

## Furjė signalo keitimo spartos palyginimas

J. Sadzevičius, J. Daunoras

Elektrotechnikos ir automatikos fakultetas, Kauno technologijos universitetas  
Studentų g. 48, LT-3028 Kaunas, Lietuva, tel. +370 37 300251, faks. +370 37 454329

Šiuo metu skysčių analizei naudojamos spektroskopijos sistemos parametrus matuoja ribota sparta, lėtai pateikia galutinius rezultatus. Taip yra dėl to, kad sistemos neturi sparčiojo signalo konvertavimo algoritmo. Todėl spektroskopinių informacinių sistemų charakteristikos priklauso nuo gauto spektro analizės spartumo ir tikslumo. Apskaičiuodami gautą Furjė interferogramą, turime įvertinti iteracijų skaičių. Dėl didelės veiksmų apimties skaičiavimus būtina atlikti greitai [1]. Gautų rezultatų tikslumas taip pat labai priklauso nuo spektro analizės spartumo. Tai galima įrodyti palyginant du skaičiavimo būdus: klasikinį ir spartųjį algoritmus [2].

Spektroskopijoje, matuojant skysčių absorbcinius spektrus, sunku apskaičiuoti prietaiso gautos interferogramos Furjė transformaciją. Atsiradus asmeniniams kompiuteriams ir jiems tobulėjant, galima įgyvendinti Furjė spektroskopijos taikymo galimybes: klasikiniu ir sparčiuoju Furjė algoritmais. Abu šie metodai naudojami gautam detektoriaus signalui keisti iš laikinės absorbcinės charakteristikos į dažninę laikinę sritį. Klasikinio realizavimo algoritmo pranašumas yra tas, kad, žinant norimo elemento absorbcijos bangas galima pasirinkti tik keletą bangos skaičių verčių ir apskaičiuoti spektrą tik jiems, nereikalaujant intervalų tarp taškų [1]. Kai norima žinoti visas bangos skaičių vertes, naudojamas spartus Furjė algoritmas.

Apžvelgsime du spektro skaičiavimo būdus. Naudojant klasikinį Furjė algoritmą srauto tankio formulė [3]

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} [I_R(\delta) - I_R(\infty)] \exp(-i2\pi\sigma\delta) d\delta; \quad (1)$$

čia  $I_R(\delta)$  – srautas, esantis optinės eigos skirtumo funkcija;  $I_R(\infty)$  srautas, kai  $\delta = \infty$ ;  $B(\sigma)$  – srauto tankis;  $\sigma$  – banginis skaičius.

Lygtis (1) pateikta esant dvipusei interferogramai. Kai ribos vienodai nutolusios, srauto tankio išraiška [4]

$$B(\sigma) = \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} A(j\Delta\delta, L) [I_R(\infty)] \exp(-i2\pi\sigma j\Delta\delta); \quad (2)$$

čia  $(\Delta\delta)N/2=L$  – bendras optinio kelio pokytis perslinkus judamą veidrodį nuo eigos nulinio pokyčio;  $A(j\Delta\delta, L)$  – apodizacijos funkcija.

Pirmas skaičiavimų žingsnis – atimti  $I_R(\infty)$  iš išmatuotos kiekviename interferogramos taške  $I_R(j\Delta\delta)$  vertės. Dydis  $I_R(\infty)$  paprastai nustatomas vienu iš dviejų būdų. Viename jų tariama, kad  $I_R(\infty)$  lygus kelių paskutinių interferogramos taškų vidurkiui. Tai yra  $I_R(\infty)$  vertę galime rasti [5] taip:

$$I_R(\infty) \approx \frac{1}{n+1} \sum_{i=-N/2}^{-(N/2)+n} I_R(j\Delta\delta), \quad (3)$$

kai  $n \ll N$ .

