

**UNELE ASPECTE CARACTERISTICE  
SEMNIFICATIVE PRIVIND  
NERECIPROCITATEA  
GIRATOARELOR TEHNICE ȘI  
DESPRE O POSIBILITATE DE  
ANALIZĂ UNITARĂ A ACESTORA  
ÎN CADRUL TEORIEI  
CUADRIPOLULUI ELECTRIC**

Teză destinată obținerii  
titlului științific de doctor inginer  
la  
Universitatea "Politehnica" din Timișoara  
în domeniul INGINERIE ELECTRICĂ  
de către

**Ing. Tatai Ildiko-Andrea**

Conducător științific:  
Referenți științifici:

prof.univ.dr.ing. Șora Constantin  
prof.univ.dr.ing. Țopa Vasile  
prof.univ.dr.ing. Nicolae Petre Marian  
prof.univ.dr.ing. Hărăguș Ștefan

Ziua susținerii tezei: 30 septembrie 2011

Seriile Teze de doctorat ale UPT sunt:

- |                        |   |
|------------------------|---|
| 1. Automatică          | 7. Inginerie Electronică și Telecomunicații |
| 2. Chimie              | 8. Inginerie Industrială                    |
| 3. Energetică          | 9. Inginerie Mecanică                       |
| 4. Ingineria Chimică   | 10. Știința Calculatoarelor                 |
| 5. Inginerie Civilă    | 11. Știința și Ingineria Materialelor       |
| 6. Inginerie Electrică |   |

Universitatea „Politehnica” din Timișoara a inițiat seriile de mai sus în scopul diseminării expertizei, cunoștințelor și rezultatelor cercetărilor întreprinse în cadrul școlii doctorale a universității. Seriile conțin, potrivit H.B.Ex.S Nr. 14 / 14.07.2006, tezele de doctorat susținute în universitate începând cu 1 octombrie 2006.

Copyright © Editura Politehnica – Timișoara, 2006

Această publicație este supusă prevederilor legii dreptului de autor. Multiplicarea acestei publicații, în mod integral sau în parte, traducerea, tipărirea, reutilizarea ilustrațiilor, expunerea, radiodifuzarea, reproducerea pe microfilme sau în orice altă formă este permisă numai cu respectarea prevederilor Legii române a dreptului de autor în vigoare și permisiunea pentru utilizare obținută în scris din partea Universității „Politehnica” din Timișoara. Toate încălcările acestor drepturi vor fi penalizate potrivit Legii române a drepturilor de autor.

România, 300159 Timișoara, Bd. Republicii 9,  
tel. 0256 403823, fax. 0256 403221  
e-mail: editura@edipol.upt.ro

## Cuvânt înainte

Doresc să aduc mulțumiri domnului prof.dr.ing. Șora Constantin, conducătorul științific al tezei de doctorat, pentru îndrumarea și încurajările pe care le-am primit pe parcursul stagiului de doctorat. De asemenea îi mulțumesc în mod deosebit domnului director prof.dr.ing. Toader Dumitru pentru sprijinul acordat la finalizarea tezei.

Mulțumiri deosebite se cuvin domnului prof.dr.ing. Hărăguș Ștefan, al cărui constant ajutor a contribuit la realizarea și finalizarea acestei teze de doctorat. Aduc mulțumiri colegilor de la Departamentul de Bazele Fizice ale Ingineriei pentru încurajări și sprijin moral. De asemenea doresc să-i mulțumesc mamei mele, care m-a susținut permanent în toți acești ani, precum și prietenilor mei dragi.

Nu în ultimul rând doresc să-I mulțumesc lui Dumnezeu, al cărui ajutor L-am simțit permanent.

Timișoara, septembrie 2011

Tatai Ildiko

Părinților mei,

Tatai, Ildiko-Andrea

**Unele aspecte caracteristice semnificative privind  
nereciprocitya giratoarelor tehnice și despre o  
posibilitate de analiză unitară a acestora în cadrul teoriei  
cuadripolului electric**

Teze de doctorat ale UPT, Seria 6, Nr. , Editura Politehnica, 2011,  
122 pagini, 88 figuri, 4 tabele.

Cuvinte cheie: girator, mediu girotrop, antireciprocitya, analiză  
unitară, teoria cuadripolului electric

Rezumat,

Teza prezintă o analiză unitară în cadrul teoriei  
cuadripolului electric, a unei categorii largi de giratoare tehnice,  
punând în evidență proprietățile caracteristice ale acestora. S-a  
urmărit exprimarea parametrilor cuadripolari în funcție de  
structura și topologia concretă a fiecărui girator. Se prezintă două  
categorii de giratoare: giratoare implementate folosind  
dispozitive electronice și giratoare implementate folosind medii  
girotrope. Se evidențiază faptul că pentru câteva tipuri de  
giratoare conductanțele de transfer au o structură de tipul  $a \pm b$ ,  
a și b fiind numere reale. Pentru două tipuri de ghiduri de undă,  
care folosesc efectul Faraday, se determină matricile de dispersie  
asociate acestor dispozitive, matrici corespunzătoare unor  
giratoare ideale. Sunt prezentate rezultatele obținute prin  
simulare PSpice și experimental pentru două tipuri de giratoare:  
giratorul Antoniou implementat cu AO tip AD711, respectiv  
giratorul cu OTA tip LM13700, evidențiind antireciprocitya  
acestora.

## CUPRINS

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Lista de tabele.....</b>   | <b>7</b>  |
| <b>Lista de figuri.....</b>   | <b>8</b>  |
| <b>1. Introducere.....</b>  | <b>11</b> |
| <b>2. Proprietăți generale ale giratoarelor în cadrul teoriei cuadripolului electric.....</b>   | <b>16</b> |
| 2.1. Ecuațiile cuadripolilor liniari.....   | 16        |
| 2.1.1. Ecuațiile cuadripolilor liniari.....   | 16        |
| 2.1.2. Scheme echivalente.....  | 20        |
| 2.1.2.1. Scheme echivalente cu două surse comandate.....  | 20        |
| 2.1.2.2. Schemă echivalentă cu o singură sursă comandată.....   | 21        |
| 2.1.3. Impedanța respectiv admitanța de intrare a cuadripolului.....  | 22        |
| 2.2. Cuadripoli antireciproci.....  | 23        |
| 2.2.1. Impedanța de intrare a cuadripolilor antireciproci.....  | 25        |
| 2.2.1.1. Parametrii de transfer diferiți în modul.....  | 25        |
| 2.2.1.2. Parametrii de transfer egali în modul.....   | 26        |
| 2.2.1.3. Giratorul ideal.....   | 27        |
| 2.2.2. Relațiile dintre puterile la porțile unui girator ideal.....   | 28        |
| 2.2.3. Bilanțul puterilor.....  | 29        |
| 2.2.3.1. Interpretarea bilanțului puterilor în regim sinusoidal folosind schema echivalentă cu o singură sursă comandată.....             | 29        |
| 2.2.3.2. Interpretarea bilanțului puterilor în regim sinusoidal folosind schema echivalentă cu două surse comandate.....                  | 33        |
| 2.3. Comparație între parametrii cuadripolari proprii în gol, respectiv în scurtcircuit ale cuadripolilor reciproci și antireciproci..... | 37        |
| <b>3. Giratoare implementate folosind dispozitive electronice liniare.....</b>  | <b>40</b> |
| 3.1. Introducere.....   | 40        |
| 3.2. Giratoare implementate folosind amplificatoare operaționale.....   | 40        |
| 3.2.1. Simularea inductivităților folosind un circuit cu un singur amplificator operațional.....  | 42        |
| 3.2.2. Giratoare implementate folosind două amplificatoare operaționale.....  | 44        |
| 3.2.2.1. Giratorul Riordan.....   | 44        |
| 3.2.2.2. Giratorul Antoniou.....  | 46        |
| 3.3. Giratoare implementate folosind amplificatoare transconductanță (O.T.A.).....  | 50        |
| 3.3.1. Amplificatorul transconductanță (O.T.A.).....  | 50        |
| 3.3.2. Implementarea unui girator folosind două O.T.A.....  | 52        |
| 3.3.3. Controlul transferului de energie de la o poartă la cealaltă a giratorului cu O.T.A.....   | 54        |
| 3.4. Comparație între implementarea giratorului cu A.O. respectiv O.T.A. din punct de vedere al simulării inductivităților.....           | 55        |
| <b>4. Giratoare realizate folosind dispozitive electronice de comutație.....</b>  | <b>57</b> |
| 4.1. Introducere.....   | 57        |
| 4.2. Cuadripoli reciproci dublu alimentați în regim de comutație.....   | 57        |
| 4.2.1. Deducerea ecuațiilor cuadripolare.....   | 58        |
| 4.2.2. Analiza transferului de energie de la poarta 11' la 22' în funcție de decalajul $T_D$ .....  | 62        |
| 4.3. Linia de transmisie ca și inversor de impedanță.....   | 64        |

|  |            |
|--|------------|
| 4.4. Circuite cuadripolare cu comportare de girator determinată printr-o buclă de reacție de tipul "sliding-mode".....                                 | 65         |
| 4.4.1. Determinarea ecuațiilor în regim staționar.....   | 65         |
| 4.4.2. Stabilizarea sistemului pentru comportarea convertorului ca și girator în regim staționar.....  | 68         |
| <b>5. Giratoare implementate folosind medii girotrope.....</b>   | <b>71</b>  |
| 5.1. Introducere.....  | 71         |
| 5.2. Giratorul pe bază de efect Hall.....  | 71         |
| 5.2.1. Efectul Hall.....   | 71         |
| 5.2.2. Tensorul rezistivitate și conductivitate electrică.....   | 73         |
| 5.2.3. Parametrii de transfer ai cuadripolului Hall.....   | 76         |
| 5.2.4. Componentele rezistenței de transfer în cazul general.....  | 77         |
| 5.2.5. Aplicații ale giratorului Hall.....   | 78         |
| 5.3. Giratorul pe bază de efect Faraday.....   | 79         |
| 5.3.1. Efectul Faraday.....  | 79         |
| 5.3.2. Tensorul permeabilitate magnetică.....  | 81         |
| 5.3.3. Efectul Faraday magnetic.....   | 85         |
| 5.3.4. Giratorul pe bază de efect Faraday.....   | 88         |
| 5.3.4.1. Girator cu ferită cu ghid torsionat cu 90°.....   | 88         |
| 5.3.4.2. Girator cu ferită fără torsionare.....  | 91         |
| <b>6. Simulări și rezultate experimentale.....</b>   | <b>94</b>  |
| 6.1. Introducere.....  | 94         |
| 6.2. Giratorul Antoniou.....   | 94         |
| 6.2.1. Determinarea parametrilor în gol și în scurtcircuit la alimentarea directă și inversă a giratorului.....  | 94         |
| 6.2.2. Simularea inductivităților cu ajutorul giratorului Antoniou încărcat capacitiv.....   | 99         |
| 6.2.3. Răspunsul în frecvență al circuitului RLC-serie cu inductivitatea simulată printr-un girator Antoniou cu A.O. tip AD711 încărcat capacitiv..... | 100        |
| 6.2.4. Răspunsul la semnal treaptă al circuitului RLC-serie cu inductivitatea simulată printr-un girator Antoniou cu A.O. tip AD711.....               | 101        |
| 6.3. Giratorul cu amplificatoare transconductanță (O.T.A.).....  | 104        |
| 6.3.1. Principiul de funcționare al unui O.T.A. tip LM13700.....   | 104        |
| 6.3.2. Amplificator transconductanță tip LM13700 ca sursă de curent comandată în tensiune.....   | 105        |
| 6.3.3. Implementarea unui girator cu două surse de curent comandate în tensiune (O.T.A. tip LM13700).....  | 106        |
| 6.3.3.1. Evidențierea prin rezultate experimentale a antireciprocității giratorului cu LM13700. Determinarea parametrilor transconductanță.....        | 106        |
| 6.3.3.2. Verificarea experimentală a comportării cu frecvența a transconductanței $g_m$ la giratorul cu LM13700.....                                   | 109        |
| 6.3.3.3. Verificarea experimentală a liniarității giratorului cu LM13700-caracteristica de transfer.....   | 110        |
| 6.3.3.4. Simularea PSpice a transferului de energie în cazul giratorului cu O.T.A. LM 137000 dublu alimentat.....                                      | 111        |
| <b>7. Concluzii și contribuții personale.....</b>  | <b>115</b> |
| <b>Bibliografie.....</b>   | <b>117</b> |
| <b>Lucrări publicate.....</b>  | <b>122</b> |

## Lista de tabele

| <b>Nr. crt.</b> | <b>Numărul tabelului</b> | <b>Titlul tabelului</b>  |
|-----------------|--------------------------|--|
| 1.              | Tabelul 2.1.             | Condiția de reciprocitate și nereciprocitate (antireciprocitate) la un cuadripol în funcție de parametrii cuadripolari           |
| 2.              | Tabelul 2.2.             | Bilanțul puterilor active și reactive la un girator încărcat capacitiv, folosind schema echivalentă cu o singură sursă comandată |
| 3.              | Tabelul 2.3.             | Bilanțul puterilor active și reactive la un girator încărcat capacitiv, folosind schema echivalentă cu două surse comandate      |
| 4.              | Tabelul 2.4.             | Raportul dintre rezistențele proprii în scurtcircuit și în gol pentru diferite tipuri de cuadripoli                              |

## Lista de figuri

| Nr. crt. | Numărul figurii | Titlul figurii  |
|----------|-----------------|---|
| 1.       | Fig. 2.1.       | Sensurile de referință ale curenților și tensiunilor la bornele cuadripolului electric  |
| 2.       | Fig. 2.2.       | Explicativă la aplicarea teoremei reciprocității la un cuadripol  |
| 3.       | Fig. 2.3.       | Schema echivalentă cu două surse de curent comandate în tensiune  |
| 4.       | Fig. 2.4.       | Schema echivalentă cu două surse de tensiune comandate în curent  |
| 5.       | Fig. 2.5.       | Schema echivalentă cu o sursă de curent comandată în tensiune   |
| 6.       | Fig. 2.6.       | Schema echivalentă cu o sursă de curent comandată în tensiune (cu parametrii cuadripolari)  |
| 7.       | Fig. 2.7.       | Schema echivalentă cu o sursă de curent comandată în tensiune pentru sensurile mărimilor de la borne după regula de la receptoare |
| 8.       | Fig. 2.8.a.     | Cuadripol cu impedanță de sarcină $Z_S$ , la alimentare directă   |
| 9.       | Fig. 2.8.b.     | Cuadripol cu impedanță de sarcină $Z_S$ , la alimentare inversă   |
| 10.      | Fig. 2.9.       | Simbolul giratorului ideal  |
| 11.      | Fig. 2.10.      | Alimentarea directă a unui cuadripol antireciprocal cu impedanța de sarcină $Z_S$   |
| 12.      | Fig. 2.11.      | Girator cu sarcină capacitivă   |
| 13.      | Fig. 2.12.      | Schema echivalentă a giratorului cu sarcină capacitivă  |
| 14.      | Fig. 2.13.a.    | Diagrama circulației puterilor active   |
| 15.      | Fig. 2.13.b.    | Diagrama circulației puterilor reactive   |
| 16.      | Fig. 2.14.      | Schema echivalentă cu două surse comandate a giratorului  |
| 17.      | Fig. 2.15.a.    | Diagrama circulației puterilor active   |
| 18.      | Fig. 2.15.b.    | Diagrama circulației puterilor reactive   |
| 19.      | Fig. 3.1.       | Simbol A.O.   |
| 20.      | Fig. 3.2.       | Schema echivalentă a unui A.O. ideal  |
| 21.      | Fig. 3.3.       | Schema echivalentă a unui A.O. real   |
| 22.      | Fig. 3.4.       | Caracteristica de transfer a unui A.O.  |
| 23.      | Fig. 3.5.       | Circuit cu un singur amplificator operațional   |
| 24.      | Fig. 3.6.       | Giratorul Riordan   |
| 25.      | Fig. 3.7.       | Giratorul Antoniou  |
| 26.      | Fig. 3.8.       | Giratorul Antoniou cu sarcină capacitivă  |
| 27.      | Fig. 3.9.       | Simbol O.T.A.   |
| 28.      | Fig. 3.10.      | Schema echivalentă a unui O.T.A. ideal  |
| 29.      | Fig. 3.11.      | Schema echivalentă a unui O.T.A. realizat fizic   |
| 30.      | Fig. 3.12.      | Caracteristica de transfer a unui O.T.A.  |
| 31.      | Fig. 3.13.      | Schema echivalentă a unui girator cu pierderi   |
| 32.      | Fig. 3.14.      | Schema echivalentă a giratorului cu pierderi configurată ca o interconectare a două O.T.A. reale                                  |
| 33.      | Fig. 3.15.      | Girator implementat folosind două O.T.A.  |
| 34.      | Fig. 3.16.      | Girator implementat folosind două O.T.A., cu intrările și ieșirile  |



| Nr. crt.         | Numărul figurii | Titlul figurii  |
|------------------|-----------------|---|
|                  |                 | inversate   |
| 35. Fig. 3.17.   |                 | Girator cu O.T.A. alimentat la ambele porți   |
| 36. Fig. 4.1.    |                 | Cuadripol dublu alimentat în regim de comutație                                       |
| 37. Fig. 4.2.    |                 | Cuadripol dublu alimentat prin intermediul a două punți comandate                     |
| 38. Fig. 4.3.    |                 | Tensiunile dreptunghiulare de alimentare ale celor două punți                         |
| 39. Fig. 4.4.    |                 | Linia lungă   |
| 40. Fig. 4.5.    |                 | Convertor c.c.-c.c. coborâtor de tensiune   |
| 41. Fig. 4.6.    |                 | Conectarea paralel a ieșirii convertoarelor c.c.-c.c. coborâtoare de tensiune         |
| 42. Fig. 5.1.    |                 | Explicativă pentru efectul Hall   |
| 43. Fig. 5.2.    |                 | Reprezentarea grafică a legii conducției electrice în prezența câmpului magnetic      |
| 44. Fig. 5.3.    |                 | Componentele câmpului electric și ale densității de curent                            |
| 45. Fig. 5.4.a.  |                 | Dispozitiv pe bază de efect Hall, alimentare pe la poarta 1                           |
| 46. Fig. 5.4.b.  |                 | Dispozitiv pe bază de efect Hall, alimentare pe la poarta 2                           |
| 47. Fig. 5.5.    |                 | Efectul Faraday   |
| 48. Fig. 5.6.    |                 | Nereciprocitatea efectului Faraday  |
| 49. Fig. 5.7.    |                 | Spinul electronului   |
| 50. Fig. 5.8.a.  |                 | Rotația Faraday, propagarea undei în direcția câmpului magnetic exterior              |
| 51. Fig. 5.8.b.  |                 | Rotația Faraday, propagarea undei în sens opus direcției câmpului magnetic exterior   |
| 52. Fig. 5.9.    |                 | Girator cu ferită cu ghid torsionat cu 90°  |
| 53. Fig. 5.10.   |                 | Explicativă pentru parametrii S   |
| 54. Fig. 5.11.   |                 | Girator cu ferită fără torsionare   |
| 55. Fig. 6.1.    |                 | Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 1 cu ieșirea practic în gol                 |
| 56. Fig. 6.2.    |                 | Comportarea cu frecvența a impedanței de transfer $Z_{21}$                            |
| 57. Fig. 6.3.    |                 | Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 1 cu ieșirea practic în scurtcircuit        |
| 58. Fig. 6.4.    |                 | Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 2 cu ieșirea "în gol"                       |
| 59. Fig. 6.5.    |                 | Comportarea cu frecvența a impedanței de transfer $Z_{12}$                            |
| 60. Fig. 6.6.    |                 | Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 2 cu ieșirea în "scurtcircuit"              |
| 61. Fig. 6.7.    |                 | Girator cu sarcină capacitivă   |
| 62. Fig. 6.8.    |                 | Impedanța de intrare în funcție de frecvență  |
| 63. Fig. 6.9.    |                 | Circuit RLC-serie cu inductivitatea simulată de giratorul Antoniou încărcat capacitiv |
| 64. Fig. 6.10.   |                 | Caracteristica de frecvență a curentului din circuit                                  |
| 65. Fig. 6.11.   |                 | Răspunsul circuitului RLC-serie la semnal treaptă                                     |
| 66. Fig. 6.12.   |                 | Curentul prin circuit în regim aperiodic  |
| 67. Fig. 6.13.   |                 | Curentul prin circuit în regim aperiodic critic                                       |
| 68. Fig. 6.14.   |                 | Curentul prin circuit în regim oscilatoriu amortizat                                  |
| 69. Fig. 6.15.   |                 | O.T.A. tip LM13700  |
| 70. Fig. 6.16.   |                 | O.T.A. tip LM13700 cu sarcină rezistivă   |
| 71. Fig. 6.17.a. |                 | Dependența $I(R_L) = f(R_L)$ , simulare PSpice  |

| <b>Nr. crt.</b> | <b>Numărul figurii</b> | <b>Titlul figurii</b>   |
|-----------------|------------------------|---|
| 72.             | Fig. 6.17.b.           | Dependența $I(R_L) = f(R_L)$ , experimental   |
| 73.             | Fig. 6.18.             | Giratorul cu O.T.A. tip LM13700   |
| 74.             | Fig. 6.19.             | Giratorul cu O.T.A. tip LM13700 alimentat pe la poarta 1  |
| 75.             | Fig. 6.20.             | Giratorul cu O.T.A. tip LM13700 alimentat pe la poarta 2  |
| 76.             | Fig. 6.21.             | Tensiunile $u_1$ și $u_2$ la porțile giratorului alimentat pe la poarta 1                                   |
| 77.             | Fig. 6.22.             | Tensiunile $u_1$ și $u_2$ la porțile giratorului alimentat pe la poarta 2                                   |
| 78.             | Fig. 6.23.             | Dependența de frecvență a transconductanței $g_m$ la giratorul cu LM13700                                   |
| 79.             | Fig. 6.24.             | Caracteristica de transfer a giratorului cu LM13700   |
| 80.             | Fig. 6.25.             | Girator cu două O.T.A. dublu alimentat  |
| 81.             | Fig. 6.26.             | Tensiunile la cele două porți sunt în fază  |
| 82.             | Fig. 6.27.             | Puterile $p_1$ și $p_2$ la porțile giratorului când tensiunile la cele două porți sunt în fază              |
| 83.             | Fig. 6.28.             | Tensiunile la cele două porți sunt defazate cu $\pi/2$  |
| 84.             | Fig. 6.29.             | Puterile $p_1$ și $p_2$ la porțile giratorului când tensiunile la cele două porți sunt defazate cu $\pi/2$  |
| 85.             | Fig. 6.30.             | Tensiunile la cele două porți sunt în antifază  |
| 86.             | Fig. 6.31.             | Puterile $p_1$ și $p_2$ la porțile giratorului dacă tensiunile la cele două porți sunt în antifază          |
| 87.             | Fig. 6.32.             | Tensiunile la cele două porți sunt defazate cu $3\pi/2$   |
| 88.             | Fig. 6.33.             | Puterile $p_1$ și $p_2$ la porțile giratorului dacă tensiunile la cele două porți sunt defazate cu $3\pi/2$ |

## 1. INTRODUCERE

Giratorul ca element de circuit electric a fost introdus de Tellegen în scopul simplificării sintezei circuitelor electrice [85]. În perioada în care a fost publicat articolul citat sinteza circuitelor dipolare era practic încheiată, dar sinteza circuitelor cuadripolare era un domeniu activ de cercetare. Sinteza avea la bază cele patru tipuri de elemente pasive ideale de circuit cunoscute și anume rezistorul, bobina, condensatorul și transformatorul. Primele trei sunt elemente dipolare, iar ultimul este un cuadripol. Pentru a simplifica sinteza cuadripolilor Tellegen a avut ideea de a completa setul de elemente cu încă un element cuadripolar de circuit care, spre deosebire de transformator, trebuia să fie nerez reciproc. Noul element de circuit, spre deosebire de transformatorul electric, care transforma tensiunea de la una din porți tot într-o tensiune, respectiv curentul tot într-un curent, noul element urma să "transforme" curentul de la una din porți într-o tensiune și invers:  $u_1 = R_{12} \cdot i_2$ ,  $u_2 = R_{21} \cdot i_1$ . La fel ca și la transformatorul electric ideal, suma puterilor la cele două porți trebuie să fie nulă:  $u_1 \cdot i_1 + u_2 \cdot i_2 = 0$  (admițând aceeași regulă de asociere a sensului tensiunii și a curentului la cele două porți). Din aceste două condiții impuse rezultă că rezistențele de transfer ale noului element ideal de circuit sunt egale și opuse ca semn:  $R_{12} = -R_{21}$ . Valoarea lor absolută se numește rezistență de girație,  $R_g$ . Denumirea de girator dată acestui element de circuit provine din analogia formală cu un dispozitiv mecanic (giroscopul).

Din definiția giratorului rezultă o serie de consecințe care au generat multe aplicații practice ale acestuia. Cea mai importantă este proprietatea de inversare a impedanței de sarcină: o impedanță  $Z_s$  conectată la poarta de ieșire a giratorului este văzută la intrare ca o impedanță  $R_g^2 / Z_s$ . În particular, o rezistență conectată la ieșire este văzută la intrare tot ca o rezistență, o inductivitate este văzută ca o capacitate, iar o capacitate, ca o inductivitate, giratorul în gol apare la intrare ca un scurt, iar giratorul în scurt, ca un gol. Posibilitatea simulării inductivităților folosind capacități a găsit un larg domeniu de aplicare în integrarea circuitelor care conțin inductivități de valoare mare (deci la joasă frecvență) întrucât integrarea unui condensator necesită o arie pe chipul de siliciu mai mică decât o bobină. În domeniul sintezei cuadripolilor pasivi sunt utile și alte proprietăți, ca de exemplu faptul că un circuit serie conectat la poarta de ieșire este transformat într-un circuit paralel și invers. Două giratoare ideale conectate în cascadă se comportă ca un transformator ideal, în timp ce un transformator ideal conectat în cascadă cu un girator ideal se comportă ca un girator ideal. Există o vastă literatură privind aplicațiile giratoarelor în sinteza circuitelor electrice cuadripolare, dar acest subiect nu constituie tema acestei dizertații.

Pornind de la faptul că cele patru elemente pasive cunoscute sunt sediul diferitelor aspecte și fenomene fizice (rezistorul – conducția electrică, bobina – câmpul magnetic, condensatorul - câmpul electric, transformatorul - inducția electromagnetică), Tellegen a urmărit implementarea giratorului de asemenea folosind fenomene fizice, în speță electro – magnetice, sau magneto – electrice. El a

fost încurajat de faptul că dispozitive antireciproce există în alte domenii ale tehnicii, ca de exemplu giroscopul în mecanică sau unele traductoare electromecanice în care există un câmp magnetic. Aproximarea unui girator ideal printr-un dispozitiv electromecanic prezintă, printre altele, dezavantajul funcționării într-un interval restrâns de frecvențe, în jurul unei frecvențe de rezonanță. În acest context este de menționat faptul că recent s-a reușit implementarea unui tip de girator bazat pe cuplajul elastic dintre un material piezoelectric și unul piezomagnetic [99, 92, 18]. În acest dispozitiv se folosește o structură compozită formată dintr-o placă piezoelectrică lipită între două plăci piezomagnetice; două din fețele opuse ale plăcii piezoelectrice sunt metalizate, iar întreaga structură este introdusă într-o bobină. Alimentând bobina cu un curent alternativ, câmpul magnetic produs de acesta determină deformări elastice alternative ale plăcii piezomagnetice, care fiind cuplată elastic cu placa piezoelectrică, determină apariția unor sarcini electrice pe fețele metalizate ale acesteia, respectiv o tensiune alternativă. Și acest dispozitiv are o frecvență de rezonanță, efectul de girator având loc practic doar într-o bandă îngustă în jurul acestei frecvențe.

O bună aproximare a unui girator ideal trebuie să accepte o bandă de frecvențe cât mai mare. Din acest motiv implementarea trebuie să se bazeze pe alte principii decât cele electromecanice sau magneto – elasto – electrice. În articolul citat Tellegen propune o implementare a giratorului în care cuplajul dintre cele două porți este realizat printr-un mediu izotrop ipotetic, în care are loc o interacțiune de tip magnetoelectric, fără un intermediar elastic. Deși discuțiile privind posibilitatea unei interacțiuni magnetoelectrice în cristale cu un anumit tip de simetrie existau anterior apariției articolului lui Tellegen ([16], [17]), o argumentare teoretică, pe baze termodinamice, a fost prezentată abia în 1957 de către Landau și Lifshitz, iar evidențierea experimentală, de către Astrov și Folen, în 1960/61 ([41], [4], [21]). În acest context istoric este remarcabilă intuiția științifică a lui Tellegen de a recurge la efectul magnetoelectric pentru a implementa giratorul conceput de el. Tellegen sugerează că un mediu izotrop care să fie sediul unui cuplaj magnetoelectric ar putea fi format dintr-un ansamblu de particule având atât momente dipolare electrice cât și magnetice, cuplate paralel sau antiparalel ("particule Tellegen"). Tellegen a efectuat unele experimente pentru a obține un astfel de mediu, numit astăzi mediu Tellegen, folosind o suspensie de mici particule feromagnetice într-un lichid dielectric, dar rezultatele obținute de el nu au fost concludente [85]. Subiectul a revenit în actualitate în contextul dezvoltării cercetărilor în domeniul metamaterialelor [28, 38, 87]. Există însă și opinii conform cărora un mediu izotrop, ca sediu al efectului magnetoelectric, nu poate avea o existență reală întrucât ar contrazice postulatul lui Post [67, 40].

O clasă de materiale care permit realizarea de dispozitive de tip girator sunt mediile numite girotrope. Aceste medii, care pot fi izotrope în stare naturală, dobândesc, în prezența câmpului magnetic, un tip special de anizotropie, caracterizat prin tensori de material antisimetrice (sau, într-un sens mai larg, hermitici).

O primă subclasă de medii girotrope o formează mediile giroelectrice, la care permitivitatea devine, în prezența unui câmp magnetic, un tensor antisimetric, fapt care se reflectă în nerez reciprocitatea dispozitivelor care folosesc acest tip de material. Cele mai cunoscute medii giroelectrice sunt mediile cu activitate magnetooptica, la care antisimetria tensorului permitivitate conduce la rotația planului de polarizare al luminii [43] (rotația Faraday, descoperită de acesta în 1845).

O altă subclasă de medii girotrope o reprezintă mediile giromagnetice, la care permeabilitatea magnetică devine un tensor antisimetric în prezența unui câmp magnetic. Este cazul feritelor folosite în aplicațiile din domeniul microundelor, la care caracterul giromagnetic se manifestă de asemenea printr-o rotație Faraday al planului de polarizare al unei unde care se propagă prin mediul respectiv. De fapt, primul girator realizat tehnic se bazează pe rotația Faraday într-o bară de ferită magnetizată printr-un câmp magnetic longitudinal [33, 34]. Giratorul de microunde a cunoscut perfecționări continue, de la construcțiile voluminoase inițiale, la variante planare [96].

În fine, o a treia subclasă de medii girotrope o reprezintă mediile conductoare în care prezența câmpului magnetic, prin efectul Hall, induce o anizotropie în urma căreia conductivitatea electrică se transformă într-un tensor antisimetric [75]. Datorită caracterului preponderent rezistiv, giratoarele pe bază de efect Hall pot funcționa într-o gamă foarte largă de frecvențe, dar aplicațiile lor tehnice sunt limitate pe de-o parte datorită pierderilor mari, iar pe de alta de valoarea mică a factorului de conversie curent-tensiune.

Implementarea giratoarelor pe baza unor efecte fizice se dovedește o întreprindere dificilă, nerezolvată convenabil până la acest moment. În prezent, toate realizările tehnice de giratoare, cu excepția celor bazate pe efectul Faraday magnetic, folosesc componente electronice neciproce. Deși această abordare nu este tocmai în sensul atribuit de Tellegen giratorului, pe care l-a văzut ca un element de circuit și nu ca un circuit, această direcție a cunoscut o puternică dezvoltare, de la introducerea conceptului de girator și până în prezent. Soluțiile de implementare a giratoarelor folosind componente electronice au evoluat în pas cu tehnologia de realizare a acestora. Primele giratoare realizate cu componente electronice foloseau tuburile electronice de tip pentoda [61]. Este interesant de menționat că deși pentoda a fost inventată în 1926 tocmai de Tellegen, el nu s-a folosit de acest element pentru a implementa giratorul [35]. Apariția dispozitivelor semiconductoare, în speță a circuitelor integrate, a simplificat realizarea giratoarelor, concomitent cu îmbunătățirea performanțelor acestora. Printre multele topologii de giratoare folosind amplificatoare operationale se numără cele propuse de Riordan, respectiv Antoniou [57, 3]. În special giratorul Antoniou este interesant întrucât graful circuitului prezintă o antisimetrie, care se reflectă în antireciprocitatea funcțională a giratorului. Folosind tehnologia integrată, giratoarele "cablate" pot fi realizate în formă monolitică astfel că aceste giratoare pot fi privite, la altă scară, ca elemente de circuit, îndeplinind astfel dezideratul lui Tellegen [95]. Desigur, se poate obiecta faptul că giratoarele electronice nu sunt pasive, așa cum cere definiția giratorului dată de Tellegen, întrucât aceste giratoare necesită surse de alimentare în c.c. Dacă ne referim însă la semnalele la cele două porți, respectiv la schemele echivalente de semnal mic, aceste surse de polarizare nu apar. Sursele comandate care apar în schemele de semnal mic nu sunt surse în sens propriu, ele modelând de fapt o dependență algebrică între două variabile electrice. Pe de altă parte, parametrii foarte buni ai giratoarelor electrice se datoresc tocmai prezenței surselor de alimentare, care prin intermediul surselor comandate compensează pierderile în componentele rezistive ale giratorului, conferind acestuia un caracter aproape nedisipativ, așa cum cere o altă condiție pentru un girator ideal.

O direcție nouă în realizarea giratoarelor electronice a fost deschisă odată cu realizarea în forma integrată a amplificatoarelor transconductanță [54]. Un amplificator operațional clasic se comportă ca o sursă de tensiune comandată în tensiune. Un girator însă convertește o tensiune într-un curent, astfel că folosirea

acestor amplificatoare presupune un număr relativ mare de rezistențe exterioare (șapte, în cazul topologiei Antoniou, spre exemplu). În plus, modificarea rezistenței de girație necesită modificarea valorilor unora din aceste rezistoare, ceea ce introduce complicații suplimentare. Un amplificator transconductanță, pe de altă parte, se comportă ca o sursă de curent comandată în tensiune, reprezentând astfel o alegere naturală pentru implementarea unui girator. Se poate realiza un girator cu două astfel de amplificatoare integrate, fără necesitatea unei rețele rezistive exterioare. Controlul rezistenței de girație se realizează în acest caz simplu, cu un curent injectat în pinul corespunzător al unuia din cele două amplificatoare. Din aceste motive amplificatoarele transconductanță reprezintă soluția naturală de realizare a giratoarelor electronice [26].

Un domeniu recent explorat în care giratoarele și-au găsit aplicații este cel al electronicii de putere [69]. Pentru o clasă largă de convertoare c.c. – c.c. valorile medii pe un ciclu de lucru ale curenților și tensiunilor la cele două porți satisfac relații specifice unui girator [19, 65, 49].

Din cele prezentate mai sus se poate observa diversitatea ipostazelor sub care apar realizările de giratoare tehnice. De aici rezultă, pe de-o parte, importanța practică a acestora, iar pe de alta, necesitatea studierii lor într-un cadru unitar. Acest studiu, care trebuie să pună în evidență, într-o formă generală, diferențele proprietăți caracteristice ale giratoarelor, poate fi realizat în cadrul teoriei cuadripolului. Pentru a putea folosi aceste rezultate în aplicații concrete, este necesar ca parametrii cuadripolari să fie exprimați în funcție de structura și topologia concretă a giratorului tehnic avut în vedere. Aceste două aspecte reprezintă, de altfel, obiectul prezentei teze.

În acest scop, teza este structurată după cum urmează.

*Capitolul 2* recapitulează o serie de noțiuni generale din teoria cuadripolului necesare încadrării giratorului în categoria cuadripolilor antireciproci, o clasă specială de cuadripoli nereciproci. Se determină expresiile impedanțelor de intrare pentru cuadripoli antireciproci cu parametrii de transfer egali, respectiv diferiți, în modul. Se analizează influența parametrilor cuadripolari proprii asupra factorului de calitate al unei inductivități simulate printr-un girator cu sarcină capacitivă. De asemenea, se analizează, pe baza schemelor echivalente cu una, respectiv două surse comandate, bilanțul puterilor pentru un girator. Se prezintă o clasificare a cuadripolilor pe baza raportului dintre impedanțele de intrare în gol, respectiv în scurtcircuit.

În *capitolul 3* se analizează topologiile Riordan, respectiv Antoniou de realizare a unui girator implementat cu amplificatoare operaționale (A.O.), precum și topologia cu două surse de curent comandate în tensiune implementate folosind amplificatoare transconductanță (O.T.A.). Se determină expresiile parametrilor cuadripolari ale acestor circuite și se evidențiază comportarea lor ca și giratoare. Se prezintă o comparație între implementarea giratorului cu A.O. (configurația Antoniou), respectiv O.T.A. din punct de vedere al simulării inductivităților.

*Capitolul 4* prezintă două configurații de giratoare de putere funcționând în regim de comutație. Primul tip de girator consistă dintr-un cuadripol reciproc inserat între două comutatoare inversoare comandate periodic. Se determină expresiile parametrilor cuadripolari ale acestei structuri în funcție de decalajul cu care sunt comandate cele două comutatoare. Se analizează efectul acestuia asupra transferului de energie de la o poartă la alta a giratorului.

Al doilea tip de girator analizat este implementat printr-un convertor c.c. - c.c. pentru care comportarea de girator este forțată printr-o buclă de reacție de tipul "sliding mode".

În *capitolul 5* se prezintă două giratoare implementate prin dispozitive care folosesc medii girotrope - giratorul pe bază de efect Hall, respectiv giratorul pe bază de efect Faraday. Pornind de la analiza fenomenelor care au loc în aceste dispozitive se determină expresiile parametrilor cuadripolari, punând în evidență astfel caracterul antireciprocal al acestora.

În *capitolul 6* se prezintă simulările și rezultatele experimentale obținute pentru două implementări de giratoare electronice. Se compară rezultatele obținute pentru răspunsul în frecvență, respectiv la un semnal treaptă, al unui circuit RLC serie în care inductivitatea este simulată printr-un girator Antoniou realizat cu un A.O. tip AD711, cu cele teoretice. A doua implementare consistă dintr-un girator care folosește un O.T.A. tip LM13700N. Se studiază experimental și prin simulare PSpice antireciprocitatea acestui circuit.

În *capitolul 7* se prezintă concluziile și contribuțiile personale.

