

Fotonu skaitīšana un tās lietojums

J. Jansons

*Teorija ir laba lieta,
bet pareizs eksperiments paliks uz visiem laikiem.*

P. Kapica



Rīgā, 2007

Saturs

Jēdzieni un to skaidrojumi fotonu skaitīšanas metodikai	4
Ievads	8
1. Fotometrija	10
2. Kas ir vājš optiskais starojums vai gaisma?	14
3. Fotonu skaitīšanas attīstība un pamati	15
4. Vāju fotonu plūsmu īpašības	23
4.1. Fotonu skaita reģistrēšanas statistikā nenoteiktība	23
4.2. Pamatmodelis – Puasona plūsma	24
4.3. Ļoti vāju fotonu plūsmu reģistrēšana un mērīšana	26
4.4. Stohastiska fona ietekme uz vāju optisko starojumu mērījumiem	26
4.5. Vāju nestacionāru signālu reģistrēšana un mērīšana	28
5. Viennelektrona fotoelektronu daudzkārstāji	32
5.1. Fotoelektronu daudzkārstāju galvenās īpašības viennelektronu darbības režīmā	32
5.2. Fotoelektronu daudzkārstājs – selektīvs pārveidotājs	32
5.3. Fotoelektronu daudzkārstāju fotonu reģistrēšanas efektivitātes faktori	33
5.4. Fotokatoda mezgla efektivitāte	33
5.5. Elektronu daudzkārstošana	34
5.6. Viennelektrona strāvas impulsu īpašības	36
5.7. FED anoda slodzes ķēdes parametru izvēle	36
5.8. Viennelektrona impulsu pārklāšanās varbūtība	38
5.9. Fotoelektronu daudzkārstāja viennelektrona impulsu selekcija	39
5.10. Sliedņa jutības optimizācija ar viennelektrona impulsu amplitūdas selekciju	41
6. Fotoelektronu daudzkārstāju viennelektrona raksturlielumu mērīšana	44
6.1. Mēraparatūras īpašības	44
6.2. Viennelektrona impulsu oscilografēšana	44
6.3. Skaitīšanas raksturlīknes	45
6.4. Impulsu amplitūdas sadalījumi	48
6.5. Trokšņu impulsu avoti	50
7. Fotonu skaitīšanas aparatūra	54
7.1. Viennelektrona impulsu selektori	54
7.2. Fotonu skaitīšanas sistēma lēni mainīgu starojumu reģistrēšanai	57

7.3. Fotonu skaitīšanas sistēma ar datoru dinamisku procesu reģistrēšanai	60
7.4. Kinētikas statistiskais daudzkanālu reģistrators	61
8. Fotoelektrona daudzkārtotāju vienelektrona raksturlielumu pētījumi	66
8.1. Vienelektrona impulsu diferenciālo amplitūdu sadalījumu modelēšana	66
8.2. Stacionāro raksturlielumu pētījumi	68
8.3. Dinamiskie trokšņi	71
9. Fotonu skaitīšanas lietojums	78
9.1. Piemaisījumu luminiscences daba MgO kristālos ultravioletajā spektra daļā	78
9.2. MgO monokristālu eksitonu luminiscences sīkstruktūra	80
9.3. Mehanoluminiscences pētījumi	81
9.4. Izoelektronu un citu piejaukumu luminiscence platzonas kristālos	83
9.5. Krosoluminiscence	86
9.6. α -Al ₂ O ₃ kristālu autolokalizēto eksitonu luminiscence	89
9.7. Itrijs alumīnāta kristālu spektrāli kinētiskie mērījumi	90
9.8. Katodluminiscence Gd ₂ SiO ₅ kristālā ar Ce piejaukumu	92
9.9. Augstfrekvences bezelektrodu lampiņu spektru noteikšana	93
9.10. Dažādu plāno kārtiņu luminiscences pētījumi	94
9.11. Silīcija oksīda pētījumi	95
Kopsavilkums	99
Pielikums	100

Jēdzieni un to skaidrojumi fotonu skaitīšanas metodikai

Nosaukums	Skaidrojums	Apzīmējums, lielums, vienība
Absorbcija	Uzsūkšana, saistīšana	
Adsorbcija	Uzkrāšana, saistīšana uz virsmas.	
Apgaisme	Gaismas iegūšanas un lietošanas tehnoloģiju kopums. Šis vārds ieviests agrāk lietotā vārda "apgaismojums" vietā, lai plašāk un īsāk izteiktu atbilstošo domu un lai nerastos pārpratumi, jo vārds "apgaismojums" apzīmē arī noteiktu fizikālu lielumu.	
Apgaismojums	Izsaka gaismas plūsmas lielumu uz apgaismojamā laukuma S vienu vienību. Ja homogēns starojums, tad: $E = P / S$. Mērvienība – 1 lukss (lx) ir apgaismojums, kuru dod 1 lm gaismas plūsma, ja tā vienmērīgi sadalīta pa 1 m ² lielu virsmas laukumu.	E
Bolometrs	Ierīce, ar kuru pārveido optiskā starojuma plūsmu temperatūras izmaiņā, ko mēra ar termorezistora pretestības izmaiņu vai termopāra attīstītā sprieguma izmaiņu.	
Daudzstrobu metode	Pētāmo parādību pārklāj ar daudziem laikā secīgiem strobiem, viena mērīšanas cikla laikā.	
Dinamiskie trokšņu impulsi	FED izejas trokšņu impulsi, kas rodas gaismas izejas impulsu veidošanās procesa iespaidā.	
Elektona lādiņš	Konstante	$e = 1,602176462 * 10^{-19} \text{ C}$
Elektrona masa	Konstante	$m_e = 9,1093888 * 10^{-31} \text{ kg}$
Elektrons	Atoma mazākā elektriski negatīvi lādētā daļiņa – elementārdaļiņa.	
Emisija	Izstarošana, izlaišana, izsviešana	
Fotoelektronu daudzkārstotājs	Elektroniska ierīce, kurā ir apvienots fotoelements ar fotoelektronu daudzkārstotāju.	FED
Fotoelements	Gaismas uztvērējs, kas pārveido optiskā starojuma plūsmu proporcionālā elektriskajā strāvā.	
Fotometrija	Optiskā starojuma vai gaismas intensitātes – iedarbības pakāpes mērīšanas nozare.	
Fotons	Elektromagnētiskā starojuma enerģijas mazākā porcija jeb kvants – elementārdaļiņa.	$\epsilon = h * \nu$
Fotostrāva	Strāva, kas rodas fotouztvērēja izejā, ja to apgaismo.	
Fotouztvērējs	Uztvērējs, kas pārveido optiskā starojuma plūsmu proporcionālā signālā.	
Gaisma	Optiskais starojums, ko sajūt cilvēka acs, t. i., viļņa garumu diapazons no ~360 līdz	

	~740 nm. Praksē bieži vien visu optisko starojumu sauc par gaismu.	
Gaismas ātrums	Fundamentāla fizikas konstante.	$C = 299\,792\,458$ m/s
Gaismas plūsma	Redzamais starojums, ko kādā telpas leņķī Ω izstaro avots ar gaismas stiprumu I : $P = I * \Omega$. Mērvienība – 1 lūmens (lm) ir gaismas plūsma, ko 1 steradiāna (sr) lielā telpas leņķī izstaro izotrops (visos virzienos vienādi) punktveida gaismas avots, kura stiprums ir 1 cd.	P
Gaismas stiprums	Gaismas fotometrijas pamatlielums, kuru nosaka etalons. Mērvienība – 1 kandela (cd) ir gaismas stiprums, ko izstaro monohromatisks gaismas avots ar viļņa garumu $\lambda=555$ nm un kura starojuma enerģētiskais stiprums ir 1/683 W/sr. Gaismai ar citu viļņa garumu λ ir jāņem vērā acs spektrālās jutības (efektivitātes) funkcijas $V_\lambda = V(\lambda)$ lielums. Ja $\lambda=555$ nm, tad $V_{555}=1$, bet citiem $\lambda - V_\lambda < 1$. Šie lielumi ir standartizēti tabulas veidā, jo analītiski funkciju $V(\lambda)$ nevar uzdot (skat. pielikumā 1. tab., CIE Publikācija 17.4).	I, 1 cd (kandela)
Hetters	Viela, kas ievietota vakuumā un piesaista palikušās gāzu molekulas tās adsorbējot.	
Impulsa kritums	Impulsa formas krituma daļa.	
Impulsa fronte	Impulsa formas kāpuma daļa	
Impulsu diskriminācija	Impulsu nelaišana reģistrēšanai, ja to parametri, piem., amplitūda neatbilst uzstādītajām prasībām.	
Impulsu selekcija	Impulsu atlasīšana reģistrēšanai, ja to parametri, piem., amplitūda atbilst uzstādītajām prasībām.	
Intensitāte	Iedarbības pakāpe, stiprums, spars, spriegums, spraigums.	
Jonizācija	Piesaistīšana atomam (molekulai) vai atraušana no atoma (molekulas) elektronus.	
Jons	Jonizēts atoms vai molekula.	
Jonu atgriezeniskā saite	Atgriezeniskā saite no ar elektronu bombardēšanu radītiem paliekošo gāzu joniem, kas paātrinās dinožu sistēmā, izsauc jonu-elektronu emisiju un rada FED izejā dinamisko trokšņu impulsus.	JSA
Kvantu efektivitāte	Varbūtība, ar kādu reģistrēts fotons.	η
Mirušais laiks	Laiks pēc elektroniskās ierīces iepriekšējās procedūras veikšanas, kurā atjaunojas tā sākuma stāvoklis, lai varētu veikt nākamo procedūru, un šajā laikā elektroniskā ierīce nav normāla darba spējīga.	t_m