Supaprastinę gauname:

$$I_R(\infty) \approx \frac{1}{N} \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} I_R(j\Delta). \quad (4)$$

Interferograma turi maždaug vienodą skaičių taškų, kuriuose sudedami vienodų ir priešingų fazių virpesiai (t.y. sudedant ir atimant amplitudes), todėl ši lygybė – tai priartėjimas prie  $I_R(\infty)$  vertės. Kiekviena vertė lygi

$$S(j) = A(j\Delta\delta, L) [I_R(j\Delta\delta) - I_R(\infty)]. \quad (5)$$

Srauto tankis

$$B(\sigma) = \frac{1}{N} \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} S(j) \exp(-i2\pi\sigma j\Delta\delta). \quad (6)$$

Paprastai turime bangos skaičių rinkinį  $\{\sigma\}$  ir pagal (6) formulę norime apskaičiuoti  $\{B(\sigma)\}$ . Tai galime atlikti dviem būdais. Galime paimti  $S(j)$  vertę ir apskaičiuoti visiems  $\sigma$  išraišką  $S(j) \exp(-i2\pi\sigma j\Delta\delta)$ , įeinančią į  $B(\sigma)$  formulę. Arba galime fiksuoti  $\sigma$  ir skaičiuoti (6) sumą kiekvienam  $\sigma$  iš eilės. Pirmas būdas taikomas analizei realiu laiku, kadangi šiuo atveju  $S(j)$  vertės atsiranda viena paskui kita, atliekant  $I(j\Delta\delta)$  matavimus kiekvienam  $j$  paeiliui. Jei signalo apdorojimas skaitmeniškai yra tiesiogiai sujungtas su spektrometru, galima apskaičiuoti kiekvieno  $S(j)$  tašką  $B(\sigma)$  tuo metu, kol matuojama eilinė  $S(j+1)$  vertė.

Jei Furjė transformacija atliekama klasikiniu būdu ir nepriklausomai nuo matavimo (off-line), tai (6) lygtis taikoma kiekvienam  $\sigma$  paeiliui. Tam išskiriame realiąją ir menamąją dalis:

$$B(\sigma) = \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} S(j) \cos(2\pi\sigma j\Delta\delta) - i \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} S(j) \sin(2\pi\sigma j\Delta\delta). \quad (7)$$

Žinome, kad  $B(\sigma)$  turi būti reali, kad būtų galima gauti realų rezultatą [3] ir kad jeigu sinusinės transformacijos rezultatas nėra nulis visoms  $\sigma$  vertėms, tai yra susiję su aparatūrinėmis paklaidomis, vadinamosiomis fazinėmis klaidomis. Kai interferograma dvipusė, tiesinę fazinės klaidos dedamąją galima pašalinti apskaičiuojant (8), (9):

$$B_c(\sigma) = [B_{\exp}^*(\sigma) B_{\exp}(\sigma)]^{1/2}. \quad (8)$$

$$B_c(\sigma) = \left\{ \begin{array}{l} \left[ \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} S(j) \cos(2\pi\sigma j \Delta\delta) \right]^2 \\ + \left[ \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} S(j) \sin(2\pi\sigma j \Delta\delta) \right]^2 \end{array} \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

Jeigu funkcija  $S(j)$  simetriška skaičiavimo pradžios atžvilgiu ( $j=0$ ), tai sinusinė transformacija tampa lygi nuliui ir  $B_c(\sigma)=B(\sigma)$ . Vienpusės interferogramos atveju tariame, kad  $S(j)$  yra simetriška. Taigi vienpusėi interferogramai su  $N/2$  riba turime [7]:

$$B(\sigma) = \sum_{j=0}^{(N/2)-1} S(j) \sin(2\pi\sigma j \Delta\delta). \quad (10)$$

Skaičiuodami reikiamas sinusų ir kosinusų vertes laikui taupyti naudojame rekurentines Čebyševio formules [5]

$$\sin[(n+1)\Delta x] \approx 2 \sin(n\Delta x) \cos(\Delta x) - \sin[(n-1)\Delta x], \quad (11)$$

$$\cos[(n+1)\Delta x] \approx 2 \cos(n\Delta x) \cos(\Delta x) - \cos[(n-1)\Delta x]. \quad (12)$$

Norint išvengti paklaidos, būtina periodiškai apskaičiuoti visas sinusų ir kosinusų vertes, išskleidžiant jas eilute.