## 2. PROPRIETĂȚI GENERALE ALE GIRATOARELOR ÎN CADRUL TEORIEI CUADRIPOULUI ELECTRIC

### 2.1 Ecuțiile cuadripolilor liniari

#### 2.1.1 Ecuțiile cuadripolilor liniari

Teoria cuadripolului electric permite analiza unui circuit în funcție de mărimile de la bornele de legătură cu exteriorul, adică în funcție de tensiunile și curenții de la borne (figura 2.1) [72]. Analiza cuadripolului se face pentru sensurile de referință ale tensiunilor și curenților adoptate la cele două porți, adică după regula de la receptoare [53].

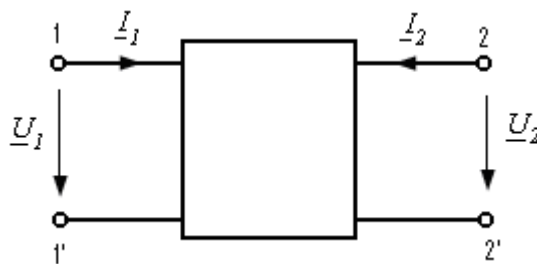


Fig.2.1 Sensurile de referință ale curenților și tensiunilor la bornele cuadripolului electric

Mărimile de la bornele de intrare ale cuadripolului și mărimile de la bornele de ieșire sunt în relații de interdependență, relații exprimate sub forma unor ecuații cuadripolare:

- ecuațiile cuadripolare cu parametrii impedanță,

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{Z}_{11} \cdot \underline{I}_1 + \underline{Z}_{12} \cdot \underline{I}_2 \\ \underline{U}_2 &= \underline{Z}_{21} \cdot \underline{I}_1 + \underline{Z}_{22} \cdot \underline{I}_2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

- ecuațiile cuadripolare cu parametrii admitanță

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \underline{Y}_{11} \cdot \underline{U}_1 + \underline{Y}_{12} \cdot \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= \underline{Y}_{21} \cdot \underline{U}_1 + \underline{Y}_{22} \cdot \underline{U}_2 \end{aligned} \quad (2.2)$$

- ecuațiile cuadripolare cu parametrii fundamentali



$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{A}_{11} \cdot \underline{U}_2 + \underline{A}_{12} \cdot \underline{I}_2 \\ \underline{I}_1 &= \underline{A}_{21} \cdot \underline{U}_2 + \underline{A}_{22} \cdot \underline{I}_2 \end{aligned} \quad (2.3)$$

- ecuațiile cuadripolare cu parametrii hibridi

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{H}_{11} \cdot \underline{I}_1 + \underline{H}_{12} \cdot \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= \underline{H}_{21} \cdot \underline{I}_1 + \underline{H}_{22} \cdot \underline{U}_2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Circuitele cuadripolare se împart în două mari categorii, circuite reciproce și circuite nereciproce. Se arată în continuare cum se aplică teorema reciprocității la un cuadripol [72]:

- Se consideră un cuadripol alimentat de la o sursă de curent  $\underline{I}$  (figura 2.2.a), la bornele de ieșire 22' rezultă o tensiune  $\underline{U}_2$ .

- Dacă se conectează acum sursa de curent la bornele 22' (figura 2.2.b) ale cuadripolului, la bornele 11' va rezulta tensiunea  $\underline{U}_1$ .

Dacă tensiunile  $\underline{U}_1$  și  $\underline{U}_2$  sunt egale circuitul cuadripolar este reciproc. Dacă însă cele două tensiuni nu sunt egale cuadripolul este nereciproce. Iar dacă tensiunile  $\underline{U}_1$  și  $\underline{U}_2$  sunt egale în modul și de semn contrar cuadripolul este antireciproce.

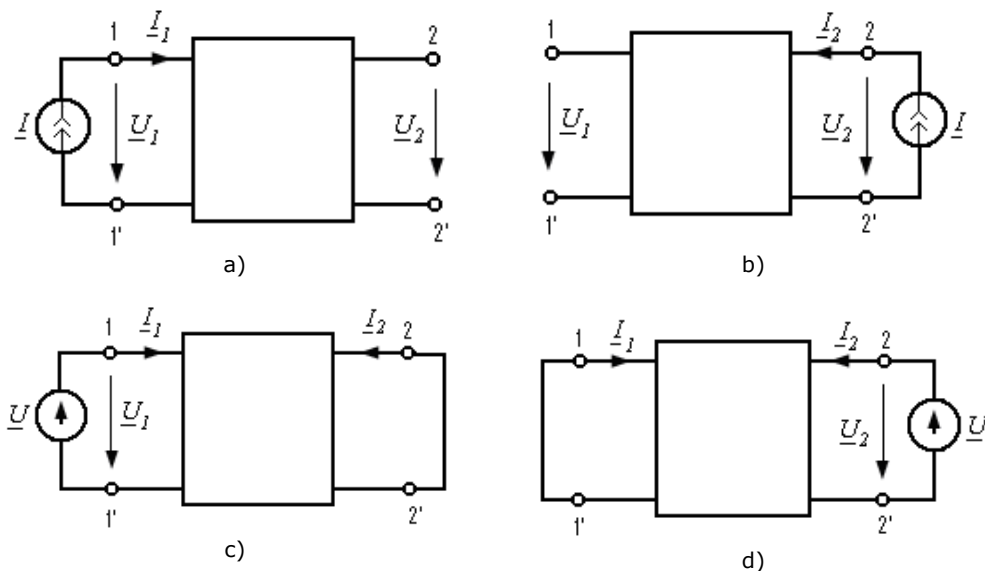


Fig.2.2 Explicativă la aplicarea teoremei reciprocității la un cuadripol

Se poate considera acum cazul alimentării cuadripolului de la o sursă de tensiune:

- Se alimentează cuadripolul de la o sursă de tensiune  $\underline{U}$  pe la bornele 11' (figura 2.2.c), la bornele 22' se încheie curentul de scurtcircuit  $\underline{I}_2$ .

- Alimentând acum cuadripolul de la o aceeași sursă de tensiune  $\underline{U}$  pe la bornele 22' (figura 2.2.d), va rezulta un curent  $\underline{I}_1$  la bornele 11'.

## 18 | Proprietăți generale ale giratoarelor în cadrul teoriei cuadripolului electric

Cuadripolul este reciproc dacă curenții  $\underline{I}_1$  și  $\underline{I}_2$  sunt egali. Dacă cei doi curenți nu sunt egali cuadripolul este nereciproci. Pentru situația în care curenții  $\underline{I}_1$  și  $\underline{I}_2$  sunt egali în modul și de semn contrar cuadripolul este antireciproci.

Este mai practic însă a exprima condițiile de reciprocitate în funcție de parametrii cuadripolari. Un circuit cuadripolar este reciproc sau nereciproci, dacă pentru regimurile particulare de funcționare ale acestuia (gol sau scurtcircuit), satisface condițiile din tabelul 2.1, în funcție de tipul parametrilor cuadripolari la care se face referire:

- impedanța de transfer la alimentare directă, cu ieșirea în gol ( $\underline{I}_2=0$ )

$$\underline{Z}_{21} = (\underline{Z}_{t0})_1 = \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_1}, \quad (2.5)$$

- impedanța de transfer la alimentare inversă, cu ieșirea în gol ( $\underline{I}_1=0$ )

$$\underline{Z}_{12} = (\underline{Z}_{t0})_2 = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_2}, \quad (2.6)$$

- admitanța de transfer la alimentare directă, cu ieșirea în scurtcircuit ( $\underline{U}_2=0$ )

$$\underline{Y}_{21} = (\underline{Y}_{tk})_1 = \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_1}. \quad (2.7)$$

- admitanța de transfer la alimentare inversă, cu ieșirea în scurtcircuit ( $\underline{U}_1=0$ )

$$\underline{Y}_{12} = (\underline{Y}_{tk})_2 = \frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_2}, \quad (2.8)$$

- raportul de transformare al curenților în scurtcircuit, cu alimentare directă ( $\underline{U}_2=0$ )

$$\underline{H}_{21} = (\underline{k}_{jk})_1 = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1}, \quad (2.9)$$

- raportul de transformare al tensiunilor în gol, cu alimentare inversă ( $\underline{I}_1=0$ )

$$\underline{H}_{12} = (\underline{k}_{u0})_2 = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2}. \quad (2.10)$$

De asemenea elementele determinantului  $|A|$  sunt

$$\underline{A}_{11} = \frac{1}{(\underline{k}_{u0})_1} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2}, \quad (2.11)$$

unde  $(k_{u0})_1$  este raportul de transformare al tensiunilor în gol, cu alimentare directă ( $\underline{I}_2=0$ );

$$A_{12} = \frac{1}{(Y_{tk})_1} = \frac{U_1}{I_2}, \quad (2.12)$$

$(Y_{tk})_1$  fiind admitanța de transfer în scurtcircuit, cu alimentare directă ( $\underline{U}_2=0$ );

$$A_{21} = \frac{1}{(Z_{t0})_1} = \frac{I_1}{U_2}, \quad (2.13)$$

unde  $(Z_{t0})_1$  este impedanța de transfer la alimentare directă, cu ieșirea în gol ( $\underline{I}_2=0$ );

$$A_{22} = \frac{1}{(k_{ik})_1} = \frac{I_1}{I_2}, \quad (2.14)$$

iar  $(k_{ik})_1$  este raportul de transformare al curenților în scurtcircuit, cu alimentare directă ( $\underline{U}_2=0$ ).

Tab.2.1 Condiția de reciprocitate și nereciprocitate (antireciprocitate) la un cuadripol în funcție de parametrii cuadripolari

| Circuite cuadripolare reciproce  | Circuite cuadripolare nereciproce  |  |
|--|--|--|
| $\begin{aligned} \underline{Z}_{12} &= \underline{Z}_{21} \\ \underline{Y}_{12} &= \underline{Y}_{21} \\  A  &= -1 \\ -\underline{H}_{12} &= \underline{H}_{21} \end{aligned}$ | $\begin{aligned} \underline{Z}_{12} &\neq \underline{Z}_{21} \\ \underline{Y}_{12} &\neq \underline{Y}_{21} \\  A  &\neq -1 \\ -\underline{H}_{12} &\neq \underline{H}_{21} \end{aligned}$ | <p>Circuite cuadripolare antireciproce (giratorul Tellegen)</p>  |
|  |  | $\begin{aligned} \underline{Z}_{12} &= R_{12}, \underline{Z}_{21} = R_{21}, \\ R_{12} \cdot R_{21} &< 0, \\ R_{11} &= R_{22} = 0 \\  R_{12}  &= - R_{21}  \end{aligned}$ |
|  |  | $\begin{aligned} \underline{Y}_{12} &= G_{12}, \underline{Y}_{21} = G_{21}, \\ G_{12} \cdot G_{21} &< 0, \\ G_{11} &= G_{22} = 0 \\  G_{12}  &= - G_{21}  \end{aligned}$ |

Un cuadripol nereciprocal particular este circuitul cuadripolar antireciprocal [11], [14], pe larg tratat în subcapitolul 2.2.

### 2.1.2 Scheme echivalente

Utilitatea schemelor echivalente este aceea că permit mai intuitiv interpretarea și verificarea bilanțului puterilor la circuitele cuadripolare. Pe baza ecuațiilor cuadripolare pot fi construite scheme echivalente care conțin surse comandate de tensiune sau de curent [30].

#### 2.1.2.1 Scheme echivalente cu două surse comandate

Ecuțiilor cu parametrii admitanță

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \underline{Y}_{11} \cdot \underline{U}_1 + \underline{Y}_{12} \cdot \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= \underline{Y}_{21} \cdot \underline{U}_1 + \underline{Y}_{22} \cdot \underline{U}_2 \end{aligned} \quad (2.15)$$

li se asociază schema echivalentă cu surse de curent comandate în tensiune (figura 2.3)

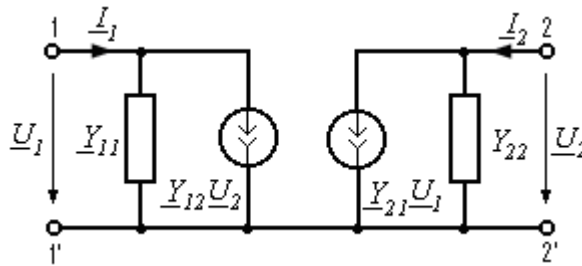


Fig.2.3 Schema echivalentă cu două surse de curent comandate în tensiune

iar ecuațiilor cu parametrii impedanță

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{Z}_{11} \cdot \underline{I}_1 + \underline{Z}_{12} \cdot \underline{I}_2 \\ \underline{U}_2 &= \underline{Z}_{21} \cdot \underline{I}_1 + \underline{Z}_{22} \cdot \underline{I}_2 \end{aligned} \quad (2.16)$$

li se asociază schema echivalentă cu surse de tensiune comandate în curent (figura 2.4).

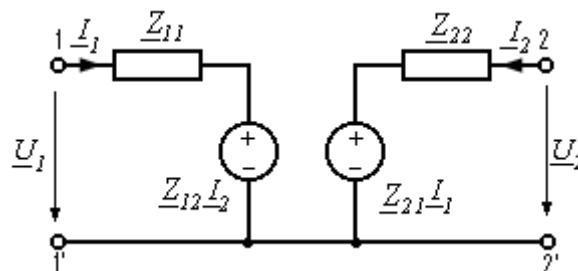


Fig.2.4 Schema echivalentă cu două surse de tensiune comandate în curent

Schema echivalentă din figura 2.4 este duala celei din figura 2.3. Cele două scheme echivalente reprezintă transpunerea directă a ecuațiilor (2.15) și (2.16) în scheme electrice.

### 2.1.2.2 Schemă echivalentă cu o sursă comandată

Se determină în continuare, pornind tot de la descompunerea matricii cu parametrii admitanță [72],

$$\begin{vmatrix} \underline{Y}_{11} & \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_{21} & \underline{Y}_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \underline{Y}_{11} & \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_{12} & \underline{Y}_{22} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ \underline{Y}_4 & 0 \end{vmatrix} \quad (2.17)$$

schema echivalentă în  $\Pi$  al unui cuadripol neregiproc, unde  $\underline{Y}_4 = \underline{Y}_{21} - \underline{Y}_{12}$ . În urma descompunerii ecuației (2.17) rezultă un circuit echivalent format dintr-un cuadripol reciproc ( $\underline{Y}_{12} = \underline{Y}_{21}$ ) în  $\Pi$  și o sursă de curent comandată în tensiune ( $\underline{Y}_4 \cdot \underline{U}_1$ ), ca în figura 2.5.

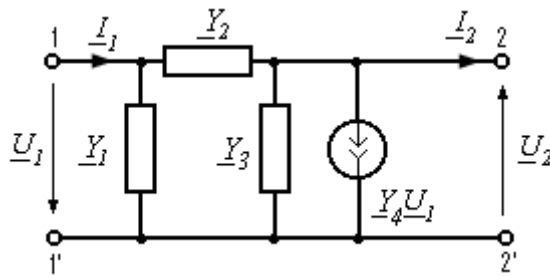


Fig.2.5 Schema echivalentă cu o sursă de curent comandată în tensiune

În urma scrierii ecuațiilor pentru schema din figura 2.5, rezultă relațiile de legătură dintre parametrii  $\underline{Y}_1$ ,  $\underline{Y}_2$ ,  $\underline{Y}_3$ ,  $\underline{Y}_4$  ai circuitului și parametrii cuadripolari de tip admitanță:

$$\begin{aligned} \underline{Y}_1 &= \underline{Y}_{11} - \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_2 &= \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_3 &= \underline{Y}_{22} - \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_4 &= \underline{Y}_{12} - \underline{Y}_{21} \end{aligned} \quad (2.18)$$

În funcție de acești parametri cuadripolari, schema echivalentă din figura 2.5, devine

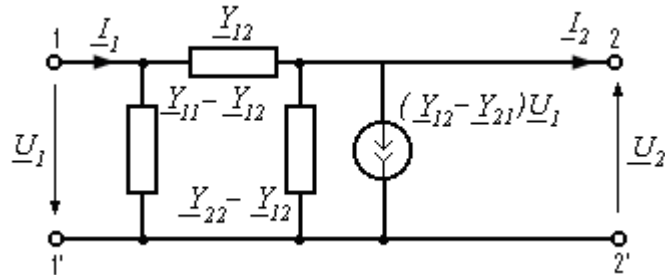


Fig.2.6 Schema echivalentă cu o sursă de curent comandată în tensiune (cu parametrii cuadripolari)

Dacă parametrii de transfer  $\underline{Y}_{12}$  și  $\underline{Y}_{21}$  sunt egali, va rezulta  $\underline{Y}_4=0$ , ceea ce înseamnă că sursa de curent nu mai apare în schemă, rezultând astfel schema echivalentă în  $\Pi$  al unui cuadripol reciproc.

Mai utilizată este schema echivalentă pentru care sensul tensiunii și curentului de la bornele 22' este cel din figura 2.7

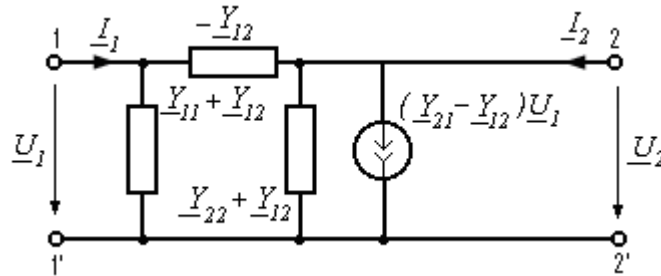


Fig.2.7 Schema echivalentă cu o sursă de curent comandată în tensiune pentru sensurile mărimilor de la borne după regula de la receptoare

Pentru această schemă admitanțele vor fi

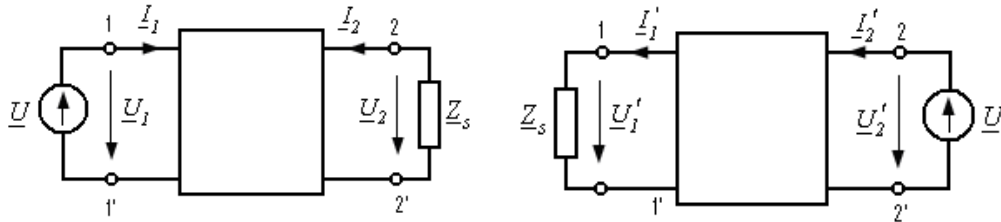
$$\begin{aligned} \underline{Y}_1 &= \underline{Y}_{11} + \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_2 &= -\underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_3 &= \underline{Y}_{22} + \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_4 &= \underline{Y}_{21} - \underline{Y}_{12} \end{aligned} \quad (2.19)$$

### 2.1.3 Impedanța, respectiv admitanța de intrare a cuadripolului

Dacă se consideră un cuadripol alimentat pe la poarta 1, iar la poarta 2 se conectează o impedanță de sarcină  $Z_s$  (fig.2.8a), impedanța de intrare a cuadripolului va fi  $Z_{1in}$ :

$$\underline{Z}_{1in} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} \quad (2.20)$$

și reprezintă raportul dintre tensiunea la bornele de alimentare și curentul de la aceeași poartă [74], [72].



a) Alimentare directă

b) Alimentare inversă

Fig. 2.8 Cuadripol cu impedanță de sarcină  $Z_s$ 

Considerând acum cuadripolul alimentat pe la poarta 2, iar la cealaltă poartă se conectează impedanța de sarcină  $Z_s$  (fig.2.8b), impedanța de intrare a cuadripolului va fi  $Z_{2in}$ :

$$\underline{Z}_{2in} = \frac{U_2'}{I_2'} \quad (2.21)$$

În funcție de parametrii cuadripolari se pot obține diferite expresii ale impedanței de intrare. Pentru cazul utilizării parametrilor impedanță și admitanță se obține:

$$\underline{Z}_{1in} = \underline{Z}_{11} + \frac{\underline{Z}_{12} \cdot \underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_S - \underline{Z}_{22}} \quad (2.22)$$

$$\underline{Z}_{2in} = -\underline{Z}_{22} + \frac{\underline{Z}_{12} \cdot \underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{11}} \quad (2.23)$$

$$\underline{Y}_{1in} = \underline{Y}_{11} + \frac{\underline{Y}_{12} \cdot \underline{Y}_{21}}{\underline{Y}_S - \underline{Y}_{22}} \quad (2.24)$$

$$\underline{Y}_{2in} = -\underline{Y}_{22} + \frac{\underline{Y}_{12} \cdot \underline{Y}_{21}}{\underline{Y}_S + \underline{Y}_{11}} \quad (2.25)$$

## 2.2 Cuadripoli antireciproci

Cazul particular al cuadripolului antireciproci este giratorul ideal, definit de către B.D.Tellegen [85], ca un element de circuit ideal, liniar, rezistiv și fără pierderi ( $R_{11}=R_{22}=0$ ) și cu parametrii de transfer egali și de semn contrar. Simbolul grafic este arătat în figura 2.9 [48].

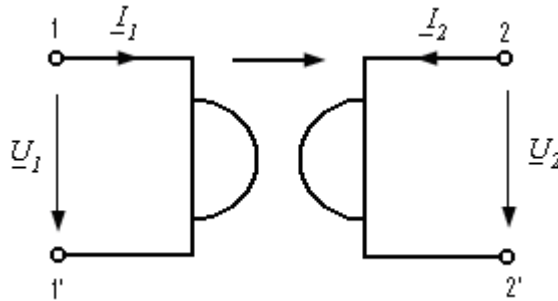


Fig.2.9 Simbolul giratorului ideal

Ecuțiile giratorului ideal sunt

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= R_g \cdot \underline{I}_2 \\ \underline{U}_2 &= -R_g \cdot \underline{I}_1' \end{aligned} \quad (2.26)$$

respectiv

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= G_g \cdot \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= -G_g \cdot \underline{U}_1' \end{aligned} \quad (2.27')$$

unde:  $R_g$  se numește rezistență de girație, sau transrezistență, respectiv  $G_g = \frac{1}{R_g}$  este conductanța de girație, sau transconductanță.

Proprietatea caracteristică a giratorului este aceea de inversare a impedanței. Conectând la bornele de ieșire ale cuadripolului o impedanță ( $\underline{Z}_S$ ), impedanța față de bornele de intrare ale acestuia va fi

$$\underline{Z}_{in} = \frac{R_g^2}{\underline{Z}_S} \quad (2.27)$$

Se poate particulariza în funcție de tipul sarcinii conectate și anume:

- dacă impedanța de sarcină este o rezistență  $\underline{Z}_S = R_S$ , față de intrare giratorul se

comportă tot ca o rezistență  $\underline{Z}_{in} = \frac{R_g^2}{R_S} = R_{1in}$ ;

- dacă se conectează o inductivitate la ieșire  $\underline{Z}_S = j\omega L_S$ , față de intrare giratorul se

comportă ca o capacitate  $\underline{Z}_{in} = \frac{R_g^2}{j\omega L_S} = \frac{1}{j\omega C_{1in}}$ ;

- dacă la ieșire se conectează o capacitate  $\underline{Z}_S = \frac{1}{j\omega C_S}$ , giratorul se comportă ca o inductivitate față de bornele de intrare  $\underline{Z}_{in} = j\omega R_g^2 C_S = j\omega L_{1in}$ ;



- prin conectarea la ieșirea giratorului a unei surse de tensiune, față de intrare giratorul se va comporta ca o sursă de curent;
- iar prin conectarea la ieșirea giratorului a unei surse de curent, față de intrare giratorul se va comporta ca o sursă de tensiune.

În practică, la frecvențe joase, este utilă folosirea giratoarelor cu sarcină capacitivă pentru simularea de inductivități, în diferite circuite electronice.

### 2.2.1 Impedanța de intrare a cuadripolilor antireciproci

Expresia impedanței de intrare în cazul alimentării directe a cuadripolului este (2.22). Se va determina în continuare expresia concretă a impedanței de intrare pentru următoarele tipuri de cuadripoli:

- cuadripoli antireciproci, cu parametrii de transfer diferiți în modul;
- cuadripoli antireciproci, cu parametrii de transfer egali în modul.

Se vor discuta cazurile în care la bornele de ieșire ale cuadripolului se conectează o sarcină reală și ideală (condensator sau bobină).

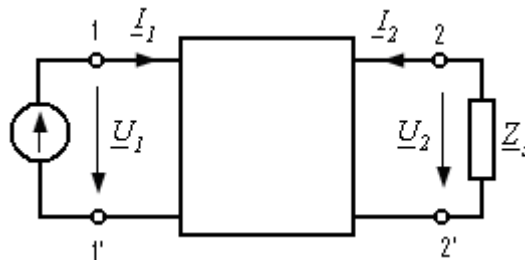


Fig.2.10 Alimentarea directă a unui cuadripol antireciproc cu impedanța de sarcină  $Z_s$

#### 2.2.1.1 Parametrii de transfer diferiți în modul

Ne vom referi în continuare la un cuadripol cu următorii parametrii  $Z_{11} = R_{11}$ ,  $Z_{12} = R_{12}$ ,  $Z_{21} = R_{21}$ ,  $Z_{22} = R_{22}$ , parametrii de transfer fiind diferiți în modul  $|R_{12}| \neq |R_{21}|$ .

Pentru acest tip de cuadripol expresia impedanței de intrare dacă la ieșire se conectează o sarcină  $Z_s = R_s + jX_s$ , este

$$Z_{1in} = R_{11} + \frac{R_{12} \cdot R_{21} (R_s + R_{22})}{(R_s + R_{22})^2 + X_s^2} - j \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot X_s}{(R_s + R_{22})^2 + X_s^2} = R_{1in} + jX_{1in}. \quad (2.28)$$

Dacă reactanța de sarcină  $X_s < 0$ , adică la bornele de ieșire se conectează un condensator real, atunci reactanța față de bornele de la intrare este

$$X_{1in} = \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot X_s}{(R_s + R_{22})^2 + X_s^2} = \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot \omega^2 C_s^2}{1 + (R_s + R_{22})^2 \cdot \omega^2 C_s^2} > 0, \quad (2.29)$$

adică față de bornele de la intrare giratorul se comportă ca o inductivitate

$$L_{1in} = \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot \omega C_S^2}{1 + (R_S + R_{22})^2 \cdot \omega^2 C_S^2}, \quad (2.30)$$

dependentă de frecvență. Factorul de calitate al inductivității este

$$Q = \frac{X_{1in}}{R_{1in}} = \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot \omega^2 C_S^2}{R_{11} + R_{11}(R_S + R_{22})^2 \omega^2 C_S^2 + R_{12} \cdot R_{21}(R_S + R_{22})^2 \omega^2 C_S^2}. \quad (2.31)$$

Prin conectarea la ieșirea cuadripolului al unui condensator ideal, expresia inductivității devine

$$L_{1in} = \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot \omega C_S^2}{1 + R_{22}^2 \cdot \omega^2 C_S^2}, \quad (2.32)$$

iar factorul de calitate al acesteia este

$$Q = \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot \omega^2 C_S^2}{R_{11} + R_{11} \cdot R_{22}^2 \omega^2 C_S^2 + R_{12} \cdot R_{21} \cdot R_{22}^2 \omega^2 C_S^2}. \quad (2.33)$$

### 2.2.1.2 Parametrii de transfer egali în modul

Ne vom referi la cazul practic, dar important pentru practică, când parametrii de transfer sunt egali în modul  $|R_{12}| = |R_{21}|$  iar parametrii proprii sunt nenuli ( $Z_{11} = R_{11}$ ,  $Z_{22} = R_{22}$ ).

Expresia impedanței de intrare dacă la ieșire se conectează o sarcină reală  $Z_S = R_S + jX_S$ , folosind relația (2.28), este

$$Z_{1in} = R_{11} + \frac{R_{12}^2 \cdot (R_S + R_{22})}{(R_S + R_{22})^2 + X_S^2} - j \frac{R_{12}^2 \cdot X_S}{(R_S + R_{22})^2 + X_S^2} = R_{1in} + jX_{1in}. \quad (2.34)$$

Dacă la bornele de ieșire se conectează un condensator real, reactanța de sarcină  $X_S < 0$ , din relația (2.29) rezultă reactanța față de bornele de la intrare

$$X_{1in} = \frac{R_{12}^2 \cdot X_S}{(R_S + R_{22})^2 + X_S^2} = \frac{R_{12}^2 \omega C_S}{1 + (R_S + R_{22})^2 \omega^2 C_S^2} > 0, \quad (2.35)$$

inductivitatea având expresia

$$L_{1in} = \frac{R_{12}^2 C_S}{1 + \omega^2 C_S^2 (R_S + R_{22})^2}, \quad (2.36)$$

dependentă de frecvență. Factorul de calitate al inductivității simulate este

$$Q = \frac{R_{12}^2 \omega C_S}{R_{11} + \omega^2 C_S^2 R_{11} (R_S + R_{22})^2 + \omega^2 C_S^2 R_{12}^2 (R_S + R_{22})^2}. \quad (2.37)$$

Dacă condensatorul conectat la ieșirea cuadripolului este ideal, atunci expresia inductivității față de bornele de la intrare devine

$$L_{1in} = \frac{R_{12}^2 C_S}{1 + \omega^2 C_S^2 R_{22}^2}, \quad (2.38)$$

factorul de calitate al inductivității având expresia

$$Q = \frac{R_{12}^2 \omega C_S}{R_{11} + \omega^2 C_S^2 R_{11} R_{22}^2 + \omega^2 C_S^2 R_{12}^2 R_{22}^2}. \quad (2.39)$$

### 2.2.1.3 Giratorul ideal

Așa cum a fost definit, giratorul ideal are parametrii proprii nuli ( $\underline{Z}_{11} = R_{11} = 0$ ,  $\underline{Z}_{22} = R_{22} = 0$ ), iar parametrii de transfer egali în modul  $|R_{12}| = |R_{21}|$ .

Dacă la ieșire se conectează o sarcină reală  $\underline{Z}_S = R_S + jX_S$ , expresia impedanței de intrare, cu forma generală 2.29 devine

$$\underline{Z}_{1in} = \frac{R_{12}^2 \cdot R_S}{R_S^2 + X_S^2} - j \frac{R_{12}^2 \cdot X_S}{R_S^2 + X_S^2} = R_{1in} + jX_{1in}. \quad (2.40)$$

Dacă la bornele de ieșire se conectează un condensator real ( $X_S < 0$ ), expresia reactanței față de bornele de la intrare devine

$$X_{1in} = \frac{R_{12}^2 \cdot X_S}{R_S^2 + X_S^2} = \frac{R_{12}^2 \omega C_S}{1 + R_S^2 \omega^2 C_S^2} > 0, \quad (2.41)$$

iar inductivitatea simulată față de bornele de la intrare va avea expresia

$$L_{1in} = \frac{R_{12}^2 C_S}{1 + R_S^2 \omega^2 C_S^2}, \quad (2.42)$$

tot dependentă de frecvență. Factorul de calitate al inductivității simulate este

$$Q = \frac{1}{\omega R_S C_S}. \quad (2.43)$$

Pentru cazul în care se conectează un condensator ideal la ieșire, față de intrare se va simula o inductivitate ideală independentă de frecvență

$$L_{1in} = R_{12}^2 C_S, \quad (2.44)$$

având un factor de calitate infinit.

Cuadripolii rezistivi cu parametrii  $R_{11}$ ,  $R_{22}$ ,  $R_{12} \cdot R_{21} < 0$ , pot fi denumiți, prin extensie, giratoare reale (tehnice).

### 2.2.2 Relațiile dintre puterile la porțile unui girator ideal

Considerăm un girator ideal ( $R_{11} = R_{22} = 0$ ,  $|R_{12}| \neq |R_{21}|$ ), descris de ecuațiile cuadripolare

$$\begin{aligned} u_1 &= R_{12} \cdot i_2 \\ u_2 &= R_{21} \cdot i_1 \end{aligned} \quad (2.45)$$

Expresiile puterilor momentane la porțile giratorului ideal sunt

$$\begin{aligned} p_1 &= u_1 \cdot i_1 = R_{12} \cdot i_1 \cdot i_2 \\ p_2 &= u_2 \cdot i_2 = R_{21} \cdot i_1 \cdot i_2 \end{aligned} \quad (2.46)$$

sau scrise sub forma

$$p_1 = \frac{R_{12}}{R_{21}} \cdot p_2. \quad (2.47)$$

Întrucât  $R_{12} \cdot R_{21} < 0$ , rezultă că  $p_1$  și  $p_2$  sunt în orice moment de semne opuse. În acord cu regimul de asociere al sensurilor de referință, dacă la una din porți cuadripolul absoarbe putere, la cealaltă cedează putere.

Sensul de transfer al puterii de la o poartă la cealaltă este determinat de semnele lui  $R_{12}$  respectiv  $R_{21}$  dar și de defazajele curenților la cele două porți.

### 2.2.3 Bilanțul puterilor

În cele ce urmează se va verifica bilanțul puterilor active și reactive pentru cazul unui girator încărcat capacitiv pornind de la expresiile puterilor complexe la cele două porți:

$$\begin{aligned} \underline{S}_1 &= \underline{U}_1^* \cdot \underline{I}_1 = P_1 - jQ_1, \\ \underline{S}_2 &= \underline{U}_2^* \cdot \underline{I}_2 = P_2 - jQ_2, \end{aligned} \quad (2.48)$$

Se vor utiliza schemele echivalente ale giratoarelor cu una și cu două surse comandate.

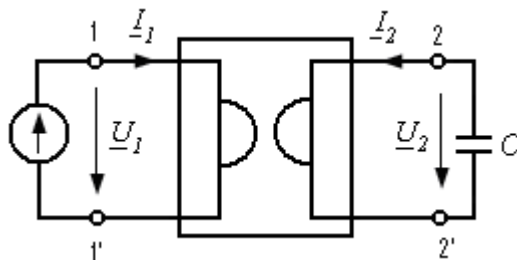


Fig.2.11 Girator cu sarcină capacitivă

#### 2.2.3.1 Interpretarea bilanțului puterilor în regim sinusoidal folosind schema echivalentă cu o singură sursă comandată

Giratorul având parametrii cuadripolari rezistivi, ecuațiile cu parametrii admitanță devin ecuații cu parametrii conductanță:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= G_{11} \cdot \underline{U}_1 + G_{12} \cdot \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= G_{21} \cdot \underline{U}_1 + G_{22} \cdot \underline{U}_2 \end{aligned} \quad (2.49)$$

Parametrii de transfer sunt egali și de semn contrar ( $G_{12} \cdot G_{21} < 0$ ).

Se conectează un condensator la bornele 22' ale giratorului, tensiunea la bornele de ieșire ale giratorului având expresia  $\underline{U}_2 = -\underline{I}_2 \cdot \underline{Z}_C = j\omega C \cdot \underline{I}_2$ . Din aceste trei ecuații rezultă următoarele expresii pentru mărimile  $\underline{I}_1$ ,  $\underline{I}_2$  și  $\underline{U}_2$ , necesare determinării expresiilor puterilor complexe [79]:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \left[ G_{11} - \frac{G_{12} \cdot G_{21}}{G_{22} + j\omega C} \right] \cdot \underline{U}_1 \\ \underline{I}_2 &= \frac{j\omega C \cdot G_{21}}{G_{22} + j\omega C} \cdot \underline{U}_1, \\ \underline{U}_2 &= -\frac{G_{21}}{G_{22} + j\omega C} \cdot \underline{U}_1 \end{aligned} \quad (2.50)$$

Puterea complexă la bornele 11' ale giratorului va avea expresia:

$$\underline{S}_1 = \underline{U}_1^* \cdot \underline{I}_1 = P_1 - jQ_1 = \left[ G_{11} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 - j \left[ \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2 \quad (2.51)$$

de unde rezultă expresiile puterilor activă și reactivă la poarta 1

$$P_1 = \left[ G_{11} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 > 0, \quad (2.52)$$

$$Q_1 = \left[ \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2 > 0. \quad (2.53)$$

Corespunzător rezultă și puterea complexă la bornele 22':

$$\underline{S}_2 = \underline{U}_2^* \cdot \underline{I}_2 = -j\omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2, \quad (2.54)$$

precum și puterile activă ( $P_2 = 0$ , datorită faptului că sarcina este un element reactiv) și reactivă:

$$Q_2 = \omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2 > 0. \quad (2.55)$$

Se observă la primă vedere că bilanțul puterilor active și reactive nu este satisfăcut, adică puterea activă absorbită de girator pe la poarta 1, nu se regăsește la poarta 2. Referitor la bilanțul puterilor reactive, puterea reactivă la ambele porți este absorbită de girator. Pentru a analiza ce se întâmplă de fapt, se apelează la schema echivalentă cu parametrii conductanță (fig.2.12) cu o singură sursă comandată, similară schemei din figura 2.7 cu parametrii admitanță.

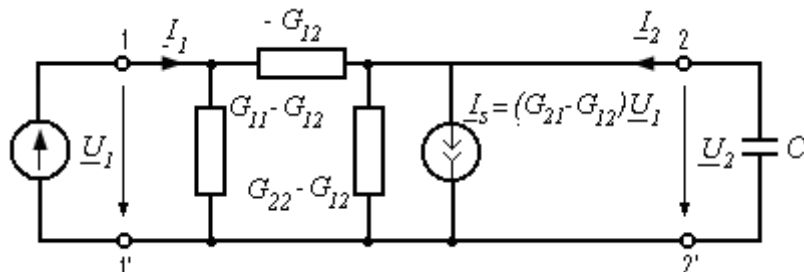


Fig.2.12 Schema echivalentă a giratorului cu sarcină capacitivă

Din schema echivalentă a giratorului (figura 2.12), se determină puterea complexă absorbită de sursa comandată:

$$\begin{aligned}\underline{S}_S = P_S - jQ_S &= \underline{U}_2^* \cdot \underline{I}_S = \underline{U}_2^* \cdot (G_{21} - G_{12}) \cdot \underline{U}_1 = \\ &= \frac{G_{21}(G_{22} + j\omega C)(G_{12} - G_{21})}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2\end{aligned}\quad (2.56)$$

Rezultă, puterile activă și reactivă la bornele sursei comandate:

$$P_S = \frac{G_{21} \cdot (G_{12} - G_{21}) \cdot G_{22}}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2 = -\frac{|G_{12} \cdot G_{21}| + G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \cdot U_1^2 < 0, \quad (2.57)$$

$$Q_S = -\frac{G_{21} \cdot (G_{12} - G_{21}) \cdot \omega C}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2 = \frac{|G_{12} \cdot G_{21}| + G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot \omega C \cdot U_1^2 > 0. \quad (2.58)$$

Puterea activă fiind negativă, ea este generată de sursa comandată, iar puterea reactivă, fiind pozitivă, este absorbită de aceasta.

Din expresiile puterilor reactive (2.53), (2.55) și (2.58), rezultă că suma puterilor reactive furnizate giratorului la fiecare poartă, este egală cu puterea reactivă absorbită de sursa comandată din schema echivalentă.

