ = i_- = 0$  (јер је  $R_u \rightarrow 0$ )
- $v_+ = v_-$  (јер је  $e_\infty \rightarrow 0$ )
- Излаз има произвољну вредност, тако да су задовољени пређашњи услови,  $-\infty < v_{OP} < \infty$ .



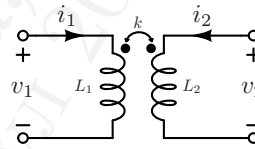
## 5 Индуктивни трансформатори

### 5.1 Спрегнути калемови

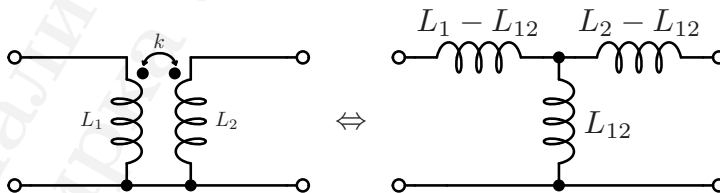
Физички модел на коме су утемељени индуктивни трансформатори је модел спрегнутих калемова. Магнетска спрега два посматрана линеарна намотаја, индуктивности  $L_1$  и  $L_2$  описује се међусобном индуктивношћу  $L_{12} = L_{21}$  (за реципрочне средине). Коефицијент магнетске спреге се дефинише као апсолутна вредност међусобне индуктивности сведена на јединицу геометријске средине индуктивности појединих намотаја:  $k = \frac{|L_{12}|}{\sqrt{L_1 L_2}}$ , за знак међусобне индуктивности је одређен и смером мотања намотаја и шематски се обележава тачкама. Без додатних услова овакав пар спрегнутих калема описан је једначинама у временском домену:

**Пар спрегнутих калемова**

$$\begin{aligned} \bullet \quad v_1 &= L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt} \\ \bullet \quad v_2 &= L_{12} \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt} \end{aligned}$$



За решавање проблема са спрегнутим калемовима, уколико су калемови кратко спојени са једне стране неретко је веома zgodно прво обавити *распрезање калемова* трансфигурацијом у еквивалентну Т-мрежу као на слици Б.3. Будући да је ово трансфигурација, то подразумева да су ове две мреже еквивалентне у сваком смислу.



Слика Б.3: Уз распрезање калемова.

### 5.2 Савршени трансформатор

Уколико је магнетска спрега трансформатора савршена, односно уколико нема магнетског расипања,  $k = 1$ , односно  $L_{12} = \pm \sqrt{L_1 L_2}$ , такав трансформатор се назива **савршеним**. Без умањења општости, претпоставимо да су референтни смерови напона намотаја

одабрани тако да је  $L_{12} = \sqrt{L_1 L_2}$ . Тада се елиминацијом струја из модела спрегнутих калемова може показати да важи  $\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$ . Пошто је сопствена индуктивност намотаја сразмерна квадрату броја навојака  $L_i \propto N_i^2$ , онда је и

$$\boxed{\frac{v_1}{N_1} = \frac{v_2}{N_2}} \quad (\text{Б.3})$$

### 5.3 Идеални трансформатор

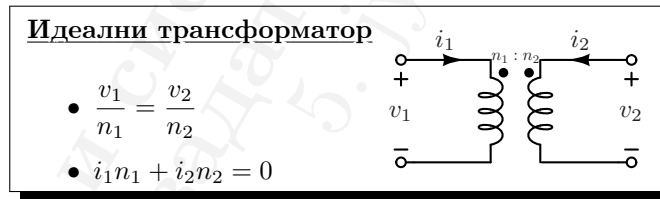
Уколико посматрамо савршени трансформатор и за контуру средње линије језгра напишемо Уопштени Амперов закон имамо једначину

$$N_1 i_1 + N_2 i_2 = \frac{Bl}{\mu_0 \mu_r}, \quad (\text{Б.4})$$

где су  $B$  интензитет вектора магнетске индукције у језгру,  $l$  дужина средње линије језгра и  $\mu_r$  релативна пермеабилност материјала од кога је израђено језгро. Представимо број навојака оба намотаја нормализовано као  $N_i = n_i N_0$  и заменимо у израз (Б.4). Тада  $n_i$  представља релативни број навојака у односу на нормализациони фактор  $N_0$ . За  $N_0$  се може одабрати, на пример, ред величине броја навојака оба намотаја. Уколико су  $N_1 = 1000$  и  $N_2 = 2000$  онда се може одабрати на пример  $n_1 = 1$  и  $n_2 = 2$  за  $N_0 = 1000$ . Другим речима, са  $n_i$  кодификујемо релативан број навојака намотаја а са  $N_0$  њихов ред величине. Са тиме у виду једначину (Б.4) можемо записати и као:

$$n_1 i_1 + n_2 i_2 = \frac{Bl}{\mu_0 N_0 \mu_r} \quad (\text{Б.5})$$

Сада, приметимо да уколико је  $\mu_r N_0 \rightarrow \infty$  онда једначина постаје  $\boxed{n_1 i_1 + n_2 i_2 = 0}$ . Тиме се добија модел **идеалног** трансформатора описан са две **алгебарске** једначине:



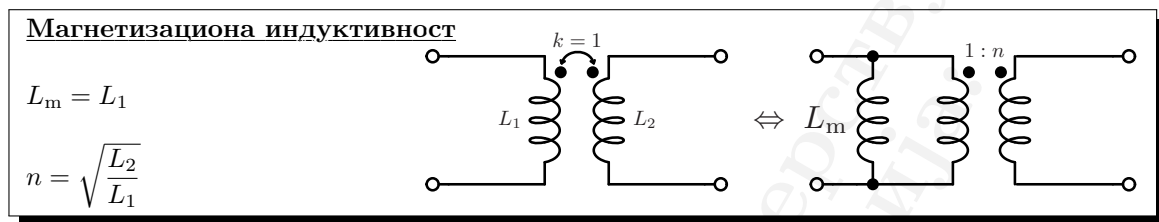
Иако се материјал језгра при пројектовању може одабрати тако да  $\mu_r$  буде велико, на пример трафо-лимови ( $\mu_r \sim 100$ ), доступни материјали постављају неку горњу границу пермеабилности. Са друге стране, инжењерским одабиром при пројектовању трансформатора може се одабрати велики број навојака намотаја тако да овај услов буде што боље задовољен. На пример, уколико се пројектује трансформатор који треба да удвостручава напон, одабир  $(N_1, N_2) = (200, 100)$  је бољи од одабира  $(N_1, N_2) = (20, 10)$ . То је углавном разлог зашто су скоро сви практични трансформатори са веома великим бројем намотаја, јер је често циљ направити што *идеалнији* трансформатор. Ипак, постоје и неки нарочити изузеци, као на пример Теслин трансформатор. За тачно одређивање потребног броја навојака постоје и други критеријуми, али ћемо се зауставити на овој илустрацији.

### 5.4 Магнетизациона индуктивност

Савршен трансформатор може се представити и помоћу идеалног трансформатора и једне индуктивности. Положај те индуктивности се може одабрати тако да се решавање



кола највише поједностави (са примарне или секундарне стране). Без доказа наводимо трансфигурацију:



Сигнали и системи у инжењерству  
Збирка задатака, Радна верзија:  
5. Јул 2024.

## Додатак В

# Одређивање импулсног одзива континуалних $LTI$ система

Циљ додатка је да обједини и појасни на примерима методе за одређивање импулсног одзива континуалних  $LTI$  система.

## 6 Поједностављење опште форме

Посматрајмо континуални  $LTI$  систем описан диференцијалном једначином облика

$$P(D)y(t) = Q(D)x(t), \quad (B.1)$$

где су  $x(t)$  и  $y(t)$  побуда и одзив система редом, а  $P(D)$  и  $Q(D)$  произвољни полиноми по оператору диференцирања  $D$ . Импулсни одзив овог система  $h = h(t)$  представља одзив система на јединичну импулсну побуду  $x(t) = \delta(t)$ , односно решење једначине

$$P(D)h(t) = Q(D)\delta(t). \quad (B.2)$$

Уколико приметимо смену

$$\boxed{h(t) = Q(D)h_1(t)} \quad (B.3)$$

и заменимо у израз (B.2), даље се може писати

$$P(D)h(t) = Q(D)\delta(t) \Leftrightarrow P(D)Q(D)h_1(t) = Q(D)\delta(t) \Leftrightarrow Q(D)P(D)h_1(t) = Q(D)\delta(t). \quad (B.4)$$

У последњем кораку, начињена је замена редоследа примене оператора,  $P(D)Q(D) \equiv Q(D)P(D)$ , која је оправдана на основу линеарности. У последњем кораку се може на обе стране применити оператор  $Q^{-1}(D)$ , чију егзистенцију овде нећемо дискутовати, након чега преостаје резултат:

$$\boxed{P(D)h_1(t) = \delta(t)}. \quad (B.5)$$

На основу претходно изнесеног поступка, могуће је одредити импулсни одзив система описаног једначином (B.1) тако што се одреди помоћни одзив  $h_1(t)$  помоћног система описаног једначином (B.5) а потом трансформацијом добијеног помоћног одзива у одзив полазног система помоћу (B.3)

Додатно, из практичних разлога постоји ограничење у степенима полинома  $\deg P \geq \deg Q$ . Уколико се импулсни одзив помоћног система залише у облику  $h_1(t) = g(t)u(t)$ ,

онда се могу разликовати случајеви:

$$h(t) = \begin{cases} Q(D)(g(t)u(t)), & \deg P = \deg Q \\ Q(D)(g(t))u(t), & \deg P > \deg Q \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

## 7 Одређивање импулсног одзива за поједностављену форму

На основу претходне дискусије, потребно је и довољно одредити решење једначине  $P(D)h_1(t) = \delta(t)$ . Препоручена метода за решавање овог проблема је (i) диференцирањем одскочног одзива (дискутовано на предавањима), али се може користити и (ii) поједностављена метода уклапања импулса (енг. *impulse matching*, дискутовано на вежбама).

Прва метода утемељена је на својству линеарности система. Нека је  $s_1(t) = O\{u(t)\}$  одскочни одзив посматраног система, онда се диференцирањем обе стране изналази

$$\frac{ds_1(t)}{dt} = \frac{d}{dt}O\{u(t)\} = O\left\{\frac{d}{dt}u(t)\right\} = O\{\delta(t)\} = h_1(t), \quad (\text{B.7})$$

при чему је у другом кораку замењен редослед примене оператора диференцирања и си-

стема због линеарности. Коначно се има закључак  $\boxed{\frac{ds_1(t)}{dt} = h_1(t)}$ , односно, **импулсни**

**одзив се добија диференцирањем одскочног одзива.** Одређивање одскочног одзива представља решавање диференцијалне једначине  $P(D)s_1(t) = u(t)$ . Велика предност у решавању на овај начин у односу на директно решавање једначине (B.5) јесте то да у њој нема импулса што за последицу има то да је одскочни одзив непрекидан, тако да су једнаке преиницијалне и постиницијалне вредности за  $s_1(t)$ . Будући да се одскочни одзив одређује за преиницијалне услове равне нули то повлачи да су онда и постиницијални услови равни нули. Одскочни одзив добија се као збир хомогеног и партикуларног дела  $s_1 = s_{1h} + s_{1p}$ . Хомогени део се одређује на начин показан на часу. Партикуларни део представља усталивени одзив на експоненцијалну побуду  $e^{0 \cdot t}u(t)$  и на основу дискусије са часа вежби једнак је  $s_{1p} = \frac{1}{P(0)}$ .

