

B.F. BADALYAN, H.A. GOMTSYAN

**WAVELET RECONSTRUCTION AND FILTRATION OF SIGNALS IN THE
SIMULINK ENVIRONMENT**

The theory and methods of the arbitrary function and signal decomposition on the basis of wavelet-transforms are considered. The theoretical bases of a wavelet-filtration and reconstruction are introduced. The block-diagram of the system is developed in the environment SIMULINK carrying out wavelet-processing and filtration of the arbitrary complex signals from noise.

Keywords: wavelet transforms, basic function, frequency image, noise filtration.

ՀՏԴ 621.382

**Ս.Խ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ, Վ.Ե. ԱՌՈՒՍՏԱՄՅԱՆ, Ժ.Գ. ԴՈՒՆԵԱՆ,
Տ.Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ն.Բ. ՄԵՀՐԱԲՅԱՆ**

**ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ՖՈՏՈԴԵՏԵԿՏՈՐՈՎ**

Դիտարկվել է օպտիկական ճառագայթի սպեկտրային վերլուծության նոր կառուցվածք, և մոդելավորվել են դրանում էլեկտրոնային գործընթացները:

Առանցքային բառեր. սպեկտրային վերլուծություն, մոնիթորինգ, ֆոտոզգայնություն, ֆոտոդիոդ:

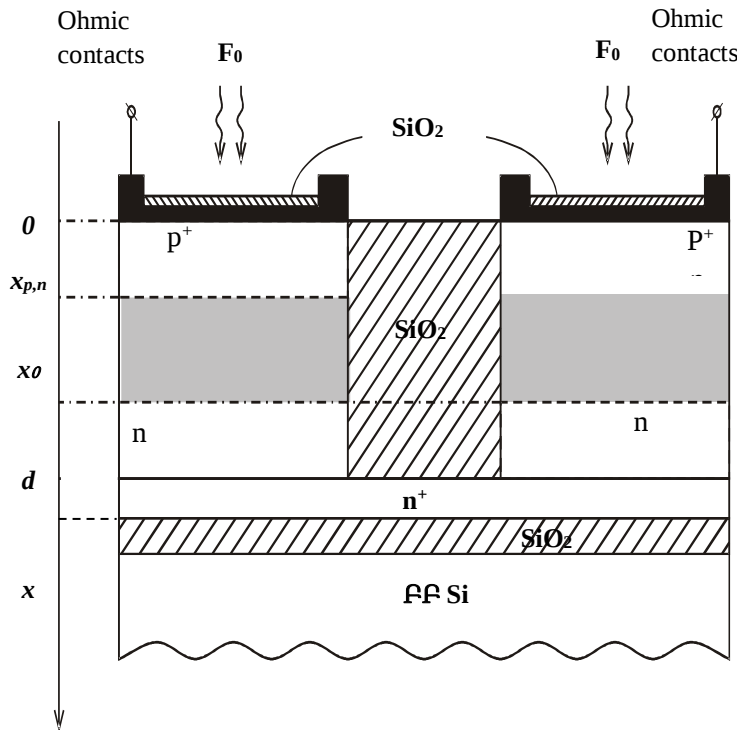
Ներածություն: Վերջին տասնամյակներում մարդու և բնության փոխհարաբերության մեջ նկատվող խզումը խորանլու միտում ունի: Օգոնային շերտի քայքայումը, թթվային անձրևները, ռադիոակտիվ աղտոտվածությունը, կլիմայի փոփոխությունը, հանքարդյունաբերությունը, տրանսպորտը, տեռորիզմը և այլն շրջակա միջավայրի վրա ազդող մարդածին հիմնական վտանգներ են: Չափազանց վտանգավոր է դառնում քաղցրահամ ջրի աղտոտվածությունը նավթարգասիքներով, ֆենոլներով, ազոտով, պեստիցիդներով, ծանր մետաղների միացություններով: Իսիստ կարևոր է իրական ժամանակում ջրի որակի և շրջակա միջավայրի լայնամաշտաբ մոնիթորինգի իրականացումը: Այդպիսի գործընթաց հնարավոր է իրականացնել փոքրաչափ, ոչ թանկ, բազմաֆունկցիոնալ առաջնային տեղեկատվության տվիչի առկայության դեպքում [1]:

[2-4] աշխատանքներում դիտարկվում են սպեկտրային ընտրողական զգայնության ստացման հնարավորությունները՝ որպես առաջնային տվիչ, զուգահեռ տեղաբաշխված ֆոտոդիոդային կառուցվածքում և ուղղաձիգ տեղաբաշխված երկարգելք համակարգում: Երկու կառուցվածքներն էլ պարունակում են Շոտկիի արգելք և n-p անցում, որոնք էլեկտրանականապես հակառակ են ուղղված: Ցույց է

տրված, որ արտաքին լարման փոփոխմամբ և համապատասխան ալգորիթմով նման կառուցվածքներում հնարավոր է ճառագայթի ինտեգրալ հոսքից առանձնացնել և գրանցել առանձին էլեկտրամագնիսական ալիքներ և դրանց ինտենսիվությունները, ինչը նման սարքերը կդարձնի խիստ պահանջված օպտիկական կապի գծերում՝ միկրոկենսաբանական համակարգերը, բժշկական օբյեկտները, շրջակա միջավայրի բնապահպանական իրավիճակը հետազոտելու համար [1]:

Հետազոտության օբյեկտը: Մոդելավորվել է էլեկտրականապես հակառակ ուղղված սիլիցիումե ֆոտոդիոդային նոր կառուցվածքով առաջնային տեղեկատվության տվիչում (նկ.1) սպեկտրային անալիզի էլեկտրոնային գործընթացը, և հետազոտվել են դրա սպեկտրաֆոտոչափության հնարավորությունները:

Պլանար կառուցվածքը հնարավորություն է տալիս ճառագայթն ուղղել զուգահեռ տեղաբաշխված երկու դիոդների լուսազգայուն մակերեսներին: Կառուցվածքում ֆոտոհոսանքի ստեղծմանը մասնակցում են ֆոտոէլեկտրոնային գործընթացներով միմյանցից անկախ ֆոտոդիոդներ (նկ. 1): Դրանցում միմյանց վրա ազդեցությունը դիտվում է որպես արտաքին ազդեցություն: Նկարում դիոդների պոտենցիալ արգելքներն ուղղված են միմյանց հակառակ: Արտաքին լարմամբ աղքատացած շերտերից մեկի լայնացումը ու մյուսի փոքրացումը ապահովում են, ըստ ալիքի երկարության, ճառագայթի կլանման տարբեր արդյունավետություններ: Ուղիները միմյանց հետ էլեկտրականապես կապված են բարձր հաղորդականության p^+ շերտով: Մակերևութային SiO_2 թաղանթը հակաանդրադարձնող է և տեղաբաշխված է կիսաթափանցիկ մետաղական թաղանթի վրա, իսկ ներքին SiO_2 թաղանթը բաժանում է վերին ակտիվ շերտը ներքին բազմաբյուրեղային սիլիցիումե պասսիվ հարթակից: Վերջինս իր միջով բաց է թողնում խոր ներթափանցող ճառագայթի չգրանցվող մասը: Լարման ցանկացած բևեռականության դեպքում n - p անցումներից մեկը շեղված է ուղիղ, իսկ մյուսը հակառակ ուղղությամբ: Հակառակ շեղված պոտենցիալ արգելքը, շեղման լարման աճի հետ լայնանում է՝ ի հաշիվ բարձր օհմային n - շերտի: p^+ - շերտը բարակ է, և կառուցվածքի d հաստությունը որոշվում է հիմնականում n - շերտով, իսկ $x_{p,n}$ կետում ճառագայթի ինտենսիվությունն ընդունվում է հավասար մակերևութային F_0 ինտենսիվությանը:



Նկ. 1. Ֆոտոդետեկտորի կառուցվածքը

Առանձին դիտում ֆոտոհոսանքն ունի դիֆուզիոն և դրեյֆային բաղադրիչներ: Դիֆուզիոն ֆոտոհոսանքը որոշելու համար հարկավոր է գտնել ոչ հիմնական լիցքակիրների՝ խոռոչների p_n խտությունը n - բազայում: Այդ նպատակով լուծվել է հետևյալ միաչափ դիֆուզիոն հավասարումը՝

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n}{L_p^2} = -\frac{p_{n0}}{L_p^2} - \frac{G(x)}{D_p}, \quad (1)$$

որտեղ $G(x) = F_0 \alpha e^{-\alpha x}$ - ը էլեկտրոն-խոռոչ զույգի գեներացիայի արագությունն է, F_0 - ն՝ ընկնող ֆոտոնների լրիվ հոսքը, α - ն՝ էլեկտրամագնիսական ճառագայթների կլանման գործակիցը, n - ը՝ բազայում խոռոչների համար՝ $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ - դիֆուզիայի երկարությունը, D_p - ն՝ դիֆուզիայի գործակիցը, τ_p - ն՝ անհավասարակշիռ լիցքակրի կյանքի տևողությունը, p_{n0} - ն՝ հավասարակշիռ լիցքակիրների խտությունը:

(1) հավասարումը լուծվել է հետևյալ սահմանային պայմանների դեպքում՝ $p_n = p_{n0}$ երբ $x = \infty$, $p_n = 0$, երբ $x = x_n$ Օգտագործելով [5] աշխատանքում բերված

լուծման եղանակը՝ ստացվել է, $x = x_n$ կետում դիֆուզիայի ֆոտոհոսանքի հետևյալ արտահայտությունը՝

$$j_{p,dif} = qp_{n0} \frac{D_p}{L_p} + qF_0 \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha x_n} \quad (2)$$

Դրեյֆային հոսանքի խտությունն ունի հետևյալ տեսքը [8]՝ $j_{dr} = qF_0(1 - e^{-\alpha x_n})$: Յուրաքանչյուր դիոդոլ ֆոտոհոսանքը որոշվում է դիֆուզիոն և դրեյֆային բաղադրիչների գումարով՝

$$j_{tot} = j_{dr} + j_{p,dif} = qF_0 e^{-\alpha x_n} \left(\frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} - 1 \right) + qF_0 + qp_{n0} \frac{D_p}{L_p} \quad (3)$$

Աշխատանքի նորմալ պայմաններում p_{n0} պարունակող անդամը զգալիորեն փոքր է առաջին անդամից և այն կարելի է անտեսել:

Համապատասխանաբար x_{n1} և x_{n2} լայնություններով պոտենցիալ արգելքների տիրույթներում դրեյֆային հոսանքը երկու դիոդների համար կտրվի հետևյալ արտահայտություններով՝

$$j_{pdr} = qF_0 (1 - e^{-\alpha x_{n1}}) \quad j_{pdr} = qF_0 (1 - e^{-\alpha x_{n2}}) \quad (4)$$

Քանի որ p^{+} - շերտը շատ բարակ է, ապա կլանման խորություններն ընդունվում են հավասար ֆոտոդիոդների աղքատացած x_{n1} և x_{n2} շերտերի լայնություններին և որոշվում են հետևյալ արտահայտություններով [5]՝

$$x_{n1}^2 = \frac{2\mathcal{E}_0}{q} \left[\frac{V_{C2} + V_2}{N_d} \right], \quad x_{n2}^2 = \left[\frac{2\mathcal{E}_0}{q} \left(\frac{V_{C1} - V_1}{N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (5)$$