Monohromātisks starojums	Starojums, kam ir viens noteikts viļņa garums vai kas sastāv no enerģētiski vienādiem fotoniem.	
Optiskā atgriezeniskā saite	Atgriezeniskā saite no elektronu radītā katodluminiscences starojuma, kas nokļūst atpakaļ uz fotokatodu un rada FED izejā dinamisko trokšņu impulsus.	OSA
Optiskais starojums	Elektromagnētisko viļņu diapazons ar viļņa garumiem vakuumā no ~1 nm līdz ~0,1 mm vai ar frekvencēm no $\sim 3 \cdot 10^{11}$ līdz $\sim 3 \cdot 10^{17}$ Hz..	
Pēcimpulsi	Dinamisko trokšņu impulsi, kas ar kaut kādu kavējumu pēc optiskā signāla nokļūst FED izejā.	
Planka konstante	Akcijas kvants – fundamentāla fizikas konstante; nosaka ar diskrētumu saistīto sakarību īpašības mikropasaulē.	$h = 6,62606876 \cdot 10^{34} \text{ J}\cdot\text{s}$
Plato	Skaitīšanas raksturlīknes apgabals, kuram ir vismazākais slīpums attiecībā pret abscisu.	
Polihromātisks starojums	Starojums, kam ir dažādi viļņa garumi jeb kas sastāv no enerģētiski dažādiem fotoniem.	
Priekšimpulsi	Dinamisko trokšņu impulsi, kas nonāk FED izejā ātrāk, kā normālie vienelektrona impulsi.	
Puasona statistika	Statistika neatkarīgiem un diskrētiem gadījuma notikumiem.	
Režekcija	Nevēlamu notikumu atdalīšana.	
Scintilācijas	Īslaicīgi gaismas uzliesmojumi jeb impulsi, kas rodas radioluminiscences dēļ, ja scintilatorā absorbējas kodolstarojuma elementārdaļiņas vai gamma kvanti.	
Scintilators	Viela, kurā rodas gaismas uzliesmojumi jeb impulsi, absorbējoties scintilatorā kodolstarojuma elementārdaļiņām vai gamma kvantiem, radioluminiscences dēļ.	
Skaitīšanas raksturlīkne	Fotoelektrona daudzkārtotāja izejas impulsu vidējās sekošanas frekvences atkarība no tā barošanas sprieguma.	
Spožums	Izsaka no katra gaismas avota laukuma S vienas vienības tai perpendikulāri izstaroto gaismas stiprumu. Ja homogēns (viendabīgs) starotājs, tad: $B = I / S$. Mērvienība – cd/m^2 .	B
Strobs	Īss laika intervāls, kas daudz īsāks par pētāmo parādību un kurā mēra parādības signālu.	
Termisks starojums	Starojums, kas rodas no sakarsētas vielas.	
Trigers	Ierīce, kurai ir divi stabili stāvokļi (0 vai 1) un kura pāriet no viena stāvokļa otrajā, ja ieejā pienāk pārslēdzošs impulss. Kalpo	

	par atmiņas pamatelementu ciparu elektroniskajām ierīcēm.	
Vienelektrona impulss	Fotoelektrona daudzkārtotāja izejas impulss, kas rodas no viena elektrona (fotoelektrona, termoelektrona u. c.) daudzkārtotāja ieejā.	
Vienfotonu statistiskā metode	Ātri mainīga optiskā starojumā kinētikas mērīšanas metode daudzkārtīgi atkārtojamās mērīšanas ciklos, kad reģistrē fotonu pienākšanas laikus un tos statistiski krāj daudzkanālu atmiņā kā histogrammu.	

Ievads

Fizikā 19. gadsimta beigās valdīja uzskats, ka visu var izskaidrot ar tagad tā saucamās klasiskās fizikas priekšstatiem, izņemot, kā izteicās Dž. Dž. Tomsons (*Thomson*), divus “melnus mākonīšus” pie apvāršņa: 1) Maikelsona – Morlija eksperimenta negatīvo iznākumu un 2) absolūti melna ķermeņa optiskā starojuma zilās spektra daļas nepakļaušanos fizikālam aprakstam. Šie melnie mākonīši ļoti strauji izauga par vētru nesošiem negaisa mākoņiem, kas pilnībā pārklāja un strauji sagrozīja visu fizikas pētījumu jomu un jau 20. gadsimta pirmajā pusē radīja pavisam jaunus priekšstatus: 1) relativitātes teoriju un 2) kvantu fiziku.

Abos jaunās fizikas virzienos galveno lomu spēlēja optiskā starojuma īpašību izpēte. A. Maikelsons (*Michelson*) un E. Morlijs (*Morley*) konstatēja (1885–1887), ka gaismas ātrums nav atkarīgs no starotāja kustības telpā, un M. Planks (*Planck*) 1900. gadā ieviesa gaismas enerģijas mazākās porcijas jeb kvanta jēdzienu, lai analītiski aprakstītu termiski radītā optiskā starojuma spektrālo sadalījumu. A. Einšteins (*Einstein*) 1905. gadā nāca klajā ar diviem teorētiskiem vispārinājumiem: 1) speciālo relativitātes teoriju un 2) fotoefekta izskaidrojumu.

Speciālās relativitātes teorijas pamatā ir pieņēmums, ka gaismas ātrums C ir konstants lielums vakuumā, kas neatkarīgs no izvēlētās inerciālās atskaites sistēmas. Līdz šim nav konstatēta atkāpe no šī pieņēmuma. Fotoefekta skaidrojums noveda pie vielu atomu uzbūves mūsdienu priekšstatiem. Gaismas kvanta, ko vēlāk nosauca par fotonu, dabu N. Bors (*Bohr*) izmantoja, postulējot ūdeņraža atoma uzbūves modeli: 1) elektrons atomā kustas pa tādām orbītām, kurās tas neizstaro gaismu, 2) gaismas kvantu emisija un absorbcija iespējama tad, ja elektrons pāriet no vienas orbītas uz citu. Turpmāk šie kvantu priekšstati tika attīstīti un pielietoti visā mikropasaules pētniecībā.

Tomēr daļu no optiskā starojuma īpašībām nevarēja labi izskaidrot ar jaunajiem kvantu priekšstatiem, kā, piemēram, interferenci, difrakciju un polarizāciju. Tātad, parādībās, kas novērojamas, kamēr optiskais starojums izplatās telpā. Tos vieglāk skaidroja agrākais priekšstats, ka gaismai ir elektromagnētisko viļņu daba. Tādā skatījumā optiskam starojumam piemīt frekvence (ν), elektriskā (\mathbf{E}) un magnētiskā (\mathbf{H}) vektora amplitūda, šo vektoru polarizācijas pakāpe (\mathbf{P}) un viļņu vektors (\mathbf{k}), kas nosaka viļņu izplatīšanās virzienu. Bet starojumam rodoties vai absorbējoties vielā priekšroka dodama starojuma kvantu dabai, kur kā fizikālos lielumus lieto fotona enerģiju (ϵ), impulsu (\mathbf{p}) un spinu (\mathbf{s}). Šāds īpašību duālisms – divas dabas, kā arī daudzveidīgais raksturlielumu skaits ($C, \nu, \mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{P}, \mathbf{k}, \epsilon, \mathbf{p}, \mathbf{s}$) liecina, ka optiskais starojums ir sarežģīta parādība.

Bez tam, jāatzīmē, ka viena no gaismas mērvienībām – gaismas stiprums, ko mēra kandelās (\mathbf{cd}), ieiet Starptautiskajā mērvienību sistēmā (SI sistēmā) kā pamatlielums. Bet tās etalona vienību var realizēt ar vizzemāko precizitāti – tikai procentu desmitdaļas, salīdzinājumā ar citu pamatlielumu vienību etaloniem kā, piemēram, garuma un laika vienībām, kurām sasniegta precizitāte labāka par 10^{-10} %. Šis apstāklis vēl vairāk sarežģī parādību izpēti, kurās gaismas intensitātes mērījumiem ir noteicoša loma.

Mērot vājas gaismas intensitāti, ir jāaskaras ar neierastu parādību, ko sauc par „fotonu troksni”. To rada fotonu plūsmas statistiskās fluktuācijas. Šādos mērījumos vairs nevar uzskatīt, ka mērāmais lielums ir determinēts (noteikts) un izmērītā lieluma nenoteiktību jeb kļūdu rada tikai lietotā mērinstrumenta vai mērīšanas procedūras nepilnības. Tas ir varbūtīgs jeb stohastisks lielums, kad tā noteikšanai ir jālieto statistiskās metodes, kas sarežģī mērīšanas metodiku, lai iegūtu pietiekami precīzus un ticamus rezultātus.