Друга метода утемељена је на особини линеарне независности различитих извода Диракових импулса. Може се показати да једначина облика:

$$a_0\delta(t) + a_1\delta'(t) + a_2\delta''(t) + \dots + a_n\delta^{(n)}(t) = 0, \quad (n \in \mathbb{N}) \quad (\text{B.8})$$

по непознатим коефицијентима  $a_0, a_1, \dots, a_n \in \mathbb{R}$  има само тривијално решење  $a_0 = a_1 = a_2 = \dots = a_n = 0$ . У контексту решавања диференцијалне једначине облика  $P(D)h_1(t) = \delta(t)$  то значи да: (i) пошто се са десне стране налази делта импулс мора се налазити и са леве стране и (ii) пошто се са десне стране не налазе изводи делта импулса њега не може бити ни са леве стране. На основу тога, у изразу  $P(D)h_1(t)$  се мора појавити делта импулс и не сме се појавити његов први извод. Претпоставимо да се сабирак  $f(t)\delta(t)$  јавља у  $k$ -том изводу импулсног одзива,  $h_1^{(k)}(t)$ , у том случају се у  $(k+1)$ -вом изводу импулсног одзива мора наћи сабирак облика  $f'(t)\delta(t) + f(t)\delta'(t)$ . Односно, да се не би са леве стране појавио извод Дираковог импулса, неопходно је да се импулс појављује тек у највишем изводу импулсног одзива који се јавља у једначини а то је  $h^{(\deg P)}(t)$ , где је  $\deg P$  степен полинома  $P$  – ред диференцијалне једначине. Будући да се импулс јавља у  $h^{(\deg P)}(t)$  то се Хевисајдова одскочна функција мора јављати у  $h^{(\deg P - 1)}(t)$ , односно до прекида долази у  $(\deg P - 1)$ -вом изводу. Будући да су интегрални Хевисајдове функције непрекидни, то је онда тај и једини извод импулсног одзива који има прекид. На основу тога, ако распишемо

оператор система као  $P(D) = c_0 + c_1 D + c_2 D^2 + \dots + c_n D^n$  једначина се може писати као

$$(c_0 + c_1 D + c_2 D^2 + \dots + c_n D^n)h_1(t) = \delta(t) \quad (\text{B.9})$$

$$c_0 h_1(t) + c_1 h_1'(t) + c_2 h_1''(t) + \dots + c_n h_1^{(n)}(t) = \delta(t) \quad (\text{B.10})$$

Ако интегралимо обе стране добијене једначине  $\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon}$  у произвољно „уским“ границама,  $\varepsilon \rightarrow 0$ , приметивши да онда интеграли свих ограничених функција теже нули преостаје само члан са импулсом:

$$\begin{aligned} c_0 \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} h_1(t) dt + c_1 \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} h_1'(t) dt + \dots + c_{n-1} \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} h_1^{(n-1)}(t) dt &= \underbrace{\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \delta(t) dt}_{=1, \text{ по деф.}} \Rightarrow \\ c_n h_1^{(n-1)}(0^+) - c_n h_1^{(n-1)}(0^-) &= 1 \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Како су преиницијални услови приликом тражења импулсног одзива равни нули то преостаје  $h_1^{(n-1)}(0^+) = \frac{1}{c_n}$ . **Коначно су непосредно познати сви постиницијални услови импулсног одзива**

$$h_1(0^+) = 0, \quad h_1'(0^+) = 0, \quad h_1''(0^+) = 0, \dots, \quad h_1^{(n-2)}(0^+) = 0, \quad h_1^{(n-1)}(0^+) = \frac{1}{c_n}, \quad (\text{B.12})$$

где је  $c_n$  коефицијент уз највиши извод у диференцијалној једначини а  $n$  је ред диференцијалне једначине.

**Пример 1.** Одредити одзив система описаног диференцијалном једначином  $y''(t) + 3y'(t) + 2y(t) = x'(t) + 2x(t)$ , на побуду  $x(t) = 2e^t u(t - 2)$ .

**Решење.** Одзив на дату побуду  $x(t)$  може се одредити конволуцијом. За примену конволуције потребно је прво одредити импулсни одзив система. Систем се може записати у облику (B.1) за  $P(D) = D^2 + 3D + 2$  и  $Q(D) = D + 2$ . Потражимо импулсни одзив помоћног система  $P(D)h_1(t) = \delta(t)$ .

**1. метода (диференцирањем импулсног одзива).** Импулсни одзив помоћног система тражимо као решење једначине

$$P(D)s_1(t) = u(t). \quad (\text{B.13})$$

Импулсни одзив има хомогени део одређен коренима полинома  $P$  и то  $\lambda \in \{-2, -1\}$ . Облик хомогеног решења је онда  $s_{1,h} = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t}$ . Партикуларни део је  $s_{1,p} = \frac{1}{P(0)} = \frac{1}{2}$ . Коефицијенти у општем облику једначине одскочног одзива налазе се на основу постиницијалних почетних услова који су из раније наведених разлога равни нули.

$$s_1(t) = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t} + \frac{1}{2} \Rightarrow s_1(0) = 0 = C_1 + C_2 + \frac{1}{2} \quad (\text{B.14})$$

$$s_1'(t) = -C_1 e^{-t} - 2C_2 e^{-2t} \Rightarrow s_1'(0) = 0 = -C_1 - 2C_2. \quad (\text{B.15})$$

Решавањем добијеног система једначина по непознатим коефицијентима добија се  $C_1 = -1$ ,  $C_2 = \frac{1}{2}$ . Одакле се коначно налази одскочни одзив  $s_1(t) = \left(-e^{-t} + \frac{1}{2}e^{-2t} + \frac{1}{2}\right)u(t)$ .