Panagrinėsime operacijų skaičių, reikalingą transformacijai atikti paprastu – klasikiniu metodu, nekreipdami dėmesio į laiką, reikalingą sinusų ir kosinusų vertėms apskaičiuoti. Tuomet kiekvienam  $B(\sigma)$  gauti atliekame  $N$  sandaugų  $S(j)\cos(2\pi\sigma j \Delta\delta)$  ir  $N$  sandaugų  $S(j)\sin(2\pi\sigma j \Delta\delta)$ , t.y. iš viso  $2N$  sandaugos. Toliau atliekame  $N$  sumų kosinuso ir tiek pat sinusų transformacijose. Spektriniam tankiui apskaičiuoti šiuo būdu kiekvienam  $\sigma$  reikia  $4N$  operacijų. Jei reikalingas visas spektras, tai turime apskaičiuoti  $B(\sigma)$  bent jau  $N/2$  bangos skaičių, t.y. taikant paprastos transformacijos metodą reikia atlikti  $4N(N/2)=2N^2$  operacijų [6].

Turint spartųjį Furjė keitimo algoritmą, apskaičiuojami taškai iš aibės  $\{\sigma_{max}/(N/2), \sigma_{max}/[(N/2)-1], \dots, k\sigma_{max}/(N/2), \dots, \sigma_{max}\}$ . Ši aibė turi  $N/2$   $\sigma$  vertes. Iš išėmų teorijos išeina [4], kad didžiausias leistinas optinio kelio pokytis vienai išėmai

$$\Delta\delta = \frac{1}{2\sigma_{max}}; \quad (13)$$

čia  $\sigma_{max}$  - didžiausias sistemos spektrinių filtrų praleidžiamo diapazono bangos skaičius.

(1) lygybę galime perrašyti taip (kai  $\sigma_k = k\Delta\sigma$ ):

$$B(k\Delta\sigma) = \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} S(j) \exp[-i2\pi k(\Delta\sigma)j\Delta\delta], \quad (14)$$

čia  $S(j) \equiv A(j\Delta\delta, L)/[I_R(j\Delta\delta) - I_R(\infty)]$ .

Kai išėmų yra  $N/2$ , gauname:

$$\Delta\sigma = \frac{\sigma_{max}}{N/2}. \quad (15)$$

Sujungus (13) ir (15) lygtis, (14) laipsnio rodiklį galima suprastinti:

$$(\Delta\sigma)(\Delta\delta) = \frac{1}{N}. \quad (16)$$

Toliau  $B(k\Delta\sigma)$  galime pažymėti kaip  $B(k)$ , o  $S(j\Delta\delta)$  - kaip  $S(j)$ . Tuomet (14) užrašoma taip:

$$B(k) = \sum_{i=-N/2}^{(N/2)-1} S(j) \exp\left(-\frac{i2\pi kj}{N}\right). \quad (17)$$

Pasinaudoję  $\exp(-i2\pi kj/N)$  periodiškumu, panaikiname neigiamus indeksus. Tai padarysime išrašę aibę neigiamų  $q=j+n$ , kai  $j<0$ . Tuomet:

$$B(k) = \sum_{j=0}^{(N/2)-1} S(j) \exp\left(-\frac{i2\pi kj}{N}\right) + \sum_{q=N/2}^{N-1} S(q-N) \exp\left[-\frac{i2\pi k(q-N)}{N}\right]. \quad (18)$$

Daugiklį  $\exp(-i2\pi k) = 1$  iš antrosios sumos galime pašalinti, kadangi jis lygus vienetui. Tuomet, sujungę abi sumas ir pakeitę  $S(j)$  indeksus (pridedami  $N$  prie narių su neigiamais  $j$ ), gauname:

$$B(k) = \sum_{j=0}^{N-1} S(j) \exp\left(-\frac{i2\pi kj}{N}\right), \quad (19)$$

$$B(k) = F^{-1}\{S(j)\} = \left( \frac{1}{2} \right) \left( \begin{array}{l} G(k) - G\left(\frac{N}{2} - k\right) \\ + \left[ \frac{G(k) + G(N/2 + k)}{\sin(2\pi k/N)} \right] \end{array} \right). \quad (20)$$

Panaudojus spartųjį Furjė keitimo algoritmą, operacijų skaičius yra lygus  $3N \log_2 N$  [7].