Šajā sakarā vāju optiskā starojuma plūsmu mērīšanai ir radīta pilnīgi jauna mērīšanas metodika, ko vispārināti sauc par fotonu skaitīšanu. Tā pilnībā atšķiras no tradicionālajām mērīšanas metodikām, kad pielieto fotouztvērēju, kas pārveido optiskā starojuma plūsmas lielumu proporcionālā elektriskās fotostrāvas lielumā, ko tālāk mēra kā vidējo strāvu ar elektriskajiem mērinstrumentiem. Lietojot fotonu skaitīšanu, tiek reģistrēta atsevišķu fotonu pienākšana fotouztvērējā. Tā izejā parādās elektriski signāli impulsu veidā, kuri ar noteiktu varbūtību ataino reģistrējamo fotonu plūsmu. Tālāk var lietot ciparu elektronikas ierīces, lai noteiktu fotonu plūsmas statistiskos parametrus, kā, piemēram, impulsu plūsmas vidējo frekvenci, kas atbilst fotonu plūsmas intensitātei, un tās nenoteiktību.

Tomēr fotonu skaitīšanas metodika ir samērā sarežģīta, jo optiskā starojuma atsevišķa fotona enerģija ir ļoti maza – ar kārtu 10^{-19} J. Lai tādu enerģijas porciju atsijātu no elektriskajiem trokšņiem fotouztvērējā un saistītajās elektriskajās ierīcēs, kā arī lai daudzkārtīgi pastiprinātu līdz līmenim, kāds ir nepieciešams ciparu elektroniskajām ierīcēm, vajadzīgas labas priekšzināšanas un pieredze. Šī iemesla dēļ fotonu skaitīšanas metodika vēl nav izgājusi no pētnieciskajām laboratorijām kā standartmetode, ko var plaši lietot jebkurš darbinieks vāju optisko starojumu mērīšanai. Tāpēc šajā darbā ir aprakstīta autora daudzu gadu ilgā pieredze fotonu skaitīšanas metodikas attīstīšanā un tās lietošanā vāju un ātri mainīgu optisko starojumu plūsmu mērīšanā, lai lasītājs smeltos zināšanas par fotonu skaitīšanu no autora uzkrātās pieredzes. Tā jau daļēji tika izklāstīta 1985. – 1990. gados iznākušajos darbos [1-3] krievu valodā.

Atsauces ievadā:

1. Я. Л. Янсонс. Применение фотоэлектронных умножителей для счета фотонов. – В кн.: Методы и аппаратура для исследований люминесценции. Сборник научных трудов. Рига, ЛГУ, 1985, с. 3-39.
2. Я. Л. Янсонс. Практика измерения одноэлектронных характеристик фотоэлектронных умножителей. – В кн.: Методы и аппаратура для физических исследований. Сборник научных трудов. Рига, ЛГУ, 1989, с. 20-54.
3. У. Э. Крауя, Я. Л. Янсонс. Механолюминесценция композитных материалов: Методы, аппаратура и результаты исследований. – Рига: Зинатне, 1990. – 152 с.

1. Fotometrija

Ikdienā cilvēks un citas dzīvas būtnes bez gaismas nevar eksistēt. “Acu gaišumam” ir milzīga loma cilvēka dzīvē, jo ~90 % no visas apkārtējās vides informācijas cilvēks saņem ar redzes palīdzību. Redzes vajadzībām tiek izmantota ~1/4 daļa no cilvēka galvas smadzenēm. Pie gaismas mēs esam pieraduši jau kopš dzimšanas. Bet no visiem gaismu raksturojošiem lielumiem (**C**, **v**, **E**, **H**, **P**, **k**, **ε**, **p**, **s**) cilvēks praktiski sajūt tikai tās intensitāti jeb iedarbības pakāpi, kas ir viļņu enerģijas plūsmas blīvums (proporcionāls elektriskā un magnētiskā vektora moduļu reizinājumam $\sim \langle \mathbf{E} \rangle * \langle \mathbf{H} \rangle$) vai fotonu enerģijas un to vidējās sekošanas frekvences reizinājumam ($\sim \epsilon * \langle \mathbf{N} \rangle$).

Cilvēka acs jutība ir laba un apveltīta ar spēju darboties ļoti plašā intensitātes dinamiskā diapazonā. Ir konstatēts [1], ka vidēji cilvēka acs, kas adaptējusies tumsai, var sajūt tīklenes perifērijas daļā ~**50 fotonus sekundē**, kā arī mums ļauj redzēt spilgtā saules apgaismojumā. Bet acs adaptēšanās spēja neļauj objektīvi novērtēt apgaismojuma lielumu. Toties tā var ļoti labi noteikt apgaismojuma atšķirību jeb kontrastu vienā redzes laukā.

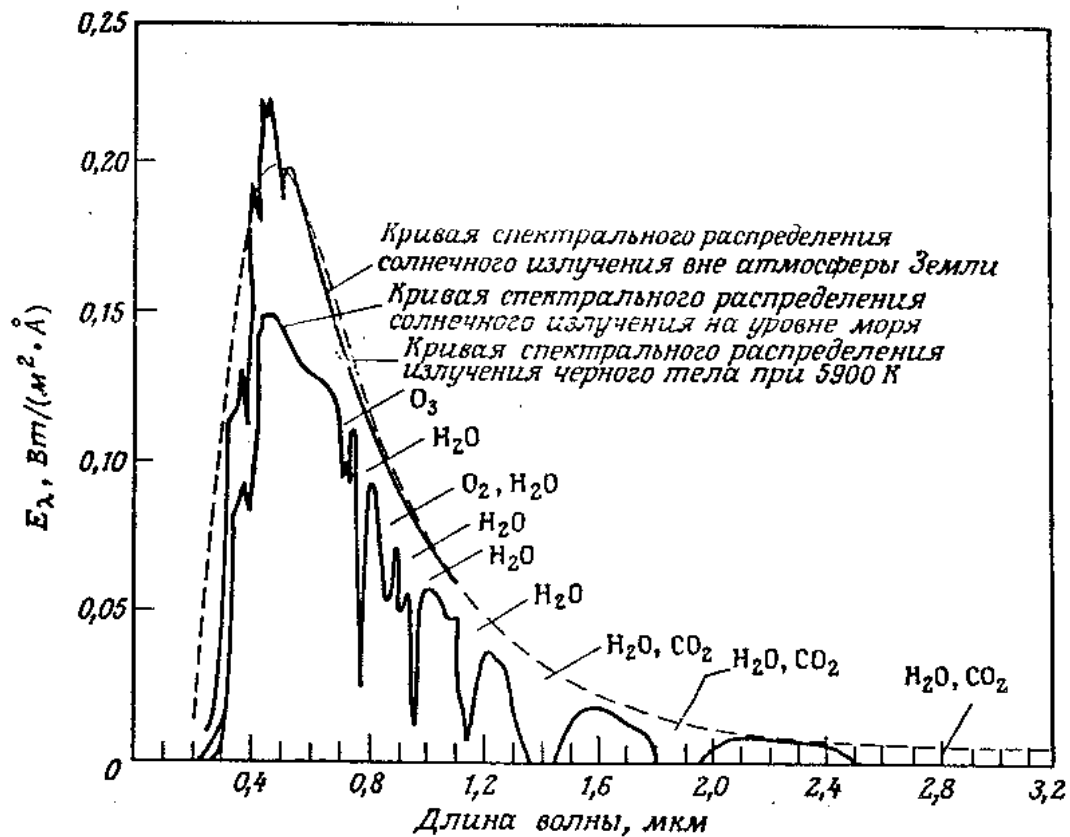
Lai objektīvi mērītu gaismas intensitāti, ir ieviesti fizikālie lielumi: 1) apgaismojums, ko mēra luksos (**lx**) un 2) optiskā starojuma enerģijas plūsma laika vienībā caur perpendikulāri vērstu virsmas laukuma vienību (enerģijas plūsmas blīvums, **W/m²**). Pirmo fizikālo lielumu – apgaismojumu – galvenokārt lieto gaismas tehnikas jeb apgaismes vajadzībām, lai raksturotu optiskā starojuma vienu daļu – gaismu šaurākā nozīmē, ko uztver cilvēka acs. Turpretim fizikas zinātnē par gaismu plašākā nozīmē saprot visu optisko starojumu ar viļņa garumiem vakuumā no apm. **1 nm** līdz apm. **0,1 mm** vai elektromagnētisko viļņu diapazonu ar frekvencēm **3*10¹¹ – 3*10¹⁷ Hz**. Lielāko frekvenču galā sākas rentgenstarojums, bet mazāko – mikroviļņi, ko pēta un izmanto radioelektronikā. Atzīmētās robežas ir nosacīti pieņemtas.