Диференцирањем добијеног одскочног одзива добија се и импулсни одзив помоћног система

$$h_1(t) = (e^{-t} - e^{-2t}) u(t)$$

**2. метода** (*поједностављеном методом укључавања импулса*) Непосредно се решава једначина  $P(D)h_1(t) = \delta(t)$ . Општи облик импулсног одзива одређен је коренима полинома  $P$  на исти начин као у претходној методи,  $h_1(t) = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t}$ . На основу закључка методе познати су постиницијални почетни услови као  $h_1(0^+) = 0$ ,  $h_1'(0^+) = 1$ . Заменом у општи облик добија се:

$$h_1(t) = C_1 e^{-t} + C_2 e^{-2t} \Rightarrow h_1(0^+) = 0 = C_1 + C_2 \quad (B.16)$$

$$h_1'(t) = -C_1 e^{-t} - 2C_2 e^{-2t} \Rightarrow h_1'(0^+) = 1 = -C_1 - 2C_2, \quad (B.17)$$

$$(B.18)$$

решавањем добијеног система имају се  $C_1 = -C_2 = 1$ , одакле је  $h_1(t) = (e^{-t} - e^{-2t}) u(t)$

Имајући импулсни одзив помоћног система, импулсни одзив полазног система налази се на основу (B.3), одакле је

$$h(t) = Q(D)h_1(t) \Rightarrow h(t) = e^{-t} u(t). \quad (B.19)$$

Одзив на побуду може се потражити конволуцијом

$$y_p(t) = h(t) * x(t). \quad (B.20)$$

У овом случају је најефикасније применити својства конволуције. Побудни сигнал се може записати и као  $x(t) = 2e^{t-2} u(t-2) = 2e^2 e^{t-2} u(t-2)$ . Приметимо да је побудни сигнал временски померен и скалиран у односу на сигнал  $x_1 = e^t u(t)$ . Да би се израчунала конволуција (B.20) zgodno је искористити ово својство тако да се конволуција одговарајућим трансформацијама своди на табличну, или једноставнију конволуцију. На основу таблице је  $y_{p,1} = h(t) * x_1(t) = e^{-t} u(t) * e^t u(t) = \frac{e^t - e^{-t}}{2} u(t) = \sinh(t) u(t)$ . На основу линеарности и временске инваријантности, пошто важи  $x(t) = 2e^2 x_1(t-2)$  то је и  $y_p(t) = 2e^2 y_{p,1}(t-2)$  одакле је

$$y_p(t) = 2e^2 \sinh(t-2) u(t-2) \quad (B.21)$$

■

## Додатак Г

# Растављање преносне функције на парцијалне разломке

Од значајног интереса за одређивање различитих инверзних трансформација јесте поступак растављања преносне функције облика  $H(s) = \frac{Q(s)}{P(s)}$ , где су  $P(s)$  и  $Q(s)$  одговарајући полиноми са реалним коефицијентима, на парцијалне разломке. У том случају, корене полинома  $Q(s)$  називамо *нулама*  $z_i$ , а корене полинома  $P(s)$  половима  $p_i$ , те преносне функције. У општем случају се таква функција преноса може представити у облику

$$H(s) = k \frac{(s - z_1)(s - z_2) \cdots (s - z_m)}{(s - p_1)(s - p_2) \cdots (s - p_n)}. \quad (\Gamma.1)$$

При чему се  $k$  онда назива појачањем система. У даљој дискусији, фактор  $k$  не прави разлику па ће се анализирати случај када је  $k = 1$ . Под парцијалним разломцима, подразумевамо суму чланова код којих се у имениоцу налазе полиноми који се не могу даље факторисати, или који представљају вишеструке полове функције преноса. У том смислу, размотрићемо неколико различитих специјалних случајева.

### 7.1 Преносна функција са различитим реалним коренима

Посматрајмо преносну функцију облика  $H(s) = \frac{Q(s)}{(s - p_1)(s - p_2) \cdots (s - p_n)}$ , код које су сви  $p_i$  различити реални корени, а важи да је  $\deg Q < n$ . Онда се таква функција може представити у облику

$$H(s) = \frac{Q(s)}{(s - p_1)(s - p_2) \cdots (s - p_n)} = \frac{A_1}{s - p_1} + \frac{A_2}{s - p_2} + \cdots + \frac{A_n}{s - p_n}, \quad (\Gamma.2)$$

за шта је потребно одредити коефицијенте развоја  $A_1, A_2, \dots, A_n$ . Да бисмо израчунали коефицијент  $A_1$  можемо да обе стране израза помножимо са  $(s - p_1)$ , ако је  $s \neq p_1$  па се онда има резултат

$$\frac{Q(s)}{(s - p_2) \cdots (s - p_n)} = A_1 + \frac{(s - p_1)A_2}{s - p_2} + \cdots + \frac{(s - p_1)A_n}{s - p_n}, \quad (\Gamma.3)$$

Уколико сада са обе стране потражимо граничну вредност израза  $\lim_{s \rightarrow p_1}$ , приметимо да је онда  $s - p_1 \rightarrow 0$ , док се лева страна израза може једноставно израчунати.

$$\underbrace{\frac{Q(p_1)}{(p_1 - p_2) \cdots (p_1 - p_n)}}_{\text{За } s \rightarrow p_1} = A_1 + \frac{(s - p_1)^0 A_2}{s - p_2} + \cdots + \frac{(s - p_1)^0 A_n}{s - p_n} = A_1. \quad (\Gamma.4)$$

На основу овог поступка може се формулисати општи сликовити поступак за извлачење коефицијента  $A_k$ .