O parte din puterea activă se regăsește disipată în rezistoare [79]:

$$P_R = \left[ G_{11} + \frac{|G_{12} \cdot G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 + \left[ \frac{|G_{12} \cdot G_{21}| + G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] U_1^2. \quad (2.59)$$

Primul termen din relația (2.59) are aceeași expresie ca și puterea absorbită de girator pe la bornele 11' (rel. 2.50), iar al doilea termen puterea furnizată de sursa comandată (rel. 2.57). Astfel se poate afirma că suma dintre puterea activă absorbită pe la poarta 11' și puterea activă furnizată de sursa comandată din schema echivalentă, este egală cu puterea activă disipată în rezistoare (tabelul 2),

$$P_1 + P_2 = P_S + P_R. \quad (2.60)$$

În ceea ce privește bilanțul puterilor reactive, se afirmă că suma puterilor reactive absorbite pe la bornele 11' și 22' este absorbită de sursa de curent (tabelul 2.2),

$$Q_1 + Q_2 = Q_S. \quad (2.61)$$

Tab.2.2 Bilanțul puterilor active și reactive la un girator încărcat capacitiv, folosind schema echivalentă cu o sursă comandată

|       |  |       |   |
|-------|--|-------|---|
| $P_1$ | $\left[ G_{11} + \frac{ G_{12}G_{21} }{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2$  | $Q_1$ | $\left[ \frac{ G_{12}G_{21} }{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2$          |
| $P_2$ | 0  | $Q_2$ | $\omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2$                               |
| $P_S$ | $-\frac{ G_{12} \cdot G_{21}  + G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \cdot U_1^2$   | $Q_S$ | $\frac{ G_{12} \cdot G_{21}  + G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot \omega C \cdot U_1^2$ |
| $P_R$ | $\left[ G_{11} + \frac{ G_{12} \cdot G_{21} }{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 +$<br>$+ \left[ \frac{ G_{12} \cdot G_{21}  + G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2$ |       |   |

În figura (2.13) se prezintă diagramele circulației puterilor active și reactive

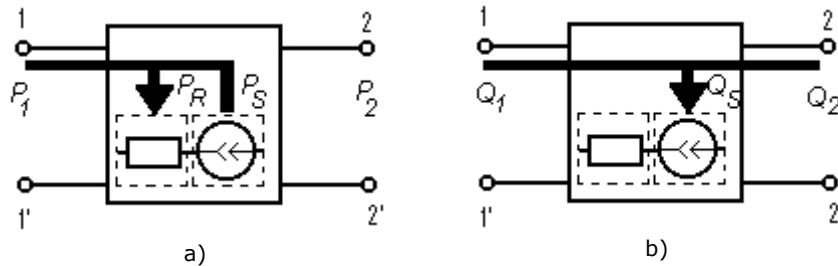


Fig.2.13 Diagramele circulației puterilor a) active și b) reactive

În cazul giratorului ideal parametri cuadripolari proprii sunt nuli, ecuațiile cuadripolare având forma

$$\begin{aligned} I_1 &= G_{12} \cdot U_2 \\ I_2 &= G_{21} \cdot U_1' \end{aligned} \quad (2.62)$$

unde  $G_{12} \cdot G_{21} < 0$ .

Pentru cazul giratorului ideal expresiile puterilor complexe vor fi:

$$\begin{aligned} \underline{S}_1 &= \underline{U}_1^* \cdot \underline{I}_1 = -jX_C \cdot |G_{12} \cdot G_{21}| \cdot U_1^2 \\ \underline{S}_2 &= \underline{U}_2^* \cdot \underline{I}_2 = jX_C \cdot G_{21}^2 \cdot U_1^2 \end{aligned} \quad (2.63)$$

Cum giratorul este ideal, puterile active la cele două porți sunt nule, deci din relațiile (2.63), rezultă puterile reactive



$$\begin{aligned} Q_1 &= X_C \cdot |G_{12} \cdot G_{21}| \cdot U_1^2 > 0 \\ Q_2 &= -X_C \cdot G_{21}^2 \cdot U_1^2 < 0 \end{aligned} \quad (2.64)$$

Rezultă că la ambele porți puterea reactivă este absorbită. Această particularitate se datorează faptului că giratorul este un inversor de impedanță.

Apelând la schema echivalentă cu o singură sursă comandată, expresia puterii complexe la bornele sursei comandate va avea expresia:

$$\underline{S}_S = \underline{U}_2^* \cdot \underline{I}_S = jX_C (G_{12} \cdot G_{21} - G_{21}^2) \cdot U_1^2, \quad (2.65)$$

Rezultând de aici că puterea activă este nulă, iar puterea reactivă are expresia:

$$Q_S = X_C \cdot |G_{12} \cdot G_{21}| \cdot U_1^2 + X_C \cdot G_{21}^2 \cdot U_1^2 > 0. \quad (2.66)$$

### 2.2.3.2 Interpretarea bilanțului puterilor în regim sinusoidal, folosind schema echivalentă cu două surse comandate

Schema echivalentă cu două surse de curent comandate în tensiune din figura 2.4, pentru cazul unui giratorului devine cea din figura 2.14. Bilanțul puterilor se verifică similar cazului cu schema echivalentă cu o singură sursă [30].

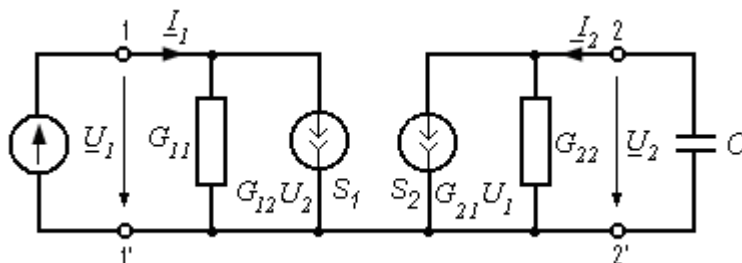


Fig.2.14 Schema echivalentă cu două surse comandate a giratorului

Expresiile puterilor complexe la cele două porți ale giratorului sunt aceleași ca și în cazul 2.2.3.1:

$$\underline{S}_1 = \underline{U}_1^* \cdot \underline{I}_1 = P_1 - jQ_1 = \left[ G_{11} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 - j \left[ \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2 \quad (2.67)$$

$$\underline{S}_2 = \underline{U}_2^* \cdot \underline{I}_2 = -j\omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2. \quad (2.68)$$

### 34 | Proprietăți generale ale giratoarelor în cadrul teoriei cuadripolului electric

Vor rezulta din expresiile puterilor complexe puterile active și reactive la cele două porți:

- puterea activă la bornele 11'

$$P_1 = \left[ G_{11} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 > 0, \quad (2.69)$$

- puterea activă la bornele 22'

$$P_2 = 0, \quad (2.70)$$

- puterea reactivă la bornele 11'

$$Q_1 = \left[ \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2 > 0, \quad (2.71)$$

- puterea reactivă la bornele 22'

$$Q_2 = \omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2 > 0. \quad (2.72)$$

Puterile complexe la bornele surselor de curent vor avea expresiile:

- puterea complexă la bornele sursei  $S_1$

$$\underline{S}_{S1} = \underline{U}_1^* \cdot (G_{12} \underline{U}_2) = \left[ \frac{|G_{12}G_{21}|(G_{22} - j\omega C)}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \right] \cdot U_1^2, \quad (2.73)$$

- puterea complexă la bornele sursei  $S_2$

$$\underline{S}_{S2} = \underline{U}_2^* \cdot (G_{21} \underline{U}_1) = \left[ \frac{-G_{21}^2(G_{22} + j\omega C)}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \right] \cdot U_1^2. \quad (2.74)$$

Din expresiile puterilor complexe (2.73) și (2.74), rezultă puterile active și reactive la bornele sursei de curent:

- puterea activă absorbită de sursa de curent conectată la bornele 11'

$$P_{S1} = \left[ \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 > 0 \quad (2.75)$$

- puterea activă absorbită de sursa de curent conectată la bornele 22'

$$P_{S2} = \left[ -\frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2 < 0 \quad (2.76)$$

- puterea reactivă absorbită de sursa comandată conectată la bornele 11'

$$Q_{S1} = \left[ \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2 > 0, \quad (2.77)$$

- puterea reactivă absorbită de sursa comandată conectată la bornele 22'

$$Q_{S2} = \omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2 > 0. \quad (2.78)$$

Se observă că sursa  $S_1$  absoarbe putere activă dar debitează putere reactivă, iar sursa  $S_2$  debitează și putere activă și putere reactivă. Puterile active absorbite de conductanțele  $G_{11}$  și  $G_{22}$  vor fi:

$$P_{G11} = G_{11} \cdot U_1^2, \quad (2.79)$$

$$P_{G22} = G_{22} \cdot U_2^2 = \frac{G_{21}^2}{(\omega C)^2 + G_{22}^2} G_{22} U_1^2 \quad (2.80)$$

Comparând relațiile (2.69) și (2.70), (2.75) și (2.76), (2.79) și (2.80), obținem bilanțul puterilor active (tabelul 2.3):

$$P_1 = P_{G11} + P_{S1}, \quad (2.81)$$

$$P_2 = P_{G22} + P_{S2} = 0. \quad (2.82)$$

De asemenea din (2.71) și (2.72), (2.77) și (2.78), rezultă bilanțul puterilor reactive (tabelul 2.3):

$$Q_1 = Q_{S1}, \quad (2.83)$$

$$Q_2 = Q_{S2}. \quad (2.84)$$

Tab.2.3 Bilanțul puterilor active și reactive la un girator încărcat capacitiv, folosind schema echivalentă cu două surse comandate

|           |   |          |  |
|-----------|---|----------|--|
| $P_1$     | $\left[ G_{11} + \frac{ G_{12}G_{21} }{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2$ | $Q_1$    | $\left[ \frac{ G_{12}G_{21} }{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2$ |
| $P_2$     | 0   | $Q_2$    | $\omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2$                      |
| $P_{S1}$  | $\left[ \frac{ G_{12}G_{21} }{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2$          | $Q_{S1}$ | $\left[ \frac{ G_{12}G_{21} }{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \omega C \right] \cdot U_1^2$ |
| $P_{S2}$  | $\left[ -\frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} G_{22} \right] \cdot U_1^2$               | $Q_{S2}$ | $\omega C \frac{G_{21}^2}{G_{22}^2 + (\omega C)^2} \cdot U_1^2$                      |
| $P_{G11}$ | $G_{11} \cdot U_1^2$  |          |  |
| $P_{G22}$ | $\frac{G_{21}^2}{(\omega C)^2 + G_{22}^2} G_{22} U_1^2$                                     |          |  |

Interpretarea relațiilor (2.81), (2.82) și (2.83), (2.84) poate fi făcută în felul următor și urmărită intuitiv în figura 2.15:

- puterea activă primită pe la bornele 11' este absorbită de conductanța  $G_{11}$  și de sursa de curent legată la aceste borne;
- puterea activă la bornele 22' este nulă, rezultă deci că puterea activă furnizată de sursa de curent conectată la bornele 22' este consumată de conductanța  $G_{22}$ ;
- puterea reactivă absorbită pe la bornele 11' este absorbită de sursa de curent conectată la bornele 11';
- puterea reactivă absorbită pe la bornele 22' este absorbită de sursa de curent conectată la bornele 22'.

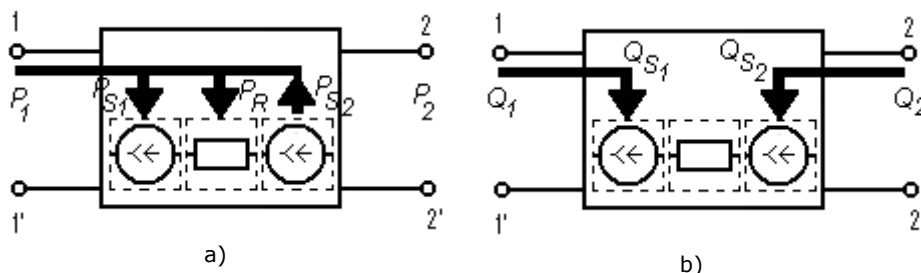


Fig.2.15 Diagramele circulației puterilor a) active și b) reactive

Din schema de mai sus se observă că nu există de fapt un bilanț de putere între cele două porți, ci se poate vorbi de bilanț de putere la fiecare poartă în parte, între elementele de circuit conectate la porțile respective. Cele două surse fiind comandate în tensiunile de la porțile opuse (sursa de la poarta 1 este comandată de tensiunea  $U_2$  și invers), bilanțul de putere se regăsește prin această legătură dintre porți.

### 2.3 Comparație între parametri cuadripolari proprii în gol, respectiv în scurtcircuit ale cuadripolilor reciproci și antireciproci

Se prezintă în continuare o comparație între parametri cuadripolari proprii în gol, respectiv în scurtcircuit pentru un cuadripol reciproc, respectiv antireciproci. Este foarte importantă precizarea regulii de asociere a sensurilor de referință ale curenților și tensiunilor la cele două porți ale cuadripolului. Expresiile impedanțelor și admitanțelor sunt determinate pentru ambele reguli de asociere a sensurilor de referință ale tensiunilor și curenților de la bornele cuadripolului. Dacă se aplică regula de la receptoare la bornele 11' și regula de la generatoare la bornele 22', convențional spunem că aplicăm regula A. Iar dacă se aplică regula de la receptoare la ambele borne spunem că aplicăm regula B (§ 2.1) [80].

Expresiile impedanțelor echivalente de intrare ale cuadripolului reciproc alimentat pe la bornele 11', respectiv pe la bornele 22' sunt cele din (2.22), (2.23):

- pentru regula A

$$\underline{Z}_{1in} = \frac{U_1}{I_1} = \underline{Z}_{11} + \frac{\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_S - \underline{Z}_{22}}, \quad \underline{Z}_{2in} = \frac{U_2}{I_2} = -\underline{Z}_{22} + \frac{\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{11}}, \quad (2.85)$$

- pentru regula B

$$\underline{Z}_{1in} = \frac{U_1}{I_1} = \underline{Z}_{11} - \frac{\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{22}}, \quad \underline{Z}_{2in} = \frac{U_2}{I_2} = \underline{Z}_{22} - \frac{\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{11}}, \quad (2.86)$$

Expresiile (2.85) și (2.86) par diferite, dar datorită semnificației fizice a parametrilor impedanță, indiferent de regula aplicată, aceste expresii sunt identice:

$$\underline{Z}_{1in} = \underline{Z}_{10} - \frac{|\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}|}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{20}}, \quad \underline{Z}_{2in} = \underline{Z}_{20} - \frac{|\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}|}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{10}}, \quad (2.87)$$

unde, dacă se aplică regula A,  $\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21} < 0$ , iar dacă se aplică regula B,  $\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21} > 0$ .  $\underline{Z}_{11} = \underline{Z}_{10}$  și  $\underline{Z}_{22} = \underline{Z}_{20}$  sunt parametri cuadripolari proprii în gol ai cuadripolului, iar  $\underline{Z}_{12}$ ,  $\underline{Z}_{21}$  sunt parametri de transfer în gol.

Vor rezulta în același mod și expresiile admitanțelor echivalente de intrare:

$$\underline{Y}_{1in} = \underline{Y}_{1k} - \frac{|\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21}|}{\underline{Y}_S + \underline{Y}_{2k}}, \quad \underline{Y}_{2in} = \underline{Y}_{2k} - \frac{|\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21}|}{\underline{Y}_S + \underline{Y}_{1k}}. \quad (2.88)$$

unde  $\underline{Y}_{11} = \underline{Y}_{1k}$  și  $\underline{Y}_{22} = \underline{Y}_{2k}$  sunt parametri proprii în scurtcircuit, iar  $\underline{Y}_{12}$ ,  $\underline{Y}_{21}$  sunt parametri de transfer în scurtcircuit.

Se vor determina în continuare expresiile impedanțelor de intrare și admitanțelor de intrare pentru cazul cuadripolilor antireciproci (giratoare).

Expresiile impedanțelor echivalente de intrare ale cuadripolului antireciproci alimentat pe la bornele 11', respectiv pe la bornele 22' sunt [80]:

$$\underline{Z}_{1in} = \underline{Z}_{10} + \frac{|\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}|}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{20}}, \quad \underline{Z}_{2in} = \underline{Z}_{20} + \frac{|\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}|}{\underline{Z}_S + \underline{Z}_{10}}, \quad (2.89)$$

iar expresiile admitanțelor echivalente de intrare ale cuadripolului antireciprocal alimentat pe la bornele 11', respectiv pe la bornele 22' sunt:

$$\underline{Y}_{1in} = \underline{Y}_{1k} + \frac{|\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21}|}{\underline{Y}_S + \underline{Y}_{2k}}, \quad \underline{Y}_{2in} = \underline{Y}_{2k} + \frac{|\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21}|}{\underline{Y}_S + \underline{Y}_{1k}}. \quad (2.90)$$

Dacă se aplică regula A, atunci  $\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21} > 0$ , respectiv  $\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21} > 0$ , iar dacă se aplică regula B  $\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21} < 0$ , respectiv  $\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21} < 0$ .

Din relațiile (2.87) și (2.88) cu relațiile (2.89) și (2.90), se observă că ele diferă prin semnul termenului  $|\underline{Z}_{12} \cdot \underline{Z}_{21}|$ , respectiv  $|\underline{Y}_{12} \cdot \underline{Y}_{21}|$ .

Pentru cazul în care se consideră giratorul fără pierderi, adică dacă impedanțele proprii, respectiv admitanțele proprii sunt nule ( $\underline{Z}_{10} = \underline{Z}_{20} = 0$ , respectiv  $\underline{Y}_{1k} = \underline{Y}_{2k} = 0$ ), din relațiile (2.89) și (2.90), se obțin expresiile impedanței, respectiv admitanței de intrare ale unui girator ideal

$$\underline{Z}_{1in} = \frac{|\underline{Z}_{12}\underline{Z}_{21}|}{\underline{Z}_S} = \underline{Z}_{2in}, \quad (2.91)$$

$$\underline{Y}_{1in} = \frac{|\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21}|}{\underline{Y}_S} = \underline{Y}_{2in}. \quad (2.92)$$

Din cele două relații se observă foarte bine proprietatea de inversare a impedanței, specifică giratorului.

Datorită caracterului rezistiv al giratorului, expresiile (2.91) și (2.92) pot fi scrise cu parametrii rezistență, respectiv conductanță, și anume:

$$\underline{Z}_{1in} = R_{10} + \frac{|R_{12}R_{21}|}{\underline{Z}_S + R_{20}}, \quad \underline{Z}_{2in} = R_{20} + \frac{|R_{12}R_{21}|}{\underline{Z}_S + R_{10}}, \quad (2.93)$$

$$\underline{Y}_{1in} = G_{1k} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{\underline{Y}_S + G_{2k}}, \quad \underline{Y}_{2in} = G_{2k} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{\underline{Y}_S + G_{1k}}. \quad (2.94)$$

Particularizând relația (2.93), pentru cazul giratorului în scurtcircuit ( $\underline{Z}_S = 0$ ), se obțin rezistențele proprii în scurtcircuit:

$$R_{1k} = R_{10} + \frac{|R_{12}R_{21}|}{R_{20}}, \quad R_{2k} = R_{20} + \frac{|R_{12}R_{21}|}{R_{10}}, \quad (2.95)$$

rezultând și rapoartele [86]

$$\frac{R_{1k}}{R_{10}} = 1 + \frac{|R_{12}R_{21}|}{R_{10}R_{20}} > 1, \quad \frac{R_{2k}}{R_{20}} = 1 + \frac{|R_{12}R_{21}|}{R_{10}R_{20}} > 1. \quad (2.96)$$

Este de remarcat faptul că la cuadripolii antireciproci (la giratoare) acest raport este supraunitar, iar la cuadripolii reciproci

$$\frac{R_{1k}}{R_{10}} = 1 - \frac{|R_{12}R_{21}|}{R_{10}R_{20}} < 1, \quad \frac{R_{2k}}{R_{20}} = 1 - \frac{|R_{12}R_{21}|}{R_{10}R_{20}} < 1. \quad (2.97)$$

este subunitar (tabelul 2.4). Dacă acest raport este 1, cuadripolul este un cuadripol unidirecțional.

Tab.2.4 Raportul dintre rezistențele proprii în scurtcircuit și în gol pentru diferite tipuri de cuadripoli

| Cuadripol               | Reciproc | Unidirecțional | Antireciproci |
|-------------------------|----------|----------------|---------------|
| $\frac{R_{1k}}{R_{10}}$ | <1       | =1             | >1            |

Din relația (2.94), pentru cazul giratorului în gol ( $Y_S = 0$ ), se obțin expresiile conductanțelor proprii în gol:

$$G_{10} = G_{1k} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{2k}}, \quad G_{20} = G_{2k} + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{1k}}. \quad (2.98)$$

Rapoartele dintre conductanțele proprii în gol și conductanțele proprii în scurtcircuit sunt:

$$\frac{G_{10}}{G_{1k}} = 1 + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{1k}G_{2k}}, \quad \frac{G_{20}}{G_{2k}} = 1 + \frac{|G_{12}G_{21}|}{G_{1k}G_{2k}}. \quad (2.99)$$

Raportul  $\frac{R_{1k}}{R_{10}}$  poate fi interpretat ca fiind un factor de calitate care caracterizează giratorul.

### 3. GIRATOARE IMPLEMENTATE FOLOSIND DISPOZITIVE ELECTRONICE LINIARE

#### 3.1 Introducere

După cum s-a precizat anterior, giratorul ideal este un cuadripol antireciprocal conservativ, de unde rezultă proprietatea de inversare a impedanței de sarcină (§ 2.2).

Avantajul giratoarelor implementate cu componente electronice liniare este acela că permit simularea unor inductivități de valori mari, cu factor de calitate ridicat, folosind circuite electronice de dimensiuni mici [60], [36]. În plus, inductivitatea poate fi ușor modificată, motiv pentru care aceste giratoare sunt larg răspândite la realizarea diferitelor tipuri de filtre analogice [56], [26].

Deși primele giratoare electronice au folosit tuburi electronice, primele implementări cu relevanță practică s-au bazat pe componentele semiconductoare active – tranzistorul, respectiv amplificatoarele operaționale integrate.

Literatura de specialitate este foarte bogată în acest sens, mai jos fiind menționate doar o mică parte din lucrările care se referă la simularea inductivităților, în funcție de componentele folosite pentru realizarea giratoarelor:

- giratoare implementate folosind tranzistoare [27], [10], [58], [59], [63], [64], [98];
- giratoare realizate pe bază de amplificatoare operaționale [78], [56], [57], [52];
- giratoare implementate utilizând amplificatoare transconductanță (O.T.A.) [26], [42], [26], [47], [1], [24].

În acest capitol ne vom referi doar la giratoarele folosind amplificatoare operaționale.

#### 3.2 Giratoare implementate folosind amplificatoare operaționale

Amplificatoarele operaționale fac parte din categoria circuitelor integrate liniare. Ele prezintă câștig în tensiune foarte mare, au rezistența de intrare foarte mare, iar cea de ieșire foarte mică. Simbolul este cel din figura 3.1 [9].

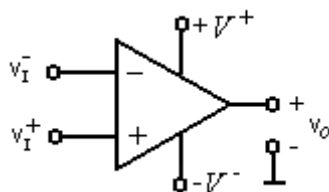


Fig.3.1 Simbol A.O.

În cazul unui amplificator operațional ideal proprietățile acestuia sunt:

- rezistență de intrare este infinită ( $r_d \rightarrow \infty$ );
- rezistență de ieșire este nulă ( $r_o = 0$ );



- câștig infinit în buclă deschisă ( $a_0 = \frac{v_0}{v_I^+ - v_I^-} \rightarrow \infty$ );
- tensiunea de decalaj este nulă ( $v_I^+ - v_I^- = 0$ ).

Amplificatorul operațional ideal se comportă față de bornele de ieșire ca și o sursă de tensiune comandată de tensiunea de la bornele de intrare. Astfel, schema echivalentă a acestuia este aceea din figura 3.2

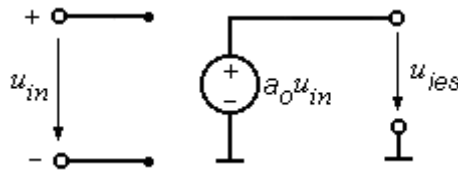


Fig.3.2 Schema echivalentă a unui A.O. ideal

Dacă vorbim de un amplificator operațional real, acesta prezintă rezistență de intrare finită  $r_d$ , rezistență de ieșire finită  $r_o$ , iar factorul de amplificare în buclă deschisă este  $a_0$ . Drept urmare, schema echivalentă al unui amplificator real este schema din fig. 3.3.

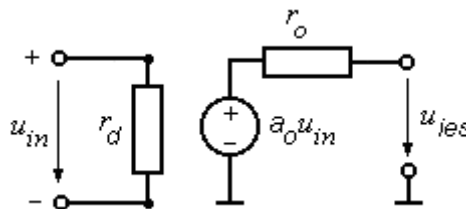


Fig.3.3 Schema echivalentă a unui A.O. real

Aceste dispozitive electronice sunt liniare într-un anumit interval, așa cum se poate vedea din caracteristica de transfer a unui amplificator operațional reprezentată în figura 3.4.

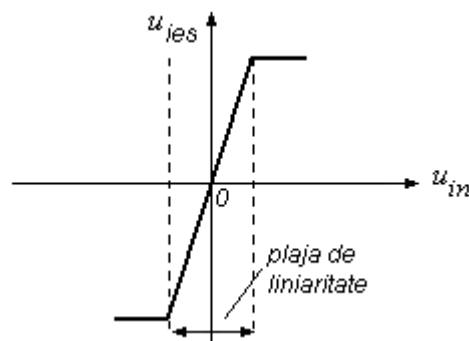


Fig.3.4 Caracteristica de transfer a unui A.O.

Dezvoltarea acestor tipuri de circuite integrate a avut drept consecință comportarea lor foarte aproape de amplificatoarele operaționale ideale. Amplificatoarele operaționale sunt utilizate în numeroase aplicații cum ar fi: filtre active, oscilatoare și altele. Pentru simularea de inductivități pot fi realizate circuite cu una sau mai multe amplificatoare operaționale.

### 3.2.1 Simularea inductivităților folosind un circuit cu un amplificator operațional

Un astfel de circuit este prezentat în figura 3.5. Amplificatorul operațional este considerat ideal ( $V^+ = V^-$ ). Deși circuitul poate fi organizat ca un cuadripol, cu  $\underline{U}_{in}$ ,  $\underline{I}$  variabile la poarta de intrare, respectiv  $\underline{U}_C$ ,  $\underline{I}_C$  variabile la poarta de ieșire (încărcată capacitiv), el nu satisface condiția de a fi cuadripol. În adevăr, se observă cu ușurință că  $\underline{I} \neq \underline{I}_C$  în general.

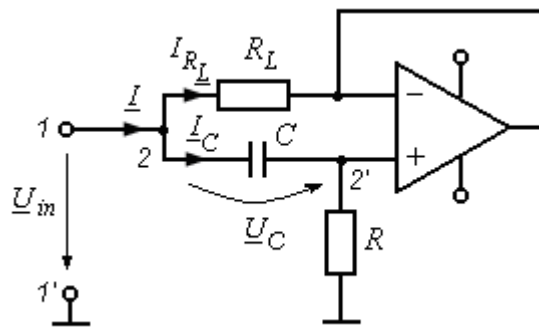


Fig.3.5 Circuit cu un singur amplificator operațional

Dacă la bornele 11' se conectează o sursă de tensiune, curentul debitat de aceasta este

$$\underline{I} = \underline{I}_{R_L} + \underline{I}_C. \quad (3.1)$$

Cu formula divizorului de tensiune se obțin potențialele

$$\underline{V}^+ = \underline{V}^- = \frac{R \cdot \underline{U}_{in}}{R - jX_C}. \quad (3.2)$$

Expresiile curenților prin condensator și rezistența  $R_L$  sunt

$$\begin{aligned} \underline{I}_C &= \frac{U_{in} - V^+}{-jX_C} \\ \underline{I}_{R_L} &= \frac{U_{in} - V^-}{R_L} \end{aligned} \quad (3.3)$$

în care înlocuind (3.2) se obține expresia curentului  $\underline{I}$ :

$$\underline{I} = \frac{R_L - jX_C}{R_L(R - jX_C)} \cdot \underline{U}_{in} \quad (3.4)$$

Făcând următoarele notații:  $\underline{U}_{in} = \underline{U}_1$ ,  $\underline{U}_C = \underline{U}_2$ ,  $\underline{I} = \underline{I}_1$ ,  $\underline{I}_C = \underline{I}_2$ , rezultă un sistem de ecuații cu parametrii admitanță în care parametrii de transfer sunt nuli.

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \frac{R_L - jX_C}{R_L(R - jX_C)} \underline{U}_1 \\ \underline{I}_2 &= \frac{j}{X_C} \underline{U}_2 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Circuitul neavând structură cuadripolară și parametrii de transfer fiind nuli, nu se poate vorbi de un girator. Se poate vorbi însă de simularea unei inductivități față de bornele de intrare ale circuitului.

Față de bornele circuitului se simulează o impedanță de intrare

$$\underline{Z}_{in} = \frac{\underline{U}_{in}}{\underline{I}} = \frac{R_L(RR_L + X_C^2)}{R_L^2 + X_C^2} + \frac{jR_L X_C(R - R_L)}{R_L^2 + X_C^2} \quad (3.6)$$

unde

$$R_{ech} = \frac{R_L(RR_L + X_C^2)}{R_L^2 + X_C^2} \quad (3.7)$$

este rezistența echivalentă față de bornele circuitului, iar

$$X_{ech} = \frac{R_L X_C(R - R_L)}{R_L^2 + X_C^2} \quad (3.8)$$

este reactanța echivalentă.

Presupunând rezistența  $R_L$  mult mai mică decât rezistența  $R$ , reactanța echivalentă va avea expresia

$$X_{ech} = \frac{RR_L X_C}{R_L^2 + X_C^2} \quad (3.9)$$

iar dacă rezistența  $R_L$  este mult mai mică decât reactanța condensatorului, reactanța echivalentă a circuitului devine

$$X_{ech} = \frac{RR_L}{X_C} = RR_L\omega C . \quad (3.10)$$

Din expresia reactanței  $X_{ech}$  rezultă că inductanța echivalentă față de bornele circuitului este

$$L_{ech} = RR_L C . \quad (3.11)$$

Dacă se consideră  $RR_L \ll X_C^2$ , rezistența echivalentă față de bornele circuitului va fi

$$R_{ech} = R_L . \quad (3.12)$$

Cu acest tip de circuit se poate deci simula o bobina reală, însă factorul de calitate al circuitului nu depinde de rezistența echivalentă a circuitului, adică de rezistența  $R_L$  bobinei,

$$Q_{ech} = \frac{X_{ech}}{R_{ech}} = \omega RC . \quad (3.13)$$

Se evidențiază aici unele aspecte caracteristice și anume că există circuite care nu au structură cuadripolară, deci nu pot fi giratoare, cum este cazul circuitului prezentat, însă prezintă o proprietate specifică giratoarelor, de simulare de inductivități.

### 3.2.2 Giratoare implementate folosind două amplificatoare operaționale

În continuare ne vom referi la două topologii importante de giratoare și anume giratorul Riordan, respectiv giratorul Antoniou.

#### 3.2.2.1 Giratorul Riordan

Giratorul Riordan are schema din figura 3.6; dacă se conectează la bornele de ieșire 22' un condensator  $C$ , circuitul se va comporta față de intrarea 11' ca o inductivitate [57],[88].

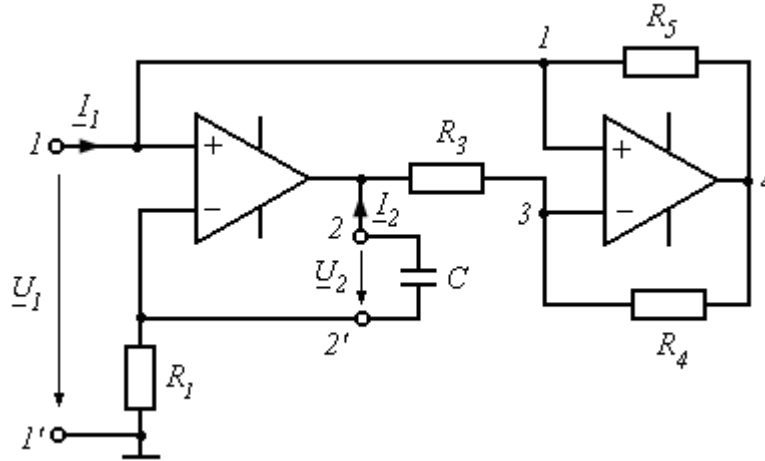


Fig.3.6 Giratorul Riordan

În adevăr, presupunând cele două amplificatoare operaționale, se pot scrie ecuațiile:

$$\begin{aligned} \underline{V}_1 &= \underline{V}'_2 = \underline{V}_3 = \underline{U}_1 \\ \underline{V}_1 \cdot G_5 - \underline{V}_4 \cdot G_5 &= \underline{I}_1 \\ \underline{V}'_2 (G_1 + j\omega C) - \underline{V}_2 \cdot j\omega C &= 0 \\ \underline{V}_3 (G_4 + G_3) - \underline{V}_2 \cdot G_3 - \underline{V}_4 \cdot G_4 &= 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

precum și ecuația de la bornele de ieșire

$$\underline{U}_2 = -\underline{I}_2 \cdot \frac{1}{j\omega C} \quad (3.15)$$

Rezultă sistemul de ecuații cu parametrii conductanță:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \frac{G_3 \cdot G_5}{G_4} \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= -G_1 \cdot \underline{U}_1 \end{aligned} \quad (3.16)$$

Circuitul este deci un girator ideal ( $G_{11} = G_{22} = 0$ ), cu conductanțele de transfer

$$\begin{aligned} G_{12} &= \frac{G_3 \cdot G_5}{G_4} \\ G_{21} &= -G_1 \end{aligned}$$

Impedanța echivalentă a circuitului față de bornele 11' are expresia

$$\underline{Z}_{in} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} = \frac{R_1 R_3 R_5}{R_4} j\omega C, \quad (3.17)$$

iar inductanța simulată față de bornele de intrare este

$$L_{ech} = \frac{R_1 R_3 R_5}{R_4} C. \quad (3.18)$$

Dacă alegem rezistențele de aceeași valoare, atunci inductanța echivalentă față de bornele circuitului devine

$$L_{ech} = R^2 C. \quad (3.19)$$

### 3.2.2.2 Giratorul Antoniou

Se consideră cuadripolul cu structura din figura 3.7, ce poartă numele de girator Antoniou [2].

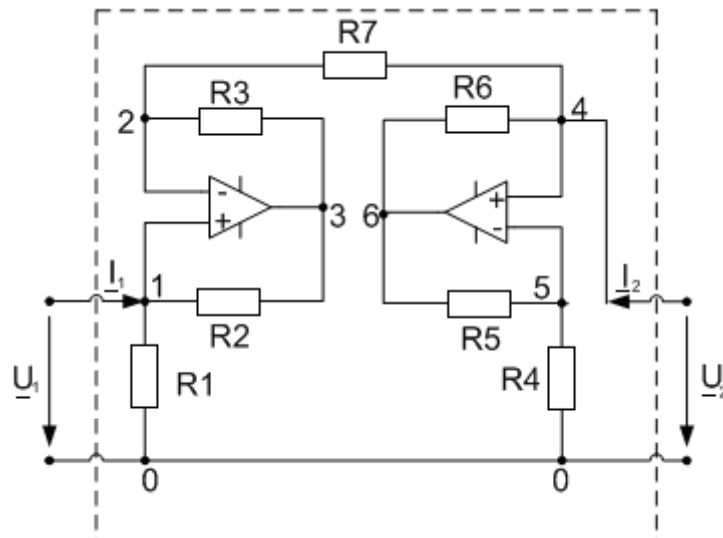


Fig.3.7 Giratorul Antoniou

#### A. Parametrii cuadripolari

Urmărim să arătăm că acest tip de circuit se comportă, în anumite condiții, ca un girator. Pentru aceasta trebuie să deducem ecuațiile cuadripolare.

### 3.2 Giratoare implementate folosind amplificatoare operaționale 47

1. Amplificatoarele operaționale din structura giratorului sunt presupuse ideale (rezistența de intrare  $r_d = \infty$ , rezistența de ieșire  $r_0 = 0$ , la bucla deschisă  $a_0 = \infty$ ), iar cele șapte rezistențe se consideră egale,  $R_1 = \dots = R_7 = R$ .

Pentru această structură a giratorului se scriu ecuațiile corespunzătoare metodei potențialelor la noduri, pentru nodurile 1, 2, 4, 5:

$$\begin{aligned} 1: \underline{V}_1 \cdot (G + G) - \underline{V}_3 \cdot G &= \underline{I}_1 \\ 2: \underline{V}_2 \cdot (G + G) - \underline{V}_3 \cdot G &= 0 \\ 4: \underline{V}_4 \cdot (G + G) - \underline{V}_2 \cdot G - \underline{V}_6 \cdot G &= \underline{I}_2' \\ 5: \underline{V}_5 \cdot (G + G) - \underline{V}_6 \cdot G &= 0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

unde

$$\begin{aligned} \underline{V}_1 = \underline{V}_2 = \underline{U}_1 \\ \underline{V}_4 = \underline{V}_5 = \underline{U}_2 \end{aligned} \quad (3.21)$$

Relațiile (3.21) rezultă din ipoteza că cele două amplificatoare operaționale sunt presupuse ideale.

Din (3.21) și (3.21) se obțin ecuațiile cuadripolare pentru cazul considerat:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= G \cdot \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= -G \cdot \underline{U}_1 \end{aligned} \quad (3.22)$$

Se observă că:

$$\begin{aligned} G_{11} = G_{22} &= 0 \\ G_{12} &= G \\ G_{21} &= -G \end{aligned} \quad (3.23)$$

Cuadripolul considerat este deci un girator ideal, cu conductanța de girație  $G_g = G$ .