Tā kā optiskā starojuma frekvenču diapazons ir ļoti plašs, – sešas decimālās kārtas, tad tā reģistrēšanai lieto dažādus fotouztvērējus, kuri ir efektīvi noteiktos apgabalos. Vienīgi ar termoelektriskiem bolometriem var mērīt starojuma intensitāti visā optiskā diapazonā, jo ar tiem optiskā starojuma enerģijas plūsmas lielumu pārvērš siltuma enerģijā un to mēra ar termorezistoriem vai termopāriem. Bet bolometri ir mazjūtīgi, derīgi tikai lielu optiskā starojuma plūsmu reģistrēšanai un mērīšanai.

Cilvēks ar saviem maņu orgāniem uztver optisko starojumu diapazonā no “zilās” robežas ap **200 nm** līdz “sarkanai” robežai pie **1 mm**, kura robežojas ar mikroviļņiem. Zilo robežu nosaka optiskā starojuma absorbēšanās atmosfēras gaisā. Zem **200 nm** optisko starojumu dēvē par vakuuma ultravioleto starojumu. No apm. **200** līdz **380 nm** optisko starojumu sauc par ultravioleto. Šis starojums cilvēkam nav redzams, bet izraisa ādas “nosauļošanos”, kā arī ir kaitīgs acīm. No **380** līdz **760 nm** starojumu jūt normāla cilvēka acs, kura pietiekami lielā apgaismojumā ir visjutīgākā pie **555 nm**. Vājā apgaismojumā acs jutības maksimums pāriet uz zilo optiskā starojuma apgabalu un ir pie **507 nm**. Starojumu no **760 nm** līdz mikroviļņiem sauc par infrasarkanā. To cilvēka ķermenis uztver kā siltumu. Šāda cilvēka un citu dzīvo būtnu īpašība izveidojusies evolūcijas gaitā, pateicoties Saules starojuma spektram, jo tā maksimums ir pie **555 nm** (skat. 1.1. att.).

Lai mērītu cilvēka darbībai nepieciešamo apgaismojuma lielumu, ir ieviesta mērvienību sistēma, kas ņem vērā normālas acs jutības spektrālo sadalījumu. Šo fizikas novirzienu sauc par gaismas fotometriju. Pārējā optiskā starojuma daļā lieto enerģētiskās mērvienības un tās mērīšanu dēvē par enerģētisko fotometriju.

Fizikā bieži vien strikti neievēro jēdzienu “gaisma” un “optiskais starojums” lietojumu. Faktiski par gaismu drīkstētu saukt tikai to nelielo optiskā starojuma daļu, kuru sajūt cilvēka acs. Centīsimies pareizi lietot šos jēdzienus. Tātad, gaismu var mērīt gan ar gaismas fotometrijas fizikāliem lielumiem, gan arī ar enerģētiskās fotometrijas lielumiem, bet pārējā optiskā starojuma daļā ir lietojami tikai enerģētiskās fotometrijas lielumi.



1.1. att. Saules optiskā starojuma spektrālā sadalījuma līknes: virs atmosfēras un jūras līmenī; kā arī absolūti melna ķermeņa starojuma spektrs 5900 K temperatūrā.

(Рабек Я. Экспериментальные методы в фотохимии и фотофизики. 1 том, Москва, Мир, 1985, 44 стр.)

Apskatīsim gaismas fotometrijas galvenos fizikālos lielumus:

1. **Gaismas stiprums (I)** – fotometrijas pamatlielums, kuru nosaka etalons. Mērvienība – 1 kandela (cd) ir gaismas stiprums, ko izstaro punktveida monohromatisks gaismas avots ar viļņa garumu $\lambda=555$ nm un kura starojuma enerģētiskais stiprums ir $1/683$ W/sr. Gaismai ar citu viļņa garumu λ ir jāņem vērā acs dienas spektrālās jutības (efektivitātes) funkcijas $V_\lambda = V(\lambda)$ lielums. Ja $\lambda=555$ nm, tad $V_{555}=1$, bet citiem $\lambda - V_\lambda < 1$. Šie lielumi ir standartizēti tabulas veidā, jo analītiski funkciju $V(\lambda)$ nevar uzdot (skat. pielikumā 1. tab., CIE Publikācija 17.4).

Acs spektrālās jutības standarta normētie lielumi iegūti no daudziem cilvēkiem, viduvējojot rezultātus (1.2. att.), jo katram cilvēkam krāsu izjūta ir atšķirīga no citiem.

Cilvēka acs viduvejotās spektrālās jutības funkcijas līknes (1.3. att.) ir attēlotas puslogaritmiskā mērogā. Tur ir uzzīmētas 2 līknes. Viena tā saucamai “dienas redzei”, otra – “krēslas redzei”. Tās ievērojami atšķiras. Tas tāpēc, ka acs tīklenē ir divu veidu gaismas uztvērēji: tā saucamās “vālītes” un “nūjiņas”. Vālītes kalpo krāsu redzei, kad ir pietiekami liels apgaismojums. To spektrālās jutības maksimums saskan ar Saules starojuma spektra maksimumu ar $\lambda=555$ nm, kas atbilst zaļas krāsas gaismai. Bet nūjiņas krāsas neizšķir, toties ir jutīgākas un palīdz cilvēkam redzēt arī ļoti mazā apgaismojumā. To spektrālās jutības maksimums ir novirzīts uz zilās krāsas gaismas pusi pie $\lambda=507$ nm. Tas laikam tāpēc, ka agri no rītiem vai vēlu vakaros, kad Saule vēl nav uzlekusi vai jau norietējusi, Saules stari Zemes atmosfērā izkliedējas, pie tam starojums ar

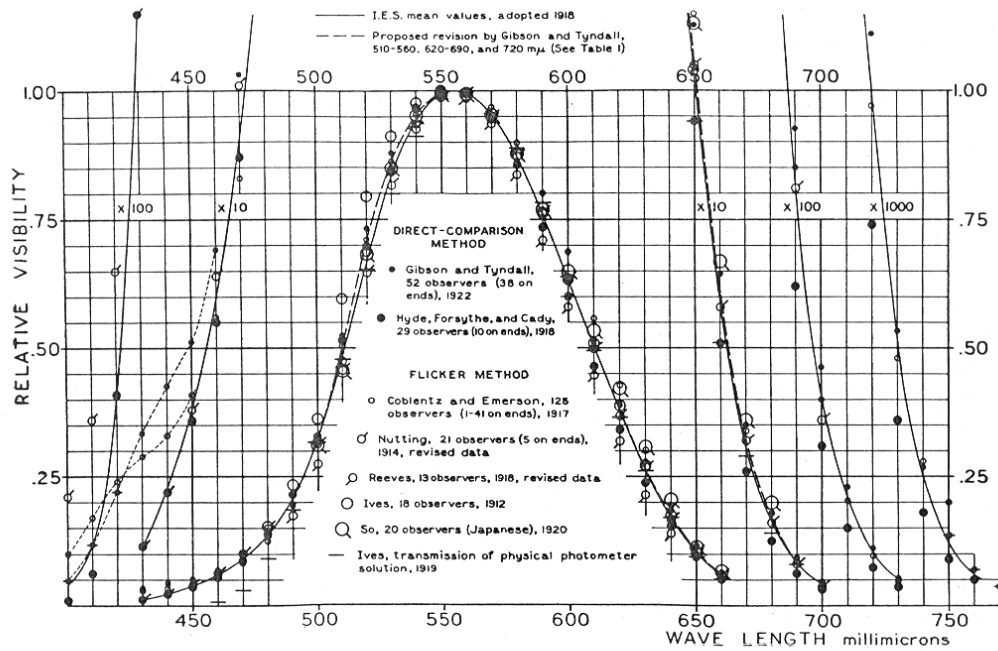
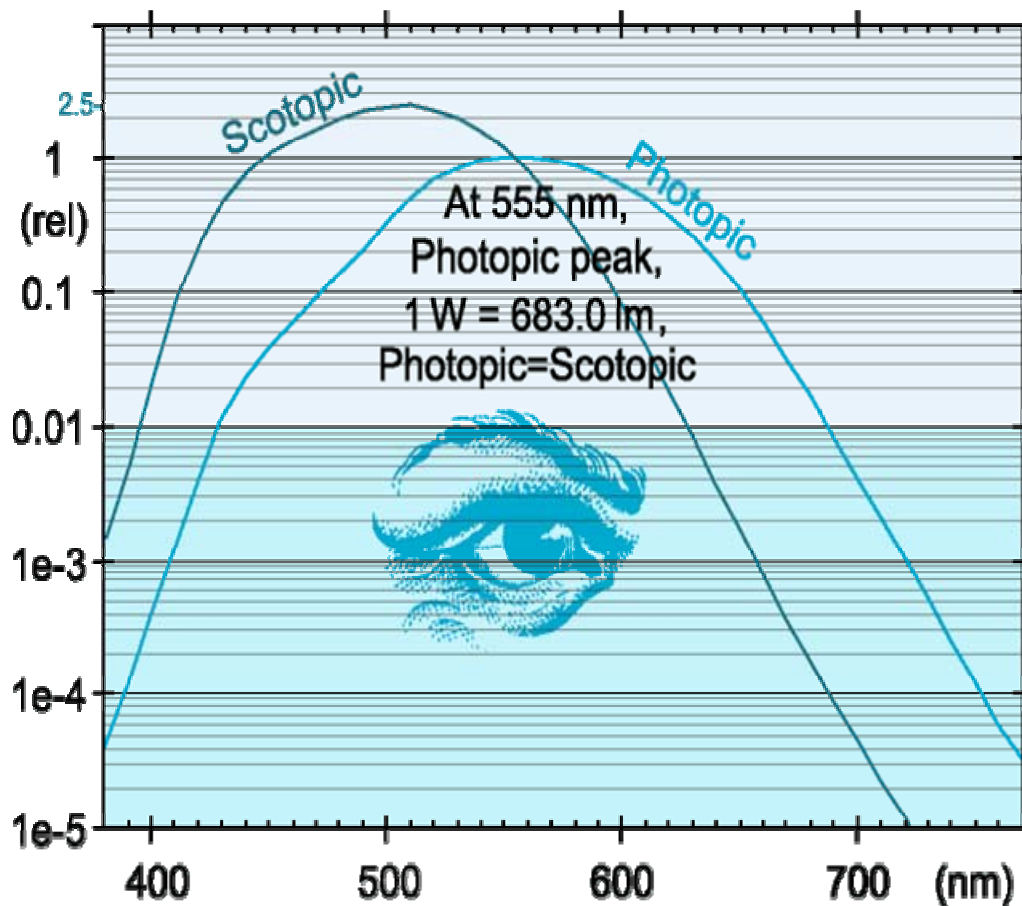