Уколико је

$$\frac{Q(s)}{(s - p_1) \cdots (s - p_k) \cdots (s - p_n)} = \frac{A_1}{s - p_1} + \cdots + \frac{A_k}{s - p_k} + \cdots + \frac{A_n}{s - p_n},$$

за  $p_i$  различите реалне вредности, онда се сваки коефицијент  $A_k$  може израчунати „прикривањем“ (односно уклањањем) члана  $s - p_k$  из израза, па заменом  $s \mapsto p_k$  у остатак, као

$$A_k = \frac{Q(s)}{(s - p_1) \cdots \boxed{(s - p_k)} \cdots (s - p_n)} \Big|_{s=p_k}.$$

Овај поступак основа је Хевисајдовог метода прикривања (енг. *Heaviside cover-up method*).

## 7.2 Пар комплексно конјугованих полова.

Размотримо преносну функцију која поред једног реалног пола,  $p$ , има и један пар комплексно конјугованих полова  $p_{2,3} = \sigma \pm j\omega$ , а која нема нула. Ради дискусије, појмимо од облика растављеног на парцијалне разломке.

$$H(s) = \frac{A}{s - p} + \frac{B_1}{s - (\sigma + j\omega)} + \frac{B_2}{s - (\sigma - j\omega)} \quad (\Gamma.5)$$

$$= \frac{A}{s - p} + \frac{B_1(s - (\sigma - j\omega)) + B_2(s - (\sigma + j\omega))}{s^2 + 2\sigma s + \omega^2 + \sigma^2}. \quad (\Gamma.6)$$

$$= \frac{A}{s - p} + \frac{(B_1 + B_2)(s - \sigma) + (B_1 - B_2)j\omega}{s^2 + 2\sigma s + \omega^2 + \sigma^2}. \quad (\Gamma.7)$$

Будући да разматрамо само функције преноса са полиномима са реалним коефицијетима, то мора бити  $\text{Im}\{B_1 + B_2\} = 0$  и  $\text{Re}\{B_1 - B_2\} = 0$ , па закључујемо да коефицијенти  $B_1$  и  $B_2$  морају имати конјуговано-комплексну симетрију  $B = B_1 = B_2^*$ . Коефицијент  $B$  је онда могуће одредити на начин који аналоган поступку у претходној тачки

$$H(s) = \frac{A}{s - p} + \frac{B}{s - (\sigma + j\omega)} + \frac{B^*}{s - (\sigma - j\omega)} \quad | \times (s + (\sigma - j\omega)) \quad (\Gamma.8)$$

$$(s - (\sigma + j\omega))H(s) = B + \frac{B^*(s - (\sigma + j\omega))}{s - (\sigma - j\omega)} \Rightarrow B = \lim_{s \rightarrow (\sigma + j\omega)} (s - (\sigma + j\omega))H(s) \quad (\Gamma.9)$$

На основу тога можемо да установимо правило за издвајање парцијалних разломака, који одговарају комплексно конјугованим кореновима



Уколико је

$$\frac{Q(s)}{\dots (s - (\sigma + j\omega))(s - (\sigma - j\omega)) \dots} = \dots + \frac{A_k}{s - (\sigma + j\omega)} + \frac{A_k^*}{s - (\sigma - j\omega)} \dots$$

онда се сваки коефицијент  $A_k$  може израчунати „прикривањем“ (односно уклањањем) члана  $s - (\sigma + j\omega)$  из израза, па заменом  $s \mapsto p_k$  у остатак, као

$$A_k = \frac{Q(s)}{\dots \underbrace{(s - (\sigma - j\omega))}_{j2\omega} \dots} \Big|_{s=\sigma+j\omega}$$

Том приликом, по аутоматизму се добија коефицијент  $A_k^*$  и рачунање није потребно понављати, за други корен.

Када је на тај начин одређен коефицијент  $A_k$ , приметимо да се даље може писати<sup>1</sup>

$$\frac{A_k}{s - (\sigma + j\omega)} + \frac{A_k^*}{s - (\sigma - j\omega)} = \frac{A_k(s - (\sigma - j\omega)) + A_k^*(s - (\sigma + j\omega))}{(s - \sigma)^2 + \omega^2} \quad (\text{Г.10})$$

$$= \frac{(A_k + A_k^*)(s - \sigma) + (A_k - A_k^*)(-j\omega)}{(s - \sigma)^2 + \omega^2} \quad (\text{Г.11})$$

$$= 2 \frac{\operatorname{Re}\{A_k\}(s - \sigma) + j\operatorname{Im}\{A_k\}(-j\omega)}{(s - \sigma)^2 + \omega^2} \quad (\text{Г.12})$$

$$= 2 \frac{\operatorname{Re}\{A_k\}(s - \sigma) + \operatorname{Im}\{A_k\}\omega}{(s - \sigma)^2 + \omega^2}, \quad (\text{Г.13})$$

што може бити погодно имајући у виду табличне резултате Т.7.14 и Т.7.15

### 7.3 Поступак за вишеструке полове

Чланови који одговарају вишеструким половима могу се расписати према

$$H(s) = \frac{Q(s)}{\dots (s - p)^n \dots} = \dots + \frac{A_1}{s - p} + \frac{A_2}{(s - p)^2} + \dots + \frac{A_n}{(s - p)^n} + \dots \quad (\text{Г.14})$$

Коефицијент  $A_n$  се може наћи како је показано у ранијим одељцима, а формуле за рачунање коефицијената  $A_1, \dots, A_{n-1}$  дате су обрасцем  $A_k = \lim_{s \rightarrow p} \frac{1}{(k-1)!} \frac{d^{k-1}}{ds^{k-1}} ((s - p)^n H(s))$ .