2. Problema poate fi extinsă și pentru cazul giratorului format din rezistențe de valori diferite. Pentru acest caz se scriu ecuațiile corespunzătoare metodei potențialelor la noduri, pentru nodurile 1, 2, 4, 5:

$$\begin{aligned} 1: \underline{U}_1 \cdot (G_1 + G_2) - \underline{V}_3 \cdot G_2 &= \underline{I}_1 \\ 2: \underline{U}_1 \cdot (G_3 + G_7) - \underline{V}_3 \cdot G_3 - \underline{U}_2 \cdot G_7 &= 0 \\ 4: \underline{U}_2 \cdot (G_6 + G_7) - \underline{U}_1 \cdot G_7 - \underline{V}_6 \cdot G_6 &= \underline{I}_2' \\ 5: \underline{U}_2 \cdot (G_4 + G_5) - \underline{V}_6 \cdot G_5 &= 0 \end{aligned} \quad (3.24)$$

obținându-se următorul sistem de ecuații:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \frac{G_1 G_3 - G_2 G_7}{G_3} \cdot \underline{U}_1 + \frac{G_2 \cdot G_7}{G_3} \cdot \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 &= -G_7 \cdot \underline{U}_1 + \frac{G_5 G_7 - G_4 G_6}{G_5} \cdot \underline{U}_2 \end{aligned} \quad (3.25)$$

Parametrii cuadripolari în acest caz sunt:

$$\begin{aligned} G_{11} &= \frac{G_1 \cdot G_3 - G_2 \cdot G_7}{G_3} \\ G_{12} &= \frac{G_2 \cdot G_7}{G_3} \\ G_{21} &= -G_7 \\ G_{22} &= \frac{G_5 \cdot G_7 - G_4 \cdot G_6}{G_5} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Pentru ca giratorul să fie antireciproc trebuie să fie îndeplinită condiția  $G_{12} = -G_{21}$ . Din relația (3.26) rezultă că conductanțele  $G_2$ ,  $G_3$ ,  $G_7$  trebuie să satisfacă relația:  $G_2 = G_3$

3. Se consideră acum că cele două amplificatoare au rezistențele diferențiale de intrare finite ( $r_d$ ), rezistențele de ieșire finite  $r_o$  și factorul de amplificare în buclă deschisă este  $a_0$ . Acești parametri se presupun independenți de frecvență. Dacă cele șase rezistențe au aceleași valori, parametrii conductanță devin [81]

$$\begin{aligned} G_{11} &= 2G + g_d - a - \frac{(g_d + a)(g_d + \beta)}{2G + g_d - \beta} \\ G_{12} &= -\frac{G}{2G + g_d - \beta} (g_d + \beta) \\ G_{21} &= -\frac{G}{2G + g_d - \beta} (g_d + a) \\ G_{22} &= 2G + g_d - a - \frac{(g_d + a)(g_d + \beta)}{2G + g_d - \beta} - \frac{G^2}{2G + g_d - \beta} \end{aligned} \quad (3.27)$$

unde

$$\begin{aligned} a &= \frac{G(G + a_0 g_0)}{2G + g_0} \\ \beta &= \frac{G(G - a_0 g_0)}{2G + g_0} \end{aligned} \quad (3.28)$$

O expresie interesantă pentru parametrii de transfer  $G_{12}$  și  $G_{21}$  se obține după înlocuirea (3.28) în (3.27)



$$G_{12} = -\frac{G}{2G + g_d - \beta} \left( g_d + \frac{G^2}{2G + g_0} - \frac{a_0 g_0 G}{2G + g_0} \right) = G_a - G_b$$

$$G_{21} = -\frac{G}{2G + g_d - \beta} \left( g_d + \frac{G^2}{2G + g_0} + \frac{a_0 g_0 G}{2G + g_0} \right) = G_a + G_b$$
(3.29)

Prin notațiile  $G_a$  și  $G_b$  s-a pus în evidență forma particulară a celor doi parametri de transfer.

### B. Expresiile impedanțelor de intrare, respectiv a inductanței simulate, pentru cazurile analizate anterior

Expresia generală a impedanței de intrare a fost prezentată în capitolul 2:

$$\underline{Z}_{in} = \underline{Z}_{11} + \frac{\underline{Z}_{12} \cdot \underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_S - \underline{Z}_{22}}.$$
(3.30)

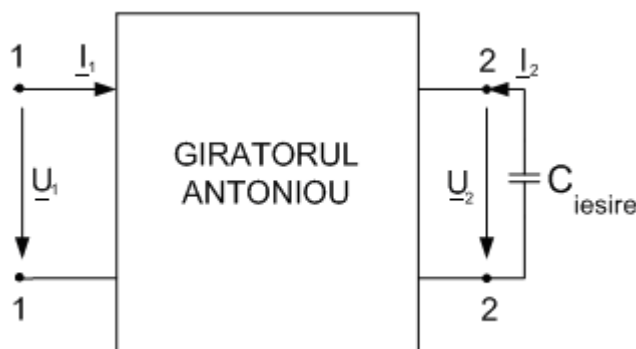


Fig.3.8 Giratorul Antoniou cu sarcină capacitivă

Ținând cont de expresiile concrete ale parametrilor cuadripolari pentru circuitul considerat se obțin următoarele relații:

$$\underline{Z}_{e1} = \frac{\left( \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \cdot \frac{G_5 G_7 - G_6 G_4}{G_5} + \frac{G_2 G_7^2}{G_3} \right) \frac{G_5 G_7 - G_6 G_4}{G_5} + \omega^2 \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \cdot C^2}{\left( \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \cdot \frac{G_5 G_7 - G_6 G_4}{G_5} + \frac{G_2 G_7^2}{G_3} \right)^2 + \omega^2 \left( \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \right)^2 \cdot C^2} +$$

$$+ \frac{j\omega \frac{G_2 G_7^2}{G_3} \cdot C}{\left( \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \cdot \frac{G_5 G_7 - G_6 G_4}{G_5} + \frac{G_2 G_7^2}{G_3} \right)^2 + \omega^2 \left( \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \right)^2 \cdot C^2},$$
(3.31)

reactanța echivalentă rezultând deci

$$X_{ech1} = \frac{\omega \frac{G_2 G_7^2}{G_3} \cdot C}{\left( \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \cdot \frac{G_5 G_7 - G_6 G_4}{G_5} + \frac{G_2 G_7^2}{G_3} \right)^2 + \omega^2 \left( \frac{G_3 G_1 - G_2 G_7}{G_3} \right)^2 \cdot C^2} \quad (3.32)$$

Dacă se consideră cele șapte conductanțe identice  $G_1 = \dots = G_7 = G$ , deci  $G_g = G$ , impedanța echivalentă devine

$$Z_{e1} = j\omega \frac{C}{G_g^2}, \quad (3.33)$$

deci inductanța simulată față de bornele de la intrare va fi

$$L_{e1} = \frac{C}{G_g^2} = R_g^2 \cdot C. \quad (3.34)$$

### 3.3 Giratoare implementate folosind amplificatoare transconductanță (O.T.A.)

#### 3.3.1 Amplificatorul transconductanță (O.T.A.)

Amplificatorul transconductanță (O.T.A.) este un dispozitiv electronic având simbolul cel figura 3.9 [68].

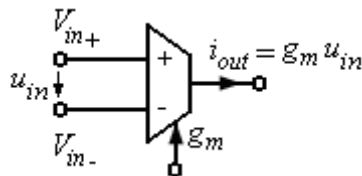


Fig.3.9 Simbol O.T.A.

1. Relația de definiție a unui amplificator transconductanță ideal este:

$$i_{out} = g_m (V_{in+} - V_{in-}) = g_m \cdot u_{in}, \quad (3.35)$$

unde  $g_m$  este o constantă numită transconductanță.

Conform relației (3.35), amplificatorul transconductanță ideal se comportă față de bornele de ieșire ca și o sursă de curent comandată de tensiunea de la bornele de intrare. Drept urmare, schema echivalentă a acestuia este cea din figura 3.10

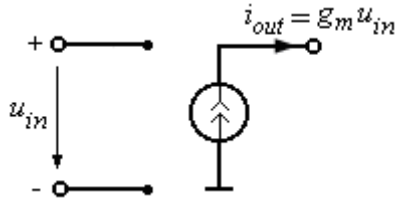


Fig.3.10 Schema echivalentă a unui O.T.A. ideal

2. Pentru caracterizarea unui O.T.A. real se consideră o serie de alți parametrii, ca de exemplu:

- conductanța de intrare  $g_{in}$ ;
- conductanța de ieșire  $g_{out}$ ;
- capacitatea de intrare  $C_{in}$ ;
- capacitatea de ieșire  $C_{out}$ .

Prin urmare schema echivalentă din figura 3.10, completată cu acești parametrii, devine cea din fig. 3.11

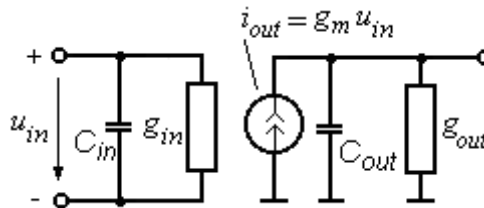


Fig.3.11 Schema echivalentă a unui O.T.A. realizat fizic

Capacitățile parazite  $C_{in}$  și  $C_{out}$ , pentru O.T.A. realizat fizic, au valori foarte mici și pot fi neglijate la frecvențe relativ mici. Rezultă astfel schema echivalentă simplificată din figura 3.11. La O.T.A. realizate fizic, transconductanța  $g_m$  poate fi modificată în limite foarte mari (câteva ordine de mărime) prin modificarea valorii unui curent, numit curent de polarizare  $I_{ABC}$ . Ca și amplificatoarele operaționale, amplificatoarele transconductanță sunt liniare într-un anumit interval, așa cum se poate observa din caracteristica de transfer din fig. 3.12.

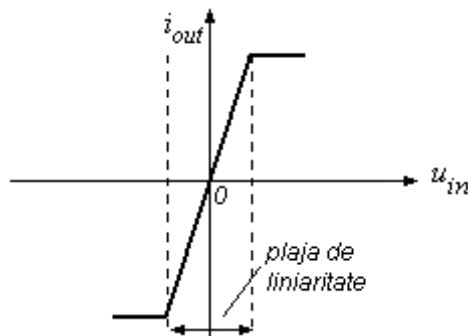


Fig.3.12 Caracteristica de transfer a unui O.T.A.

### 3.3.2 Implementarea unui girator folosind două O.T.A.

Pornind de la ecuațiile cuadripolare cu parametrii conductanță s-a stabilit schema echivalentă a unui girator (§ 2.1.2.1). Schema este formată din două surse de curent comandate în tensiune, care în fig. 3.13 sunt repositionate.

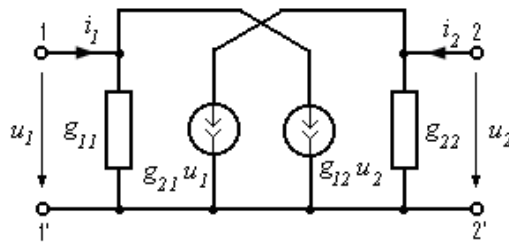


Fig.3.13 Schema echivalentă a unui girator cu pierderi

Schema echivalentă din fig.3.13 se poate redesena ca în fig.3.14 în care conductanțele proprii  $g_{11}$ ,  $g_{22}$  au fost înlocuite cu  $g_{11}'$ ,  $g_{11}''$ , respectiv cu  $g_{22}'$ ,  $g_{22}''$  conform relațiilor (3.36)

$$\begin{aligned} g_{11} &= g_{11}' + g_{11}'' \\ g_{22} &= g_{22}' + g_{22}'' \end{aligned} \quad (3.36)$$

Astfel, pe baza relațiilor (3.36), schema echivalentă a giratorului va avea structura din figura 3.14.

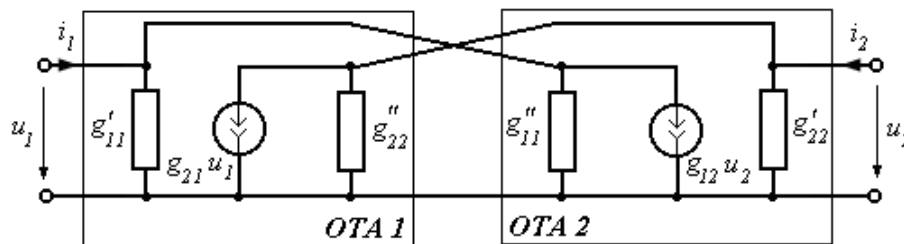


Fig.3.14 Schema echivalentă a giratorului cu pierderi configurată ca o interconectare a două O.T.A. reale

Recunoaștem în fig. 3.14 schema echivalentă a două O.T.A. interconectate într-un mod specific. Interconectarea devine mai vizibilă dacă înlocuim cele două amplificatoare cu simbolul lor de circuit.

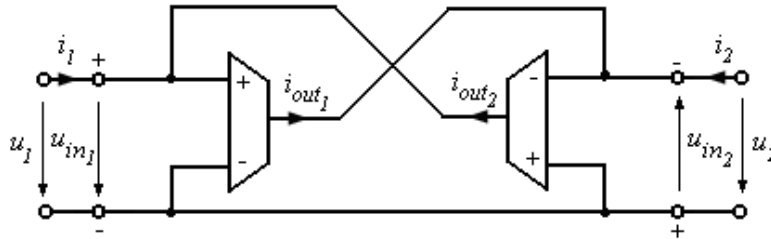


Fig.3.15 Girator implementat folosind două O.T.A.

Identificăm aici conform schemei echivalente a amplificatorului real (3.11) conductanțele de intrare  $g'_{11} = g_{in1}$  și  $g'_{22} = g_{in2}$  ale celor două O.T.A., respectiv conductanțele de ieșire  $g''_{22} = g_{out1}$  și  $g''_{11} = g_{out2}$ , precum și transconductanțele  $g_{21} = -g_{m1}$ ,  $g_{12} = g_{m2}$ . Înlocuind aceste conductanțe în sistemul de ecuații cu parametrii conductanță

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{11} \cdot u_1 + g_{12} \cdot u_2 \\ i_2 &= g_{21} \cdot u_1 + g_{22} \cdot u_2 \end{aligned} \quad (3.37)$$

obținem

$$\begin{aligned} i_1 &= (g_{in1} + g_{out2}) \cdot u_1 + g_{m2} \cdot u_2 \\ i_2 &= -g_{m1} \cdot u_1 + (g_{in2} + g_{out1}) \cdot u_2 \end{aligned} \quad (3.38)$$

Particularizând pentru O.T.A. ideal ( $g_{in} \rightarrow 0$ ,  $g_{out} \rightarrow 0$ ), ecuațiile (3.38) devin

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{m2} \cdot u_2 \\ i_2 &= -g_{m1} \cdot u_1 \end{aligned} \quad (3.39)$$

ecuații identice cu ecuațiile giratorului ideal, cu  $g_{12} = g_{m2}$  și  $g_{21} = -g_{m1}$ .

În mod similar se obține următoarea schemă a unui girator implementat prin O.T.A. :

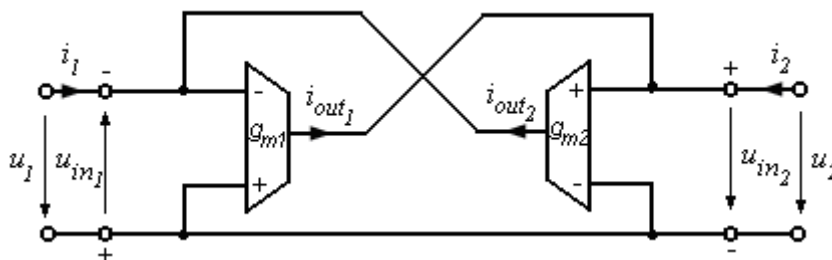


Fig.3.16 Girator implementat folosind două O.T.A., cu intrările și ieșirile inversate

Ecuțiile corespunzătoare sunt

$$\begin{aligned} i_1 &= -g_{m2} \cdot u_2 \\ i_2 &= g_{m1} \cdot u_1 \end{aligned} \quad (3.40)$$

de unde  $g_{12} = -g_{m2}$  și  $g_{21} = g_{m1}$ .

Se observă că semnele transconductanțelor s-au inversat față de cazul precedent. Acest lucru este firesc întrucât schema din fig. 3.16 reprezintă de fapt schema din fig. 3.15 cu intrările și ieșirile inversate.

### 3.3.3 Controlul transferului de energie de la o poartă la cealaltă a giratorului cu O.T.A.

Se consideră giratorul cu O.T.A. (figura 3.17) interconectat între două surse de tensiune sinusoidală  $u_1 = U_1\sqrt{2} \sin(\omega t - \varphi_1)$  și  $u_2 = U_2\sqrt{2} \sin(\omega t - \varphi_2)$  și se urmărește transferul de energie de la o poartă la alta a giratorului.

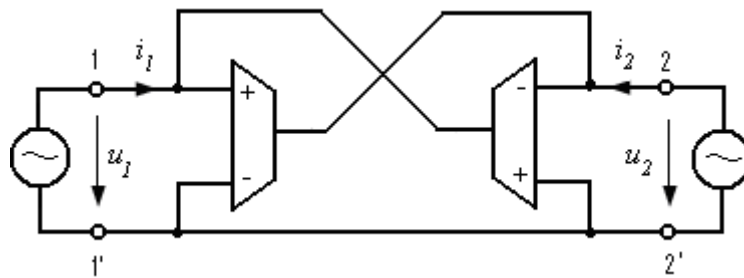


Fig.3.17 Girator cu O.T.A. alimentat la ambele porți

Puterile momentane la cele două porți

$$\begin{aligned} p_1 &= u_1 \cdot i_1 \\ p_2 &= u_2 \cdot i_2 \end{aligned} \quad (3.41)$$

se exprimă pe baza ecuațiilor giratorului cu O.T.A. ideal

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{m2} \cdot u_2 \\ i_2 &= -g_{m1} \cdot u_1 \end{aligned} \quad (3.42)$$

în forma:

$$\begin{aligned} p_1 &= 2g_{m2} \cdot U_1 \cdot U_2 \cdot \sin(\omega t - \varphi_1) \cdot \sin(\omega t - \varphi_2) \\ p_2 &= -2g_{m1} \cdot U_1 \cdot U_2 \cdot \sin(\omega t - \varphi_1) \cdot \sin(\omega t - \varphi_2) \end{aligned} \quad (3.41)$$

Integrând puterile momentane pe o perioadă rezultă expresiile puterilor active la cele două porți ale giratorului

$$\begin{aligned}
 P_1 &= \frac{1}{T} \int_0^T p_1 dt = g_{m2} \cdot U_1 \cdot U_2 \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \\
 P_2 &= \frac{1}{T} \int_0^T p_2 dt = -g_{m1} \cdot U_1 \cdot U_2 \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2)
 \end{aligned}
 \tag{3.43}$$

Ne interesează parametrii prin care putem controla sensul de transfer și mărimea puterii transferate. Sensul este determinat de semnele puterii, adică de defazajul  $\varphi_1 - \varphi_2$ , iar mărimea prin valoarea transconductanței, pentru surse date. Considerăm următoarele cazuri:

**a)** Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  sunt în fază ( $\varphi_1 = \varphi_2$ ), de unde

$$\begin{aligned}
 P_1 &= g_{m2} \cdot U_1 \cdot U_2 > 0 \\
 P_2 &= -g_{m1} \cdot U_1 \cdot U_2 < 0
 \end{aligned}
 \tag{3.44}$$

Se observă că sensul de circulație al energiei este de la poarta 1 la poarta 2, giratorul absorbind putere activă de la sursa 1 și debitând putere activă sursei 2.

Pentru cazul în care  $g_{m1} = g_{m2}$ , puterile active sunt egale ( $|P_1| = |P_2|$ ). Dacă  $g_{m1} < g_{m2}$ , rezultă  $|P_1| > |P_2|$ , ceea ce înseamnă că diferența de putere se regăsește în elementele de circuit din interiorul giratorului. Dacă  $g_{m1} > g_{m2}$ , atunci  $|P_1| < |P_2|$ , adică la poarta 2 rezultă o putere mai mare datorită faptului că apar puteri suplimentare de la elementele din interiorul giratorului.

**b)** Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  defazate cu  $\pi/2$  ( $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi/2$ ), de unde rezultă că puterile active sunt în acest caz nule ( $P_1 = 0, P_2 = 0$ ), adică nu se realizează transfer de energie între porțile giratorului.

**c)** Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  de la cele două porți sunt în antifază ( $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ ), deci puterile active sunt

$$\begin{aligned}
 P_1 &= -g_{m2} \cdot U_1 \cdot U_2 < 0 \\
 P_2 &= g_{m1} \cdot U_1 \cdot U_2 > 0
 \end{aligned}
 \tag{3.45}$$

În această situație giratorul absoarbe putere activă de la sursa 2 și cedează putere activă sursei 1, sensul de circulație al energiei este deci de la poarta 2 la poarta 1.

Un alt mod de a schimba sensul de transfer al energiei, la un defazaj dat, este de a recabla circuitul în forma din fig. 3.16, ceea ce are ca efect inversarea semnelor puterilor.

### 3.4 Comparație între implementarea giratorului cu A.O., respectiv O.T.A. din punct de vedere al simulării inductivităților

După cum s-a arătat, simularea inductivităților se poate realiza cu diferite tipuri de giratoare cu dispozitive electronice liniare. Desigur că fiecare dintre aceste circuite prezintă avantaje și dezavantaje. În acest sens ne oprim la două dintre

acestea, și anume la giratorul cu amplificatoare operaționale în configurația Antoniou și giratorul cu amplificatoare transconductanță.

Giratorul Antoniou este un girator cu structură relativ simplă, șapte rezistoare și două A.O. Se observă din ecuațiile cuadripolare ale acestuia că, comportarea de girator depinde de alegerea corespunzătoare a valorilor rezistențelor. Pentru ca circuitul să fie antireciprocal este suficient ca  $G_2 = G_3$ . Atunci rezultă  $G_{12} = G_7$ ,  $G_{21} = -G_7$ . În acest caz conductanța de girație este  $G_g = G_7$ . Prin urmare, controlul conductanței de girație necesită modificarea rezistenței  $R_7$ . Pe de altă parte, dacă se dorește un girator cu conductanțe de transfer diferite, din relațiile generale

$$\begin{aligned} G_{12} &= \frac{G_2}{G_3} \cdot G_7, \\ G_{21} &= -G_7 \end{aligned} \quad (3.46)$$

se observă că trebuie modificate și valorile conductanțelor  $G_2$  și  $G_3$  (de fapt numai raportul lor).

Structura giratorului cu O.T.A. este mai simplă. În plus există posibilitatea modificării transconductanțelor  $g_{m1}$  și  $g_{m2}$ , prin modificarea curentului de polarizare al O.T.A.-urilor.

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{m2} \cdot u_2 \\ i_2 &= -g_{m1} \cdot u_1' \end{aligned} \quad (3.47)$$

Acest lucru reprezintă un avantaj întrucât controlul curentului de polarizare se realizează simplu, prin modificarea tensiunii aplicate la pinii respectivi. Se pot obține astfel inductivități controlate prin tensiune, lucru avantajos în anumite aplicații (de ex. la realizarea filtrelor acordabile [26], [42], [47], [1], [24], oscilatoarelor).

Analizând expresiile inductivităților simulate (rel. 3.48) pentru cele două tipuri de giratoare se poate afirma:

- în cazul giratorului cu A.O., modificarea inductivității implică modificarea valorii unui element de circuit exterior (rezistența  $R_7$ );
- în cazul giratorului cu O.T.A., modificarea inductivității se realizează intern printr-un parametru ( $g_m$ ), care se modifică prin controlul tensiunii.

$$\begin{aligned} L &= R_7^2 \cdot C \\ L &= \frac{C}{g_m^2} \end{aligned} \quad (3.48)$$



## 4. GIRATOARE REALIZATE FOLOSIND DISPOZITIVE ELECTRONICE DE COMUTAȚIE

### 4.1 Introducere

În capitolul precedent s-a studiat comportarea ca girator a unor circuite formate din amplificatoare și rezistoare. Aceste circuite sunt folosite în principal pentru simularea inductivităților în filtre active sau oscilatoare. Pe de altă parte, în unele aplicații este necesar controlul transferului de energie între două subsisteme fizice (de exemplu două subsisteme energetice de curent continuu). Acest lucru se poate realiza, de exemplu, folosind o structură formată dintr-un cuadripol reciproc intercalat între două comutatoare inversoare, comandate periodic într-un anumit mod. Dacă decalajul dintre comutatoare este  $T/4$ , structura se comportă, în medie pe o perioadă  $T$ , ca un girator de c.c.

### 4.2 Cuadripoli reciproci dublu alimentați în regim de comutație

Structura pe care o vom analiza în continuare este reprezentată în fig. 4.1.

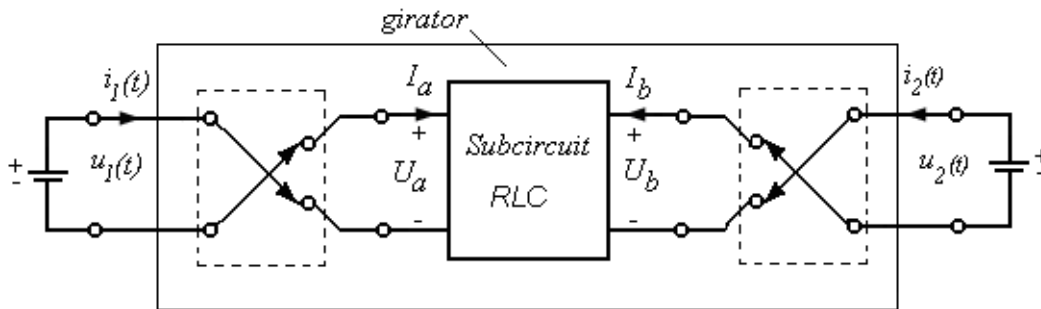


Fig.4.1 Cuadripol dublu alimentat în regim de comutație

Ea este formată dintr-un cuadripol R L C la porțile căruia sunt conectate două surse de tensiune constantă prin intermediul a două inversoare de polaritate. Inversoarele pot fi realizate cu ajutorul unor punți comandate în mod corespunzător (fig.4.2) [19],[31].

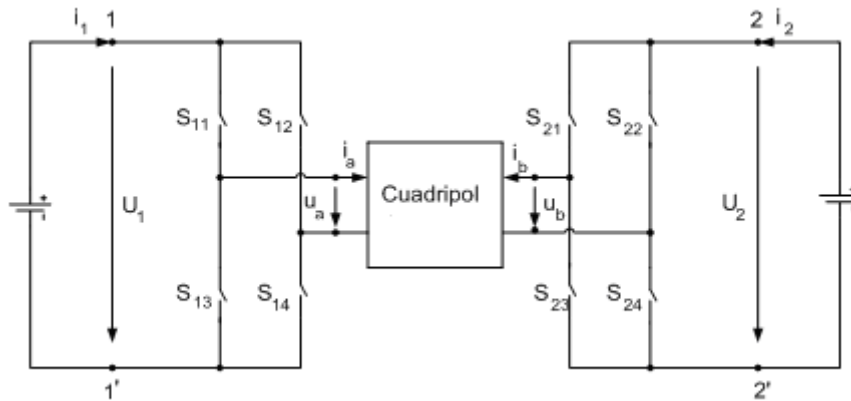


Fig.4.2. Cuadripol dublu alimentat prin intermediul a două punți comandate

#### 4.2.1 Deducerea ecuațiilor cuadripolare

Se presupune că elementele de comutație  $S_{11} - S_{14}$ ,  $S_{21} - S_{24}$  sunt ideale. Comanda lor se face periodic cu perioada  $T$ , astfel încât o semiperioadă  $S_{11}$  și  $S_{14}$  să fie închise iar  $S_{12}$  și  $S_{13}$  deschise, în cealaltă semiperioadă starea lor se inversează. A doua punte are același program de comandă cu diferența că secvența este decalată față de aceea a primei punți cu un interval  $T_D$ .

Urmărim să determinăm legătura dintre curenții și tensiunile la bornele cuadripolului format din cuadripolul R L C completat cu cele două punți inversoare și să interpretăm rezultatele obținute în cadrul teoriei cuadripolului.

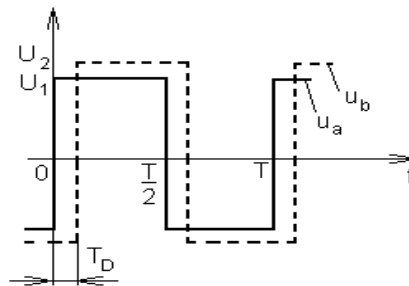


Fig.4.3 Tensiunile dreptunghiulare de alimentare ale celor două punți

Prin secvența de comutare descrisă, tensiunile de la bornele cuadripolului R L C sunt tensiuni cu variație dreptunghiulară în timp, ca în fig.4.3. Descompunerea lor în serie Fourier conduce la expresiile:

$$\begin{aligned}
 u_a(t) &= \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{4U_1}{k\pi} \sin k\omega t = \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} u_a^{(k)}(t) \\
 u_b(t) &= \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{4U_2}{k\pi} \sin k\omega(t - T_D) = \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} u_b^{(k)}(t).
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Pentru armonica de ordinul  $k$ , ecuațiile cuadripolare R L C în parametrii Y sunt

$$\begin{aligned}
 \underline{I}_a^{(k)} &= \underline{Y}_{11}^{(k)} \cdot \underline{U}_a^{(k)} + \underline{Y}_{12}^{(k)} \cdot \underline{U}_b^{(k)} \\
 \underline{I}_b^{(k)} &= \underline{Y}_{21}^{(k)} \cdot \underline{U}_a^{(k)} + \underline{Y}_{22}^{(k)} \cdot \underline{U}_b^{(k)}
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

unde

$$\begin{aligned}
 \underline{U}_a^{(k)} &= \frac{4}{k\pi\sqrt{2}} \cdot U_1 \\
 \underline{U}_b^{(k)} &= \frac{4}{k\pi\sqrt{2}} \cdot (\cos k\omega T_D - j \sin k\omega T_D) \cdot U_2.
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

Întrucât cuadripolul este reciproc,  $\underline{Y}_{12}^{(k)} = \underline{Y}_{21}^{(k)}$ , oricare ar fi  $k$ .

Din aceste relații se determină expresiile valorilor momentane ale curenților corespunzător armonicii  $k$ . Curenții  $i_a(t)$  respectiv  $i_b(t)$  se obțin însumând aceste armonici:

$$\begin{aligned}
 i_a &= \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \sqrt{2} I_a^{(k)} \cdot \sin(k\omega t + \varphi_a^{(k)}) \\
 i_b &= \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \sqrt{2} I_b^{(k)} \cdot \sin(k\omega t + \varphi_b^{(k)})
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

unde  $I_a^{(k)}$  și  $I_b^{(k)}$  sunt modulele curenților complecși pentru armonica  $k$  și  $\varphi_a^{(k)}$  și  $\varphi_b^{(k)}$  argumentele lor.

Legătura dintre valorile momentane ale curenților de la porțile cuadripolului extins și cele ale cuadripolului R L C rezultă ținând seama de secvența de comutare,

$$i_1(t) = \begin{cases} i_a, & \text{pentru } t \in \left(0, \frac{T}{2}\right) \\ -i_a, & \text{pentru } t \in \left(\frac{T}{2}, T\right) \end{cases}$$

$$i_2(t) = \begin{cases} -i_b, & \text{pentru } t \in (0, T_D) \\ i_b, & \text{pentru } t \in \left(T_D, T_D + \frac{T}{2}\right) \\ -i_b, & \text{pentru } t \in \left(T_D + \frac{T}{2}, T\right) \end{cases} \quad (4.5)$$

Din aceste relații, pe o perioadă  $T$  obținem:

$$I_1 = \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{T/2} i_a(t) dt - \frac{1}{T} \int_{T/2}^T i_a(t) dt = \frac{2\sqrt{2}}{n} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{I_a^{(k)}}{k} \cos \varphi_a^{(k)} \quad (4.6)$$

$$I_2 = \frac{1}{T} \int_0^T i_2(t) dt = -\frac{1}{T} \int_0^{T_D} i_b(t) dt + \frac{1}{T} \int_{T_D}^{T_D+T/2} i_b(t) dt - \frac{1}{T} \int_{T_D+T/2}^T i_b(t) dt =$$

$$= \frac{2\sqrt{2}}{n} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{I_b^{(k)}}{k} \cos(k\omega T_D + \varphi_b^{(k)}). \quad (4.7)$$

Înlocuind în (4.2) și (4.3) relația  $Y_{mn}^{(k)} = G_{mn}^{(k)} - jB_{mn}^{(k)}$ ,  $m, n = 1, 2$ , rezultă

$$\operatorname{Re} \left\{ \underline{I}_a^{(k)} \right\} = \frac{4}{k\pi\sqrt{2}} \left[ G_{11}^{(k)} \cdot U_1 + \left( G_{12}^{(k)} \cos k\omega T_D - B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) \cdot U_2 \right]$$

$$\operatorname{Re} \left\{ \underline{I}_b^{(k)} \right\} = \frac{4}{k\pi\sqrt{2}} \left[ G_{21}^{(k)} \cdot U_1 + \left( G_{22}^{(k)} \cos k\omega T_D - B_{22}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) \cdot U_2 \right] \quad (4.8)$$

$$\operatorname{Im} \left\{ \underline{I}_b^{(k)} \right\} = \frac{4}{k\pi\sqrt{2}} \left[ -B_{21}^{(k)} \cdot U_1 + \left( -B_{22}^{(k)} \cos k\omega T_D - G_{22}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) \cdot U_2 \right]$$

Pe de altă parte

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re} \left\{ \underline{I}_a^{(k)} \right\} &= I_a^{(k)} \cos \varphi_a^{(k)} \\
 \operatorname{Re} \left\{ \underline{I}_b^{(k)} \right\} &= I_b^{(k)} \cos \varphi_b^{(k)} \\
 \operatorname{Im} \left\{ \underline{I}_b^{(k)} \right\} &= I_b^{(k)} \sin \varphi_b^{(k)}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Înlocuind (4.9) în (4.8) și rezultatul în (4.6) și (4.7) obținem ecuațiile (4.10)

$$\begin{aligned}
 I_1 &= G_{11} \cdot U_1 + G_{12} \cdot U_2 \\
 I_2 &= G_{21} \cdot U_1 + G_{22} \cdot U_2
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

unde s-a notat

$$G_{11} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \cdot G_{11}^{(k)} \tag{4.11}$$

$$G_{12} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( G_{12}^{(k)} \cos k\omega T_D - B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) \tag{4.12}$$

$$G_{21} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( G_{21}^{(k)} \cos k\omega T_D + B_{21}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) \tag{4.13}$$

$$G_{22} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \cdot G_{22}^{(k)} \tag{4.14}$$

Aceste relații reprezintă ecuațiile cuadripolare în valori medii ale cuadripolului extins (bornele 11', 22'). Parametrii acestuia depind de parametrii cuadripolului R L C, frecvența de comutare și foarte important, timpul de decalaj dintre momentele de comutație ale celor două punți.

Se observă o structură interesantă a parametrilor de transfer. Ținând seama că  $G_{12}^{(k)} = G_{21}^{(k)}$ ,  $B_{12}^{(k)} = B_{21}^{(k)}$ , oricare ar fi  $k$ , rezultă că

$$G_{12} = a - b \tag{4.15}$$

$$G_{21} = a + b \tag{4.16}$$

în care "a" reprezintă primul termen din expresia lui  $G_{12}$  (componenta disipativă), iar "b" al doilea termen (componenta reactivă).

**Cazuri particulare:**

- cuadripolul interior pur reactiv ( $R = 0$ ), parametrii cuadripolari au expresiile:

$$G_{11} = 0 \quad (4.17)$$

$$G_{12} = -\frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \quad (4.18)$$

$$G_{21} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \quad (4.19)$$

$$G_{22} = 0. \quad (4.20)$$

Rezultă cuadripolul extins este fără pierderi și antireciprocal, deci un girator ideal, oricare ar fi  $T_D$ .

- cuadripolul interior unu oarecare ( $R, L, C$ ), pentru  $T_D = T/4$

$$G_{11} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \cdot G_{11}^{(k)} \quad (4.21)$$

$$G_{12} = -\frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} B_{12}^{(k)} \sin k\omega \frac{\pi}{2} \quad (4.22)$$

$$G_{21} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} B_{12}^{(k)} \sin k\omega \frac{\pi}{2} \quad (4.23)$$

$$G_{22} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \cdot G_{22}^{(k)} \quad (4.24)$$

În acest caz cuadripolul extins este un girator cu pierderi.

#### 4.2.2 Analiza transferului de putere de la poarta 11' la 22', în funcție de decalajul $T_D$

Puterile medii pe o perioadă la cele două porți ale cuadripolului sunt [83]

$$P_1 = U_1 \cdot I_1 = G_{11} \cdot U_1^2 + G_{12} \cdot U_1 \cdot U_2, \quad (4.25)$$

$$P_2 = U_2 \cdot I_2 = G_{21} \cdot U_1 \cdot U_2 + G_{22} \cdot U_2^2. \quad (4.26)$$

Dacă cuadripolul interior este reciproc, simetric și fără pierderi ( $G_{12}^{(k)} = G_{21}^{(k)} = 0$ ,  $G_{11}^{(k)} = G_{22}^{(k)} = 0$  și  $B_{12}^{(k)} = B_{21}^{(k)}$ ) atunci:

$$\begin{aligned} G_{11} &= 0 \\ G_{22} &= 0 \\ G_{12} &= \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( -B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \right), \\ G_{21} &= \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) \end{aligned} \quad (4.27)$$

Se observă că pentru cazul studiat, cuadripolul extins este un girator ideal ( $G_{12} = -G_{21}$ ) oricare ar fi frecvența de comutație și timpul de întârziere  $T_D$ .

În consecință, expresiile celor două puteri devin

$$P_1 = G_{12} \cdot U_1 \cdot U_2 = U_1 \cdot U_2 \cdot \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( -B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \right), \quad (4.28)$$

$$P_2 = G_{21} \cdot U_1 \cdot U_2 = U_1 \cdot U_2 \cdot \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \right). \quad (4.29)$$

În concluzie, se observă că dacă  $T_D \in (0, T/2)$ , puterea circulă dinspre poarta de intrare spre poarta de ieșire a giratorului, iar dacă  $T_D \in (T/2, T)$ , puterea circulă în sens opus. Pentru anumite valori ale lui  $T_D$ , cum ar fi  $T_D = 0$ ,  $T_D = T/2$  și  $T_D = T$  cele două puteri sunt nule deci nu se produce transfer de putere între porți.

Sensul de transfer al puterii de la o poartă la cealaltă poate fi controlat prin  $T_D$ , care este un parametru ușor de modificat.

Din relațiile (4.11)-(4.14) rezultă că conductanțele proprii  $G_{11}$  și  $G_{22}$  nu depind de frecvența de comutație și de timpul de întârziere  $T_D$ . Pe de altă parte, conductanțele de transfer  $G_{12}$  și  $G_{21}$  depind de acești factori. Dacă se alege

$$, T_D = T/4 \text{ atunci } G_{12} = -\frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \cdot B_{12}^{(k)} \text{ și } G_{21} = -G_{12}. \text{ O situație similară}$$

apare pentru  $T_D = 3T/4$ , dar cu inversarea semnelor lui  $G_{12}$  și  $G_{21}$ , deci a sensului de transfer al puterii.

### 4.3. Linia de transmisie ca și inversor de impedanță

Deși acest subcapitol nu se încadrează în domeniul enunțat în titlul capitolului, el a fost inserat aici din următorul motiv: în locul cuadripolului reciproc din figura 4.1 putem considera o linie de transmisie, obținând astfel un girator de c.c.

Pe de altă parte, în regim sinusoidal o linie fără pierderi în  $\lambda/4$ , care este un cuadripol reciproc, are proprietatea de inversare a impedanței de sarcină la fel ca și un girator. În adevăr, pornind de la ecuațiile cuadripolare ale unei linii de transmisie fără pierderi, în sfert de lungime de undă [72] (figura 4.4),

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= -jZ_c \cdot \underline{I}_2 \\ \underline{U}_2 &= -jZ_c \cdot \underline{I}_1' \end{aligned} \quad (4.30)$$

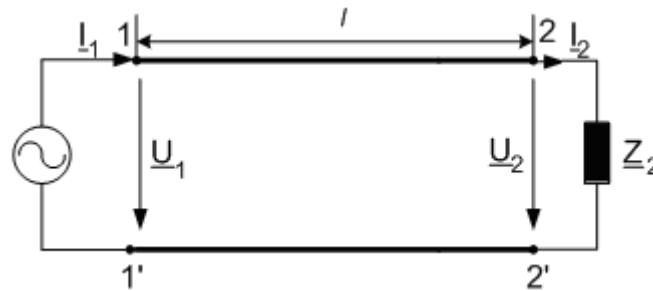


Fig.4.4 Linia lungă

rezultă pentru impedanța de intrare a liniei expresia

$$\underline{Z}_{in} = Z_c^2 \cdot \frac{1}{\underline{Z}_2}, \quad (4.31)$$

unde  $Z_c = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$  este impedanța caracteristică a liniei.