Fig. 2.3 The experimental data used by the CIE in 1924 to define the Standard $V(\lambda)$ curve (Gibson, 1924, reproduced with permission from the publisher).

1.2. att. Cilvēka acs dienas redzes spektrālās jutības noteikšanas eksperimentālie dati.



1.3. att. Cilvēka acs spektrālā jutībā. Līkne *photopic* attēlo acs dienas jutību, *scotopic* – krēslas jutību. (Light Measurement Handbook © 1997 by Alex Ryer)

mazāku viļņa garumu λ izkļiedējas vairāk. Tamdēļ jau arī skaidras debesis ir zilā krāsā. Cilvēka acs attīstības gaitā ir pieskaņojusies šim apstāklim. Bez šaubām, katrai acij ir savas individuālās īpašības. Vienai daļai cilvēku acis pat neatšķir krāsas – daltonisms. Tomēr, apsekojot ļoti lielu cilvēku skaitu, zinātnieki ir ieguvuši pietiekami precīzas “vidējās” acs spektrālās jutības līknes un tās ir standartizējuši. Gaismas mērījumiem tiek izmantota dienas redzes spektrālās jutības funkcija $V_\lambda = V(\lambda)$.

2. **Gaismas plūsma (P)** – redzamais starojums, ko kādā telpas leņķī Ω izstaro avots ar gaismas stiprumu I : $P = I * \Omega$. Mērvienība – 1 **lūmens (lm)** ir gaismas plūsma, ko 1 **steradiāna (sr)** lielā telpas leņķī izstaro izotropas (visos virzienos vienādi) punktveida gaismas avots, kura stiprums ir 1 **cd**.

3. **Spožums (B)** – izsaka no katra gaismas avota laukuma S vienas vienības tai perpendikulāri izstaroto gaismas stiprumu. Ja homogēns (viendabīgs) starotājs, tad: $B = I / S$. Mērvienība – **cd/m²**.

4. **Apgaismojums (E)** – izsaka gaismas plūsmas lielumu uz apgaismojamā laukuma S vienu vienību. Ja homogēns starojums, tad: $E = P / S$. Mērvienība – 1 **lukss (lx)** ir apgaismojums, kuru dod 1 **lm** gaismas plūsma, ja tā vienmērīgi sadalīta pa 1 **m²** lielu virsmas laukumu.

5. **APGAISME** – gaismas iegūšanas un lietošanas tehnoloģiju kopums. Šis vārds ieviests agrāk lietotā vārda “apgaismojums” vietā, lai plašāk un īsāk izteiktu atbilstošo domu un lai nerastos pārpratumi, jo vārds “apgaismojums” apzīmē arī noteiktu fizikālu lielumu.

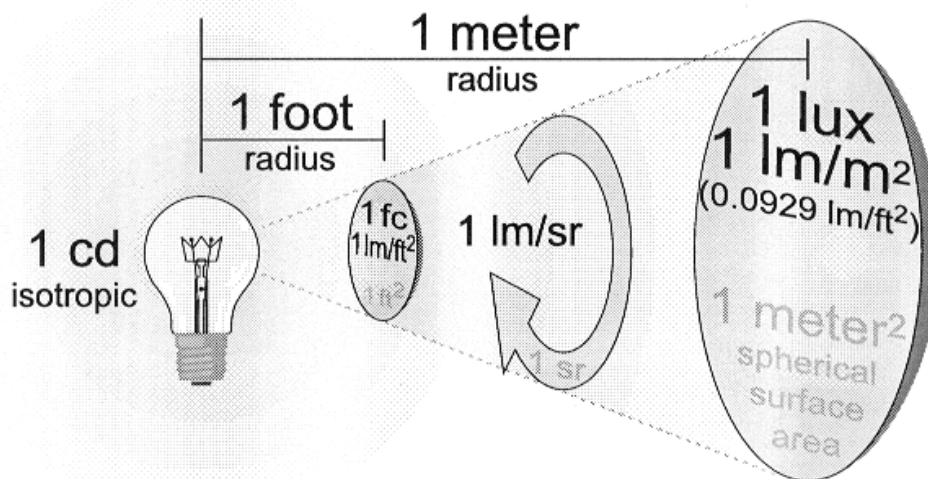
Optiskā starojuma enerģētiskajā fotometrijā lieto līdzīgus fizikālos lielumus, bet tie balstās uz enerģijas jēdzienu un tās vienības 1 **J** lielumu.

Atsauces 1. nodaļai:

1. С. И. Вавилов. Микроструктура света. – Москва, 1950. – 198 с.

2. Kas ir vājš optiskais starojums vai gaisma?

Pieņemsim, ka mums ir **1 cd** stiprs punktveida optiskā starojuma avots (2.1. att.), kas izstaro monohromatisku gaismu ar viļņa garumu $\lambda = 555 \text{ nm}$ jeb fotonus ar enerģiju $\epsilon = 2,234 \text{ eV}$. Tad **1 m** attālumā no tā apgaismojums ir **1 lx** liels un caur vienu kvadrātmetru virsmas laukuma izies **1 lm** liela gaismas plūsma jeb **1/683 W** optiskā starojuma jaudas.



2.1. att. Punktveida **1 cd** stiprs gaismas avots, kas izstaro **1 sr** lielā telpas leņķī **1 lm** lielu gaismas plūsmu.

Aprēķināsim, cik fotoni iziet **1 m** attālumā no šī avota caur cilvēka acs zīlīti, ja pieņemam, ka tās diametrs ir **4 mm**. Tad zīlītes virsmas laukums ir $6,28 \text{ mm}^2 = 6,28 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ un caur to iziet $6,28 \cdot 10^{-6} / 683 = 9,2 \cdot 10^{-9} \text{ W}$ starojuma jauda vai $9,2 \cdot 10^{-9} / (2,234 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}) = 2,57 \cdot 10^{10}$ fotoni/s. Ja pieņemam, ka cilvēka acs jutības kvantu efektivitāte – varbūtība, ar kādu tiek reģistrēts fotons, ir apm. **10 %**, tad šajā gadījumā acs reģistrē apm. $2,6 \cdot 10^9$ fotonus vienā sekundē.

Ja no šāda avota attālums pieaug līdz **100 m**, tad apgaismojums samazināsies **10 000** reizes un cilvēka acs reģistrēs jau tikai $2,6 \cdot 10^5$ fotonus/s, pie tam statistiskā vidēji kvadrātiskā reģistrēšanas nenoteiktība ir apm. $(2,6 \cdot 10^5)^{1/2} = 500$ (skat. turpmāk) vai relatīvi – **0,2 %**.

Attālinoties līdz kilometram, apgaismojums samazināsies miljons reižu un acs reģistrēs tikai $2,6 \cdot 10^3$ fotonus/s ar vidēji kvadrātisko nenoteiktību **2 %**. Tā kā acs redzes atmiņa ir apm. **0,1 s**, tad šajā laikā acs summēs apm. **260** fotonus ar statistisko nenoteiktību apm. **6 %**. Šādas statistiskās skaita fluktuācijas cilvēks uztver kā vāju vai attālināta gaismas avota mirgošanu.