որտեղ N_d – ն դոնորային խառնուրդների խտությունն է n - բազայում, $\mathcal{E}$ – ն՝ նյութի հարաբերական դիէլեկտրիկական թափանցելիությունը, $\mathcal{E}_0$ – ն՝ վակուումի դիէլեկտրիկական թափանցելիությունը, q – ն՝ էլեկտրոնի լիցքը, V_1 և V_2 – ը՝ երկու n - p անցման վրա ընկնող արտաքին լարման չափաբաժինները, են, V_{c1} և V_{c2} – ը՝ երկու արգելքների պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությունները, որոնք լարման բացակայության դեպքում հավասար են միմյանց (նկ. 2):

Ի վերջո, (3) արտահայտությունը առանց դիֆուզիոն բաղադրիչի մեկ արգելքով հոսող ընդհանուր ֆոտոհոսանքի համար կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$j_{toti} = j_{p_{d\bar{f}}} + j_{p_{dr}} = qF_o \left(1 - \frac{e^{-\alpha x_n}}{1 + \alpha L_p} \right): \quad (6)$$

Երկու արգելքների ֆոտոհոսանքների տարբերությունը կտա կառուցվածքով հոսող ընդհանուր ֆոտոհոսանքը՝

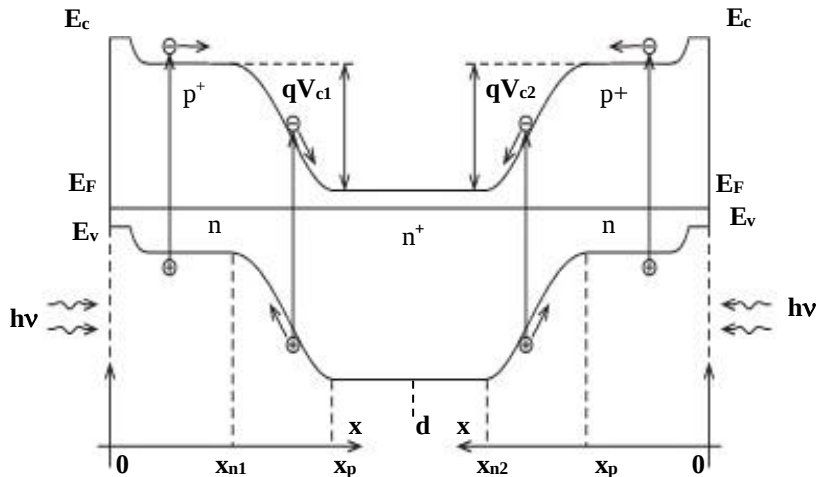
$$j = qF_o \left(\frac{e^{-\alpha x_{n2}} - e^{-\alpha x_{n1}}}{1 + \alpha L_p} \right), \quad (7)$$

ճառագայթի իտեգրալ հոսքով լուսավորելիս (5) արտահայտությունը կընդունի է հետևյալ տեսքը՝

$$\sum_{ij} j_{totij} = q \sum_{ij} F_{oi} \left(\frac{e^{-\alpha_i x_{n2j}} - e^{-\alpha_i x_{n1j}}}{1 + \alpha_i L_p} \right), \quad (8)$$

որտեղ ($i = 1, 2, 3, \dots$) – ը փոխվում է ինտեգրալ հոսքում ճառագայթի ալիքի երկարությունը փոխելիս, իսկ ($j = 1, 2, 3, \dots$) – ը փոխվում է շեղման լարումը փոխելիս, $F(\lambda_i)$ – ը ալիքի $\Delta\lambda_i$ երկարությամբ ընկնող ֆոտոնների լրիվ հոսքն է:

Աջակողմյան արգելքին բացասական լարում կիրառելիս (աջ հպակին կիրառվում է մինուս) աջ p – n անցումը հակառակ է շեղվում, որի հետևանքով պոտենցիալ արգելքը մեծանում է (նկ. 2), հետևաբար, մեծանում է ալիքի որոշ $\Delta\lambda$ միջակայքի կլանման չափը, ուստի և այդ արգելքով է պայմանավորված I_2 ֆոտոհոսանքը:



Նկ. 2. Կառուցվածքի էներգետիկ գոյային դիագրամը

Միաժամանակ, փոքրանում է ծախսակողմյան n - p անցման արգելքը և նրան հարող տիրույթում $\Delta\lambda$ միջակայքի կլանման չափը, կամ n - p անցումով պայմանավորված է I_1 ֆոտոհոսանքը: Մշակված ալգորիթմով լարման ΔV փոփոխմամբ կարելի է գրանցել առանձին λ_i երկարության ալիքը և դրա ինտենսիվությունը, դրանով իսկ ստանալ ալիքների ինտենսիվության սպեկտրային կախվածությունը:

Հետազոտության ընթացքում օգտագործվել է արևի ճառագայթի AMO սպեկտրային բաշխվածությունը՝ $\lambda = 200$ նմ - ից մինչև $\lambda = 1100$ նմ երկարության ալիքների ընդգրկումով [6]:

(5) արտահայտությունում կլանման խորությունները որոշելու համար հարկավոր է իմանալ ֆոտոդիոդների վրա լարման V_1 և V_2 անկումները: Դրա համար օգտվել ենք դիոդի վոլտամպերային բնութագրի պարզեցված արտահայտությունից և ֆոտոդետեկտորով ընդհանուր հոսանքը դիտել որպես երկու դիոդների մթնային հոսանքների տարբերություն՝

$$I_0 \left(e^{\frac{qV_1}{kT}} - 1 \right) - I_0 \left(e^{\frac{-qV_2}{kT}} - 1 \right) = I, \quad (9)$$

որտեղ I_0 - ն հագեցման հոսանքն է և նույնատիպ դիոդների համար ունի նույն արժեքը, $\frac{kT}{q}$ -ն՝ ջերմային պոտենցիալը: (7) -ի մեջ տեղադրելով $V_2 = V - V_1$ արժեքը, կստանանք՝

$$e^{\frac{qV_1}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{qV}{kT}} \right) = \frac{I}{I_0} \quad \text{Կամ} \quad V_1 = -\frac{kT}{q} \ln \left(1 - e^{-\frac{qV}{kT}} \right) + \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_0}, \quad (10)$$

որտեղ I - ն համակարգի չափվող ընդհանուր հոսանքն է:

Լարման V_1 և V_2 անկումներով կարելի որոշել դիոդների պոտենցիալ արգելքների լայնությունները՝ հետևաբար՝ (5) արտահայտությունում x_{n1} և x_{n2} -ը:

Այժմ դիտարկենք հակառակ ուղղված դիոդային կառուցվածքի միջոցով ճառագայթի ինտեգրալ հոսքից առանձին ալիքները ջոկելու որոշ առանձնահատկություններ և բացահայտենք օբյեկտում ալիքի կլանման կամ դրանից առաքման (ֆյուրեսցենցիա) պայմաններում փնտրվող ալիքի և նրա ինտենսիվությունը գտնելու հնարավորությունները:

Հետազոտության արդյունքները: Էլեկտրամագնիսական ճառագայթի ինտեգրալ հոսքի սպեկտրային կազմի և նրա փոփոխության որոշումը: Դիտարկվել է արևի ճառագայթի կլանումը: Ծառագայթի ալիքների ինտենսիվությունները նույն չափով նվազեցվել են այնպես, որ կլանման խորությունը համապատասխանի