Această expresie este similară cu impedanța de intrare a unui girator ideal,

$$\underline{Z}_{in} = R_g^2 \cdot \frac{1}{\underline{Z}_2}, \quad (4.32)$$

$R_g$  fiind rezistența de girație. Apare astfel întrebarea: este inversarea impedanței de sarcină o proprietate definitorie pentru un cuadripol antireciproc? Răspunsul este evident negativ.

O explicație a acestei proprietăți se poate da dacă comparăm ecuațiile (4.30) ale liniei de transmisie în  $\lambda/4$  cu ecuațiile giratorului ideal



$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= -R_g \cdot \underline{I}_2 \\ \underline{U}_2 &= R_g \cdot \underline{I}_1 \end{aligned} \quad (4.33)$$

Se observă două diferențe esențiale, deși expresiile finale pentru impedanța de intrare sunt formal identice: parametrii cuadripolari ai liniei sunt complecși și au același semn, în timp ce ai giratorului sunt reali și de semne opuse.

În deducerea expresiei impedanței de intrare a liniei, cele două atribute ale parametrilor cuadripolari se anulează reciproc, conducând la o expresie formal identică cu aceea obținută pentru giratorul ideal.

Intercalând o linie de transmisie arbitrară, care este echivalentă cu un lanț de cuadripoli (R,L,C,G), între cele două punți inversoare, obținem un girator de c.c. dacă punțile sunt comandate decalat cu  $T_D = T/4$ . În particular dacă linia este fără pierderi, cuadripolul rezultat este un girator ideal indiferent de lungimea liniei și de decalajul de comandă al punților.

De precizat faptul că giratorul realizat cu linia de transmisie și cele două inversoare este un girator de curent continuu întrucât parametrii calculați în subcap. 4.2 au rezultat prin mediere temporală. Aplicațiile acestui tip de girator nu sunt legate de proprietatea de inversare a impedanței ci de posibilitatea controlului transferului de putere prin modificarea decalajului  $T_D$ .

#### 4.4 Circuite cuadripolare cu comportare de girator determinată printr-o buclă de reacție de tipul „sliding-mode”

În electronica de putere s-a identificat o clasă de convertoare c.c.-c.c. care, dacă li se asociază o buclă de reacție cu control de tipul „sliding-mode”, se comportă ca un girator [12], [89].

Configurarea comportamentală a unui convertor c.c.-c.c. ca un girator poate fi avantajoasă în anumite situații care implică legarea în paralel a convertoarelor pe partea de ieșire. Motivul îl constituie comportarea giratorului ca o sursă de curent comandată de tensiunea de intrare.

##### 4.4.1 Determinarea ecuațiilor de regim staționar

Vom exemplifica acest tip de girator prin referire la convertorul c.c.-c.c. de tip coborâtor de tensiune (buck). Pe lângă bucla de reacție mai apare și un filtru LC pe intrare, pentru reducerea interferențelor electromagnetice. Schema de principiu este prezentată în fig.4.5.

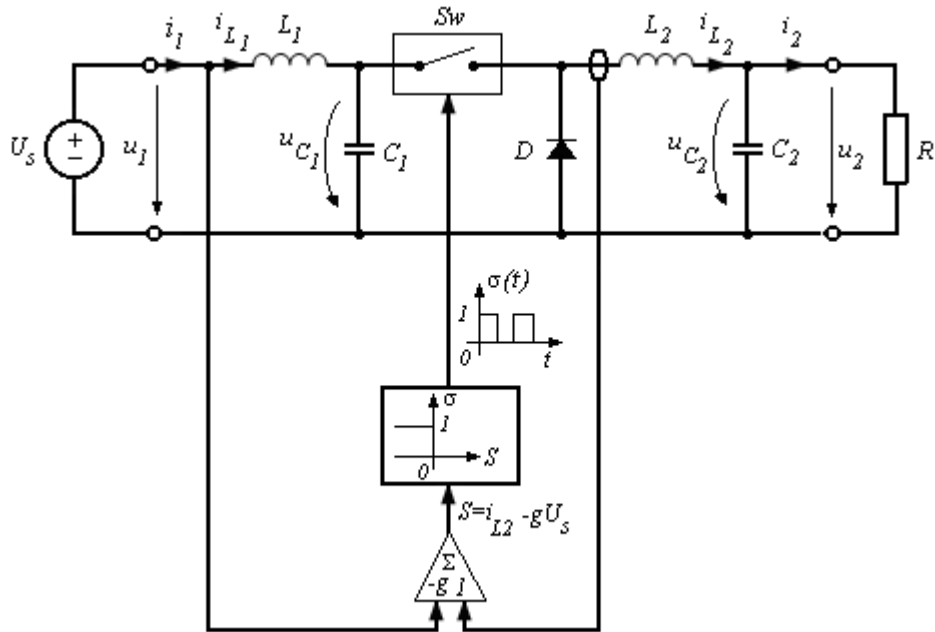


Fig.4.5. Convertor c.c.-c.c. coborâtor de tensiune

Circuitul are patru elemente reactive ( $L_1, C_1, L_2, C_2$ ), variabilele de stare fiind deci  $i_{L1}, u_{C1}, i_{L2}, u_{C2}$ . Aplicând teoremele lui Kirchhoff și prelucrând relațiile obținute, obținem ecuațiile de stare ale sistemului:

$$\frac{di_{L1}}{dt} = -\frac{1}{L_1} u_{C1} + \frac{1}{L_1} U_s, \quad (4.34)$$

$$\frac{di_{L2}}{dt} = \sigma \frac{1}{L_2} u_{C2} - \frac{1}{L_2} u_{C2}, \quad (4.35)$$

$$\frac{du_{C1}}{dt} = \frac{1}{C_1} i_{L1} - \sigma \frac{1}{C_1} i_{L2}, \quad (4.36)$$

$$\frac{du_{C2}}{dt} = \frac{1}{C_2} i_{L2} - \frac{1}{RC_2} u_{C2}, \quad (4.37)$$

unde,  $\sigma = 1$ , pentru starea închisă a comutatorului  $Sw$  ( $t \in T_{on}$ ) respectiv  $\sigma = 0$  în caz contrar ( $t \in T_{off}$ ).

Impunem buclei de reacție să conducă sistemul către starea de echilibru în lungul suprafeței de ecuație  $S = i_{L2} - g \cdot u_1$  (suprafața de glisare),  $g$  fiind o constantă. În orice moment punctul de funcționare al circuitului trebuie să aparțină,

cel puțin aproximativ, acestei suprafețe, adică  $S = 0$ , respectiv  $i_{L2} = g \cdot U_S$  și  $\frac{di_{L2}}{dt} - g \cdot \frac{dU_S}{dt} = 0$ , adică  $\frac{di_{L2}}{dt} = 0$ . Ecuațiile de evoluție (4.34)-(4.37) devin

$$\frac{di_{L1}}{dt} = -\frac{1}{L1} u_{C1} + \frac{1}{L1} U_S, \quad (4.38)$$

$$\sigma = \frac{u_{C2}}{u_{C1}}.$$

$$\frac{du_{C1}}{dt} = \frac{1}{C1} i_{L1} - \frac{u_{C2}}{u_{C1}} \frac{1}{C1} g U_S, \quad (4.39)$$

$$\frac{du_{C2}}{dt} = \frac{1}{C2} g U_S - \frac{1}{RC2} u_{C2}. \quad (4.40)$$

Ecuația (4.40) este o ecuație diferențială de ordinul 1 în  $u_{C2}$ . Soluția ei este

$$u_{C2}(t) = u_{C2}(\infty) + [u_{C2}(0_-) - u_{C2}(\infty)] \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (4.41)$$

cu

$$\begin{aligned} u_{C2}(\infty) &= g \cdot R \cdot U_S \\ \tau &= R \cdot C2 \end{aligned}$$

Prin urmare tensiunea  $u_{C2}(t)$  crește exponențial, cu constanta de timp  $RC2$  până la valoarea de regim staționar  $gRU_S$ .

Coordonatele punctul fix  $x^*$  al sistemului dinamic (4.38) - (4.40) se obțin din ecuațiile respective anulând membrul stâng:

$$\begin{aligned} u_{C1}^* &= U_S \\ u_{C2}^* &= g \cdot R \cdot U_S \\ i_{L1}^* &= g^2 \cdot R \cdot U_S \\ i_{L2}^* &= g \cdot U_S \end{aligned} \quad (4.42)$$

Notând cu  $I_1, I_2, U_1, U_2$  mărimile la porți în regim staționar, din (4.42) rezultă

$$I_1 = i_{L1}^* = g^2 \cdot R \cdot U_S, \quad (4.43)$$

$$I_2 = \frac{u_{C_2}^*}{R} = g \cdot U_S, \quad (4.44)$$

$$U_1 = U_S \quad (4.45)$$

$$U_2 = u_{C_2}^* = g \cdot R \cdot U_S \quad (4.46)$$

Înlocuind (4.46) în (4.43), respectiv (4.45) în (4.44) obținem ecuațiile la porți corespunzătoare regimului staționar:

$$\begin{aligned} I_1 &= gU_2 \\ I_2 &= gU_1' \end{aligned} \quad (4.47)$$

ecuații ce corespund ecuațiilor unui girator ideal. Lipsa semnului "-" din cea de-a doua ecuație se explică prin regula de asociere a sensurilor mărimilor  $i_2$  și  $u_2$  adoptată la poarta de ieșire (figura 4.5).

#### 4.4.2 Stabilizarea sistemului pentru comportarea convertorului ca și girator în regim staționar

Pentru analiza stabilității punctului fix  $x^*$ , adică comportarea în regim staționar a convertorului de c.c., se pornește de la matricea Jacobiană a sistemului dinamic (4.38)- (4.40),

$$J_F(x^*) = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial i_{L_1}} & \frac{\partial f_1}{\partial u_{C_1}} & \frac{\partial f_1}{\partial u_{C_2}} \\ \frac{\partial f_2}{\partial i_{L_1}} & \frac{\partial f_2}{\partial u_{C_1}} & \frac{\partial f_2}{\partial u_{C_2}} \\ \frac{\partial f_3}{\partial i_{L_1}} & \frac{\partial f_3}{\partial u_{C_1}} & \frac{\partial f_3}{\partial u_{C_2}} \end{bmatrix}_{x^*}. \quad (4.48)$$

unde  $f_1$ ,  $f_2$  și  $f_3$  reprezintă funcțiile din membrul drept. Ținând seama de ecuațiile (4.38) – (4.40), acesta devine:

$$\begin{aligned}
 J_F(x^*) &= \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{L_1} & 0 \\ \frac{1}{C_1} \frac{u_{C_2}}{u_{C_1}^2} \cdot g \cdot \frac{U_S}{C_1} & -\frac{g \cdot U_S}{C_1 \cdot u_{C_1}} & \\ 0 & 0 & -\frac{1}{RC_2} \end{bmatrix}_{x^*} = \\
 &= \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{L_1} & 0 \\ \frac{1}{C_1} & \frac{g^2 \cdot R}{C_1} & -\frac{g}{C_1} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{RC_2} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{4.49}$$

Ecuția caracteristică este atunci

$$\begin{aligned}
 \det(\lambda[1] - J_F(x^*)) &= 0, \\
 \begin{vmatrix} \lambda & \frac{1}{L_1} & 0 \\ -\frac{1}{C_1} & \lambda - \frac{g^2 \cdot R}{C_1} & \frac{g}{C_1} \\ 0 & 0 & \lambda + \frac{1}{RC_2} \end{vmatrix} &= 0, \\
 \left(\lambda + \frac{1}{RC_2}\right) \left(\lambda^2 - \frac{g^2 R}{C_1} \lambda + \frac{1}{L_1 C_1}\right) &= 0,
 \end{aligned} \tag{4.50}$$

Rezolvând ecuația caracteristică se obțin valorile proprii

$$\lambda_1 = -\frac{1}{RC_2}, \quad \lambda_{2,3} = \frac{g^2 R}{2C_1} \pm \sqrt{\left(\frac{g^2 R}{2C_1}\right)^2 - \frac{1}{L_1 C_1}}. \tag{4.51}$$

Prima valoare proprie duce la stabilizarea tensiunii exponențiale  $u_{C_2}$ . Celelalte două valori proprii sunt numere reale pozitive dacă

$$g^2 > \frac{2}{R} \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}, \tag{4.52}$$

respectiv sunt numere complexe cu părți reale pozitive, pentru cazul cu semn contrar. Prin urmare, punctul fix este instabil. El poate fi stabilizat prin mai multe metode, una din acestea constând în conectarea unui circuit  $R_d C_d$  serie în paralel cu condensatorul  $C_1$ . În regim staționar, datorită condensatorului  $C_d$ , această ramură este întreruptă și deci punctul fix va fi același ca în circuitul original.

Rezultă astfel, un sistem dinamic de ordinul 4 cu valorile proprii  $\lambda_1 = -\frac{1}{RC_2}$

și celelalte trei fiind soluțiile ecuației

$$\lambda^3 + \frac{C_1 + C_d - g^2 R R_d C_d}{R_d C_d C_1} \lambda^2 + \left( \frac{1}{L_1 C_1} - \frac{g^2 R}{R_d C_d C_1} \right) \lambda + \frac{1}{R_d C_d L_1 C_1} = 0. \quad (4.53)$$

Conform teoremei Routh-Hurwitz, stabilitatea sistemului implică faptul ca minorii principali ai matricii Hurwitz asociate să fie pozitivi [29]. În cazul ecuației (4.53),

$$b_1 > 0, \quad b_2 > 0, \quad b_1 b_2 > b_3, \quad (4.54)$$

unde  $b_1, b_2, b_3$  sunt coeficienții lui  $\lambda^2, \lambda$  și  $\lambda^0$ , în această ordine. De aici rezultă valorile corespunzătoare pentru  $R_d$  și  $C_d$  al circuitului de amortizare.

Analiza altor tipuri de convertoare c.c.-c.c. privind comportarea ca girator impusă printr-un control de tipul „sliding-mode”, este discutată în [12].

Convertoarele c.c.-c.c. cu comportare de girator se prezintă, față de bornele unde este conectată sarcina, ca niște surse de curent comandate prin tensiunea de la intrare [32].

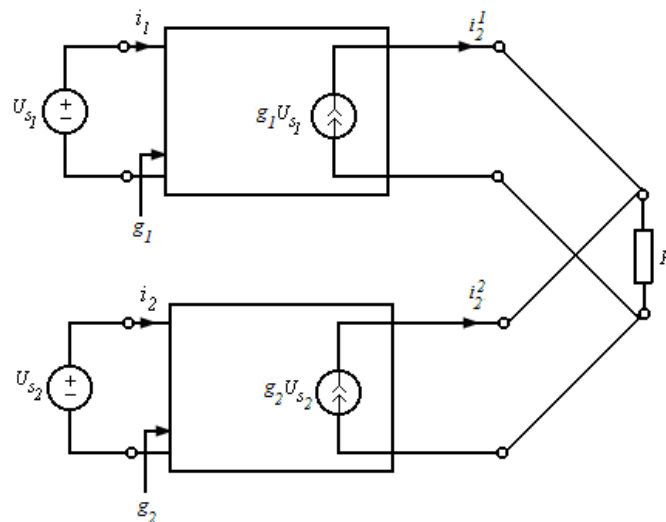


Fig.4.6. Conectarea paralel a ieșirii convertoarelor c.c.-c.c. coborâtoare de tensiune

Configurarea convertoarelor în acest mod este convenabilă în aplicațiile care necesită conectarea în paralel pe partea de ieșire a mai multor convertoare alimentate independent (figura 4.6).

## 5. GIRATOARE IMPLEMENTATE FOLOSIND MEDII GIROTROPE

### 5.1 Introducere

În capitolele 3 și 4 s-a studiat comportarea ca și girator a unor circuite electrice rezultată ca urmare a interconectării corespunzătoare a unor dispozitive active de circuit, cum ar fi tranzistoare sau amplificatoare operaționale. Aceste tipuri de giratoare pot fi denumite "giratoare cablate" pentru a accentua faptul că ele nu sunt propriu-zis dispozitive antireciproce, ci doar circuite electrice cu proprietatea respectivă.

Spre deosebire de giratoarele cablate, în acest capitol se va studia o categorie de dispozitive fizice a căror comportare de girator rezultă ca urmare a unor proprietăți de material. În particular, ne vom referi la giratorul pe bază de efect Faraday, respectiv la cel pe bază de efect Hall.

### 5.2 Giratorul pe bază de efect Hall

#### 5.2.1 Efectul Hall

Efectul Hall, observat pentru prima dată de Edwin Hall în 1880, constă în apariția unui câmp electric într-o placă conductoare sau semiconductoră, parcursă de curent electric și plasată convenabil într-un câmp magnetic, ca în figura 5.1 [75], [25].

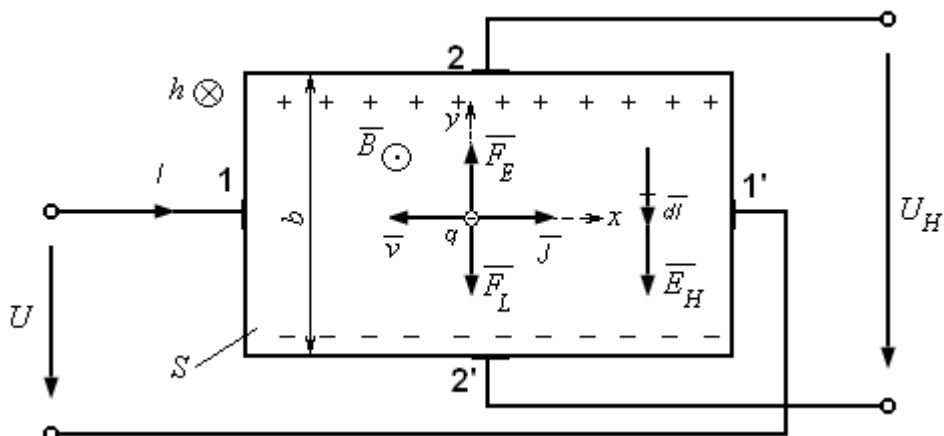


Fig.5.1 Explicativă pentru efectul Hall

Plăcuța se alimentează de la o sursă de tensiune pe la o pereche de contacte (11'). Dacă se introduce plăcuța Hall într-un câmp magnetic de inducție  $\vec{B}$

perpendicular pe planul plăcuței, între celelalte două contacte (22') apare o tensiune numită tensiune Hall, efectul numindu-se efect Hall. Explicația acestui fenomen este următoarea. Asupra electronilor din plăcuță acționează forța Lorentz

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}. \quad (5.1)$$

Pentru sistemul de coordonate cartezian în care sunt orientați  $\vec{v}$  și  $\vec{B}$  relația (5.1) devine

$$\vec{F}_L = -qvB, \quad (5.1')$$

adică forța Lorentz este orientată după axa  $Oy$ , perpendiculară pe direcția câmpului magnetic și pe axa  $Ox$ . Astfel sarcinile electrice se separă pe cele două laturi (opuse una față de alta) ale plăcuței, iar între ele apare un câmp electric numit câmp Hall  $\vec{E}_H$ . Datorită acestui câmp electric, asupra sarcinilor electrice se exercită forța electrică

$$\vec{F}_E = q \cdot \vec{E}_H \quad (5.2)$$

orientată după axa  $Oy$ .

Forța electrică și forța Lorentz sunt de sens opus. Condiția ca cele două forțe să fie în echilibru este

$$\vec{F}_L + \vec{F}_E = 0. \quad (5.3)$$

După un regim tranzitoriu de scurtă durată se instalează regimul permanent, când sarcinile electrice se vor deplasa ordonat cu viteza  $v$ .

Câmpul electric Hall care apare în plăcuță va fi, conform relațiilor (5.1), (5.2), (5.3)

$$\vec{E}_H = -\vec{v} \times \vec{B}. \quad (5.4)$$

Ținând cont de legea dintre viteza de drift  $\vec{v}$  și de densitatea de curent  $\vec{J}$  din placă,

$$\vec{J} = nq\vec{v}, \quad (5.5)$$

unde  $n$  este densitatea purtătorilor mobili de sarcină, iar  $q$  sarcina purtătorului mobil de sarcină, expresia (5.4) devine

$$\vec{E}_H = \frac{1}{-nq} (\vec{J} \times \vec{B}). \quad (5.6)$$

Introducând notația



$$C_H = \frac{1}{-nq}, \quad (5.7)$$

$C_H$  numit coeficient Hall, relația precedentă devine

$$\bar{E}_H = C_H(\bar{J} \times \bar{B}). \quad (5.8)$$

Acest câmp Hall determină apariția între bornele 22' a unei tensiuni numită tensiune Hall

$$U_H = \int_2^{2'} \bar{E}_H d\bar{l} = - \int_2^{2'} C_H J B dy. \quad (5.9)$$

Câmpul fiind uniform și exprimând densitatea de curent  $J$  în funcție de curentul care parcurge placa,  $J = \frac{I}{bh}$ , expresia tensiunii Hall va fi

$$U_H = \frac{C_H}{h} \cdot B \cdot I = S_0 \cdot B \cdot I, \quad (5.10)$$

unde  $S_0$  se numește sensibilitatea în gol a dispozitivului Hall și depinde de grosimea plăcii și de material.

### 5.2.2 Tensorul rezistivitate și conductivitate electrică

Câmpul Hall joacă rolul unui câmp imprimat de prezența curentului și a câmpului magnetic din placă (câmp imprimat de natură magnetică) [7], [8]. Într-un punct din plăcuță, legea conducției electrice se scrie sub forma [75]

$$\bar{J} = \sigma(\bar{E} + \bar{E}_H) = \sigma[\bar{E} + C_H(\bar{J} \times \bar{B})], \quad (5.11)$$

sau

$$\bar{E} = \frac{\bar{J}}{\sigma} - C_H(\bar{J} \times \bar{B}). \quad (5.11')$$

Direcțiile vectorilor  $\bar{E}$ ,  $\bar{J}$ ,  $\bar{B}$ , pentru un mediu cu  $C_H > 0$ , sunt reprezentate în figura 5.2.

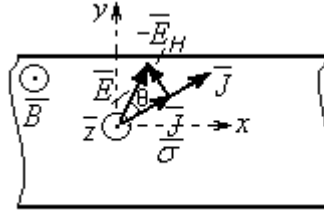


Fig.5.2 Reprezentarea grafică a legii conducției electrice în prezența câmpului magnetic

Se observă că vectorii intensitate a câmpului electric  $\vec{E}$  și densitatea de curent  $\vec{J}$  nu sunt coliniari, chiar și pentru un mediu izotrop, datorită componentei  $\vec{E}_H$ .

Într-un sistem de coordonate ales arbitrar, cei trei vectori se pot scrie

$$\begin{aligned}\vec{J} &= J_x \vec{i} + J_y \vec{j} \\ \vec{E} &= E_x \vec{i} + E_y \vec{j}. \\ \vec{B} &= B \vec{k}\end{aligned}\quad (5.12)$$

Introducând expresiile (5.12) în (5.11') rezultă

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sigma} & -C_{HB} \\ C_{HB} & \frac{1}{\sigma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix}, \quad (5.13)$$

de unde

$$\begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} = \frac{\sigma}{1 + \mu_H^2 B^2} \begin{bmatrix} 1 & \mu_H B \\ -\mu_H B & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (5.14)$$

în care

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{\sigma} & -C_{HB} \\ C_{HB} & \frac{1}{\sigma} \end{bmatrix} = [\rho] \quad (5.15)$$

este matricea rezistivitate și

$$\frac{\sigma}{1 + \mu_H^2 B^2} \begin{bmatrix} 1 & \mu_H B \\ -\mu_H B & 1 \end{bmatrix} = [\sigma] \quad (5.16)$$

este matricea conductivitate.

Relația se poate scrie concentrat în forma

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \vec{E}, \quad (5.17)$$

respectiv

$$\vec{E} = \vec{\rho} \vec{J}. \quad (5.18)$$

Se observă că rezistivitatea, respectiv conductivitatea electrică sunt tensori de rang 2, cu expresiile din relațiile (5.16), respectiv (5.15). Cu alte cuvinte materialul este anizotrop.

Termenii simetrici față de diagonala matricii depind de câmpul magnetic, care este așadar sursa anizotropiei (presupunând că inițial materialul era izotrop electric). Se observă totodată că termenii simetrici față de diagonală sunt egali și opuși ca semn, tensorul fiind deci antisimetric:

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma \cdot \mu_H \cdot B}{1 + \mu_H^2 \cdot B^2} = -\sigma_{yx}, \quad (5.19)$$

cu

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma \cdot \mu_H \cdot B}{1 + \mu_H^2 \cdot B^2} > 0, \quad (5.20)$$

și

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} < 0. \quad (5.21)$$

Această proprietate poate fi interpretată astfel:

- un câmp electric  $\vec{E}$  care acționează în lungul axei  $Ox$  (arbitrar aleasă) va determina o componentă a densității de curent după axa  $Oy$ , de mărime (fig.5.3a)

$$J_y = \sigma_{yx} \cdot E_x = \sigma_{yx} \cdot E. \quad (5.22)$$

- aplicând un câmp electric de aceeași mărime  $E$ , dar după axa  $Oy$ , acesta va determina o componentă a densității de curent după axa  $Ox$  de valoare (fig.5.3b)

$$J_x = \sigma_{xy} \cdot E_y = \sigma_{xy} \cdot E = -\sigma_{yx} \cdot E = -J_y. \quad (5.23)$$

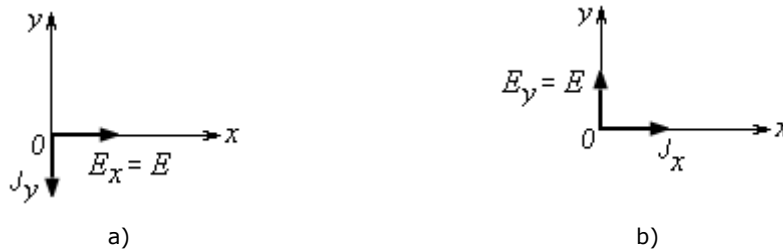


Fig.5.3 Componentele câmpului electric și ale densității de curent

Altfel spus, un câmp electric  $\vec{E}$  aplicat după axa  $Ox$  produce o componentă  $y$  a densității de curent egală ca mărime și opusă ca sens cu componenta după axa  $Ox$  pe care ar determina-o același câmp dacă ar fi aplicat după direcția  $y$ . Această

proprietate corespunde celei de antireciprocitate de la cuadripoli. Este deci de așteptat ca un cuadripol realizat pe baza efectului Hall să aibe proprietatea de antireciprocitate.

### 5.2.3 Parametrii de transfer ai cuadripolului Hall

Considerăm dispozitivul Hall cu structura cuadripolară din figura 5.4. Pentru evidențierea comportării ca girator al acestui dispozitiv se va verifica dacă acesta are proprietatea de antireciprocitate.

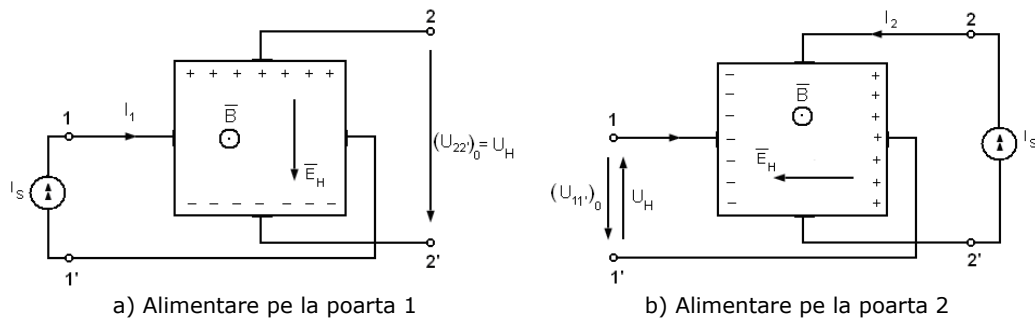


Fig.5.4 Dispozitiv pe bază de efect Hall

Se consideră conectată la poarta 1 a dispozitivului o sursă de curent continuu (figura 5.4.a). Pentru sensul dat al curentului  $I_1$  și al inducției  $\bar{B}$ , intensitatea câmpului Hall și a tensiunii Hall au sensurile din figură. Astfel expresia tensiunii Hall va fi

$$(U_{22'})_0 = U_H = S_0 \cdot B \cdot I_1 = S_0 \cdot B \cdot I_S. \quad (5.24)$$

Dacă se alimentează acum dispozitivul Hall pe la poarta 2 (figura 5.4.b), pentru sensurile lui  $I_2$  și  $\bar{B}$ , intensitatea câmpului Hall are sensul din figură. În acest caz tensiunea Hall  $U_H$  și tensiunea  $(U_{11'})_0$  la poarta 1 au sensuri opuse,

$$(U_{11'})_0 = -U_H = -S_0 \cdot B \cdot I_2 = -S_0 \cdot B \cdot I_S. \quad (5.25)$$

Cele două tensiuni sunt egale și de semn contrar, ceea ce înseamnă că dispozitivul Hall se comportă ca un circuit antireciproc, este deci un girator.

O altă modalitate pentru a evidenția că dispozitivul Hall este girator este aceea de a verifica condiția de antireciprocitate folosind ecuațiile cuadripolare cu parametrii rezistență

$$\begin{aligned} U_1 &= R_{11} \cdot I_1 + R_{12} \cdot I_2 \\ U_2 &= R_{21} \cdot I_1 + R_{22} \cdot I_2 \end{aligned} \quad (5.26)$$

Pentru primul caz considerat mai sus, din (5.26) rezultă:

$$U_2|_{I_2=0} = R_{21} \cdot I_1 = R_{21} \cdot I_S = (U_{22'})_0 = S_0 \cdot B \cdot I_S, \quad (5.27)$$

de unde

$$R_{21} = S_0 \cdot B. \quad (5.28)$$

Pentru cel de-al doilea caz

$$U_1|_{I_1=0} = R_{12} \cdot I_2 = R_{12} \cdot I_S = (U_{11'})_0 = -S_0 \cdot B \cdot I_S, \quad (5.29)$$

rezultă

$$R_{12} = -S_0 \cdot B. \quad (5.30)$$

Întrucât

$$R_{12} = -R_{21}, \quad (5.31)$$

cuadripolul este antireciprocal.

### 5.2.4 Componentele rezistenței de transfer în cazul general

Legea conducției în forma (5.11) nu ține cont de o serie de efecte secundare, cum ar fi efectul magnetorezistiv și efectul Hall planar. Ținând seama și de aceste efecte, legea conducției are expresia [75]

$$\vec{J} = a\vec{E} + a_1(\vec{E} \times \vec{B}) + a_2 B^2 \vec{E} + a_3(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B} + \dots, \quad (5.32)$$

în care s-au neglijat termenii în  $B$  de ordin mai mare decât 2.

Dacă luăm în considerare numai efectele Hall, relația (5.32) devine

$$\vec{J} = a\vec{E} + a_1(\vec{E} \times \vec{B}) + a_3(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B}. \quad (5.33)$$

Pornind de la această expresie, se arată că rezistențele de transfer au două componente [90]:

$$\begin{aligned} R_{12} &= R_a + R_b \\ R_{21} &= R_a - R_b \end{aligned} \quad (5.34)$$

Aceste rezistențe de transfer au următoarele proprietăți [91]:

- componenta  $R_a$  este independentă de sensul inducției magnetice,  $R_a(+\vec{B}) = R_a(-\vec{B})$ ;
- componenta  $R_b$  își schimbă semnul la schimbarea sensului inducției magnetice,  $R_b(+\vec{B}) = -R_b(-\vec{B})$ .

Din relația (5.34) rezultă că pentru două sensuri opuse ale inducției magnetice, expresiile rezistențelor de transfer sunt

$$\begin{aligned} R_{12}(+\vec{B}) &= R_a + R_b(+\vec{B}) \\ R_{21}(+\vec{B}) &= R_a - R_b(+\vec{B}) \end{aligned} \quad (5.35)$$

și

$$\begin{aligned} R_{12}(-\vec{B}) &= R_a + R_b(-\vec{B}) = R_a - R_b(+\vec{B}) = R_{21}(+\vec{B}) \\ R_{21}(-\vec{B}) &= R_a - R_b(-\vec{B}) = R_a + R_b(+\vec{B}) = R_{12}(+\vec{B}) \end{aligned} \quad (5.36)$$

Deci, prin schimbarea sensului inducției magnetice, valorile celor două rezistențe de transfer se interschimbă.

Se observă că structura parametrilor de transfer la giratorul Hall, cu considerarea efectului Hall planar, este similară cu a giratorului Antoniou dacă se ține seama de rezistența de intrare, respectiv de ieșire ale amplificatoarelor operaționale, și cu aceea a parametrilor giratorului cu punți inversoare, dacă întârzierea dintre secvențele de comutare ale celor două punți este arbitrară:

- pentru giratorul Antoniou

$$\begin{aligned} G_{12} &= -\frac{G}{2G + g_d - \beta} \left( g_d + \frac{G^2}{2G + g_0} - \frac{a_0 g_0 G}{2G + g_0} \right) = G_a - G_b \\ G_{21} &= -\frac{G}{2G + g_d - \beta} \left( g_d + \frac{G^2}{2G + g_0} + \frac{a_0 g_0 G}{2G + g_0} \right) = G_a + G_b \end{aligned} \quad (5.37)$$

unde  $\beta = \frac{G(G - a_0 g_0)}{2G + g_0}$

- pentru giratorul cu punți inversoare

$$\begin{aligned} G_{12} &= \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( G_{12}^{(k)} \cos k\omega T_D - B_{12}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) = G_a - G_b \\ G_{21} &= \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2} \left( G_{21}^{(k)} \cos k\omega T_D + B_{21}^{(k)} \sin k\omega T_D \right) = G_a + G_b \end{aligned} \quad (5.38)$$

Practic, efectul Hall planar nu joacă un rol semnificativ în dispozitivul Hall, astfel că se poate considera  $R_a = 0$  și deci  $R_{12} = -R_{21}$ .

### 5.2.5 Aplicații ale giratorului Hall

Pentru a evalua posibilitatea aplicării practice a giratorului trebuie să luăm în considerare factorii care determină abaterea giratorului Hall de la un girator ideal:

- parametrii proprii au valori mult mai mari decât parametrii de transfer. Motivul îl reprezintă efectul magnetorezistiv fizic și geometric (dependența parametrilor de inducția magnetică, de forma și dimensiunile plăcii și ale electrozilor, precum și creșterea rezistivității materialului din care este confecționată plăcuța, în prezența câmpului magnetic). Ca ordin de mărime, la o plăcuță Hall din germaniu parametrii proprii au valorile  $R_{11} \square R_{22} = 220\Omega$ , comparativ cu parametrii de transfer  $R_{21} \square 27\Omega$ , pentru o inducție magnetică  $B = 1T$ . Pentru plăcuțele Hall fabricate din aliaje metalice (InSb), pierderile sunt mai mici  $R_{11} \square 0,85\Omega$ ,  $R_{22} \square 1,6\Omega$ , comparativ cu  $R_{21} \square 0,45\Omega$  (pentru  $B = 1T$ ) [75].

Faptul că parametrii proprii sunt mai mari decât cei de transfer determină un factor de calitate  $Q = \frac{X_{lin}}{R_{lin}}$  slab al unei inductivități simulate cu un girator real, așa cum s-a arătat în capitolul 2

$$Q = \frac{R_{12} \cdot R_{21} \cdot \omega^2 C_S^2}{R_{11} + R_{11} \cdot R_{22}^2 \omega^2 C_S^2 + R_{12} \cdot R_{21} \cdot R_{22}^2 \omega^2 C_S^2}. \quad (5.39)$$

Rezultă deci că acest tip de girator nu este potrivit pentru simularea de inductivități. În literatura de specialitate există diferite scheme de giratoare realizate pe bază de efect Hall pentru simularea de inductivități, însă eficiența lor este mult mai mică decât a giratoarelor electronice prezentate în capitolul 3.

- electrozii Hall trebuie plasați pe aceeași suprafață echipotențială astfel încât în absența câmpului magnetic, tensiunea la contactele Hall să fie zero. Realizarea practică a acestei condiții este dificilă, fiind îngreunată și de neomogenitatea materialului semiconductor sau de micile nesimetrii ale contactelor Hall. Ca urmare, între contactele Hall apare o tensiune și în absența câmpului magnetic, numită tensiune de zero  $\Delta U$ . În prezența câmpului magnetic această tensiune se adaugă la tensiunea Hall, astfel că la contactele Hall tensiunea în gol are expresia

$$(U_{22'})_0 = S_0 \cdot B \cdot I_1 + \Delta U. \quad (5.40)$$

Semnul și mărimea tensiunii depinde de sensul și mărimea curentului de comandă  $I_1$ , respectiv de modul de plasare a contactelor pe cele două suprafețe echipotențiale. Semnul tensiunii de zero nu depinde de sensul inducției magnetice  $B$ . Mărimea acestei tensiuni depinde de mărimea câmpului magnetic datorită efectului magnetorezistiv, dar influența nu este semnificativă.

Un avantaj al giratorului Hall este acela că se comportă rezistiv până la frecvențe înalte (MHz), în timp ce giratoarele realizate cu amplificatoare operaționale se comportă rezistiv până la frecvențe de ordinul KHz-ilor. Totuși la frecvențe înalte există aplicații mai convenabile cum ar fi giratorului pe bază de efect Faraday, analizat pe larg în subcapitolul următor.

## 5.3 Giratorul pe bază de efect Faraday

### 5.3.1 Efectul Faraday

În anul 1845 Michael Faraday observă în cadrul uneia dintre experimentele sale că lumina polarizată liniar, care se propagă printr-o bucată de sticlă, își rotește planul de polarizare sub acțiunea unui câmp magnetic exterior [37], [6]; acest efect se numește efect magneto-optic [45], [97], sau efect Faraday electric. Câmpul magnetic este produs de o bobină parcursă de curent în interiorul căreia a fost așezat corpul de probă, sticla. Lumina polarizată liniar trece prin corpul de probă, iar la ieșirea din acesta planul de polarizare al luminii este rotit cu un unghi  $\theta$  (fig.5.5), [50].