Taigi skaičiavimų, naudojant klasikinių ir spartųjį Furjė transformacijų algoritmus, trukmių santykis

$$\frac{T_{klasik}}{T_{c-T}} \approx \frac{2N^2}{3N \log_2 N} \approx \frac{0.46N}{1nN}; \quad (21)$$

čia  $T_{c-T}$  - skaičiavimo sparčiuoju algoritmu trukmė;  $T_{klasik}$  - skaičiavimo klasikiniu metodu trukmė

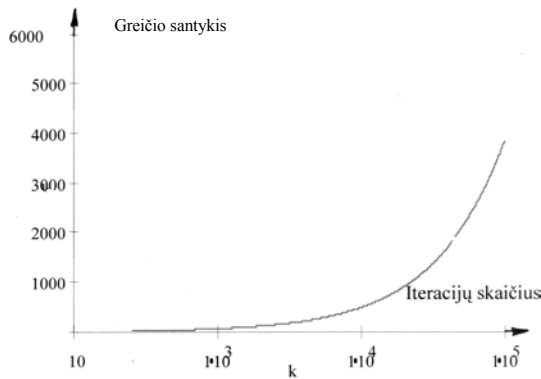
Algoritmams palyginti pagal keitimo spartą (21) formulės skaitiklis ir vardiklis buvo modeliuojami naudojant Mathcad paketą.

1 paveiksle pateiktas grafikas, nubraižytas pagal modeliavimo rezultatus, kuris leidžia palyginti santykinę keitimo spartą.

Analizuojant 1 paveikslą matyti, kad naudojant spartųjį keitimo algoritmą, santykinė keitimo sparta kinta pagal eksponentinį dėsnį. Didėjant iteracijų skaičiui, spartusis algoritmas yra akivaizdžiai pranašesnis už klasikinių. Artėjant prie iteracijų operacijų  $1 \times 10^5$ , santykinės spartos rezultatas yra 4000 kartų.

Gautiems rezultatams patikrinti sukurta informacinė greičio analizės sistema pavaizduota 2 paveiksle. Sistema susideda iš interferogramos moduliavimo įtaiso, kurio išėjime turime modeliuotą medžiagos interferogramą, atitinkančią Michelsono interferometru gaunamą interferogramos išklotinę. Interferogramos moduliavimo įtaiso procesas patenka į skaičiavimo modulį, kuriame

procesas keičiamas pagal du Furjė keitimo algoritmus: klasikiniu Furjė transformavimu, naudojantis (9) formulę; sparčiuoju Furjė keitimu naudojant apodizacijos funkciją (18).



1 pav. Klasikinio ir sparčiojo algoritmų santykinės spartos priklausomybė nuo interferogramos taškų skaičiaus