գրանցող միջավայրի լայնությանը ($\sim 1\text{մկմ}$): Այդ դեպքում x – ի հնարավոր մեծ արժեքին համապատասխան ֆոտոհոսանքը կալամանավորվի առավել խոր ներթափանցած ալիքով: Նման պայմաններում ճառագայթի ինտեգրալ հոսքից առանձին ալիքների ու դրանց ինտենսիվությունները ջոկելու գործընթացը հետևյալն է: Ենթադրենք՝ տեղեկատվական ազդանշանը ֆոտոհոսանքն է: Ունենք շեղման լարման 1 մՎ փոփոխությանը համապատասխան x – ի երկու առավելագույն x_1 և x_2 արժեքները և նրանց համապատասխան I_1 և I_2 ֆոտոհոսանքները: Դրանք ստացվել են միայն ամենախոր ներթափանցած λ_i ալիքի կլանումից: Այդ հոսանքների միջոցով, համասեռ միջավայրում ճառագայթի կլանման Բուգեր – Լամբերտի օրենքից, կստանանք ալիքի կլանման գործակիցը՝

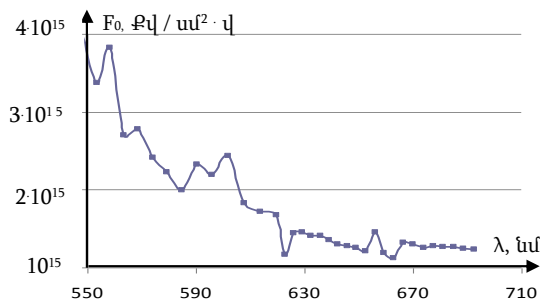
$$\alpha_i = \frac{1}{\Delta x} \ln \frac{I_2}{I_1}, \quad (11)$$

որտեղ $\Delta x = x_{n1} - x_{n2}$: Այնուհետև օգտագործելով $\alpha = f(\lambda_i)$ կախվածությունից ֆոտոդետեկտորի ելքային նյութի, օրինակ, սիլիցիումի [5] համար ծրագիրը, որոշվում է համապատասխան ալիքի երկարությունը: Օգտվելով (5) բանաձևից՝ կստանանք կլանվող ճառագայթում առանձին ալիքների ինտենսիվությունները՝

$$F_{oi} = \frac{J_i}{q \left(\frac{e^{-\alpha_i x_{n2}} - e^{-\alpha_i x_{n1}}}{1 + \alpha_i L_p} \right)}: \quad (12)$$

Այսպիսով, (9) և (10) – ով որոշվում են առավել խոր ներթափանցած ալիքի կլանման գործակիցը, ալիքի երկարությունն ու ինտենսիվությունը:

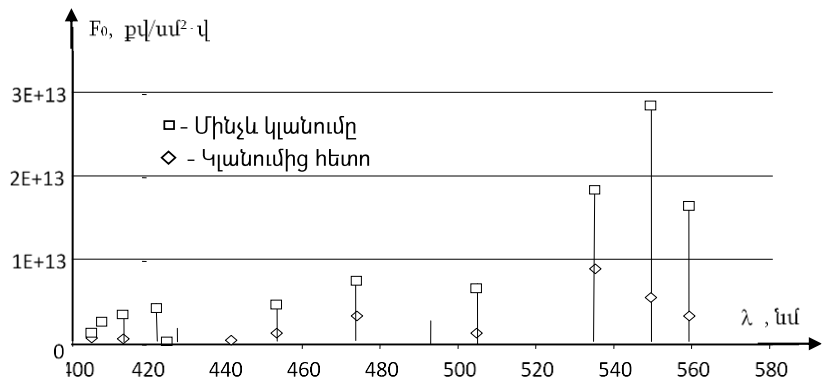
Հաջորդ քայլում (7) արտահայտությամբ, հաշվի առնելով կլանման մակերեսները, կառուցվում է $I_i = f(V)$ կախվածությունը և այն հանվում գումարային հոսանքի փորձնական $I = f(V)$ կախվածությունից, որից ստացվում է գումարային ֆոտոհոսանքի V – ից մի նոր կախվածություն՝ առանց $I_i = f(V)$ կախվածության: Ծրագրային ռեժիմում այս եղանակով հաջորդաբար ստանում ենք ճառագայթում եղած բոլոր ալիքների երկարություններն ու դրանց ինտենսիվությունները և ի վերջո ճառագայթի ինտենսիվության սպեկտրային կախվածությունը:



Նկ. 3. Ճառագայթի ինտենսիվության սպեկտրային կախվածությունը

Այն կարելի է պահել սարքի հիշողության մեջ և օգտագործել օբյեկտների ճանաչողական գործընթացում:

Սպեկտրաչափության միջոցով ջրում վնասակար նյութերի քանակական որոշման հիմնական պարամետրերի [7] օգտագործմամբ, դրանց հայտնաբերման ու դրա հետ կապված ռիսկի նվազեցման համար, որոշվել է լուծույթում խառնուրդների կողմից ճառագայթի կլանման հետևանքով սպեկտրային ինտենսիվության փոփոխությունը: Դա ցույց է տրված նկ. 4 – ում:



Նկ. 4. Ճառագայթի սպեկտրային ինտենսիվության փոփոխությունը

Եզրակացություն.

1. Հետազոտվել է փոքրաչափ ֆոտոսենսորի նոր մոդել՝ օպտիկական տեղեկատվության հեռաճանաչման և ջրում վտանգավոր նյութերի նույնականացման և քանակական վերլուծության համար:
2. Ճառագայթի սպեկտրում ալիքներն ունեն կլանման տարբեր խորություններ, և դրանց ջոկելու գործընթացն իրականացվում է սենսորին կիրառված արտաքին լարման քայլային փոփոխմամբ՝ գրանցող ծավալի լայնացման շնորհիվ:
3. Ստեղծած ալգորիթմը հնարավորություն է տալիս սպեկտրային վերլուծությունն իրականացնել առանց նախնական չափաբերման:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

1. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics, Advanced Sensors for Safety and Security. DOI 10.1007/978-94-007-7—3-4_15.- Springer, 2013.- P. 375.
2. New Model of Spectral Analysis of Integral Flux of Radiation / **S. Khudaverdyan, M. Khachatryan, D. Khudaverdyan, S. Tsaturyan et all** // NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics, DOI 10.1007/978-94-007-7—3-4_15.- Springer, 2013.- P. 261-269.
3. **Khudaverdyan S., Avetisyan A., Khudaverdyan D., Vaseashta A.** Photoelectric Properties of Selectively sensitive Sensors for the Detection of Hazardous Materials //NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics, DOI 10.1007/978-94-007-7—3-4_15.- Springer 2013.- P. 183-191.
4. Фотодетектор для дистанционного спектрального анализа информативного излучения. / **А.С. Худавердян, В.Е. Арустамян, Ж.Г. Дохолян, Г. Дробышеб, и др.** //Вестник ГИУА. Серия «Моделирование, Оптимизация, Управление».- 2011.- Выпуск 14, том 1.- С. 92-98.
5. **Шалимова К.В.** Физика полупроводников. -М.-: Энергия, 1976.
6. <http://redc.nrel.gov/solar/spectra/am0/wehrli1985.new.html>.
7. <http://purecology.narod.ru/Work1.htm#Тoc36184872>

**С.Х. ХУДАВЕРДЯН, В.Е. АРУСТАМЯН, Ж.Г. ДОХОЛЯН,
Т.С. ОГАНИСЯН, Н.Б. МЕГРАБЯН**

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ФОТОДЕТЕКТОРА

Рассмотрена новая структура спектрального анализа оптического излучения. Проведено моделирование происходящих в ней электронных процессов.

Ключевые слова: спектральный анализ, мониторинг, фоточувствительность, фотодиод.

**S.KH. KHUDAVERDYAN, V.E. ARUSTAMYAN, J.G. DOKHOLYAN,
T.S. NOVHANISYAN, N.B. MEHRABYAN**

SPECTRAL ANALYSIS OF OPTICAL RADIATION WITH A SEMICONDUCTOR PHOTODETECTOR

A new structure of spectral analysis is considered. Simulation of electronic processes taking place in it is carried out.

Keywords: spectral analysis, monitoring, photosensitivity, a photodiode.