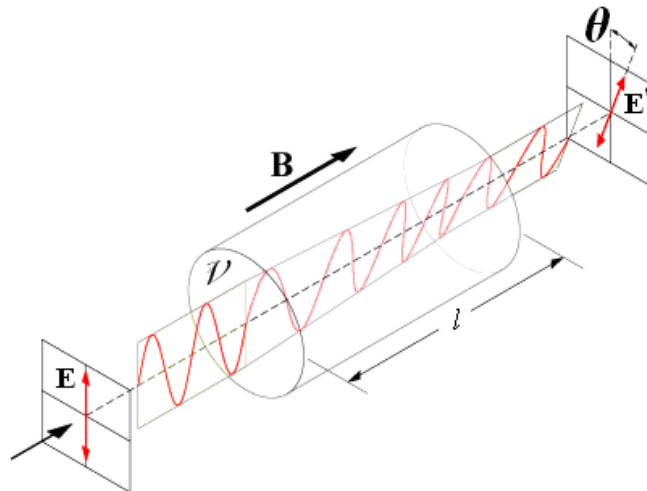


Fig.5.5 Efectul Faraday

Experimental s-a observat că rotirea planului de polarizare a luminii este proporțional cu inducția câmpului magnetic aplicat ( $B$ ), cu lungimea ( $l$ ) a probei de sticlă și de o constantă de material ( $V$ ), numită constanta Verdet, dependentă de lungimea de undă:

$$\theta = VBl . \quad (5.41)$$

Efectul Faraday este un efect nerez reciproc (fig. 5.6). Dacă lumina polarizată este trimisă prin materialul magneto-optic în sensul (1), fig. 5.6a, la ieșire din acesta planul de polarizare al luminii va fi rotit cu un unghi  $\theta$ . Dacă acum lumina polarizată este trimisă în sens opus (2) prin materialul magneto-optic (fig. 5.6b), planul de polarizare al luminii va fi rotit în același sens (privind spre direcția de propagare a luminii), sub același unghi  $\theta$ .



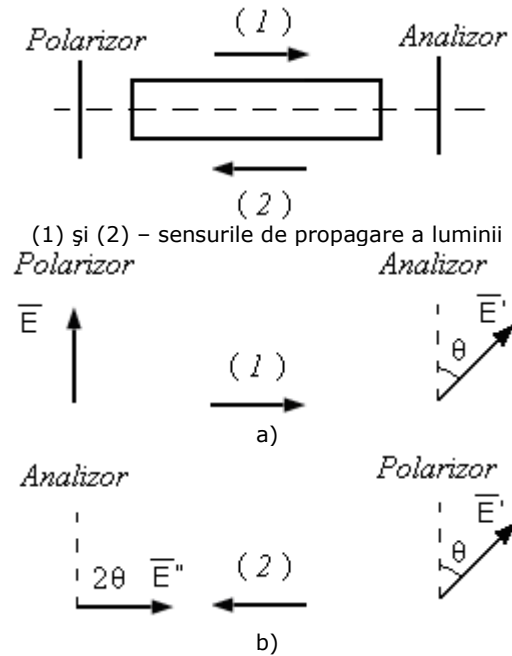


Fig.5.6 Nereciprocitatea efectului Faraday

Aceste tipuri de materiale magneto-optice sunt utilizate în diverse aplicații, cum ar fi vizualizarea câmpului magnetic, senzori de câmp magnetic, dispozitive din domeniul microundelor, izolatori optici.

Efectul Faraday magnetic apare ca urmare a interacțiunii dintre o undă electromagnetică și un mediu ferimagnetic polarizat cu un câmp magnetic continuu, având aceeași direcție cu direcția de propagare a undei. Acest câmp magnetic continuu induce o anizotropie magnetică, având drept consecință transformarea scalarului permeabilitate magnetică într-un tensor [51], [22].

### 5.3.2 Tensorul permeabilitate magnetică

Un câmp magnetic continuu exterior, determină într-un mediu ferimagnetic, alinierea dipolilor magnetici de spin. Astfel se produc momente ale acestor dipoli magnetici și o mișcare de precesie a dipolilor cu o frecvență controlată de intensitatea câmpului magnetic continuu. Un electron mai are și un moment unghiular de spin ( $s = \frac{\hbar}{2}$ ), unde  $\hbar$  este constanta lui Planck. Raportul dintre momentul magnetic de spin și momentul unghiular de spin se numește raport giromagnetic,  $\gamma = \frac{m}{s} = \frac{q}{m_e} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ C / Kg}$ ,  $m$  fiind momentul dipolului

magnetic al electronului datorită spinului său,  $m_e$  masa electronului, iar  $q$  sarcina electrică. Între momentul magnetic și momentul unghiular se poate scrie următoarea relație vectorială, semnul minus arătând că cei doi vectori sunt de sens contrar (figura 5.7) [51]:

$$\vec{m} = -\gamma \vec{s}. \quad (5.42)$$

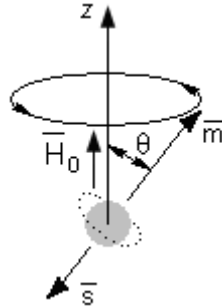


Fig.5.7 Spinul electronului

În prezența câmpului magnetic  $\vec{H}_0 = zH_0$  asupra dipolului magnetic se exercită un moment mecanic

$$\vec{T} = \vec{m} \times \vec{B}_0 = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H}_0 = -\mu_0 \gamma \vec{s} \times \vec{H}_0. \quad (5.43)$$

Ecuția de mișcare pentru dipolul magnetic:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\mu_0 \gamma \vec{m} \times \vec{H}_0, \quad (5.44)$$

sau, scrisă în componente,

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -\mu_0 \gamma m_y H_0 \\ \frac{dm_y}{dt} &= \mu_0 \gamma m_x H_0, \\ \frac{dm_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (5.45)$$

unde  $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$  este frecvența de precesie (*Larmor*).

Unghiul de precesie  $\theta$  dintre  $\vec{m}$  și  $\vec{H}_0$  este

$$\sin \theta = \frac{\sqrt{m_x^2 + m_y^2}}{|\vec{m}|} = \frac{A}{|\vec{m}|}, \quad (5.46)$$

unde  $m_x$  și  $m_y$  sunt proiecțiile lui  $\vec{m}$  pe planul  $xOy$  date de

$$\begin{aligned} m_x &= A \cos \omega_0 t \\ m_y &= A \sin \omega_0 t \end{aligned} \quad (5.47)$$

o soluție compatibilă cu (5.45).

În cazul a  $N$  momente magnetice de spin  $m$  pe unitatea de volum ecuația de mișcare va fi

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \bar{M} \times \bar{H}, \quad (5.48)$$

unde  $\bar{H}$  este câmpul intern aplicat, iar  $\bar{M} = N\bar{m}$  este magnetizația totală.

Dacă intensitatea câmpului magnetic exterior  $\bar{H}_0$  crește, atunci tot mai mulți dipoli magnetici se aliniază după direcția lui  $\bar{H}_0$ , până la atingerea saturației magnetice. În acest moment magnetizația  $\bar{M}$  atinge cel mai ridicat nivel (magnetizație de saturație  $M_s$ ).

Dacă peste câmpul magnetic  $\bar{H}_0$  la care materialul este saturat se suprapune un câmp magnetic alternativ de mică amplitudine  $\bar{H}$ , atunci acesta va forța o mișcare de precesie a momentului magnetic dipolar în jurul direcției lui  $\bar{H}_0$  (axa  $Oz$ ), la o frecvență egală cu a câmpului alternativ aplicat.

Câmpul magnetic total

$$\bar{H}_t = H_0 \hat{z} + \bar{H}, \quad (5.49)$$

determină o magnetizație totală

$$\bar{M}_t = M_s \hat{z} + \bar{M}. \quad (5.50)$$

Ținând cont că  $|\bar{H}| \ll H_0$  ecuațiile de mișcare devin

$$\frac{dM_x}{dt} = -\omega_0 M_y + \omega_m H_y, \quad (5.51a)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \omega_0 M_x - \omega_m H_x, \quad (5.51b)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0, \quad (5.51c)$$

unde s-au neglijat produsele  $MH$ , iar  $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$ , respectiv  $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$ .

Derivând (5.51a) în raport cu  $t$  și ținând cont de (5.51b) obținem

$$\frac{d^2 M_x}{dt^2} + \omega_0^2 M_x = \omega_m \frac{dH_y}{dt} + \omega_0 \omega_m H_x. \quad (5.52)$$

În mod similar, obținem ecuația

$$\frac{d^2 M_y}{dt^2} + \omega_0^2 M_y = -\omega_m \frac{dH_x}{dt} + \omega_0 \omega_m H_y. \quad (5.53)$$

Dacă câmpul alternativ  $\bar{H}$  este sinusoidal cu pulsația  $\omega$ , atunci trecând relațiile (5.52) și (5.53) în complex obținem

$$\begin{aligned} (\omega_0^2 - \omega^2) \underline{M}_x &= \omega_0 \omega_m \underline{H}_x + j\omega \omega_m \underline{H}_y \\ (\omega_0^2 - \omega^2) \underline{M}_y &= -j\omega \omega_m \underline{H}_x + \omega_0 \omega_m \underline{H}_y \end{aligned} \quad (5.54)$$

care poate fi scrisă în formă matricială

$$\begin{bmatrix} \underline{M}_x \\ \underline{M}_y \\ \underline{M}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_{xx} & X_{xy} & X_{xz} \\ X_{yx} & X_{yy} & X_{yz} \\ X_{zx} & X_{zy} & X_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{H}_x \\ \underline{H}_y \\ \underline{H}_z \end{bmatrix}, \quad (5.55)$$

unde s-au folosit notațiile

$$\begin{aligned} X_{xx} &= \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ X_{xy} &= \frac{j\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ X_{xz} &= 0 \\ X_{yx} &= \frac{-j\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} = -X_{xy} \\ X_{yy} &= \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} = X_{xx} \\ X_{yz} &= 0 \\ X_{zx} &= X_{zy} = X_{zz} = 0 \end{aligned} \quad (5.56)$$

Se observă că tensorul susceptibilității magnetice este un tensor antisimetric:

$$\underline{X}_m = \begin{bmatrix} X_{xx} & X_{xy} & 0 \\ X_{yx} & X_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (5.57)$$

cu  $X_{xy} = -X_{yx}$ .

Această proprietate se va reflecta și în tensorul permeabilitate magnetică:

$$[\underline{\mu}] = \mu_0 \left( [1] + [\underline{X}_m] \right) = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (5.58)$$

unde

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_0 (1 + X_{xx}) = \mu_0 (1 + X_{yy}) = \mu_0 \left( 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \\ j\kappa &= \mu_0 X_{xy} = \mu_0 \frac{j\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (5.59)$$

deci

$$\kappa = \mu_0 \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Materialul cu permeabilitatea  $[\underline{\mu}]$  de forma (5.58) se numește material girotropic,

$$\begin{bmatrix} \underline{B}_x \\ \underline{B}_y \\ \underline{B}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{H}_x \\ \underline{H}_y \\ \underline{H}_z \end{bmatrix}. \quad (5.60)$$

Un câmp  $\underline{H}$  orientat după axa x, de exemplu, determină componente ale lui  $\underline{B}$  atât după x cât și după y,

$$\begin{aligned} \underline{B}_x &= \mu \underline{H} \\ \underline{B}_y &= -j\kappa \underline{H} \end{aligned} \quad (5.61)$$

care sunt defazate între ele cu  $\pi/2$ .

Dacă se inversează sensul câmpului  $\underline{H}_0$ , atunci  $H_0$  și  $M_s$  își schimbă semnul, deci și  $\omega_0$  și  $\omega_m$ , iar din (5.59) rezultă că  $\mu$  nu se schimbă, dar  $\kappa$  își schimbă semnul.

### 5.3.3 Efectul Faraday magnetic

Considerăm un domeniu de extensie infinită, umplut cu material ferimagnetic, în care există un câmp exterior continuu  $\underline{H}_0 = zH_0$  dirijat după axa z. Ca urmare a câmpului  $\underline{H}_0$ , permeabilitate mediului devine un tensor  $[\underline{\mu}]$  (§ 5.3.2).

Dacă în acest mediu se propagă o undă sinusoidală, câmpurile  $\underline{E}$  și  $\underline{H}$  ale undei satisfac ecuațiile lui Maxwell [51]

$$\nabla \times \bar{\underline{E}} = -j\omega [\underline{\mu}] \bar{\underline{H}}, \quad (5.62)$$

$$\nabla \times \bar{\underline{H}} = j\omega \epsilon \bar{\underline{E}}, \quad (5.63)$$

$$\nabla \cdot \bar{\underline{D}} = 0, \quad (5.64)$$

$$\nabla \cdot \bar{\underline{B}} = 0. \quad (5.65)$$

Pentru simplificarea calculului, presupunem că unda se propagă în lungul direcției câmpului aplicat  $\bar{\underline{H}}_0$ . Atunci

$$\bar{\underline{E}} = \underline{E}_m e^{-j\beta z}, \quad (5.66)$$

$$\bar{\underline{H}} = \underline{H}_m e^{-j\beta z}. \quad (5.67)$$

Ținând cont de expresia lui  $[\underline{\mu}]$ , din primele două ecuații ale lui Maxwell obținem

$$j\beta E_y = -j\omega (\mu H_x + j\kappa H_y), \quad (5.68a)$$

$$-j\beta E_x = -j\omega (-j\kappa H_x + \mu H_y), \quad (5.68b)$$

$$0 = -j\omega \mu_0 H_z, \quad (5.68c)$$

$$j\beta H_y = j\omega \epsilon E_x, \quad (5.68d)$$

$$-j\beta H_x = j\omega \epsilon E_y, \quad (5.68e)$$

$$0 = j\omega \epsilon E_z. \quad (5.68f)$$

Din (5.68c) și (5.68f) rezultă că  $\underline{E}_z$  și  $\underline{H}_z$  sunt nuli, deci  $\bar{\underline{E}}$  și  $\bar{\underline{H}}$  sunt perpendiculari pe  $Oz$ , iar din (5.68d) și (5.68e) rezultă că între componentele transversale există o relație de legătură de tipul (5.69)

$$Y = \frac{H_y}{E_x} = \frac{-H_x}{E_y} = \frac{\omega \epsilon}{\beta}, \quad (5.69)$$

Y numindu-se admitanța de undă.

Înlocuind (5.69) în (5.68a) și (5.68b) se obține

$$j\omega^2 \epsilon \kappa E_x + (\beta^2 - \omega^2 \mu \epsilon) E_y = 0, \quad (5.70a)$$

$$(\beta^2 - \omega^2 \mu \epsilon) E_x - j\omega^2 \epsilon \kappa E_y = 0, \quad (5.70b)$$

iar pentru obținerea unei soluții pentru  $E_x$  și  $E_y$  determinantul sistemului de ecuații trebuie să fie nul,

$$\omega^4 \varepsilon^2 \kappa^2 - (\beta^2 - \omega^2 \mu \varepsilon)^2 = 0,$$

rezultând astfel două soluții, adică constante de fază

$$\beta_{\pm} = \omega \sqrt{\varepsilon(\mu \pm \kappa)}. \quad (5.71)$$

Înlocuind  $\beta_+$  în (5.70a) rezultă

$$E_y = -jE_x, \quad (5.72)$$

iar câmpul electric va avea forma

$$\underline{\bar{E}}^+ = E_{mX} (\hat{x} - j\hat{y}) e^{-j\beta_+ z}. \quad (5.73)$$

Folosind (5.69) rezultă și expresia câmpului magnetic

$$\underline{\bar{H}}^+ = E_{mX} Y_+ (j\hat{x} + \hat{y}) e^{-j\beta_+ z}, \quad (5.74)$$

unde  $Y_+ = \frac{\omega \varepsilon}{\beta_+} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu + \kappa}}$  este admitanța de undă corespunzătoare.

Înlocuind acum  $\beta_-$  în (5.70a) rezultă similar expresiile pentru  $\underline{\bar{E}}^-$  și  $\underline{\bar{H}}^-$

$$\underline{\bar{E}}^- = E_{mX} (\hat{x} + j\hat{y}) e^{-j\beta_- z}. \quad (5.75)$$

$$\underline{\bar{H}}^- = E_{mX} Y_- (-j\hat{x} + \hat{y}) e^{-j\beta_- z}, \quad (5.76)$$

cu  $Y_- = \frac{\omega \varepsilon}{\beta_-} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu - \kappa}}$ .

Se poate face deci, o analiză a propagării unei liniiar polarizate în lungul direcției câmpului magnetic continuu. Se consideră unda ca o superpoziție dintre o undă circular polarizată spre dreapta (cu constanta de fază  $\beta_+$ ) și o undă circular polarizată spre stânga (cu constanta de fază  $\beta_-$ ). Deci, la  $z=0$

$$\underline{\bar{E}}(z=0) = \frac{E_0}{2} (\hat{x} - j\hat{y}) + \frac{E_0}{2} (\hat{x} + j\hat{y}), \quad (5.77)$$

iar după un parcurs  $z$

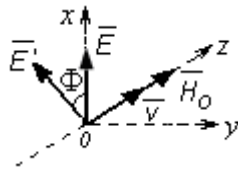
$$\begin{aligned}\bar{E}(z) &= \frac{E_0}{2}(\hat{x} - j\hat{y})e^{-j\beta_+z} + \frac{E_0}{2}(\hat{x} + j\hat{y})e^{-j\beta_-z} = \\ &= E_0 \left[ \hat{x} \cos\left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2}z\right) - \hat{y} \sin\left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2}z\right) \right] e^{-j(\beta_+ + \beta_-)z/2}.\end{aligned}\quad (5.78)$$

Prin urmare, direcția câmpului electric face cu axa  $x$  un unghi

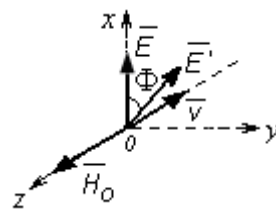
$$\Phi = \operatorname{arctg} \frac{E_y}{E_x} = -\frac{\beta_+ - \beta_-}{2}z. \quad (5.79)$$

Acest efect se numește rotație Faraday sau efect Faraday.

Pentru  $\omega < \omega_0$  rezultă  $\mu > 0$ ,  $\kappa > 0$ , deci  $\beta_+ > \beta_-$ . Astfel, pe măsură ce  $z$  crește (în direcția de propagare a undei),  $\Phi$  devine tot mai negativ, adică direcția de polarizare se rotește în sens antiorar (privind înspre direcția de propagare a undei), fig.5.8a. Inversând acum direcția câmpului exterior  $H_0$ ,  $\kappa$  își schimbă semnul, deci  $\beta_+ < \beta_-$ , adică  $\Phi > 0$ , rotația are loc în sens orar sub același unghi, fig. 5.8b (privind înspre direcția de propagare a undei).



a) Propagarea undei în direcția câmpului magnetic exterior



b) Propagarea undei în sens opus direcției câmpului magnetic exterior

Fig.5.8 Rotația Faraday

### 5.3.4 Giratorul pe bază de efect Faraday

Efectului Faraday stă la baza realizării unor dispozitive tehnice nereziproce cum ar fi: izolatorul, giratorul, etc.

#### Girator cu ferită

Pe baza efectului Faraday, se poate obține un dispozitiv antireciproce, un girator, dacă se aleg corespunzător parametrii și dimensiunile barei de ferită și de asemenea câmpul exterior, astfel încât pentru o frecvență dată unghiul de rotație să fie  $n/2$ . Aceste giratoare sunt dispozitive din domeniul microundelor care determină rotirea planului de polarizare al undei cu  $180^\circ$ .

##### 5.3.4.1 Girator cu ferită cu ghid torsionat cu $90^\circ$

Un girator cu ferită ca cel din figura 5.9 este format din două ghiduri de undă (1) și (2). Ghidul de undă (1) este torsionat cu  $90^\circ$ . Rotatorul de ferită situat



în centrul unui cilindru rotește unda cu  $90^\circ$  în același sens în care este rotit ghidul de undă (1), [51].

O undă care se propagă de la stânga la dreapta, trece prin ghidul de undă torsionat (1), unde planul de polarizare al undei se rotește cu  $90^\circ$  în sens antiorar (privind în sensul de propagare al undei). Ferita produce și ea o rotire a planului de polarizare cu  $90^\circ$ , tot în sens antiorar. Rotația totală a planului de polarizare al undei la ieșirea din girator este de  $180^\circ$ .

Dacă acum unda se propagă în sens invers, de la dreapta la stânga, de la ghidul de undă (2), ferita produce o rotire a planului de polarizare cu  $90^\circ$  în sens antiorar (privind în sensul de propagare al undei). Ghidul de undă (1) rotește planul de polarizare al undei cu  $90^\circ$  în sens orar. Astfel, se constată că la ieșirea din ghidul de undă (1) planul de polarizare al undei ajunge în poziția în care a fost la intrarea în ghidul de undă (2).

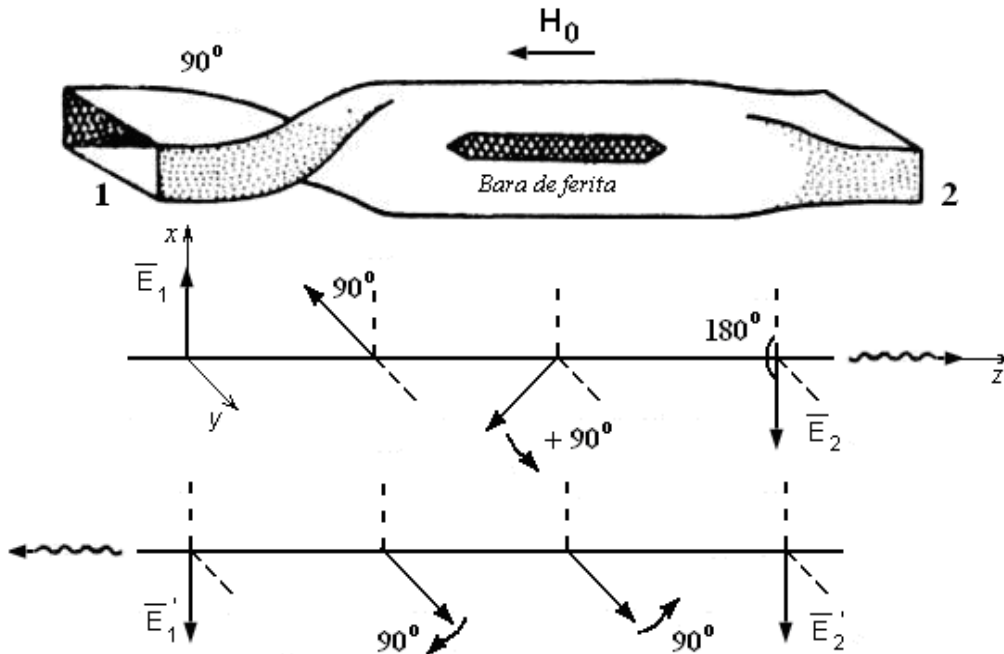


Fig.5.9 Girator cu ferită cu ghid torsionat cu  $90^\circ$

Putem identifica la giratorul cu ferită, două porți, poarta 1 – poarta prin care intră unda  $A_1$  (incidentă) în dispozitiv, și poarta 2 – poarta prin care iese unda  $B_2$  (emergentă), a cărei plan de polarizare este rotit cu  $180^\circ$  (în sens direct de propagare a undei). Dacă unda se propagă în sens invers unda incidentă este  $A_2$  și unda emergentă  $B_1$  (fig.5.10).

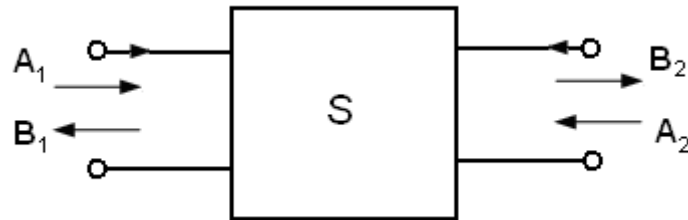


Fig.5.10 Explicativă pentru parametrii S

Între undele incidente și undele emergente ale unui cuadripol de tipul giratorului cu ferită se pot scrie relații de legătură prin intermediul unor parametrii numiți parametrii de dispersie (S) [100]:

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2 \\ b_2 &= S_{12} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2 \end{aligned} \quad (5.80)$$

unde  $a_1, a_2, b_1, b_2$  sunt amplitudinile undelor  $A_1, A_2, B_1, B_2$ .

Parametrii de dispersie au următoarele semnificații:

-  $S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0}$  - reprezintă raportul dintre amplitudinea unei emergente  $b_1$  și amplitudinea unei incidente  $a_1$  la poarta 1, în absența unei incidente la poarta 2.

-  $S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0}$  - reprezintă raportul dintre amplitudinea unei emergente  $b_2$  la poarta 2 și amplitudinea unei incidente  $a_1$  la poarta 1, în absența unei incidente la poarta 2.

-  $S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0}$  - reprezintă raportul dintre amplitudinea unei emergente  $b_1$  la poarta 1 și amplitudinea unei incidente  $a_2$  la poarta 2, dacă la poarta 2 nu există o undă incidentă.

-  $S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0}$  - reprezintă raportul dintre amplitudinea unei emergente  $b_2$  la poarta 2 și amplitudinea unei incidente  $a_2$  la aceeași poartă, dacă la poarta 1 nu avem o undă incidentă.

În formă matriceală relația (5.80) se scrie

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (5.81)$$

unde

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix}, \quad (5.82)$$

este matricea parametrilor de dispersie.

În cele ce urmează vom deduce matricea [S] pentru giratorul prezentat.

Presupunem că poarta 2 este în gol, iar la poarta 1 se injectează o undă cu vectorul  $\underline{E}$  dirijat după axa Ox (fig. 5.9),  $\overline{E}_1 = \underline{E} \cdot x$ . Dacă giratorul nu are pierderi, unda apare la poarta de ieșire neatenuată, dar rotită cu  $180^\circ$ , deci  $\overline{E}_2 = -\underline{E} \cdot x$ . Din definirea parametrilor S rezultă atunci:

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{\substack{a_2=0 \\ b_1=0}} = \frac{0}{\underline{E}} = 0, \quad (5.83)$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{\substack{a_2=0 \\ b_1=0}} = \frac{-\underline{E}}{\underline{E}} = -1. \quad (5.84)$$

cu  $a_1 = \underline{E}$ ,  $b_1 = 0$ ,  $a_2 = 0$ ,  $b_2 = -\underline{E}$ .

În mod similar, cu poarta 1 în gol și injectând la poarta 2 o undă  $\overline{E}_2' = -\underline{E} \cdot x$ , rezultă  $a_1 = 0$ ,  $b_1 = -\underline{E}$ ,  $a_2 = -\underline{E}$ ,  $b_2 = 0$ , respectiv parametrii de dispersie:

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{\substack{a_1=0 \\ b_2=0}} = \frac{-\underline{E}}{-\underline{E}} = 1, \quad (5.85)$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{\substack{a_1=0 \\ b_2=0}} = \frac{0}{-\underline{E}} = 0. \quad (5.86)$$

Rezultă că matricea de dispersie asociată dispozitivului cu ferită din fig.5.9 are forma

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (5.87)$$

care corespunde unui girator ideal.

#### 5.3.4.2 Girator cu ferită fără torsionare

Un alt tip de implementare a giratorului cu ferită este prezentat în fig. 5.11. La propagarea în sens direct a undei, rotirea planului de polarizare are loc progresiv ajungând ca la trecerea dintre secțiunea cilindrică și cea dreptunghiulară a ghidului de undă (2), planul de polarizare al undei să fie rotit cu  $90^\circ$ . La trecerea în sens invers a undei prin girator, rotirea planului de polarizare cu  $90^\circ$  are loc la trecerea dintre secțiunea cilindrică și cea dreptunghiulară a ghidului de undă (1), [51].

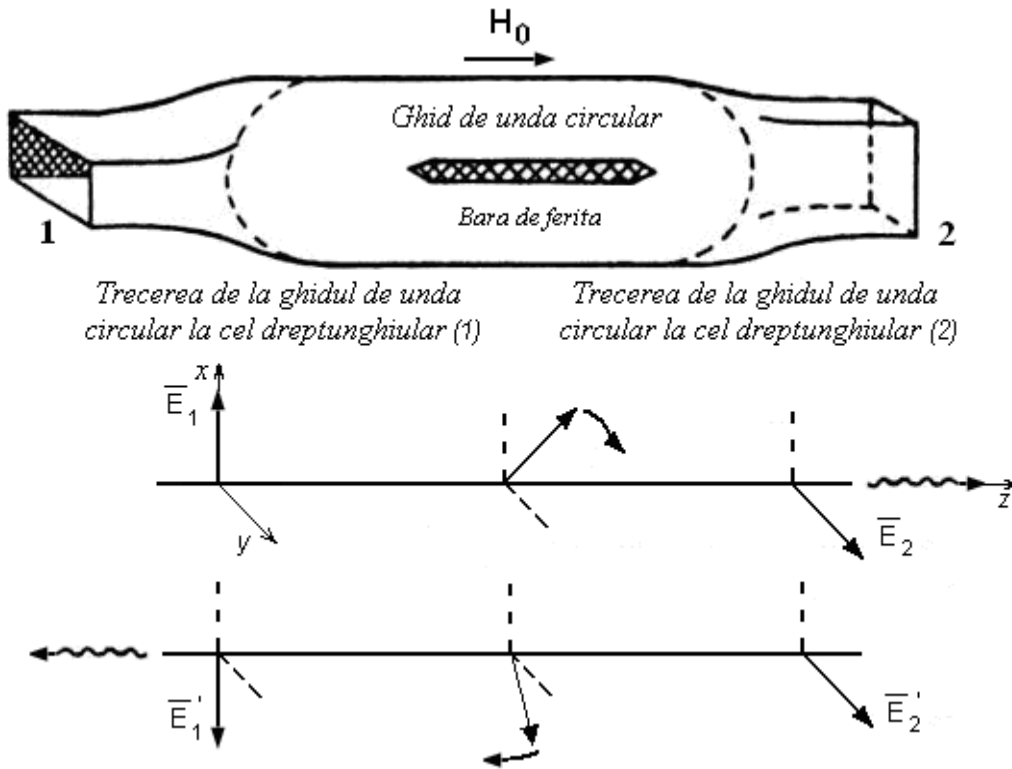


Fig.5.11 Girator cu ferită fără torsionare

Similar cazului anterior determinăm elementele matricii de dispersie pentru acest tip de implementare.

Considerăm că poarta 2 este în gol, iar la poarta 1 este injectată o undă  $\bar{E}_1 = \underline{E} \cdot x$ . La trecerea de la ghidul de undă circular la cel dreptunghiular (2), unda este rotită cu  $90^\circ$ , vectorul  $\bar{E}$  ajungând să fie orientat după axa  $Oy$ ,  $\bar{E}_2 = \underline{E} \cdot y$  (fig.5.11). Amplitudinile undelor sunt  $a_1 = \underline{E}$ ,  $b_1 = 0$ ,  $a_2 = 0$ ,  $b_2 = \underline{E}$ , iar parametrii de dispersie rezultă:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{\substack{a_2=0 \\ b_1=0}} = \frac{0}{\underline{E}} = 0, \quad (5.88)$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{\substack{a_2=0 \\ b_1=0}} = \frac{\underline{E}}{\underline{E}} = 1. \quad (5.89)$$

Dacă acum unda se propagă în sens invers, fiind injectată pe la poarta 2, cu  $\overline{E_2'} = \underline{E} \cdot y$ , la poarta 1 ea ajunge orientată după axa Ox,  $\overline{E_1'} = -\underline{E} \cdot x$ . Rezultă  $a_1 = 0$ ,  $b_1 = -\underline{E}$ ,  $a_2 = \underline{E}$ ,  $b_2 = 0$ , și parametrii de dispersie:

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \bigg|_{\substack{a_1=0 \\ b_2=0}} = \frac{-\underline{E}}{\underline{E}} = -1, \quad (5.90)$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \bigg|_{\substack{a_1=0 \\ b_2=0}} = \frac{0}{\underline{E}} = 0. \quad (5.91)$$

Observăm că și pentru acest tip de dispozitiv cu ferită, matricea de dispersie este de tipul

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.92)$$

adică corespunde unui girator ideal.

## 6. SIMULĂRI ȘI REZULTATE EXPERIMENTALE

### 6.1 Introducere

În acest capitol se prezintă rezultatele obținute prin simulare PSpice și experimental pentru două tipuri de giratoare și anume: giratorul Antoniou implementat cu amplificatoare operaționale tip AD711, respectiv giratorul implementat cu amplificatoare transconductanță tip LM13700 [13], [39], [44], [93], [94].

Prin simulare se urmărește comportarea unui circuit RLC serie în care inductivitatea este implementată printr-un girator Antoniou capacitiv. Pentru A.O. AD711 s-a folosit un macromodel furnizat de producătorul dispozitivului.

Pentru giratorul implementat cu O.T.A. tip LM13700 s-a urmărit evidențierea experimentală a antireciprocității acestuia.

### 6.2 Giratorul Antoniou

#### 6.2.1 Determinarea parametrilor în gol și în scurtcircuit la alimentarea directă și inversă a giratorului

Se alimentează giratorul pe la poarta 1 (fig.6.1) de la o sursă de tensiune sinusoidală de amplitudine  $U_{inm}=1V$  și frecvență  $f=1kHz$ .

- **parametrii impedanță (poarta 2 practic în gol - $R_{gol}=1G\Omega$ )**

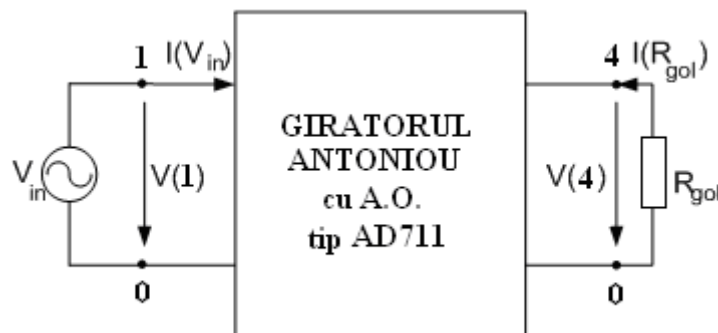


Fig.6.1 Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 1 cu ieșirea practic în gol

Din ecuațiile cu parametrii impedanță rezultă parametrii  $Z_{11}$  și  $Z_{21}$ :

$$\begin{aligned} \underline{Z}_{11} &= \left( \frac{U_1}{I_1} \right)_{I_2=0} = \frac{V(1)}{I(V_{in})} = -53.14 \cdot 10^{-3} \Omega; \\ \underline{Z}_{21} &= \left( \frac{U_2}{I_1} \right)_{I_2=0} = \frac{V(4)}{I(V_{in})} = -10^3 \Omega. \end{aligned} \quad (6.1)$$

În figura 6.2 este reprezentată comportarea cu frecvența a parametrului  $\underline{Z}_{21}$ .

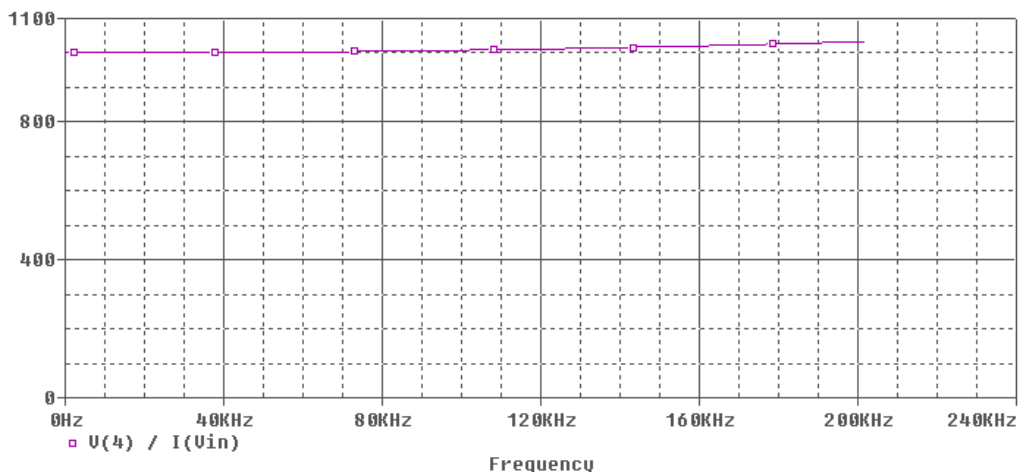


Fig.6.2 Comportarea cu frecvența a impedanței de transfer  $\underline{Z}_{21}$

Se observă că impedanța de transfer  $\underline{Z}_{21}$  este independentă de frecvență pentru valori ale frecvenței mai mici de 200kHz.

- **parametrii admitanță (poarta 2 practic în scurtcircuit –  $R_{scurt}=1m\Omega$ ).**



Fig.6.3 Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 1 cu ieșirea practic în scurtcircuit

Din ecuațiile cu parametrii admitanță rezultă parametrii  $\underline{Y}_{11}$  și  $\underline{Y}_{21}$ :

$$\begin{aligned}
 Y_{11} &= \left( \frac{I_1}{U_1} \right)_{U_2=0} = \frac{I(V_{in})}{V(1)} = -75.32 \cdot 10^{-9} S \\
 Y_{21} &= \left( \frac{I_2}{U_1} \right)_{U_2=0} = \frac{I_{R_{scurt}}}{V(1)} = 10^{-3} S
 \end{aligned}
 \tag{6.2}$$

Se conectează sursa acuma la poarta 2 (fig.6.4).

**- parametrii impedanță (poarta 1 "în gol" - $R_{gol}=1G\Omega$ )**

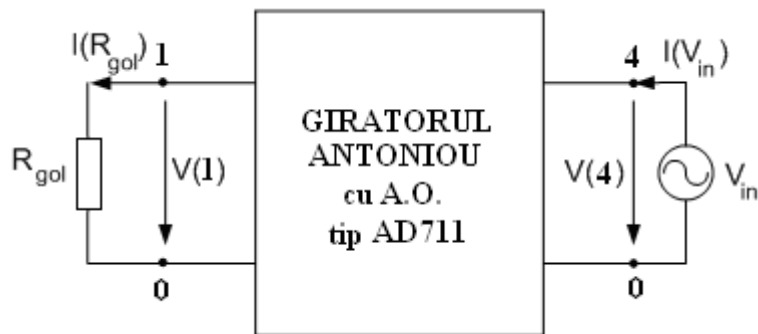


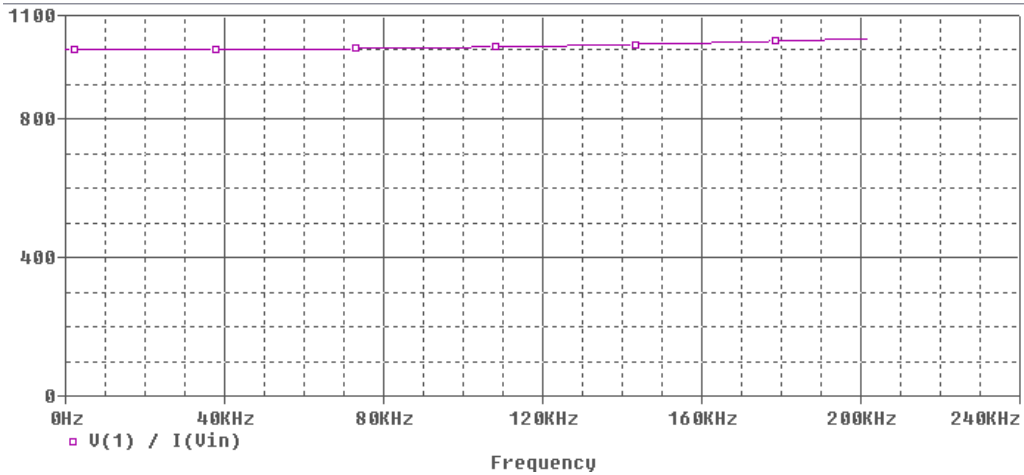
Fig.6.4 Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 2 cu ieșirea "în gol"

Din ecuațiile cu parametrii impedanță rezultă parametrii  $Z_{12}$  și  $Z_{22}$ :

$$\begin{aligned}
 Z_{12} &= \left( \frac{U_1'}{I_2'} \right)_{I_1'=0} = \frac{V(1)}{I(V_{in})} = 10^3 \Omega ; \\
 Z_{22} &= \left( \frac{U_2'}{I_2'} \right)_{I_1'=0} = \frac{V(4)}{I(V_{in})} = -75.32 \cdot 10^{-3} \Omega
 \end{aligned}
 \tag{6.3}$$

În figura 6.5 se reprezintă comportarea cu frecvența a impedanței de transfer  $Z_{12}$ .