No apskatītā izriet, ka fotonu skaita statistiskā vidēji kvadrātiskā nenoteiktība **0,1 %** ir starojumam **1 000 000** fotoni vienā sekundē. Tāda mērījumu precizitāte parasti ir pietiekama fizikas eksperimentiem. Tātad, varam pieņemt, ka optisko starojumu vai gaismu var uzskatīt par vāju, ja tās plūsma ir mazāka par **1 000 000** fotoniem vienā sekundē. Pārejot uz enerģētiskās fotometrijas vienībām, iznāk, ka optisko starojumu ar viļņa garumu $\lambda = 555 \text{ nm}$ var uzskatīt par vāju, ja tā enerģētiskā plūsma nepārsniedz $3,6 \cdot 10^{-13} \text{ W}$. Savukārt, šādu gaismu ar $\lambda = 555 \text{ nm}$ var uzskatīt par vāju, ja tās plūsma ir mazāka par $2,4 \cdot 10^{-10} \text{ lm}$.

Paraudzīsimies no mērīšanas metodikas viedokļa, ko nozīmē mērīt **1 000 000** fotonus vienā sekundē? Ja tiek izmantots fotoefekts, tad pieņemot, ka tā kvanta efektivitāte ir **100 %**, fotoefekta rezultātā radīsies **1 000 000 fotoelektroni/s**, kas dod vidējo strāvu $1,6 \cdot 10^{-13} \text{ A}$ jeb **0,16 pA**, kas parasti ir elektrometru jutības robeža. Pielietojot fotoelektronu daudzķāršotājus (FED) ar normālu daudzķāršošanas koeficientu $M = 10^6$, fotostrāva pieaugs līdz $1,6 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ jeb **0,16 μA** , ko jau var mērīt ar pietiekamu precizitāti, ja atbrīvojas no elektrisko ķēžu trokšņiem. Tātad, arī **no mērīšanas tehnikas viedokļa izriet, ka pieņemtais lielums 1 000 000 fotoni/s atbilst robežai, zem kuras optiskā starojuma plūsma ir uzskatāma par vāju.**

3. Fotonu skaitīšanas attīstība un pamati

Fotonu skaitīšanas pirmsākumi meklējami eksperimentālajā kodolfizikā, kad sāka pielietot scintilatorus, lai varētu vizualizēt kodolstarojuma atsevišķu elementārdaļiņu un γ -kvantu jeb fotonu parādīšanos un tos skaitītu ar cilvēka redzes palīdzību. Šādu γ -starojuma fotonu enerģija parasti ir lielāka par **100 keV**. Tie, nokļūstot scintilatorā, rada scintilācijas – īslaicīgus gaismas uzliesmojumus jeb impulsus, radioluminiscences dēļ. Vidēji katri γ -fotona enerģijas **10 eV** var radīt vienu gaismas fotonu. Šī absorbēšanās procesa rezultātā, piemēram, **1 MeV** fotons var radīt apm. **100 000** fotonu lielu gaismas impulsu, kas parasti ir apm. **1 μ s** ilgs. Ja scintilāciju sekošanas vidējā frekvence ir neliela, tad šādus gaismas uzliesmojumus var vizuāli saskaitīt laikā un noteikt kodolstarojuma intensitāti.

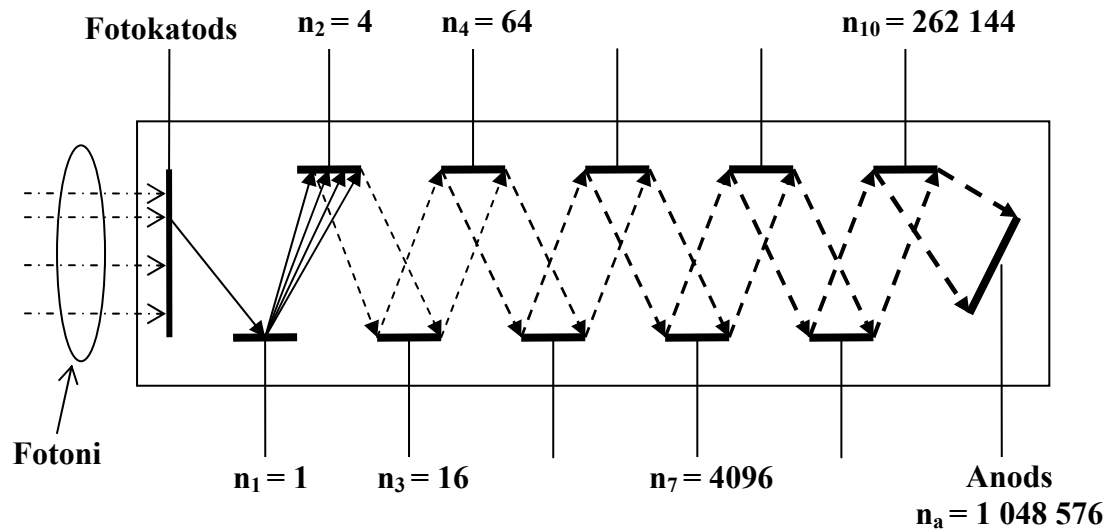
Pavērsiens vāju un ātri mainīgu optiskā starojuma plūsmu, tajā skaitā scintilāciju reģistrēšanā un mērīšanā sākās, kad 20. gadsimta sākumā izgudroja un sāka ražot fotoelementus ar ārējo fotoefektu. To 1887. gadā atklāja H. Herts (*Hertz*). Bet fotoelementi bija derīgi tikai samērā intensīvu starojumu uztveršanai.

1919. gadā J. Slipens (*Slipen*) patentēja vienkaskādes, bet 1924. gadā Dažens (*Dagen*) ar Pariko (*Parico*) – arī daudzaskādu fotoelektronu daudzkārstāju (FED). Tas sastāvēja no vienā vakuuma stikla kolbā savietota fotoelementa ar elektronu daudzkārstošanas kaskādēm, kuru darbības pamatā ir elektronu sekundārā emisija. Tā bija atklāta jau 1902. gadā (*Austin* un *Starke*). Bet tikai 1934. gadā fiziķis L. Kubeckis (*Кубецкий*, PSRS) izveidoja FED, kura elektronu daudzkārstošanas koeficients sasniedza **1000** un bija derīgs plašai lietošanai. Arī ASV intensīvi strādāja pie FED izgatavošanas. 1935. gadā H. Iams (*Iam*) un B. Salcberts (*Salzberg*), 1936. gadā V. Zvorīkins (*Zvorykin*) un G. Mortons (*Morton*) izveidoja daudzaskādu FED, plaši publicējot rezultātus. Sākās to sērijveida ražošana uzņēmumā RCA. Viss tas radīja apvērsumu vāju un nestacionāru optisko starojumu reģistrēšanā un mērīšanā.

Scintilācijas sāka reģistrēt ar ātrdarbīgajiem un jutīgajiem FED un to izejas elektriskos impulsus skaitīt ar elektroniskajiem skaitītājiem (sastāvēja no trigeru virknes), lai noteiktu to sekošanas intensitāti, vai reģistrēt ar daudzkanālu amplitūdas analizatoriem, lai noteiktu γ -starojuma spektru. 1960. gados FED izgatavošana jau tik tālu uzlabojās, ka ar tiem jau varēja sākt reģistrēt atsevišķus optiskā starojuma fotonus, atšķirot to radītos izejas impulsus – vienelektrona impulsus, no trokšņu impulsiem. Līdztekus attīstījās arī ciparu elektronika, tās ātrdarbība, paštrokšņu samazināšana un miniaturizācija. Visa tā rezultātā ar FED, kuram uz fotokatoda bija uzlikts scintilators, varēja reģistrēt γ -fotonus ar arvien mazāku enerģiju, pārejot jau uz rentgenstarojuma fotonu reģistrēšanu, līdz tam brīdim, kad, noņemot no fotokatoda scintilatoru, varēja sākt reģistrēt jau arī atsevišķus optiskā starojuma fotonus. Tā sākās optisko fotonu skaitīšana.

Galvenā problēma bija FED paštrokšņu samazināšana un gaismas vienelektronu impulsu atšķiršana no trokšņu impulsiem [1]. No liela skaita rūpnieciski ražotiem FED tipiem un to eksemplāriem vajadzēja eksperimentāli atsijāt tādus, kam ir mazi paštrokšņi, kā arī, lai gaismas vienelektronu impulsu amplitūdas sadalījumi atšķiras no trokšņu impulsu sadalījumiem. Tad ar impulsu amplitūdas selekciju var panākt zemu trokšņu skaitīšanas līmeni. Faktiski šī problēma vēl joprojām ir jārisina, lai lietotu fotonu skaitīšanas metodi vāju optisko starojumu plūsmu mērīšanai, jo FED ražotāji garantē izgatavot to tipus un eksemplārus ar samērā lielu paštrokšņu impulsu sekošanas vidējo frekvenci, piemēram, **500 Hz**. Ar tādu FED var mērīt fotonu plūsmas ar kaut kādu pieļaujamu precizitāti tikai apmēram trīs decimālo kārtu robežās. Bez tam, FED ražotāji nekad neuzdod dinamisko trokšņu raksturlielumus. Tie pasliktina FED linearitāti un izkropļo ātri mainīgu optisko plūsmu kinētiku mērījumus. Bet vāju optisko starojumu eksperimentos ir nepieciešami FED ar pēc iespējas mazākiem visiem trokšņu veidiem. Tumsas paštrokšņiem būtu jābūt zem **10 Hz**. Jāatzīmē, ka FED ar zemu paštrokšņu līmeni ir ļoti dārgi. Praktiski ir izdevīgāk nopirkt vairākus FED ar ne tik labiem uzdotajiem tumsas trokšņu normas parametriem par daudz zemāku cenu un no tiem atlasīt labāko eksemplāru. Bet, lai to izdarītu, ir jāzina un jāprot FED vienelektrona raksturlielumu noteikšanas paņēmieni.