Рачунање резултата на основу овог израза може бити значајно сложеније и од сређивања полинома па њега нећемо користити. У форми парцијалних разломака ћемо израчунати коефицијенте испред остатака првог реда, а остале коефицијенте можемо брзо наћи променом методе неодређених коефицијената, заменом за неку (било коју) конкретну вредност

$s$ . Илуструјмо поступак на примеру  $H(s) = \frac{1}{(s+1)(s+2)^2}$ .

Дати облик се може представити као

$$H(s) = \frac{A}{s+1} + \frac{B}{s+2} + \frac{C}{(s+2)^2}. \quad (\text{Г.15})$$

Коефицијенте  $A$  и  $B$  можемо директно одредити прикривањем као

$$A = \frac{1}{\cancel{(s+1)}(s+2)^2} \Big|_{s=-1} = 1 \quad B = \frac{1}{(s+1)\cancel{(s+2)^2}} \Big|_{s=-2} = -1 \quad (\text{Г.16})$$

<sup>1</sup> Користе се и идентитети  $z + z^* = 2\operatorname{Re}\{z\}$  и  $z - z^* = j2\operatorname{Im}\{z\}$ , за  $z \in \mathbb{C}$ .

На основу ових резултата знамо да је  $\frac{1}{(s+1)(s+2)^2} = \frac{1}{s+1} + \frac{B}{s+2} - \frac{1}{(s+2)^2}$ . Па једини преостали коефицијент  $B$  можемо наћи заменом  $s \notin \{-1, -2\}$ , на пример,  $s = 0$

$$\frac{1}{4} = 1 + \frac{B}{2} - \frac{1}{4} \Rightarrow B = -1, \quad (\Gamma.17)$$

чиме се коначно има  $\frac{1}{(s+1)(s+2)^2} = \frac{1}{s+1} - \frac{1}{s+2} - \frac{1}{(s+2)^2}$ .

# Додатак Т

## Таблице

### 1 Конволуција континуалних сигнала

Конволуција континуалних сигнала  $x(t)$  и  $y(t)$  у општем случају дефинише се као

$$x(t) * y(t) = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} x(\tau)y(t - \tau) d\tau.$$

рбр.	$x(t)$	$y(t)$	$x * y(t)$
1.1	$e^{\lambda t} u(t)$	$e^{\lambda t} u(t)$	$\frac{1}{2} t e^{\lambda t} u(t)$
1.2	$t^N u(t)$	$e^{\lambda t} u(t)$	$\left( \frac{N! e^{\lambda t}}{\lambda^{N+1}} - \sum_{k=0}^N \frac{N! t^{N-k}}{\lambda^{k+1} (N-k)!} \right) u(t)$
1.3	$\text{rect}(t)$	$\text{rect}(t)$	$\text{tri}(t)$
1.4	$t^M u(t)$	$t^N u(t)$	$\frac{M! N!}{(N+M+1)!} t^{N+M+1} u(t)$
1.5	$t e^{\lambda_1 t} u(t)$	$e^{\lambda_2 t} u(t)$	$\frac{e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t} + (\lambda_1 - \lambda_2) t e^{\lambda_1 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)^2} u(t)$
1.6	$t^M e^{\lambda t} u(t)$	$t^N e^{\lambda t} u(t)$	$\frac{M! N!}{(N+M+1)!} t^{N+M+1} e^{\lambda t} u(t)$
1.7	$e^{-\sigma t} \cos(\omega t + \theta) u(t)$	$e^{\lambda t} u(t)$	$\frac{\cos(\psi) e^{\lambda t} - e^{-\sigma t} \cos(\omega t + \psi)}{\sqrt{\omega^2 + (\sigma + \lambda)^2}} u(t)$ где су $\phi = \arg((\sigma + \lambda) + j\omega)$ , и $2\psi = \theta - \phi$

### 2 Конволуција дискретних сигнала

Конволуција континуалних сигнала  $x[n]$  и  $y[n]$  у општем случају дефинише се као

$$x[n] * y[n] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} x[m]y[n - m].$$

рбр.	$x[n]$	$y[n]$	$x * y[n]$
2.1	$\lambda^n u[n]$	$\lambda^n u[n]$	$(1+n)\lambda^n u[n]$
2.2	$n u[n]$	$\lambda^n u[n]$	$\frac{\lambda^{n+1} - \lambda(1+n) + n}{(\lambda-1)^2} u[n]$
2.3	$n\lambda_1^n u[n]$	$\lambda_2^n u[n]$	$-\frac{\lambda_1(\lambda_1^n \lambda_2 n + \lambda_1^n \lambda_2 - \lambda_1^{n+1} n - \lambda_2^{n+1})}{(\lambda_1 - \lambda_2)^2} u[n]$
2.4	$n\lambda^n u[n]$	$\lambda^n u[n]$	$\frac{\lambda^n n(n+1)}{2} u[n]$

### 3 Неки формални развоји

За  $|a| < 1$  важе развоји на основном периоду  $T_F = T_0 = \frac{2\pi}{\omega}$