Fig.6.5 Comportarea cu frecvența a impedanței de transfer  $Z_{12}$ 

La fel ca și impedanța de transfer  $Z_{21}$ , impedanța de transfer  $Z_{12}$  este practic constantă cu frecvența pentru valori mai mici de 200kHz.

- **parametrii admitanță (poarta 2 în "scurtcircuit" –  $R_{scurt}=1m\Omega$ )**

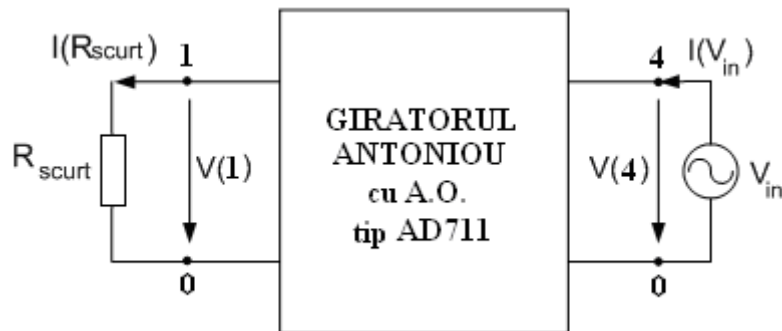


Fig.6.6 Giratorul Antoniou alimentat pe la poarta 2 cu ieșirea în "scurtcircuit"

$$\begin{aligned}
 Y_{12} &= \left( \frac{I_1'}{U_2'} \right)_{U_1'=0} = \frac{I_{R_{scurt}}}{V(4)} = -0.999 \cdot 10^{-3} S ; \\
 Y_{22} &= \left( \frac{I_2'}{U_2'} \right)_{U_1'=0} = \frac{I(V_{in})}{V(4)} = -53.14 \cdot 10^{-9} S .
 \end{aligned}
 \tag{6.4}$$

În concluzie, în intervalul de frecvențe considerat, parametrii cuadripolari sunt independenți de frecvență, deci sunt rezistivi:

$$R_{11} = -53.14 \cdot 10^{-3} \Omega$$

$$R_{12} = 10^3 \Omega$$

$$R_{21} = -10^3 \Omega$$

$$R_{22} = -75.32 \cdot 10^{-3} \Omega$$

$$G_{11} = -75.32 \cdot 10^{-9} S$$

$$G_{12} = -0.999 \cdot 10^{-3} S$$

$$G_{21} = 10^{-3} S$$

$$G_{22} = -53.14 \cdot 10^{-9} S$$

În limitele erorilor de simulare ale macromodelului folosit, rezistențele de transfer în gol  $R_{12}$  și  $R_{21}$  sunt egale și de semn contrar, respectiv conductanțele de transfer în scurtcircuit  $G_{12}$  și  $G_{21}$  sunt egale și de semn contrar. De asemenea, rezistențele directe și inverse  $R_{11}$  și  $R_{22}$ , respectiv conductanțele directe și inverse  $G_{11}$  și  $G_{22}$  sunt mult mai mici ca ordin de mărime decât parametrii de transfer, se pot deci neglija în comparație cu aceștia.

Din cele de mai sus rezultă că giratorul Antoniou cu A.O. tip AD711 are comportare de circuit antireciprocal într-un interval larg de frecvențe joase și medii. Pentru întărirea acestei afirmații s-a făcut și o verificare a faptului că, dacă poarta de ieșire a giratorului este în gol, poarta de intrare are comportare de scurtcircuit și invers, dacă poarta de ieșire este în scurtcircuit, poarta de intrare se va comporta ca și cum ar fi în gol. Se prezintă următoarele valori în acest sens:

### 1. Alimentarea directă a giratorului:

#### a) poarta de ieșire în gol:

$$I(R_{gol}) = 3.97 \cdot 10^{-9} A,$$

$$I(V_{in}) = 3.97 \cdot 10^{-3} A$$

$$V(4) = 3.97V$$

$$V(1) = 1V$$

#### b) poarta de ieșire scurtcircuitată:

$$I(R_{scurt}) = 10^{-3} A,$$

$$I(V_{in}) = 71.07 \cdot 10^{-9} A$$

$$V(4) = 10^{-6} V,$$

$$V(1) = 1V$$

### 2. Alimentarea inversă a giratorului:

#### a) poarta de ieșire în gol:

$$I(R_{gol}) = 3.47 \cdot 10^{-9} A,$$

$$I(V_{in}) = 2.97 \cdot 10^{-3} A$$

$$V(1) = 3.47V,$$

$$V(4) = 1V$$

#### b) poarta de ieșire scurtcircuitată:

$$I(R_{scurt}) = 0.9996 \cdot 10^{-3} A,$$

$$I(V_{in}) = 46.32 \cdot 10^{-9} A$$

$$V(1) = 0.9996 \cdot 10^{-6} V,$$

$$V(4) = 1V$$

### 6.2.2. Simularea inductivităților cu ajutorul giratorului Antoniou încărcat capacitiv

Dacă la poarta 2 se conectează un condensator de capacitate 5nF (figura 6.7), din expresia generală pentru impedanța de intrare

$$Z_{in} = \frac{R_g^2}{Z_{iesire}} = \frac{R^2}{\frac{1}{j\omega C}} = j\omega CR^2 = j\omega L_{echiv} \quad (6.5)$$

rezultă că față de bornele de intrare giratorul simulează o inductivitate  $L_{echiv} = CR^2 = 5mH$ .

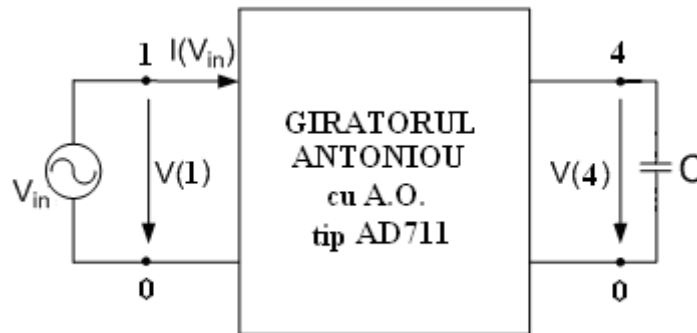


Fig.6.7 Girator cu sarcină capacitivă

În figura 6.8 s-a reprezentat dependența cu frecvența a impedanței de intrare pentru acest caz.

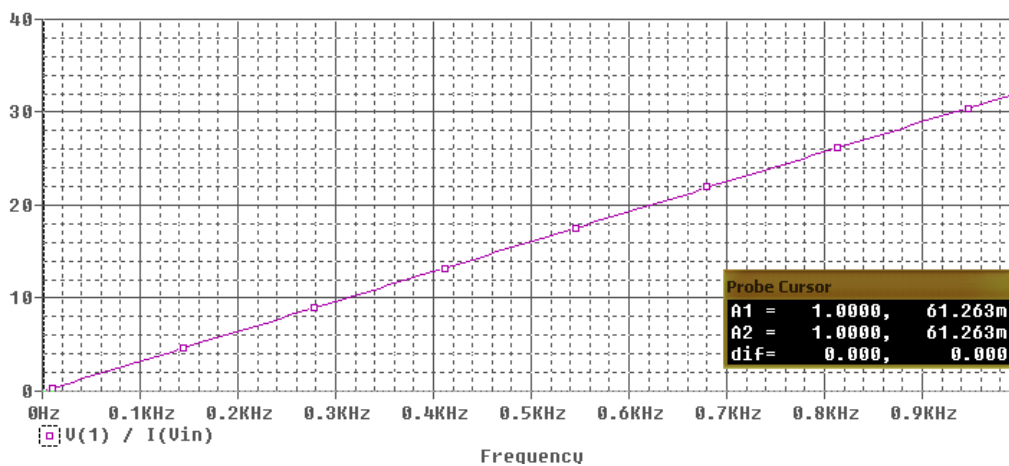


Fig.6.8 Impedanța de intrare în funcție de frecvență

Se observă o dependență liniară a impedanței de intrare de frecvență, dependență liniară specifică unei reactanțe inductive. Partea reală a acestei impedanțe are o valoare mică ( $R_{echiv} = 61.263m\Omega$ ) și deci poate fi neglijată în raport cu reactanța.

### 6.2.3 Răspunsul în frecvență al circuitului RLC-serie cu inductivitatea simulată printr-un girator Antoniou cu A.O. tip AD711 încărcat capacitiv

Se urmărește răspunsul în frecvență al circuitului RLC-serie (figura 6.9) în care inductivitatea este simulată de un girator încărcat capacitiv. Parametrii circuitului RLC-serie sunt:  $C=5nF$ ,  $R_s=50\Omega$ ,  $C_s=5nF$ ,  $L_s=R_g^2C=5mH$ .

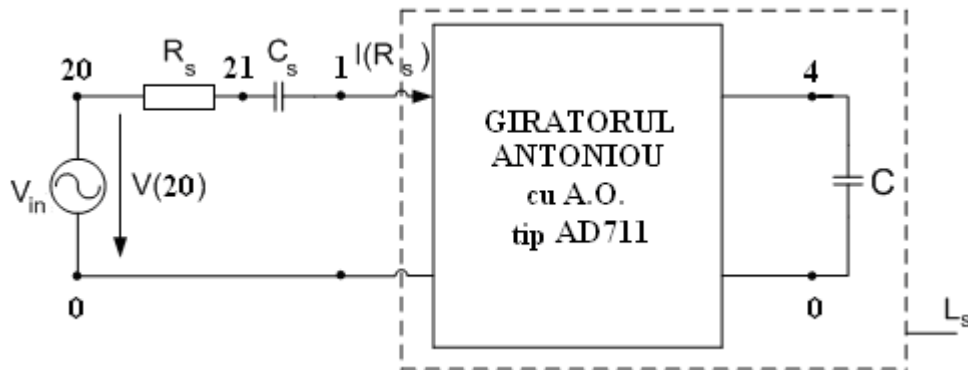


Fig.6.9 Circuit RLC-serie cu inductivitatea simulată de giratorul Antoniou încărcat capacitiv

Caracteristica de frecvență este prezentată în figura 6.10, din care rezultă valoarea efectivă a curentului  $\frac{I_0}{\sqrt{2}} = \frac{34.561 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{2}} = 24.43mA$  și frecvența de rezonanță  $f_0 = 31.314kHz$ , precum și banda de trecere  $\Delta f = f_2 - f_1 = 1501$ .

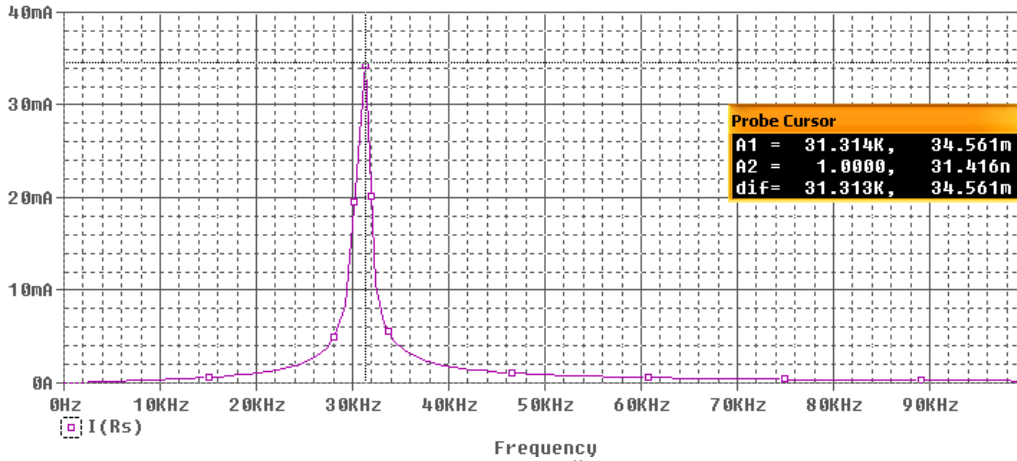


Fig.6.10 Caracteristica de frecvență a curentului din circuit

Factorul de calitate al circuitului este  $Q = \frac{f_0}{\Delta f} = 20.86$ .

Rezultatele analitice pentru un circuit RLC serie cu parametrii cunoscuți ( $R=50\Omega$ ,  $L=5\text{mH}$ ,  $C=5\text{nF}$ ) sunt:

- frecvența de rezonanță:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_S \cdot C_S}} = 31.8\text{kHz} \quad (6.6)$$

- factorul de calitate:

$$Q = \frac{1}{R_S} \sqrt{\frac{L_S}{C_S}} = 20. \quad (6.7)$$

- banda de trecere

$$\Delta f = \frac{f_0}{Q} = 1590. \quad (6.8)$$

Mărimile caracteristice răspunsului în frecvență pentru circuitului RLC-serie cu inductivitatea simulată de giratorul Antoniou cu A.O. AD711 încărcat capacitiv, sunt comparabile cu cele obținute analitic pentru un circuit RLC cu aceiași parametrii de circuit.

#### 6.2.4 Răspunsul la semnal treaptă al circuitului RLC-serie cu inductivitatea simulată printr-un girator Antoniou cu A.O. tip AD711

Se extinde analiza din subcapitolul precedent prin determinarea răspunsului la un semnal treaptă a circuitului, în cele trei cazuri: regim aperiodic, regim aperiodic critic, respectiv regim oscilatoriu amortizat. Se vor compara rezultatele

obținute prin simulare cu cele cunoscute din teoria circuitelor pentru un circuit RLC serie.

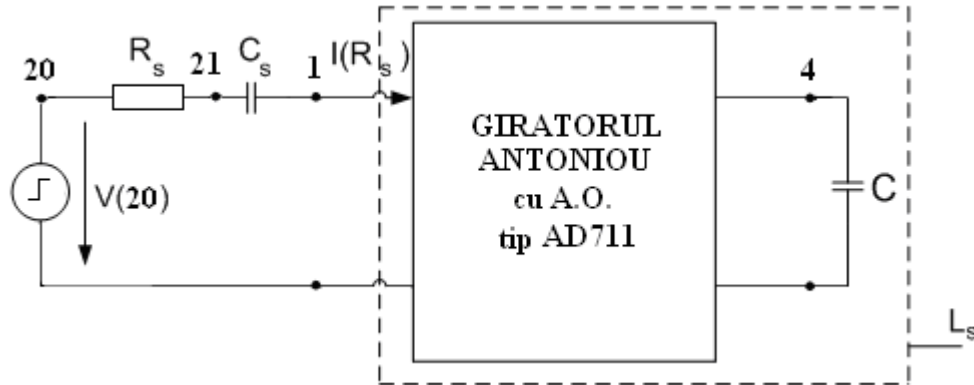


Fig.6.11 Răspunsul circuitului RLC-serie la semnal treaptă

În continuare sunt prezentate rezultatele obținute pentru  $R_s = 10 \text{ k}\Omega$ ,  $2 \text{ k}\Omega$ , respectiv  $300 \Omega$ .

**a) regimul aperiodic** ( $R_s > 2\sqrt{\frac{L_s}{C_s}}$ ):

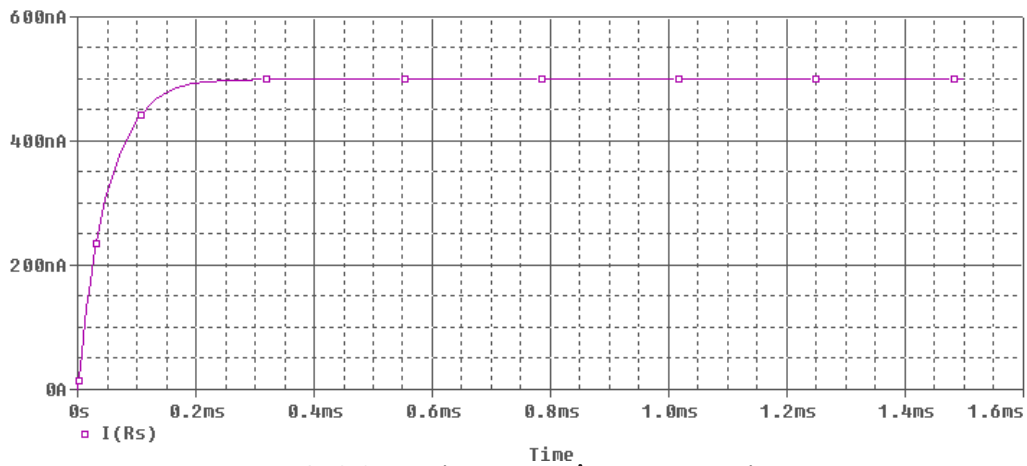


Fig.6.12 Curentul prin circuit în regim aperiodic

**b) regimul aperiodic critic** ( $R_S = 2\sqrt{\frac{L_S}{C_S}}$ ):

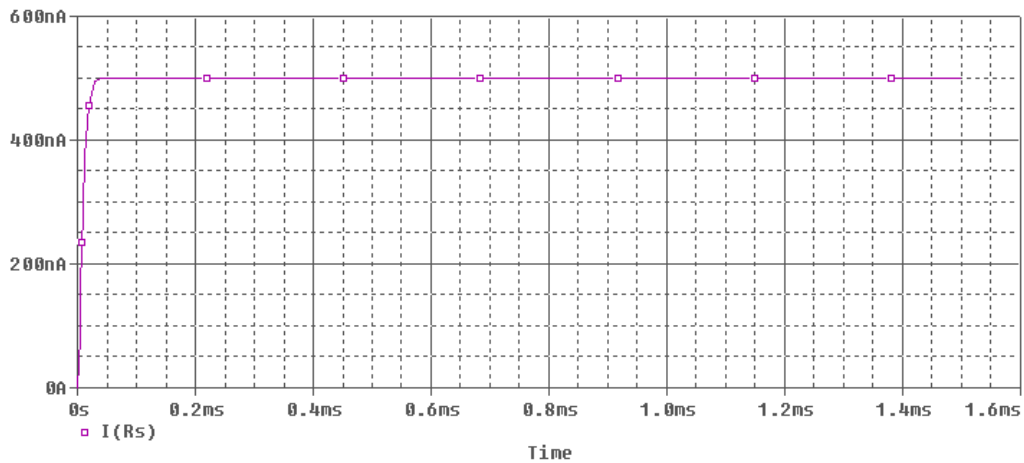


Fig.6.13 Curentul prin circuit în regim aperiodic critic

**c) regim oscilatoriu amortizat** ( $R_S < 2\sqrt{\frac{L_S}{C_S}}$ ):

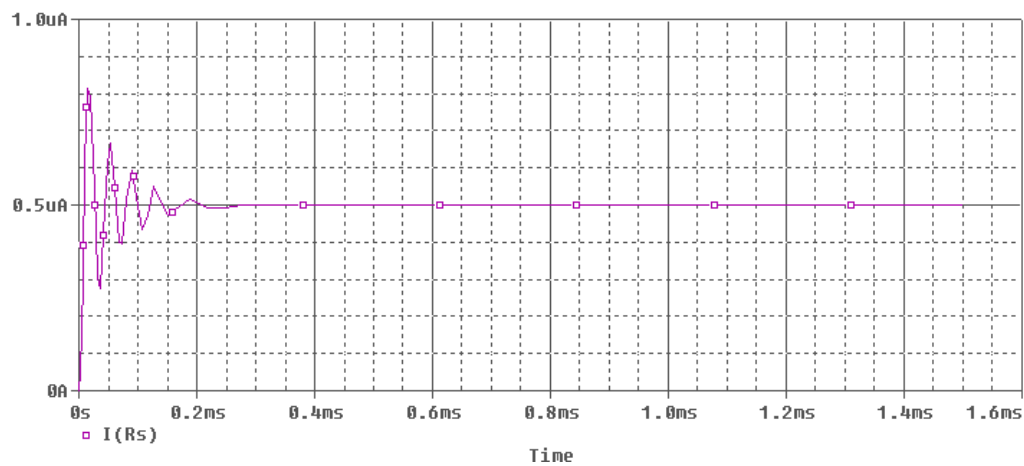


Fig.6.14 Curentul prin circuit în regim oscilatoriu amortizat

Simularile au arătat că valoarea rezistenței la care are loc tranziția de la regimul aperiodic la cel oscilatoriu în circuitul RLC, cu L simulată prin giratorul cu AD711, corespunde foarte bine cu valoarea calculată cu relația pentru un circuit RLC.

## 6.3 Giratorul cu amplificatoare transconductanță (O.T.A.)

### 6.3.1 Principiul de funcționare al unui O.T.A. tip LM13700

Circuitul integrat LM13700, produs de National Semiconductors, este unul din cele mai folosite amplificatoare transconductanță [46]. În această capsulă se găsesc două amplificatoare transconductanță, fiecare având schema de principiu din figura 6.15. Schema conține un amplificator diferențial  $Q_1$  și  $Q_2$  și patru oglinzi de curent Wilson ( $O_1, O_2, O_3, O_4$ ) care sunt de fapt surse de curent comandate în curent. Liniarizarea caracteristicii de transfer este realizată de diodele  $D_2$  și  $D_3$ . Opțional, pe partea de ieșire circuitul are un buffer format dintr-o pereche Darlington.

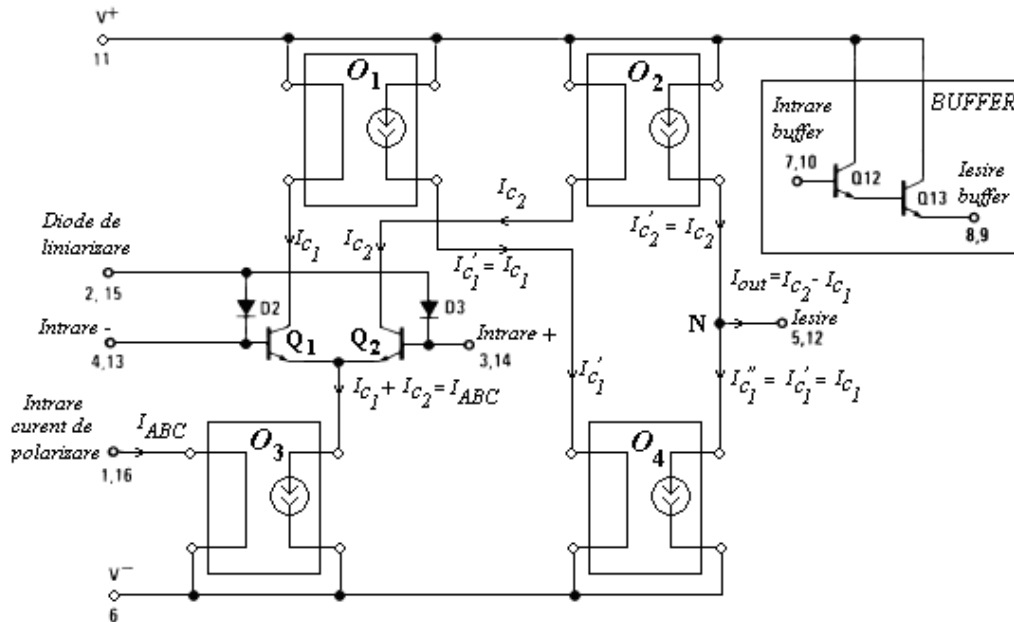


Fig.6.15 O.T.A. tip LM13700

Pentru perechea de tranzistoare  $Q_1$  și  $Q_2$  se cunoaște relația

$$U_{in} = U_T \ln \frac{I_{C2}}{I_{C1}}, \quad (6.9)$$

unde  $U_{in} = V_{in+} - V_{in-}$  este tensiunea diferențială de intrare,  $U_T$  tensiunea temperaturii (26mV la 25°C), iar  $I_{C1}$  și  $I_{C2}$  sunt curenții de colector al celor două tranzistoare.

Pentru o tensiune diferențială foarte mică ( $U_{in} \rightarrow 0$ ) din (6.9) rezultă

$$\ln \frac{I_{C2}}{I_{C1}} = 0, \text{ adică}$$



$$I_{C1} \cong I_{C2} \cdot \quad (6.10)$$

Pe de altă parte, dezvoltând în serie Taylor expresia (6.9) obținem

$$\frac{I_{C2}}{I_{C1}} - 1 = \frac{U_{in}}{U_T} \cdot \quad (6.11)$$

Suma curenților de colector s-a notat cu  $I_{ABC}$ , un curent numit curent de polarizare. Cum  $I_{C1} \cong I_{C2}$ ,  $I_{ABC} \cong 2I_{C1}$ , deci

$$I_{C1} = \frac{I_{ABC}}{2} \cdot \quad (6.12)$$

Înlocuim (6.12) în (6.11) și obținem

$$I_{C2} - I_{C1} = \frac{I_{ABC}}{2} \cdot \frac{U_{in}}{U_T} \cdot \quad (6.13)$$

Cu oglinzile de curent  $O_1, O_2, O_4$  se obține la ieșirea din nodul N curentul  $I_{out} = I_{C2} - I_{C1}$  și înlocuind în (6.13) se obține

$$I_{out} = \frac{I_{ABC}}{2U_T} \cdot U_{in} \cdot \quad (6.14)$$

unde  $\frac{I_{ABC}}{2U_T} = g_m$  este transconductanța amplificatorului proporțională cu curentul de polarizare  $I_{ABC}$ . Prin acest curent se poate controla liniar transconductanța  $g_m$ .

Diodele de liniarizare ( $D_2, D_3$ ) la LM13700 permit creșterea tensiunii de intrare a amplificatorului fără a ieși din plaja de liniaritate a acestuia.

Amplificatoarele transconductanță nu sunt ideale, au valori finite ale rezistențelor de intrare și de ieșire, cu tensiune de offset și lărgime de bandă dependentă de curentul de polarizare. La frecvențe joase transconductanța este aproape constantă, dar la frecvențe înalte depinde de frecvență.

### 6.3.2 Amplificator transconductanță tip LM13700 ca sursă de curent comandată în tensiune

Un amplificator transconductanță ideal se comportă, pe partea de ieșire, ca o sursă de curent comandată de tensiunea diferențială de intrare. În continuare ne propunem să verificăm în ce măsură un O.T.A. tip LM13700 are această comportare.

La bornele de intrare ale LM13700 se conectează o sursă  $U_{in} = 0.2V_{c.c}$  (fig.6.16) și se modifică valoarea rezistenței de sarcină  $R_L$  între limitele  $2k\Omega$ - $54k\Omega$ , la tensiunea de alimentare de  $\pm 15V$ . Rezistențele din bazele tranzistoarelor diferențiale ale amplificatorului au valorile  $R_3 = R_4 = 11k\Omega$ , rezistența conectată la diodele de liniarizare  $R_D = 33k\Omega$  și rezistența pentru modificarea curentului de polarizare este  $R_{ABC} = 33k\Omega$ .

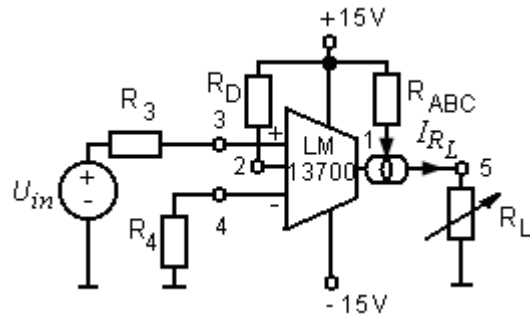


Fig.6.16 O.T.A. tip LM13700 cu sarcină rezistivă

Folosind un macromodel pentru LM13700 [46], în urma simulării PSpice s-a obținut dependența  $I(R_L) = f(R_L)$  din fig.6.17a, iar în urma efectuării măsurătorilor aceea din fig.6.17b [82].

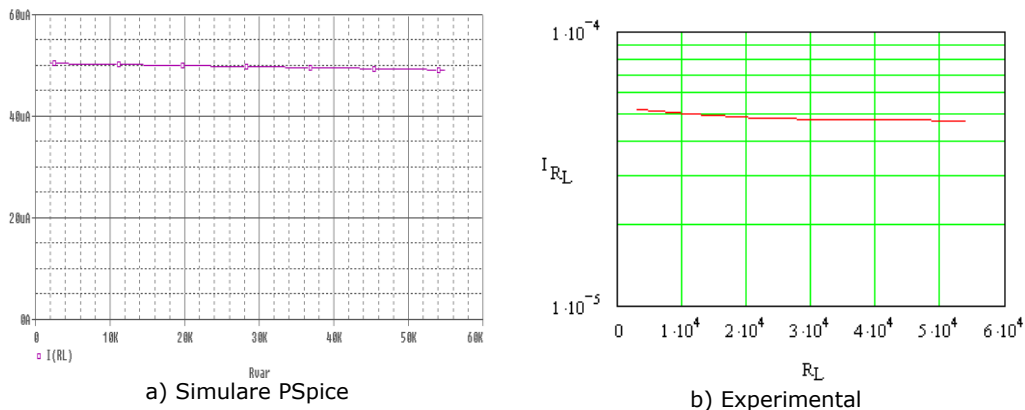


Fig.6.17 Dependența  $I(R_L) = f(R_L)$

Se observă că amplificatorul LM13700 se comportă ca o sursă de curent comandată în tensiune, iar pentru valorile date curentul la ieșirea din O.T.A. este în jur de  $50\mu A$ .

### 6.3.3 Implementarea unui girator cu două surse de curent comandate în tensiune (O.T.A. tip LM13700)

#### 6.3.3.1 Evidențierea prin rezultate experimentale a antireciprocității giratorului cu LM13700. Determinarea parametrilor transconductanță

În § 3.3.2 s-a arătat cum se poate implementa un girator cu două surse de curent comandate în tensiune, practic cu două O.T.A. Dacă interconectăm acum două surse de curent comandate în tensiune de tip LM13700, determinăm parametrii  $g_{m1}$  și  $g_{m2}$  pe baza ecuațiilor

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{m2} \cdot u_2 \\ i_2 &= -g_{m1} \cdot u_1 \end{aligned} \quad (6.15)$$

Implementarea practică a unui astfel de girator este prezentată în figura 6.18 [83].

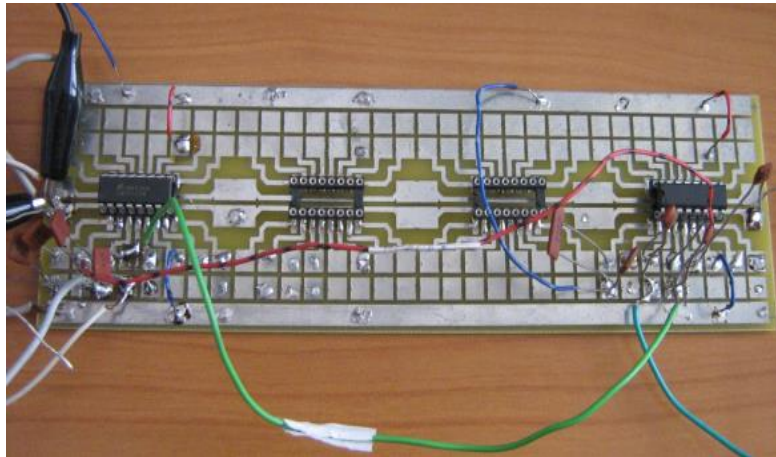


Fig.6.18 Giratorul cu O.T.A. tip LM13700

Se alimentează giratorul pe la poarta 1 (fig.6.19) de la o sursă de tensiune sinusoidală cu amplitudinea  $U_{1m}=0.2V$  și frecvență  $f = 1kHz$ . Rezistența de sarcină are valoarea  $11k\Omega$ .

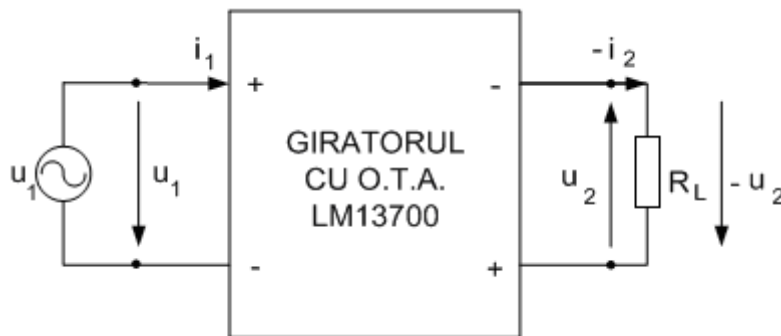


Fig.6.19 Giratorul cu O.T.A. tip LM13700 alimentat pe la poarta 1

Tensiunile măsurate la cele două porți ale giratorului au valorile  $U_1=0.141V$ ,  $U_2=0.175V$ . Din a doua ecuație a sistemului (6.15) rezultă transconductanța

$$|g_{m1}| = -\frac{U_2}{U_1} \frac{1}{R_L} = -112,76\mu S. \quad (6.16)$$

Se alimentează acum giratorul pe la poarta 2 (fig.6.20) de la o sursă cu  $U_{2m}=0.2V$  și frecvență  $f = 1kHz$ . La poarta 1 se conectează o sarcină de  $11k\Omega$ .

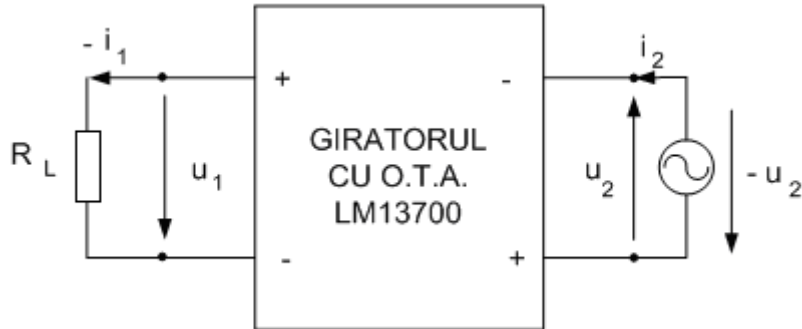


Fig.6.20 Giratorul cu O.T.A. tip LM13700 alimentat pe la poarta 2

În acest caz valorile tensiunilor măsurate la ambele porți sunt  $U_1=0.179V$  și  $U_2=0.141V$ . Din prima ecuație a sistemului (6.15) rezultă

$$g_{m2} = \frac{U_1}{U_2} \frac{1}{R_L} = 115,39\mu S. \quad (6.17)$$

Valorile transconductanțelor  $g_{m1}$  și  $g_{m2}$  au rezultat aproximativ egale și de semn contrar, adică giratorul implementat cu amplificatoare transconductanță tip LM13700 este un circuit antireciprocal (un girator).

Dorim să evidențiem și în alt mod antireciprocitatea giratorului cu LM13700. Conform ecuațiilor (6.15) ale giratorului, mărimile  $i_1$  și  $u_2$  trebuie să fie în fază, iar  $i_2$  și  $u_1$  în antifază.

Cu giratorul alimentat pe la poarta 1 (fig.6.18), se vizualizează cu un osciloscop cu două canale tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  de la cele două porți ale giratorului. Așa cum se poate vedea în figura 6.21 cele două tensiuni sunt în antifază, adică  $i_2$  ( $u_2 = R_L i_2$ ) și  $u_1$  sunt în antifază.

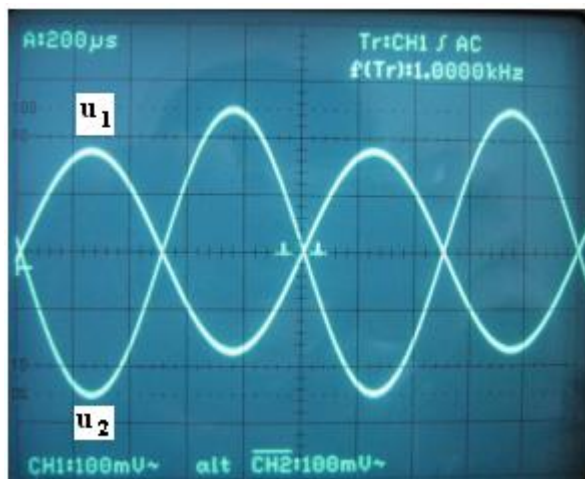


Fig.6.21 Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  la porțile giratorului alimentat pe la poarta 1

Dacă alimentăm giratorul pe la poarta 2 (fig.6.20), tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  de la cele două porți ale giratorului sunt acum în fază (fig.6.22), adică  $i_1$  ( $u_1 = R_L i_1$ ) și  $u_2$  sunt în fază.

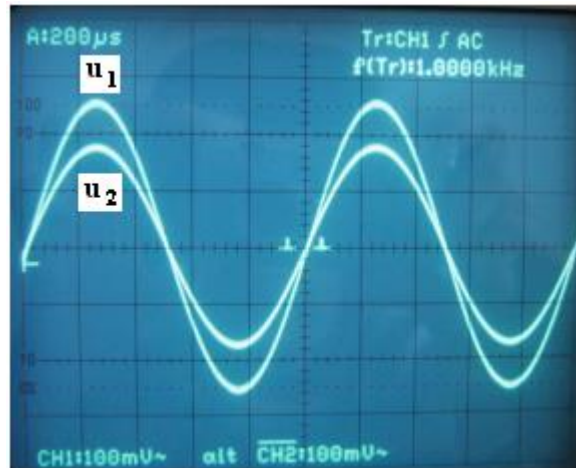


Fig.6.22 Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  la porțile giratorului alimentat pe la poarta 2

### 6.3.3.2 Verificarea experimentală a comportării cu frecvența a transconductanței $g_m$ la giratorul cu LM13700

Se conectează la poarta 1 a giratorului o sursă de tensiune sinusoidală cu amplitudinea  $U_{1m}=0.2V$ . Rezistența de sarcină are valoarea de  $11k\Omega$ . Celelalte rezistențe pentru ambele O.T.A. au valorile:  $R_3=R_4=11k\Omega$ ,  $R_D=33k\Omega$  și  $R_{ABC}=33k\Omega$ . Se modifică frecvența în intervalul  $50Hz - 20kHz$  și se măsoară tensiunea la bornele rezistenței de sarcină, determinând curentul prin aceasta  $I_{R_L} = \frac{U_{R_L}}{R_L}$  și mai apoi

transconductanța  $g_{m1} = \frac{I_{R_L}}{U_1}$ . În figura 6.23 s-a reprezentat dependența cu frecvența a transconductanței  $g_{m1}$ . Cum cele două transconductanțe sunt egale, dependența  $g_{m2}=f(f)$  va fi la fel. De aici rezultă că transconductanța este independentă de frecvență până la valoarea de aproximativ  $f=3kHz$ .