Apskatīsim, kā veidojas FED vienelektrona impulss. Pieņemsim vienkāršības dēļ, ka ir FED ar 10 diskrētām dinodožu kaskādēm un katras kaskādes daudzkārhošanas koeficients vidēji ir konstants lielums, pie tam visām kaskādēm vienāds – $m_e = 4$ (3.1. att.).



3.1. att. Fotoelektronu daudzkārhošotāja funkcionālā shēma. Pieņemts, ka tā sastāvā ir 10 dinodožu kaskādes un katras kaskādes daudzkārhošanas koeficients vidēji ir 4.

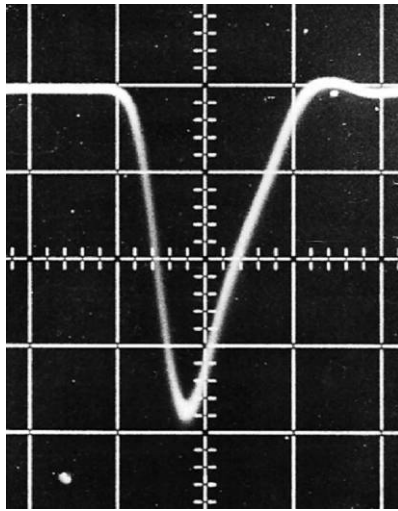
Paātrinātam elektronam, triecoties uz dinodi, notiek sekundāro elektronu izsišana ārā no dinodes materiāla. Uz FED elektrodiem tiek padots augošs elektriskais spriegums tā, lai primārais fotoelektrons nonāktu uz pirmo dinodi, tā sekundārie elektroni lai nonāktu uz otro dinodi u. t. t., līdz beigās daudzkārhošotos elektronus savāc pēdējais elektrods – anods. Nav grūti konstatēt, ka elektronu daudzkārhošotājs pavairo elektronu skaitu vispārīgi šādi:

$$M_e = \sigma_1 * \gamma_1 + \sigma_2 * \gamma_2 + \dots + \sigma_i * \gamma_i + \dots + \sigma_s * \gamma_s = \Sigma m_{ei}, \quad (3 - 1)$$

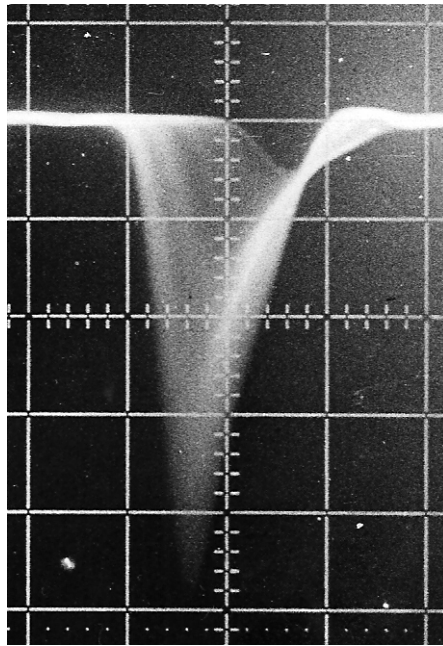
kur σ_i ir i-tās dinodes sekundārās emisijas koeficients, γ_i – i-tās dinodožu kaskādes savākšanas koeficients uz nākamo dinodi, kas parasti mazāks par 1, s – pēdējās dinodes kārtas skaitlis. Ja visām dinodēm ir vienāds sekundārās emisijas koeficients un savākšanas koeficients uz nākamo dinodi, tad $M_e = (\sigma * \gamma)^s = m_e^s$, kur s ir dinodožu skaits.

Tātad, fotoelektronu daudzkārhošotājs (jeb agrāk tos sauca par fotoelektronu pavairotājiem – FEP) sastāv no vakuuma fotoelementa un elektronu daudzkārhošotāja. Ja, piemēram, daudzkārhošotāja katras kaskādes vidējā efektivitāte $\sigma * \gamma = 4$ un $s = 10$, tad $M_e = 4^{10} = 1\,048\,576$. Sekundārās emisijas rezultātā miljons reižu ir daudzkārhošojies primārā fotoelektrona skaits. Tas nozīmē, ka uz vienu fotoelektronu FED izejas strāvas impulss, ko sauc par vienelektronu impulsu, šajā gadījumā vidēji sastāv no miljona elektroniem. Ja tie visi nokļūst uz anodu, piemēram, 10 ns laikā, tad vienelektrona impulsa vidējā strāva $I_e = e M_e / 10^{-8} = 1,6 * 10^{-19} * 10^6 / 10^{-8} = 0,16 \mu A$. Šādu vienelektronu impulsu var atšķirt no brīvo elektronu fluktuācijām elektriskajos vadītājos istabas temperatūrā (3.2. att.).

Tā kā visi daudzkārhošanas procesi ir gadījuma notikumi (to apskatīsim turpmākajās nodaļās), tad faktiski katrā daudzkārhošanas aktā sekundāro elektronu skaita iznākums ir gadījuma lielums, kas fluktuē (ikreizēji mainās) plašās robežās. Tāpēc arī FED izejas vienelektronu impulsu amplitūdas fluktuē (3.3. att.)

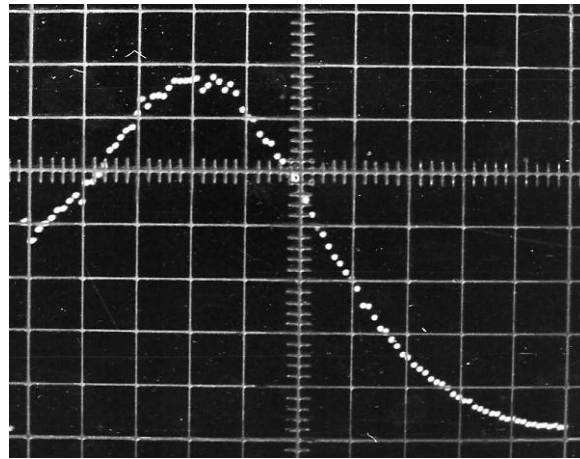


3.2. att. FED tipa $\PhiЭУ-79$ vienelektrona impulsa oscilogramma. Laika izvērse mērogs ir 10 ns vienā rūtiņā.



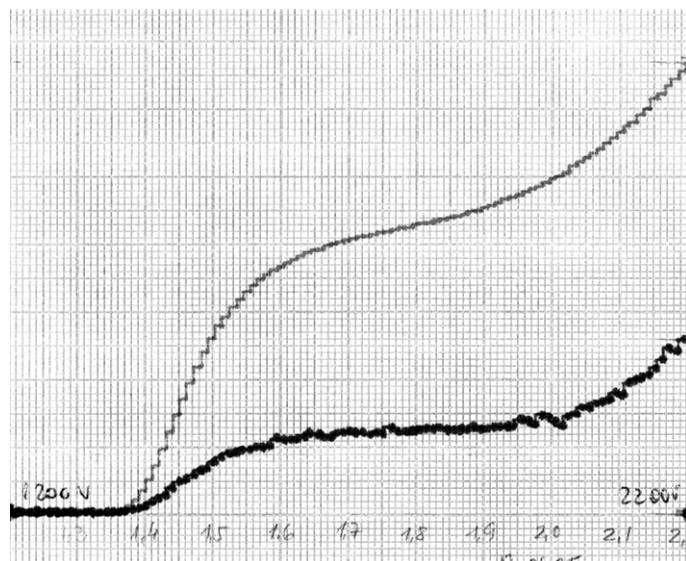
3.3. att. FED tipa $\PhiЭУ-79$ vienelektrona impulsa amplitūdas fluktuāciju oscilogramma. Laika izvērse – 10 ns vienā rūtiņā, tā sinhronizēta no impulsa krituma līmeņa $\frac{1}{2}$ rūtiņas augstumā.

Šajā oscilogrammā ir redzams, ka FED izejas vienelektrona impulsiem ir kaut kāda vidējā amplitūda. Bet to daudz skaidrāk var noteikt, ja apskata šo impulsa amplitūdas diferenciālo sadalījumu (3.4. att., tās uzņemšanas paņēmieni apskatīsim turpmākajās nodaļās). Attēlā redzamas, ka amplitūdas sadalījumam ir skaidri izteikts maksimums. Šo sadalījumu pirmajā tuvinājumā var uzskatīt par simetrisku. Tad šajā tuvinājumā impulsa vidējā amplitūda apmēram atbilst sadalījuma maksimumam. Tas nozīmē, ka tiek reģistrēta lielākā daļa no vienelektronu impulsiem, jo impulsa parādīšanās varbūtība ar mazākām amplitūdām par vidējo strauji samazinās.