рбр.	развој
3.1	$\frac{a \sin(\omega t)}{1 - 2a \cos(\omega t) + a^2} = \sum_{k=0}^{\infty} a^k \sin(k\omega t),$
3.2	$\frac{1 - a^2}{1 - 2a \cos(\omega t) + a^2} = 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} a^k \cos(k\omega t),$
3.3	$\frac{1 - a \cos \omega t}{1 - 2a \cos(\omega t) + a^2} = \sum_{k=0}^{\infty} a^k \cos(k\omega t),$

### 4 Неки таблични интеграли

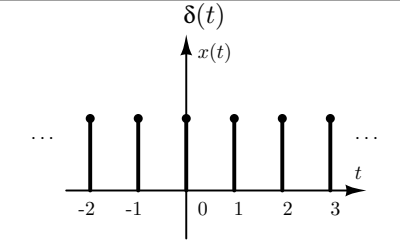
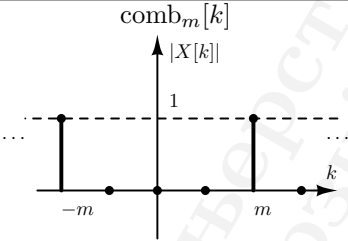
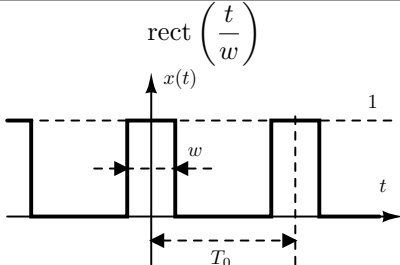
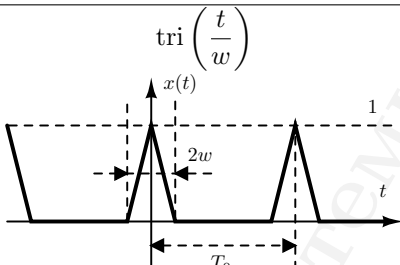
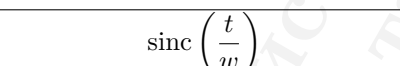
$$4.1 \quad \int e^{at} P_n(t) dt = C + \frac{e^{at}}{a} \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k}{a^k} \frac{d^k P_n(t)}{dt^k}, \text{ где је } P_n \text{ полином } n\text{-тог реда}$$

$$4.2 \quad \int e^{at} \cos(bt) dt = C + \frac{e^{at} (a \cos(bt) + b \sin(bt))}{a^2 + b^2}$$

$$4.3 \quad \int e^{at} \sin(bt) dt = C + \frac{e^{at} (-b \cos(bt) + a \sin(bt))}{a^2 + b^2}$$

$$4.4 \quad \int e^{at} b^t dt = C + \frac{b^t e^{at}}{a + \ln(b)}, \quad b > 0, a \neq -\ln(b)$$

## 5 Фуријеови редови континуалних сигнала

рбр.	Основни период $x(t)$	$X[k] = \mathcal{FS}\{x(t)\}$	Период развоја
5.1			$T_F = m T_0$
5.2		$\frac{w}{T_0} \text{sinc}\left(\frac{k w}{T_0}\right)$	$T_F = T_0$
5.3		$\frac{w}{T_0} \text{sinc}^2\left(\frac{k w}{T_0}\right)$	$T_F = T_0$
5.4		$\frac{w}{T_0} \text{rect}\left(\frac{k w}{T_0}\right)$	$T_F = T_0$

## 6 Фуријеове трансформације континуалних сигнала

рџр	$x(t)$	$X(j\omega) = \mathcal{FT}\{x(t)\}$
6.1	1	$2\pi\delta(\omega)$
6.2	$\delta(t)$	1
6.3	$u(t)$	$\frac{1}{j\omega} + \pi\delta(\omega)$
6.4	$e^{j\omega_0 t}$	$2\pi\delta(\omega - \omega_0)$
6.5	$\text{rect}(t)$	$\text{sinc}\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$
6.6	$\text{sinc}(t)$	$\text{rect}\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$
6.7	$\text{comb}(t)$	$\text{comb}\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$
6.8	$\cos(\omega_0 t)$	$\pi(\delta(\omega + \omega_0) + \delta(\omega - \omega_0))$
6.9	$\sin(\omega_0 t)$	$j\pi(\delta(\omega + \omega_0) - \delta(\omega - \omega_0))$
6.10	$\text{sinc}^2(t)$	$\text{tri}\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$
6.11	$\text{tri}(t)$	$\text{sinc}^2\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$
6.12	$e^{-at}u(t), \quad \text{Re}\{a\} > 0$	$\frac{1}{a + j\omega}$
6.13	$e^{-\pi t^2}$	$e^{-\frac{\omega^2}{4\pi}}$
6.14	$\frac{t^{n-1}}{(n-1)!} e^{-at}u(t), \quad \text{Re}\{a\} > 0$	$\frac{1}{(a + j\omega)^n}$
6.15	$e^{-at} \cos(\omega_0 t)u(t), \quad \text{Re}\{a\} > 0$	$\frac{a + j\omega}{(a + j\omega)^2 + \omega_0^2}$
6.16	$e^{-at} \sin(\omega_0 t)u(t), \quad \text{Re}\{a\} > 0$	$\frac{\omega_0}{(a + j\omega)^2 + \omega_0^2}$