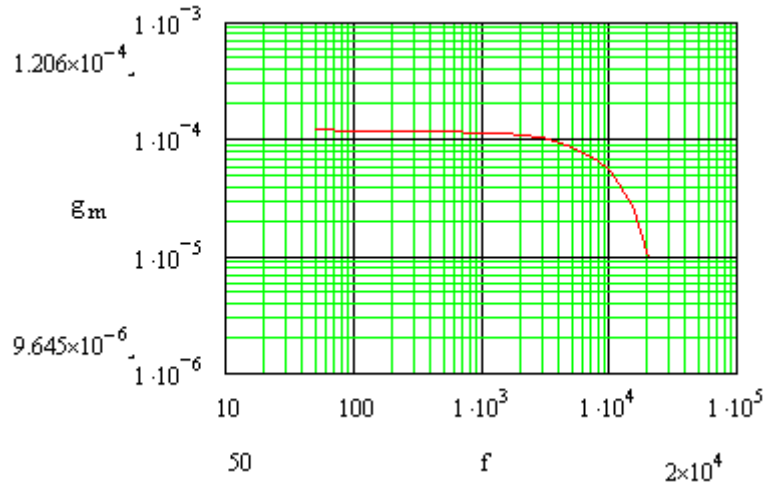


Fig.6.23 Dependența de frecvență a transconductanței  $g_m$  la giratorul cu LM13700N

### 6.3.3.3 Verificarea experimentală a liniarității giratorului cu LM13700 – caracteristica de transfer

Giratorului este alimentat de la o sursă de tensiune sinusoidală cu frecvența  $f = 1\text{kHz}$ . Rezistențele din circuit pentru ambele O.T.A. au valorile:  $R_3=R_4=11\text{k}\Omega$ ,  $R_D=33\text{k}\Omega$  și  $R_{ABC}=33\text{k}\Omega$ , iar rezistența de sarcină are valoarea de  $11\text{k}\Omega$ . Pentru diferite valori ale tensiunii de intrare  $U_{in} = (0-0.248)\text{V}$  se măsoară tensiunea la bornele rezistenței de sarcină și se determină valorile corespunzătoare ale curentului prin  $R_L$ . S-a reprezentat în graficul din figura 6.25 dependența curentului la ieșirea giratorului în funcție de tensiunea de intrare, adică caracteristica de transfer a giratorului. Această dependență liniară arată faptul că giratorul cu LM13700 este un circuit liniar.

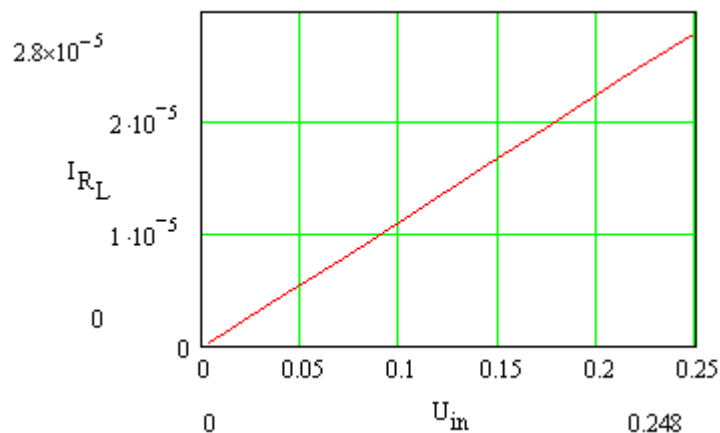


Fig.6.24 Caracteristica de transfer a giratorului cu LM13700

### 6.3.3.4 Simularea PSpice a transferului de energie în cazul giratorului cu O.T.A. LM13700 dublu alimentat

Considerând giratorul cu O.T.A. alimentat la ambele porți de la surse de tensiune sinusoidale (figura 6.25), se urmărește transferul de energie de la o poartă la alta a giratorului. Așa cum s-a arătat în §3.3.3, în funcție de defazajul dintre cele două tensiuni de alimentare, sensul de transfer al energiei este de la poarta 1 la poarta 2 sau invers. Valorile puterilor la cele două porți depind de valorile transconductanțelor. Pentru această simulare s-au considerat cele două transconductanțe egale ( $g_{m1} = g_{m2}$ ), ceea ce în macromodelul pentru O.T.A. LM13700 înseamnă  $R_{ABC1} = R_{ABC2} = 33k\Omega$ . Dacă cele două transconductanțe sunt egale puterile  $P_1$  și  $P_2$  sunt egale.

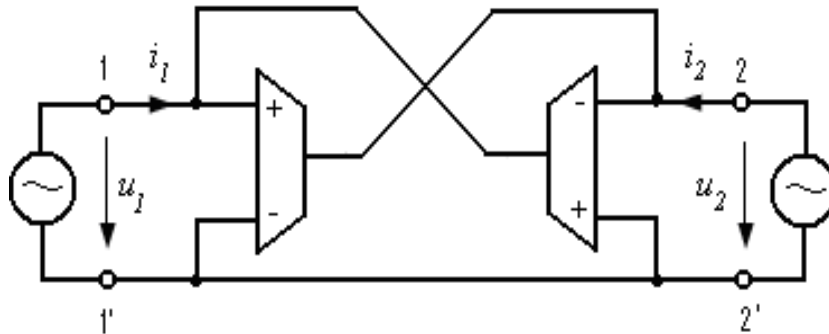


Fig.6.25 Girator cu două O.T.A. dublu alimentat

Tensiunile la cele două porți ale giratorului sunt de forma  $u_1 = U_1\sqrt{2} \sin(\omega t - \varphi_1)$  și  $u_2 = U_2\sqrt{2} \sin(\omega t - \varphi_2)$ .

**a)** Dacă tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  sunt în fază ( $\varphi_1 = \varphi_2$ )

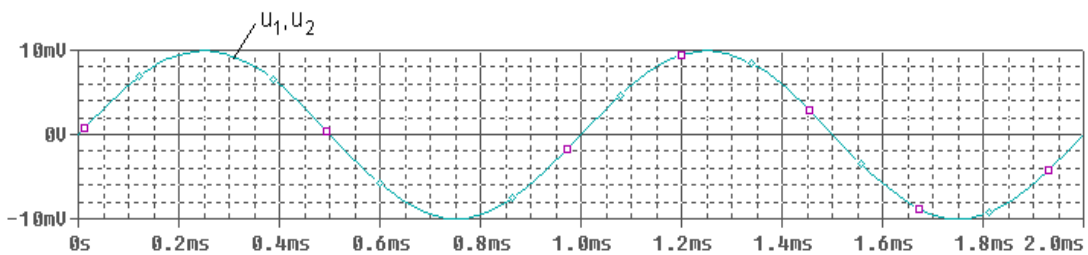


Fig.6.26 Tensiunile la cele două porți sunt în fază

puterile vor avea reprezentarea din figura 6.27

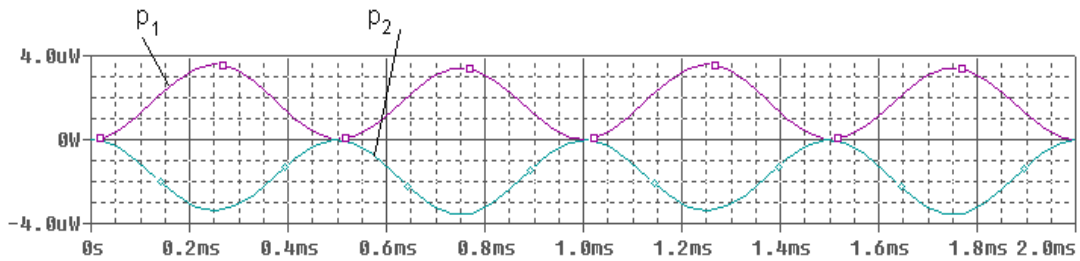


Fig.6.27 Puterile  $p_1$  și  $p_2$  la porțile giratorului când tensiunile la cele două porți sunt în fază

Se observă că  $p_1 > 0$ ,  $p_2 < 0$ , deci transferul de energie are loc de la poarta 1 către poarta 2.

**b)** Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  defazate cu  $\pi/2$  ( $\varphi_1 = 0$ ,  $\varphi_2 = \pi/2$ )

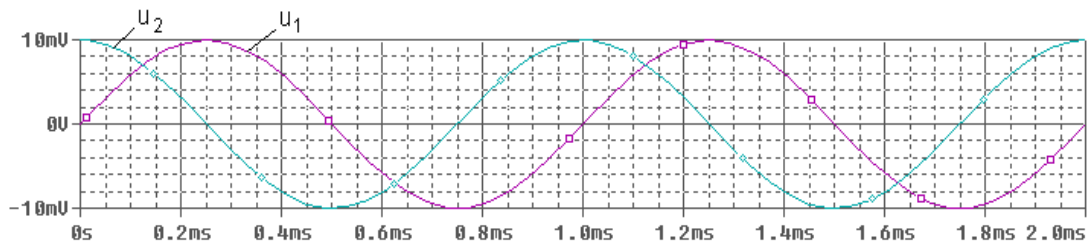


Fig.6.28 Tensiunile la cele două porți sunt defazate cu  $\pi/2$

Pentru acest caz puterile momentane sunt de forma din fig.6.29, adică puterile active sunt nule.

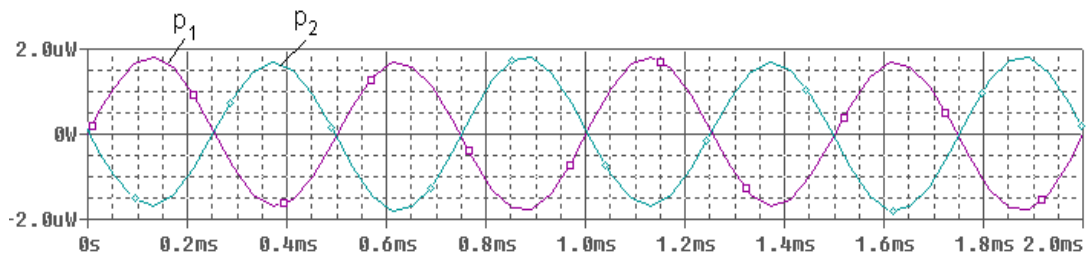


Fig.6.29 Puterile  $p_1$  și  $p_2$  la porțile giratorului când tensiunile la cele două porți sunt defazate cu  $\pi/2$



**c)** Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  de la cele două porți sunt în antifază ( $\varphi_1 = 0$ ,  $\varphi_2 = \pi$ )

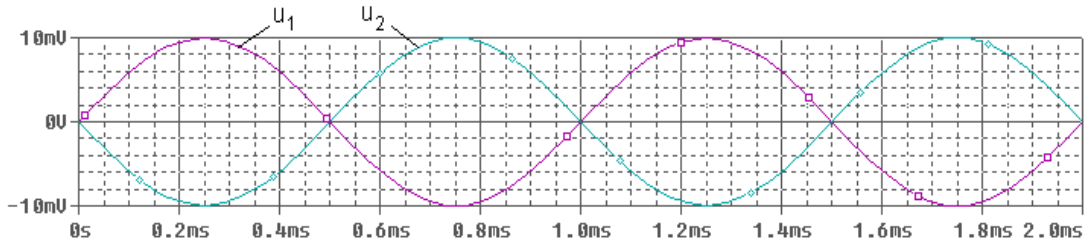


Fig.6.30 Tensiunile la cele două porți sunt în antifază

În acest caz rezultă că  $p_1 < 0$ ,  $p_2 > 0$ , fig.6.31, adică transferul de energie se realizează de la poarta 2 la poarta 1.

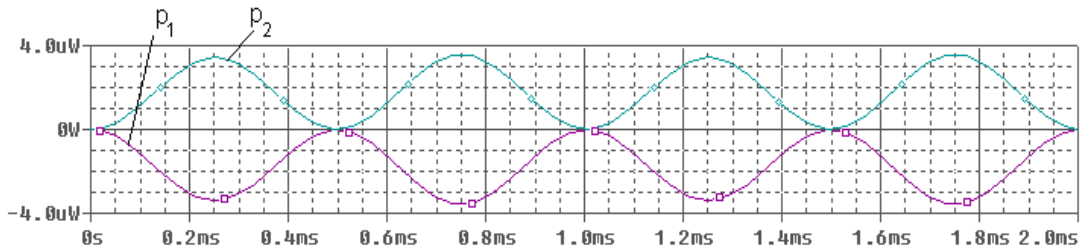


Fig.6.31 Puterile  $p_1$  și  $p_2$  la porțile giratorului dacă tensiunile la cele două porți sunt în antifază

**d)** Tensiunile  $u_1$  și  $u_2$  de la cele două porți sunt defazate cu  $3\pi/2$  ( $\varphi_1 = 0$ ,  $\varphi_2 = 3\pi/2$ )

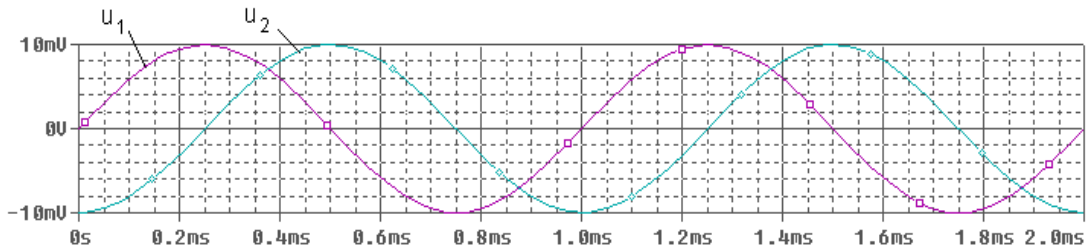
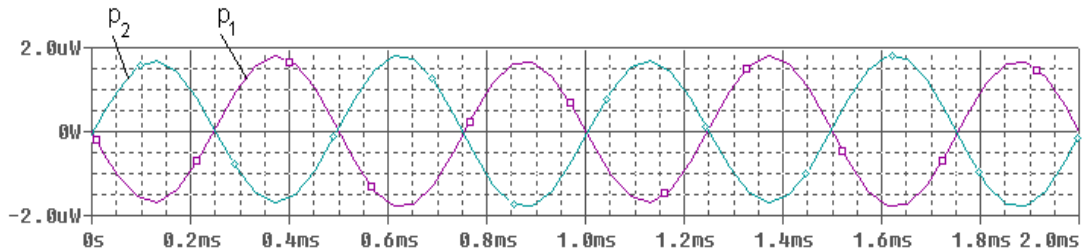


Fig.6.32 Tensiunile la cele două porți sunt defazate cu  $3\pi/2$

Din figura 6.33 se observă că puterile active la cele două porți sunt nule, ca și în cazul b).

Fig.6.33 Puterile  $p_1$  și  $p_2$  la porțile giratorului dacă tensiunile la cele două porți sunt defazate cu  $3\pi/2$ 

Concluzia este că, pentru cazul în care tensiunile la poartile giratorului sunt în fază, energia circulă de la poarta 1 la poarta 2 ( $p_1 > 0$ ,  $p_2 < 0$ ), iar dacă tensiunile sunt în opoziție de fază, energia circulă de la poarta 2 la poarta 1 ( $p_1 < 0$ ,  $p_2 > 0$ ). Pentru aceste cazuri transferul de energie este maxim, ceea ce este de dorit. De asemenea se observă că transferul de energie de la o poartă la alta este unidirecțional.

Valoarea puterii active este dată de valorile celor două transconductanțe. Dacă  $g_{m1} = g_{m2}$ , puterile active sunt egale ( $|P_1| = |P_2|$ ), dacă  $g_{m1} < g_{m2}$ , atunci  $|P_1| > |P_2|$ , ceea ce înseamnă că diferența de putere se regăsește în elementele de circuit din interiorul giratorului. Al treilea caz este pentru  $g_{m1} > g_{m2}$ , când  $|P_1| < |P_2|$ , adică la poarta 2 rezultă o putere mai mare datorită faptului că apar puteri suplimentare de la elementele din interiorul giratorului. Rezultă deci că pentru o putere constantă la poarta de intrare, puterea la poarta de ieșire poate fi controlată modificând transconductanțele celor două O.T.A., adică modificând curentul de polarizare al amplificatorului transconductanță.

## 7. CONCLUZII ȘI CONTRIBUȚII PERSONALE

Teza prezintă o analiză unitară, în cadrul teoriei cuadripolului electric, a unei categorii largi de giratoare tehnice. În prima parte a tezei sunt prezentate proprietățile generale specifice cuadripolilor antireciproci, iar în a doua parte a tezei sunt dezvoltate aspecte legate de implementarea acestora prin circuite electronice, respectiv dispozitive fizice.

În acest context, principalele concluzii și contribuții personale sunt următoarele:

- se relevă importanța schemelor echivalente cuadripolare pentru interpretarea bilanțului energetic în cazul giratoarelor cu sarcină capacitivă;
- se evidențiază încadrarea cuadripolilor ca și reciproci, unidirecționali, respectiv antireciproci, precum și cuantificarea calității unui girator, cu ajutorul raportului dintre conductanța de intrare în gol, respectiv în scurtcircuit a acestora;
- se determină expresiile parametrilor cuadripolari pentru schema de girator Antoniou considerând AO neideale, dar cu parametrii rezistivi, și se evidențiază faptul că una din conductanțele cuadripolare de transfer are expresia  $a+b$ , iar cealaltă are expresia  $a-b$ , termenul " $a$ " încorporând neidealitatea amplificatoarelor operaționale. Această particularitate va fi identificată și la alte categorii de giratoare tehnice, după cum se va vedea în continuare;
- se analizează implementarea giratoarelor folosind amplificatoare operaționale transconductanță, punând în evidență avantajele acestei soluții în comparație cu aceea care folosesc amplificatoare de tensiune, atât în ceea ce privește simplitatea schemei cât și a modului în care pot fi controlate conductanțele de transfer ale giratoarelor astfel obținute. Acest ultim element este important în realizarea filtrelor active, respectiv pentru controlul transferului de putere de la o poartă la cealaltă a giratorului;
- se prezintă comportarea antireciprocă a unor circuite funcționând în regim de comutație. Unul din aceste circuite este format dintr-un cuadripol reciproc general, inserat între două comutatoare inversoare acționate periodic. Presupunând comutatoarele ideale, se determină expresiile valorilor medii pe o perioadă ale parametrilor cuadripolari ai structurii și se analizează dependența acestora de natura cuadripolului reciproc și de decalajul dintre comanda comutatoarelor inversoare. Se evidențiază din nou faptul că parametrii de transfer au o structură de tipul  $a \pm b$ , termenul " $a$ " fiind nul în cazul în care cuadripolul reciproc este nedisipativ. Se remarcă faptul că acest termen este nul și în cazul unui cuadripol reciproc disipativ, dacă decalajul cu care sunt comandate inversoarele este  $\frac{1}{4}$  din perioada de acționare a acestora. De asemenea, se analizează efectul decalajului dintre comanda punților asupra transferului puterii de la o poartă la cealaltă a giratorului. În antiteză cu acest circuit, care are o comportare intrinsecă de girator, se prezintă un alt circuit cuadripolar pentru care comportarea de girator este forțată printr-o buclă de reacție;
- importanța definirii giratorului prin ecuațiile cuadripolare specifice, și nu prin consecințe ale acestora, așa cum se procedează uneori în literatura de specialitate, este relevată prin comparația dintre un girator ideal și o linie de transmisie fără pierderi, în  $\lambda/4$ . Ambele sisteme sunt fără pierderi și inversează

impedanța de sarcină, dar linia de transmisie este un cuadripol reciproc, deci nu este un girator;

- se studiază comportarea ca girator a unei plăcuțe Hall punând în evidență faptul că în general rezistențele de transfer ale cuadripolului au aceeași structură de tipul  $a \pm b$  ca și în cele două cazuri precedente menționate;

- se studiază propagarea unei unde electromagnetice plane, polarizată liniar, printr-un mediu giromagnetic fără fierderi, punând în evidență caracterul antireciprocal al rotației planului de polarizare. Se determină apoi matricea de dispersie pentru două tipuri de ghiduri de undă care folosesc acest efect, arătându-se că ele corespund unor giratoare ideale;

- se analizează comportarea unui circuit RLC serie în care inductivitatea este simulată printr-un girator implementat printr-un AO tip AD711, atât în regim permanent cât și în regim tranzitoriu. Se relevă faptul că într-un domeniu larg de frecvențe – joase și medii – giratorul astfel implementat are parametrii cuadripolari practic rezistivi, iar rezistențele la fiecare poartă sunt neglijabile în raport cu rezistențele de transfer;

- se verifică experimental antireciprocitatea unui girator realizat prin două surse de curent comandate în tensiune, implementate printr-un OTA tip LM13700N;

- pentru giratorul cu OTA alimentat pe la ambele porți se studiază transferul de energie de la o poartă la cealaltă și controlul acestuia prin valorile transconductanțelor celor două amplificatoare.

## Bibliografie

- [1]. Altaf T., "Realization and Study of integrable electronically Tunable Active filters Using Operational Transconductance Amplifiers", M.Sc.Dissertation, Aligarh Muslim University, 1983.
- [2]. Antoniou A., "3-terminal gyrator using operational amplifiers", Electronics letters, 95, 1968.
- [3]. Antoniou A., "Realization of gyrators Using Operational Amplifiers and Their Use in RC Active Network Synthesis", Proc. IRE, vol.116, p.1838-1850, 1969.
- [4]. Astrov D.N., J. Exptl.Teor.Fiz. 38, 984, 1960; Sov. Phys.-JETP 11, 708, 1960.
- [5]. Balabanian N., T.A.Bickart, S.Seshu, "Teoria modernă a circuitelor", Ed. Tehnică, București, 1974.
- [6]. Bass M., "Handbook of Optics" 2<sup>nd</sup> edition, vol.2, McGraw-Hill, Inc., 1995,p.36-45.
- [7]. Bogoevici N., Irimia D., Tatai I., "Printed electric field in conductors and semiconductors with physical and chemical nonhomogeneities", The 11<sup>th</sup> International Symposium on Power Electronics-Ee 2001, oct. 31-nov. 2, 2001, Novi Sad, Yugoslavia,pp.135-138.
- [8]. Bogoevici N., Tatai I., "Câmpul electric imprimat la efectele termoelectrice din mediile conductoare neomogene", Zilele Academice Timișene Ediția a VII-a, 25-26 mai 2001, Timișoara,Romania.
- [9]. Bulucea C., Vais M., Profeta H., "Circuite integrate liniare", Ed. Tehnică, București, 1975.
- [10]. Butler F., "Gyrators-Using Direct-Coupled Transistors Circuits", Wireless Word, Feb 1967,pp. 89-93.
- [11]. Cambi E., "Nonreciprocal quadripoles and the gyrator" Ricerca sci., 26, nr.7, 1956.
- [12]. Cid-Pastor A., "Energy processing by means of power gyrators", Ph.D.Thesis, Univ.Politecnica de Catalunya, 2005.
- [13]. Conant R., "Engineering Circuit Analysis with PSpice and Probe", McGraw-Hill Book Company, New York, 1993.
- [14]. Condrea S., "Circuite nereziproce și elemente pasive și active" Bul.I.P.B., XIX, nr.3-4, p.319, 1957.
- [15]. Cuppens R., Man H.J.D and Sansen W.M.C., "Simulation of large on-chip capacitors and inductors", IEEE J, solid state circuits, vol.SC-14, no.3, pp.543-547, June 1979.
- [16]. Curie P., J. de Physique (3<sup>rd</sup> Series), 3, 393, 1894.
- [17]. Debye P., Z. Phys. 36, 300, 1926.
- [18]. Dong S., Li J-F.,Viehland D., "Magnetolectric coupling, efficiency, and voltage gain effect in piezoelectric-piezomagnetic laminate composites", Journal of Materials Science, 41, 97-106, 2006.
- [19]. Ehsani M., Husain I. and Bilgic M.O., "Power converters as natural girators", IEEE Trans.on Circ.and Syst., vol.40, no.12, p.946-949, Dec. 1993.
- [20]. Ehsani M., I.Husain and M.O.Bilgic "Inverse dual converter (IDC) for high-power DC-DC applications", IEEE Trans. Power Electron., vol.8, no.2, pp.216-223, 1993.
- [21]. Folen V.J., Rado G.T. and Stalder E.W., Phys. Rev. Lett. 6, 607, 1961.
- [22]. Fox A. G., Hiller S. E., Weiss T., "Behaviour and application of ferrites in the microwave region", Bell Syst. Techn.-Journal, 34, 5, 1955.

- [23]. Franco S., "Design with operational amplifiers and analog integrated circuits", McGraw-Hill Book Company, New York, 1988.
- [24]. Franco S., "Use of Transconductance Amplifiers to Make Programmable Active Filters", Electronics Design, Vol.24, No.19, pp 98-101, Sep 1979.
- [25]. Frankel D., De Sabata I., "Generatorul Hall", Editura Tehnică, București, 1968.
- [26]. Geiger R.L., Sanchez-Sinencio E., "Active Filter Design Using Operational Transconductance Amplifiers: A Tutorial" IEEE Circuits and Devices Magazine, vol.1, p.20-32, Mar., 1985.
- [27]. Ghausi M.S. and McCarthy F.D., "A Realization of Transistor Gytrators" Proceedings of the National Electronics Conference, 1963, pp. 396-406.
- [28]. Ghosh A., ș.a., "Janus particles with coupled electric and magnetic moments make a disordered magneto-electric medium", arXiv: 0708.1126v1, cond-mat.mtrl-sci, 8 Aug 2007.
- [29]. Gradshteyn I. S., Ryzhik I. M., "Tables of Integrals, Series and Products", Academic Press, San Diego, CA, 2000.
- [30]. Hărăguș Șt. "Some considerations about power balance for a gyrator based on a two controlled sources equivalent circuit", Bul.Șt. al Univ. „Politehnica” Timișoara. Tom 43 (57), fasc.1, 1998.
- [31]. Hărăguș Șt. "Two-port dc parameters of a double bridge dc-dc power converter", Bul.Șt. al Univ. „Politehnica” Timișoara. Tom 44 (58), fasc.2, 1999.
- [32]. Hărăguș Șt., Toader D., Tatai I., "Gyrators in electrical power management systems", The 7<sup>th</sup> International Conference on Renewable Sources and Environmental Electro-Technologies RSEE'2008, 29-30 May Oradea, 2008, Romania.
- [33]. Hogan C.L., "The Microwave Gyrator" The Bell Systems Technical Journal, vol.XXXI, no.1, Jan, 1952.
- [34]. Hogan C.L., "The Ferromagnetic Faraday Effect at Microwave Frequencies and its Applications", Rev. Mod. Phys., vol. 25, pg.253, 1953.
- [35]. Holst G. and Tellegen B.D.H., "Means for amplifying electrical oscillations", US patent 1945040. January, 1934.
- [36]. Horowitz P., Hill W., "The Art of Electronics", 2<sup>nd</sup> ed., Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989, pp. 226, 281.
- [37]. Jenkins F. A., White H.E., "Fundamental of Optics", McGraw-Hill, New-York, 1950.
- [38]. Kamenetskii E.O., Sigalov m., Shavit R., "Tellegen particles and magnetolectric metamaterials", journal of Appl. Phys. 105, 013537, 2009.
- [39]. Keown J., "PSPICE and Circuit Analysis", 2<sup>nd</sup> ed., Macmillan Publishing Company, 1993.
- [40]. Lakhtakia, "On the genesis of Post constraints in modern electromagnetism", ar Xiv: physics/0403042v1, 4 Mar 2004.
- [41]. Landau L.D. and Lifshitz E.M., "Electrodynamics of Continuous media", Pergamon, Oxford, 1960.
- [42]. Malver H.S., "Electronically Tunable Filters with Operational Transconductance Amplifiers", IEEE Trans. CAS, Vol.29, No.5, pp. 333-336, 1982.
- [43]. Mansuripur M., "The Faraday Effect", Optics & photonics News, Nov. 1999.
- [44]. MicroSim Corporation, "The Design Center. Circuit Analysis Reference Manual", Version 5.3, January, 1993.
- [45]. Moller K. D., "Optics", Univ. Sci. Books, Mill Valley, CA, 1988.

- [46]. National Semiconductor Corporation, "LM13700 Dual Operational Transconductance Amplifiers with Linearizing Diodes and Buffers", Aug 2000. DS007981.
- [47]. Nawrocki R., "Building set for tunable component simulation filters with operational transconductance amplifiers", proc. Midwest Symp. Circuits and Systems, 227-230, 1987.
- [48]. Orchard H.J. and Willson A.M. Jr., "New Active - Gyrator Circuit", Electronic Letters, 10, pp 261-262, 1974.
- [49]. Pastor A.C., et.al., "Analysis and design of power gyrators in sliding-mode operation", IEEE Proc., Electric Power Appl., v.152, no.4, p. 821-826, July 2005.
- [50]. Pedrotti F. L., Bandettini P., "Faraday Rotation in the Undergraduate Advanced Laboratory", American Journal of Physics, 58, 542-545, 1989.
- [51]. Pozar D.M., "Microwave Engineering" Third Edition, J.Wiley & Sons, Inc, 2005.
- [52]. Prescott A.J., "Loss-Compensated Active Gyrator Using differential-Input Operational Amplifiers", Electronics Letters, Vol.2, No.7, 1966, pp. 283-284.
- [53]. Răduleț R., Țugulea A., "Asupra regulilor de asociație a sensurilor de referință în electrotehnică" Electrotehnica nr.9, 1959.
- [54]. RCA Electronic Components, "Linear Integrated Circuits", Model CA 3060, Mar., 1970.
- [55]. RCA Solid State Division, "Linear Integrated Circuits", Application Notes, File 573, Nov. 1971.
- [56]. Reddy M.A., "Some new operational-amplifier circuits for the realizations of the lossless floating inductor", IEEE Transactions on Circuits and Systems, vol.CAS-23, pp.171-173, 1976.
- [57]. Riordan R.H., "Simulated Inductors Using Differential Amplifiers", Electronic Letters, 3, pp.50-51, February, 1967.
- [58]. Saito T., Miyakawa T., Ikeda T., Tahira K., Ando J., "A High Q Temperature Insensitive Inductive Transistor Circuit", Solid-State Electronics, Vol.00, 1968, pp.553-560.
- [59]. Sarma P.S., Venkateswarian S., "Simulated Inductance with a Transistor and RC Elements", Electronics Letters, Vol.5, No.26, 27, 1969, pp.689-691.
- [60]. Sedra A.S., Smith K.C., "Microelectronic Circuits", 2<sup>nd</sup> ed., New York: Holt, Rinehart and Winston, 1987, pp.40, 79, 111-113.
- [61]. Sharpe G.E., "The pentode gyrator", IRE Trans. On Circ.Theory, vol.4, p.321-323, 1957.
- [62]. Shaumann R., Ghausiaud M.S., K.R. Laker, "Design of Analogue Filters: Passive, Active RC and Switched Capacitors", Prentice Hall, 1990.
- [63]. Sheenan D.F., Orchard H.J., "High-Quality Transistorized Gyrator", Electronics Letters, Vol.2, No.7, 1966, pp.274-275.
- [64]. Sheenan D.F., Orchard H.J., "Integratable Gyrator Using MOS and Bipolar Transistors", Electronics Letters, Vol.2, No.10, 1966, pp.390-391.
- [65]. Shmilovitz D., Yaron I., Singer S., "Transmission-Line-Based Gyrator", IEEE Trans. On Circuits and Syst., vol.45, no.4, pp.428-433, Apr. 1998.
- [66]. Sidra A.S. and Brackett P., "Filter Theory and Design: Active and Passive", Matrix Publishers, 1978.
- [67]. Sihvola A., "When doubting Tellegen material give her the benefit of the doubt", Chiral Forum, Dec. 1994.
- [68]. Simion E., Miron C., Feștilă L., "Montaje electronice cu circuite integrate analogice", Ed. Dacia, Cluj-Napoca, 1986.



- [69]. Singer S., "Gyrator application in power processing circuits", IEEE Tran. On Ind. Elec., vol.IE-34, no.3, p.313-318, 1987.
- [70]. Singer S., "Loss free gyrator realization", IEEE Trans. Circuits Sysst., vol.35, no.1, pp.26-34, 1988.
- [71]. Singer S., Erickson R.W., "Canonical modeling of power processing circuits based on the POPI concept", IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.7, No.1, 1992, pp.37-43.
- [72]. Şora C., "Bazele electrotehnicii", Ed.Didactică și Pedagogică, București, 1982.
- [73]. Şora C., "Despre nereziprocity generatorului Hall" Bul. Inst. Pol. Timișoara, t.5, p.129, 1960.
- [74]. Şora C., „Cuadripolul electric”, Ed. Tehnică, București, 1964.
- [75]. Şora C., „Introducere în studiul generatorului Hall”, Ed.Academiei, 1969.
- [76]. Şora C., Dobre S., "On transfer resistances of a Hall plate", Bul. Şt. și teh. al Inst. Pol. "T.Vuia" Timișoara, -Seria electrotehnică, 10, 140, 1980.
- [77]. Şora C., Dobre S., Hărăguș Şt., "Asupra comportării generatorului Hall ca și inversor de reactanță", Bul. Şt. și teh. al Inst. Pol. "T.Vuia" Timișoara, tom.25(39), Fasc. 1-1980, p.7-15, 1980.
- [78]. Şora C., Hărăguș Şt., "Unele observații privind analiza giratoarelor cu amplificatoare operaționale folosite pentru simularea inductivităților" Bul.Şt.al Univ. "Politehnica" Timișoara, Tom 41 (55), fasc.2, 1996.
- [79]. Şora C., Hărăguș Şt., Şora I., Tonț D. "Some remarks on setting up equivalent circuits for antireciprocal two-ports and the utility of these circuits", Bul.Şt.al Univ. "Politehnica" Timișoara, Tom 43 (57), fasc.1, 1998.
- [80]. Şora C., Şora I., Hărăguș Şt., "Despre expresiile impedanței echivalente de intrare ale cuadripolilor antireciproci", Bul.Şt.al Univ. "Politehnica" Timișoara, Tom 42 (56), fasc.1, 1997.
- [81]. Şora C., Şt. Hărăguș, "Transfer parameters of some anti-reciprocal two-port networks", Rev.Roum.Sci.Techn. -Electrotechn.et Energ., 46, 1, p. 9-15, Bucarest, 2001.
- [82]. Sztoianov I., Pașca S., "Analiza asistată de calculator a circuitelor electronice. Ghid practice PSpice", Editura Teora, București, 1997.
- [83]. Tatai I., "A Comparison of Two Gyrator Realization as Regarding the Energy Flow Control from One Port to the Other", The 6<sup>th</sup> IEEE International Symposium on Applied Computational Intelligence and Informatics (SACI 2011), May 19-21, 2011, Timisoara, Romania, 5 pag.
- [84]. Tatai I., "Power processing system based on gyrator", Transactions on Power Engineering, Proceeding of the 7<sup>th</sup> International Power Systems Conference, Nov.22-23, 2007, Tom 52 (66) 2007, Special Issue, Timișoara, Romania.
- [85]. Tellegen B.D.H., "The gyrator - a new electric network element", Philips Res.Rep., 81, 3, 1948.
- [86]. Tonț D., Hărăguș Şt., "Some characteristics and classifications of equivalent input impedance for gyrators" Revue Roumaine des Sciences Techniques, Serie Electrotechnique et Energetique, Bucuresti, Tome 47, Fasc.1, 2002.
- [87]. Tretyakov S.A., ș.a., "Artificial Tellegen Particle", Electromagnetics, vol.13, iss.8, 665-680, Nov. 2003.
- [88]. Van Valkenburg M.E., "Analog Filter design book", Department of Electrical Engineering, University of Illinpos at Urbana-Champaign, pp.429-435.
- [89]. Venkataraman R., "Sliding Mode Control of Power Converters", Ph.D.Dissertation, California Institute of Technology, 1986.



- [90]. Vetreș I., "Componentele rezistențelor de transfer în regim staționar în câmp magnetic", Bul. Șt. și teh. al Inst. Pol. "T.Vuia" Timișoara, tom. 25(37), Fasc. 2-1978, p.166-168.
- [91]. Vetreș I., "Dependența rezistențelor proprii și de transfer ale dispozitivelor galvanomagnetice de sensul inducției magnetice", Bul. Șt. și teh. al Inst. Pol. "T.Vuia" Timișoara, tom.24(38), Fasc. 1-1979, p.12-16.
- [92]. Viehland D.D., ș.a., "*Broadband nonreciprocal network element*", US Pat, Pub. No.: US 2006/0279171 A1.
- [93]. Vladimirescu A., "*SPICE*", Editura Tehnică, București, 1999.
- [94]. Voloșencu C., "*Analiza circuitelor cu programul SPICE*", Editura Electronistul, Timișoara, 1994.
- [95]. Voorman J.O., "*The gyrator as a monolithic circuit in electronic systems*", Ph.D.thesis, Univ. Of Nijmen, Holland, 1977.
- [96]. Weiss J.A., "*Planar Gyrator*", USPat no. 5.903.198/May 1999.
- [97]. Wood R. B., "*Physical Optics*", Macmillan, New York, 1988.
- [98]. Yanagisawa, T. "*Realization of a Lossless Transistor Gyrator*", Electronics Letters, Vol.3, No.4, 1966, pp.167-168.
- [99]. Zhai J. ș.a., "*Magnetoelectric gyrator*", Eur. Phys. J.B 71, 383-385, 2009.
- [100]. Zhang K., Li D. "Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics", Second Edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.

## Lucrări publicate

**1. Bogoevici N., Tatai I.** „Câmpul electric imprimat la efectele termoelectrice din mediile conductoare neomogene”, Zilele Academice Timișene, Ediția a VII-a, 24-25 Mai 2001, Timișoara, Romania.

**2. Bogoevici N., Irimia D., Tatai I.** „Printed electric field in conductors and semiconductors with physical and chemical nonhomogeneities” The 11<sup>th</sup> International Symposium on Power Electronics-Ee 2001, Oct. 31-Nov. 2, 2001, Novi Sad, Yugoslavia, ISBN 86-80249-43-2.

**3. Tatai I.** “Power processing system based on gyrator”, Transactions on Power Engineering, Proceeding of the 7<sup>th</sup> International Power Systems Conference, Nov.22-23, 2007, Tom 52 (66) 2007, Special Issue, Timișoara, Romania, ISSN 1582-7194.

**4. Hărăguș Șt., Toader D., Tatai I.** “Gyrators in power management systems”, The 7<sup>th</sup> International Conference on Renewable Sources and Environmental Electro-Technologies RSEE’ 2008, 29-30 May 2008, Oradea, Romania, ISSN 1844-6035.

**5. Tatai I., Hărăguș Șt.** “Gyrators based on physical effects” Scientific Bulletin of the Politehnica University of Timișoara, Romania, Transactions on Mathematics & Physics, Tom 53 (67), Fascicol 1, 2008, Timișoara, Romania, ISSN 1224-6069.

**6. Tatai I.** “A Comparison of Two Gyrator Realization as Regarding the Energy Flow Control from One Port to the Other”, The 6<sup>th</sup> IEEE International Symposium on Applied Computational Intelligence and Informatics (SACI 2011), May 19-21, 2011, Timișoara, Romania, 5 pag (on CD), IEEE Catalog Number CFP1145C-CDR, ISBN 978-1-4244-9107-0.