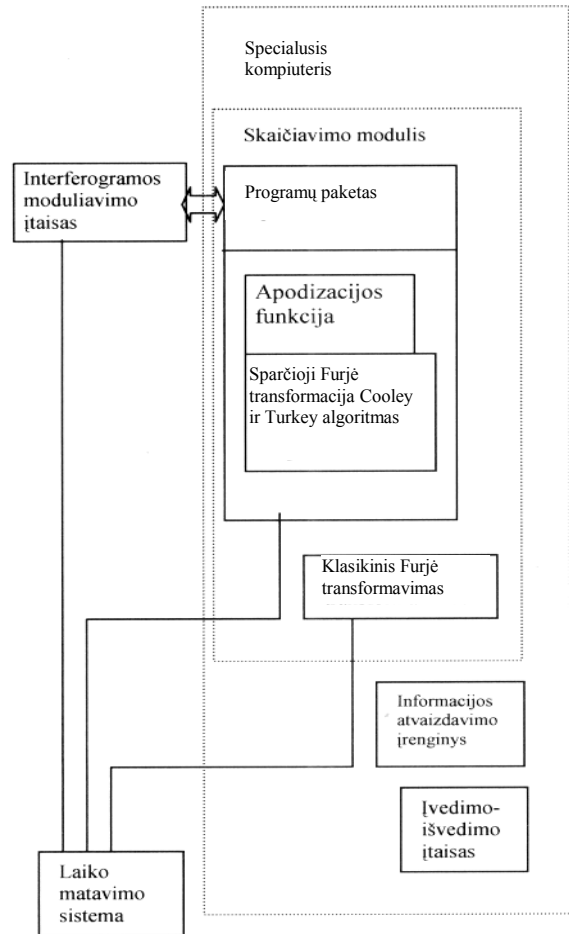
Pagrindinis šio algoritmo veikimo principas yra pasikartojantis interferogramos taškų suskaidymas į dvi grupes. Šios grupės skirstomos pagal lygines ir nelygines indekso vertes, kurios numeruoja interferogramos taškus. Sparčiuoju Furjė keitimo algoritmu apskaičiuojama Furjė transformacija taškams iš aibės  $\{\sigma_{max}/(N/2), \sigma_{max}/[(N/2)-1], \dots, k\sigma_{max}/(N/2), \dots, \sigma_{max}\}$ . Šis pasikartojantis padalijimas į lygines ir nelygines grupes panaikina programoje daugybę sudėties ir daugybos operacijų, taip sutaupoma skaičiavimo laiko. Tęsiant tokį pasikartojantį skaidymą, pastebėta, kad rezultatas yra dvejetainio  $j$  užrašymo inversija (inversija čia suprantama kaip skaičiaus užrašymo atspindys jo vidurio atžvilgiu). Naudojant šį algoritmą, nėra reikalo nuosekliai atlikti visus šiuos perstatinėjimus, pakanka iš karto invertuoti dvejetainius kodus. Nagrinėjamu atveju gavome (20) lygybę [7].

Šis rezultatas svarbus tuo, kad realiam  $S(j)$  reikia perpus mažiau atminties ląstelių bei dvigubai sutrumpėja visa skaičiavimų trukmė. Skaičiavimo modulyje taip pat panaudota apodizacijos funkcija [6].

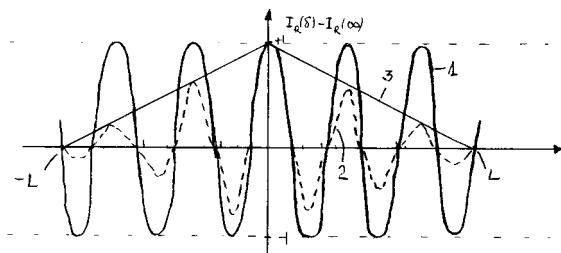
Interferogramos matematinė analizė skaičiavimo modulyje leidžia modifikuoti monochromatinio šaltinio spektrą. Realium atveju Furjė transformacijos integralas turi begalines integravimo ribas [8], bet praktiškai optinės eigos kelias interferometre kinta tam tikrose ribose, todėl prieš naudojant sparčiojo keitimo integralą reikia pakeisti jo integravimo ribas. Interferograma padauginama iš apodizacijos funkcijos tam, kad būtų galima nufiltruoti šoninius pašalinius maksimumus, kurie atsiranda gautame spektre keičiant integravimo ribas nuo begalinių iki tam tikro dydžio. Monochromatinio šaltinio spinduliavimą interferometro išėjime galima aprašyti prietaiso funkcija su išraiška  $2L\text{sinc}[2\pi(\sigma-\sigma_0)L]$ . 3 paveiksle parodyta, kaip kinta *sinc* funkcija, kai naudojama apodizacijos (trikampė filtavimo) funkcija integralui [8]:

$$B_{12}(\sigma) = (\Delta\sigma)F^{-1} \left\{ \left[ e^{i2\pi\sigma_m\delta} \text{sinc}[\pi(\Delta\sigma)\delta] \right] * \left[ I_R(\delta) - I_R(\infty) \right] \right\}. \quad (22)$$

Skaičiavimo modulyje vienu metu keičiami algoritmai, kurių spektrogramos - atsakymai registruojami laiko matavimo sistemoje. Laiko matavimo sistema palygina pagal abu algoritmus gautus rezultatus – spektrogramas, išveda jų pikų laiko skirtumus, apskaičiuoja santykinę interferogramos pateikimo ir rezultatų gavimo spartą.