## 7 Унилатерална Лапласова трансформација

рбр	$x(t)$	$X(s) = \mathcal{L}\{x(t)\}$
7.1	$\delta(t)$	1
7.2	$u(t)$	$\frac{1}{s}$
7.3	$\frac{1}{\sqrt{\pi t}} u(t)$	$\frac{1}{\sqrt{s}}$
7.4	$2\sqrt{\frac{t}{\pi}} u(t)$	$s^{-\frac{3}{2}}$
7.5	$\frac{t^n}{n!} u(t), \quad n \in \mathbb{N}$	$\frac{1}{s^{n+1}}$
7.6	$e^{-at} u(t)$	$\frac{1}{s+a}$
7.7	$\frac{t^{n-1} e^{-at}}{(n-1)!} u(t), \quad n \in \mathbb{N}$	$\frac{1}{(s+a)^n}$
7.8	$\cos(\omega t) u(t)$	$\frac{s}{s^2 + \omega^2}$
7.9	$\sin(\omega t) u(t)$	$\frac{\omega}{s^2 + \omega^2}$
7.10	$\cosh(\omega t) u(t)$	$\frac{s}{s^2 - \omega^2}$
7.11	$\sinh(\omega t) u(t)$	$\frac{\omega}{s^2 - \omega^2}$
7.12	$\frac{t}{2\omega} \sin(\omega t) u(t)$	$\frac{s}{(s^2 + \omega^2)^2}$
7.13	$\frac{\sin(\omega t) - \omega t \cos(\omega t)}{2\omega} u(t)$	$\frac{\omega^2}{(s^2 + \omega^2)^2}$
7.14	$e^{-at} \sin(\omega t) u(t)$	$\frac{\omega}{(s+a)^2 + \omega^2}$
7.15	$e^{-at} \cos(\omega t) u(t)$	$\frac{s+a}{(s+a)^2 + \omega^2}$

## 8 Фуријеова трансформација дискретног сигнала

рбр	$x[n]$	Основни период ( $0 \leq \Omega < 2\pi$ ) $X(j\Omega) = \mathcal{FT}\{x[n]\}$
8.1	$\delta[n]$	1
8.2	$\delta[n - N]$	$e^{-j\Omega N}$
8.3	$\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \delta[n - pN]$	$\frac{2\pi}{N} \text{rep}_{\frac{2\pi}{N}} \delta(\Omega)$
8.4	1	$2\pi \text{rep}_{2\pi} \delta(\Omega)$
8.5	$\text{sgn}[n]$	$\frac{2}{1 - e^{-j\Omega}}$
8.6	$e^{j\Omega_0 n}$	$2\pi \text{rep}_{2\pi} \delta(\Omega - \Omega_0)$
8.7	$\cos(\Omega_0 n + \theta)$	$\pi \text{rep}_{2\pi} (e^{j\theta} \delta(\Omega - \Omega_0) + e^{-j\theta} \delta(\Omega + \Omega_0))$
8.8	$\sin(\Omega_0 n + \theta)$	$\frac{\pi}{j} \text{rep}_{2\pi} (e^{j\theta} \delta(\Omega - \Omega_0) - e^{-j\theta} \delta(\Omega + \Omega_0))$
8.9	$u[n]$	$\frac{1}{1 - e^{-j\Omega}} + \pi \text{rep}_{2\pi} \delta(\Omega)$
8.10	$a^n u[n]$	$\frac{1}{1 - ae^{-j\Omega}}$
8.11	$(n+1) a^n u[n]$	$\frac{1}{(1 - e^{-j\Omega})^2}$
8.12	$\frac{(n+r-1)!}{n! (r-1)!} a^n u[n]$	$\frac{1}{(1 - e^{-j\Omega})^r}$
8.13	$\text{rect}_N[n]$	$\frac{\sin\left(\Omega\left(N + \frac{1}{2}\right)\right)}{\sin\left(\frac{\Omega}{2}\right)}$
8.14	$\frac{\sin(\Omega_0 n)}{\pi n}$ $0 < \Omega_0 < \pi$	$\text{rep}_{4\pi\Omega_0} \text{rect}\left(\frac{\Omega}{2\Omega_0}\right)$
8.15	$\text{tri}_N[n]$	$\frac{1}{N+1} \left( \frac{\sin\left(\Omega \frac{N+1}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Omega}{2}\right)} \right)^2$
8.16	$\sum_{p=\langle N \rangle} a_p e^{jp \frac{2n\pi}{N}}$	$2\pi \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k \delta\left(\Omega - \frac{2k\pi}{N}\right)$

где је  $\text{rep}_\alpha X(j\Omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} X(j(\Omega + m\alpha))$ , периодично продужење функције  $X(\Omega)$ .



## 9 Z трансформација

$x[n]$	$\mathcal{Z}\{x[n]\}$
$\delta[n]$	1
$a^n u[n]$	$\frac{z}{z-a}$
$n a^n u[n]$	$\frac{az}{(z-a)^2}$
$\frac{n(n+1)}{2} u[n]$	$\frac{z^2}{(z-1)^3}$
$\binom{n+k}{k} a^n u[n]$	$\left(\frac{z}{z-a}\right)^{k+1}$
$\binom{n+m}{k} u[n], \quad m \geq 0$	$\frac{z^{m+1}}{(z-1)^{k+1}}$
$(-1)^n \binom{m}{n} u[n], \quad m \geq 0$	$\left(\frac{z-1}{z}\right)^m$
$a^n \cos[n\theta] u[n]$	$\frac{z(z-a\cos(\theta))}{z^2-2az\cos(\theta)+a^2}$
$a^n \sin[n\theta] u[n]$	$\frac{az\sin(\theta)}{z^2-2az\cos(\theta)+a^2}$
$a^n \cosh[n\theta] u[n]$	$\frac{z(z-a\cosh(\theta))}{z^2-2az\cosh(\theta)+a^2}$
$a^n \sinh[n\theta] u[n]$	$\frac{az\sinh(\theta)}{z^2-2az\cosh(\theta)+a^2}$