2 pav. Sistemos informacinė struktūrinė schema



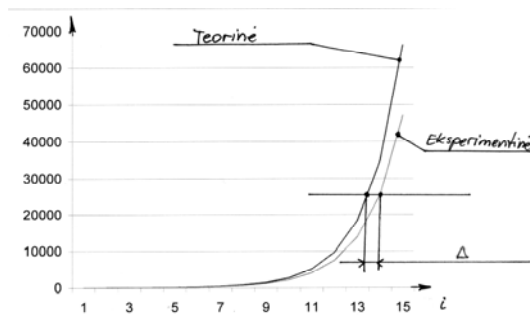
3 pav. Monochromatinio šaltinio interferograma: 1 – nepritaikant apodizacijos funkcijos; 2 – pritaikant apodizacijos funkciją; 3 – trikampė apodizacijos funkcija

Palyginimui 1 lentelėje pateikiami teoriniai ir eksperimentiniai rezultatai. Pagal šią lentelę 4 paveiksle pavaizduotos dvi greičio santykio kreivės: teorinė ir eksperimentinė. Kaip matome eksperimentinės vertės yra mažesnės dydžiu  $\Delta$ . Taip yra todėl, kad praktikoje procesas sulėtėja dėl atliekamų operacijų - spausdinimo, grafikų

braižymo, spektro ir fono intensyvumų santykio skaičiavimo ir pan.

1 lentelė

n	N=2 <sup>n</sup>	T <sub>klasik</sub> /T <sub>C-T</sub> Teorinė vertė	T <sub>klasik</sub> /T <sub>C-T</sub> Eksp. vertė	Skaičiavimo Cooley ir Tukey algoritmu trukmė
7	128	12,14	11,00	-
8	256	21,24	18,00	-
9	512	37,75	32,00	0,22
10	1024	67,96	57,00	0,44
11	2048	123,56	103,00	0,90
12	4096	226,52	190,00	1,85
13	8192	418,20	350,49	3,82
14	16384	776,65	646,53	7,96
15	32768	1.449,74	1.192,62	16,00
16	65536	2.718,27	2.199,98	33,44
17	131072	5.116,74	4.058,22	68,89
18	262144	9.664,95	7.486,04	141,91
19	524288	18.312,54	13.809,19	292,33
20	1048576	34.793,83	25.473,26	602,19
21	2097152	66.273,97	46.989,52	1.240,52



4 pav. Eksperimentinės greičio santykio vertės pagal 1 lentelę, Δ - eksperimentinių ir teorinių rezultatų tarpusavio skirtumas

## Išvados

Gauti rezultatai įrodo svarbią sparčiojo keitimo metodo svarbą Furjė spektroskopijos praktiniam taikymui.

Pateikta spaudai 2003 04 24

**J. Sadzevičius, J. Daunoras. Furjė signalo keitimo spartos palyginimas // Elektrotechnika ir elektrotechnika.- Kaunas: Technologija, 2003.- Nr. 5(47). – P. 61-64.**

Analizuojami dviejų Furjė transformacijos algoritmų matematiniai skaičiavimo metodai – klasikinis bei spartusis algoritmai. Klasikiniu metodu, žinant norimo elemento absorbcijos bangas, galima pasirinkti tik keletą bangos skaičių verčių ir apskaičiuoti tik jų spektrą. Jei norima žinoti visas bangos skaičių vertes, naudojamas spartusis keitimo algoritmas. Straipsnyje abu šie metodai sulyginami skaičiavimo atžvilgiu. Sparčiojo keitimo algoritmu Furjė transformacijos skaičiavimas paspartėja iki keliolikos šimtų kartų palyginti su klasikiniu metodu. Aprašyta skaičiavimo informacinė sistema, leidžianti skaičiuoti šių dviejų algoritmų spartos priklausomybę. Palyginti teoriniai ir eksperimentiniai rezultatai, gauti klasikiniu ir sparčiojo keitimo būdu. Gauti rezultatai įrodo sparčiojo keitimo metodo svarbą Furjė spektroskopijos praktiniam taikymui. Sukurta informacinė Furjė signalo analizės sistema gali būti panaudota spektrometrų metrologinėms charakteristikoms – tikslumui, nuliniam dreifui, matavimo greičiui ir kt. pagerinti. II.4, bibl.8 (lietuvių kalba; santraukos lietuvių, anglų ir rusų k.).

Eksperimentiškai nustatytas bei palygintas santykinis dviejų algoritmų keitimo greitis. 4 paveiksle aiškiai matyti (pagal 1 lentelę) teorinis ir eksperimentinis santykinis greičiai. Tai yra sparčiojo keitimo algoritmo pranašumas skaičiuojant spektrogramas.

Sukurta informacinė Furjė signalo analizės sistema gali būti panaudota spektrometrų metrologinėms charakteristikoms – tikslumui, nuliniam dreifui, matavimo greičiui ir kt. pagerinti.

## Literatūra

1. **Sadzevičius J., Daunoras J.** Furjė spektrometrų matymo laukas // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2000. – Nr.5(28). – P.50-53.
2. **Connes J.** Computing Problems in Fourier Spectroscopy, Aspen Int. Conf. on Fourier Spectrosc., 1970, – P. 83 (Vanasse G. A., Stair A. T., Jr., Baker D. J., eds.), AFCRL-71-0019. 1971
3. **Конн Ж.** Спектроскопические исследования с применением Фурье преобразования. Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения. – Мир, 1972, - 150с.
4. **Crocombe R.A. Olson M.J. and Hills S.L.** “Quantative Fourier Transform Infrared Methods for Real Complex Samples”. American Society Testing and Materials, 1987, – P.30-100.
5. **Деденко Л.Г., Керженцев В.В.** Математическая обработка и оформление результатов эксперимента. – М., 1977. –100с.
6. **Sadzevičius J.** Infraraudonųjų signalų analizė skysčiuose: Daktaro disertacija. – Kaunas, 2002. –96 p.
7. **Sadzevičius J., Daunoras J.** Cooley-Tukey algoritmo analizė // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 1999. – Nr.5(23). – P.74-81.
8. **Sadzevičius J., Daunoras J.** IR spektroskopijos signalo konvertavimo matematinė analizė // ELEKTRONIKA 98. – Kaunas: Technologija, 1998. –P.106-109.

**J. Sadzevičius, J. Daunoras. Comparison of Fourier Transform Signals by Speed // Electronics and Electrical Engineering.- Kaunas: Technologija, 2003. – No. 5(47). – P. 61-64.**

In this work discussed about Fourier transform methods for calculation: classical and fast algorithms. By classical method you can calculate the spectral information only by known absorption waves. Then you want to calculate all spectral information you need to use fast algorithm. In work was done comparison of both methods regarding speed. By fast algorithm calculation of complete interferogram is more quick than classical method, more than one thousand times. Was developed system for comparison speed between these algorithms, compare theoretical and experimental results of these methods. In conclusion we proved that fast Fourier transform is best for practical use for spectroscopy. Developed Fourier signal analysis system can be use for improve metrological characteristics in spectrometers – accuracy, zero drifts, speed detection and c.c. Ill 4, bibl. 8 (in Lithuanian; summaries in Lithuanian, English, Russian).

**Ю.Садзевичюс, Ю.Даунорас. Сравнение конвертирования Фурье сигналов по скорости // Электроника и электротехника. - Каунас: Технология.- 2003.- № 5(47). – С. 61-64.**

Описывается два математических метода для калькуляции Фурье трансформации: классический и скоростной алгоритм. Классическим методом можно найти, зная абсорбционные волны элемента, только несколько значений для желательного элемента. Если нужно найти все абсорбционные числа, надо применять скоростной алгоритм. В этой работе сопоставляются два метода по скорости расчета. Пользуясь быстрым алгоритмом для полной калькуляции Фурье спектрограммы, скорость обработки результатов увеличивается до несколько сотен раз по сравнению с классическим методом. Была создана информационная система для расчетов скорости конвертации этих алгоритмов. Были сопоставлены теоретические и экспериментальные результаты, полученные алгоритмами. Полученные результаты подтверждают большое значение быстрого метода конвертации для практического применения в спектроскопии. Создана информационная система может быть использована для улучшения метрологических характеристик спектрометров. Ил. 4, библи. 8 (на литовском языке; рефераты на литовском, английском и русском яз.).