3.4. att. FED tipa ФЭУ-79 Nr. 93 vienelektrona impulsu amplitūdas diferenciālais sadalījums. Oscilogrammas abscisa atbilst amplitūdas lielumam, ordināta – varbūtībai, ar kādu parādās impulsi ar atbilstošo amplitūdu.

Lai konstatētu, vai tiešām tiek reģistrēta lielākā daļa no visiem vienelektrona impulsiem, tiek uzņemtas FED izejas impulsu skaita vidējās frekvences atkarība no padotā barošanas sprieguma uz elektrodiem jeb tā saucamās skaitīšanas raksturlīknes. Izvēlas noteiktu izejas impulsu diskriminācijas līmeni, par kuru impulsus ar mazāku amplitūdu neregistrē, lai izvairītos no elektrisko ķēžu trokšņu impulsu reģistrēšanas, un, pakāpeniski palielinot uz FED padoto barošanas spriegumu, reģistrē izejas impulsu vidējo skaitīšanas frekvenci atkarībā no barošanas sprieguma (3.5. att.).

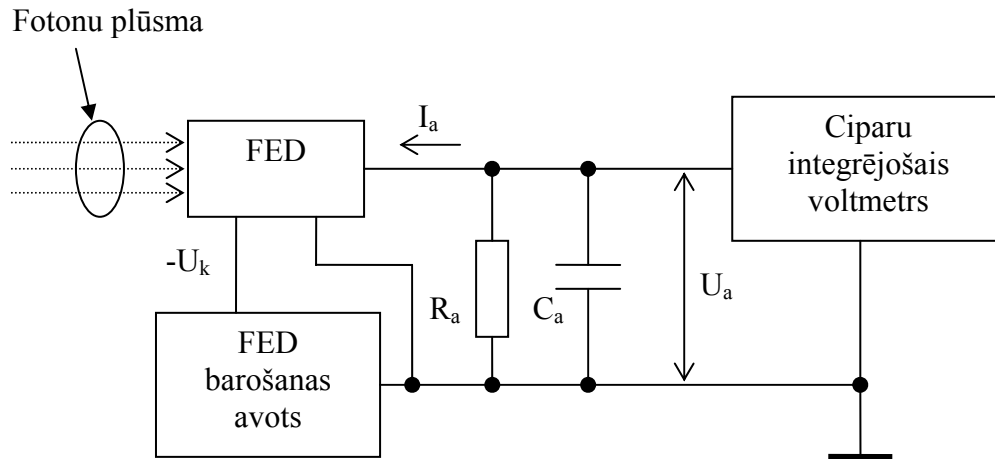


3.5. att. FED tipa ФЭУ-79 Nr. 93 skaitīšanas raksturlīknes. Augšējā līkne – gaismas impulsiem ar trokšņiem, apakšējā – tumsas trokšņu impulsiem.

Skaitīšanas raksturlīknes var uzņemt, dažādi apgaismojot FED fotokatodu, ieskaitot neapgaismotu stāvokli (skat. 3.5. att.). Dotajā gadījumā tumsas trokšņu impulsiem skaitīšanas raksturlīkne pie sprieguma apm. **1,6 kV** strauji samazina savu stāvumu un ir lēzena līdz apm. **2,0 kV**, kad sāk strauji augt. Tas norāda, ka šajā spriegumu apgabālā, ko sauc par „plato” tiek reģistrēti praktiski visi FED izejas vienelektrona impulsi, ja fotokatods nav apgaismots. Apgaismojot fotokatodu, plato apgabals samazinās un ir robežās no apm. **1,65** līdz apm. **1,9 kV**. Plato apgabali noteiktās robežās sakrīt. Tas nozīmē, ka 1) neapgaismota fotokatoda gadījumā trokšņu impulsi ir vienelektrona, kas pamatā rodas no fotokatoda termoemisijas; 2) apgaismota

fotokatoda gadījumā papildus rodas trokšņu impulsi, tā saucamie dinamiskie trokšņi, kas samazina plato garumu un palielina tā stāvumu.

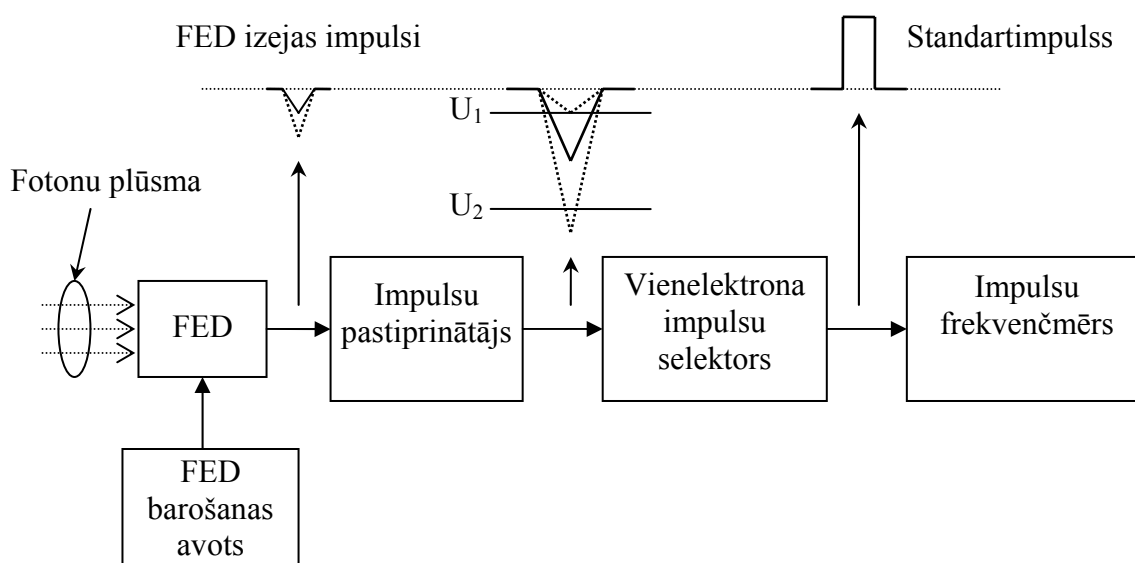
Kā redzams, no minētajām FED izejas impulsu raksturlīknēm var iegūt ļoti svarīgas ziņas par apskatītā FED eksemplāra vienelektrona īpašībām. Tas nozīmē to, ka fotonu skaitīšanas metodikai bez pašas skaitīšanas ierīcēm ir jāparedz arī FED vienelektrona raksturlielumu noteikšanas ierīces un atbilstošās procedūras. Tad būs iespējams no dažādiem FED tiem un eksemplāriem atrast tādu, kas ir optimāls noteiktu optisko parādību pētniecībai.



3.6. att. FED izejas fotostrāvas mērīšanas struktūrhēma.

Ar ko tad principā atšķiras fotonu skaitīšanas metodika no FED vidējās izejas fotostrāvas mērīšanas? Vidējo fotostrāvu parasti mēra, pārveidojot FED strāvu ar izejas ķēdes slodzes rezistora R_a palīdzību proporcionālā spriegumā, ko mēra ar integrējoša tipa ciparu voltmetra palīdzību (skat. 3.6. att.). Integrējošais voltmetrs ir nepieciešams, lai samazinātu elektriskās barošanas **50 Hz** maiņstrāvas tīkla elektromagnētiskās indukcijas radītos trokšņus. Tad $U_a = I_a * R_a$, pie tam te ar R_a ir jāsaprot kopējā slodzes pretestība, ņemot vērā arī voltmetra ieejas pretestību. Izejas ķēdes laika konstanti $\tau = R_a * C_a$ parasti izvēlas ar kārtu **1 ms**, lai samazinātu FED izejas impulsu sprieguma amplitūdu fluktuācijas. Ja izvēlas, piemēram, $R_a = 1 \text{ M}\Omega$, tad jāizvēlas C_a apmēram **1000 pF** lielu. Tādā gadījumā FED izejas ķēde vidējo strāvu $I_a = 1 \mu\text{A}$ pārveidos **1 V** lielā spriegumā. Pietiekami jutīgs voltmetrs var mērīt mikrovoltus, kas atļauj mērīt FED izejas strāvas līdz pikoamperiem, t. i., daudz mazākas strāvas par FED summārām paštrokšņu strāvām, kas sastāv gan no tā tumsas trokšņu impulsiem, gan augstsprieguma barošanas noplūdes strāvām u. c.

Vienkāršākā fotonu skaitītāja struktūrhēma ir parādīta 3.7. attēlā. Šajā gadījumā FED izejai ir pieslēgts ātrdarbīgs impulsu pastiprinātājs, kura ieejas pretestība parasti ir **50 Ω** . FED izejas ķēdes kapacitāte ir minimāla, kas sastāv tikai no pašu vadītāju parazītiskās kapacitātes un parasti nepārsniedz **20 pF**. Tad izejas ķēdes laika konstante ir apm. $\tau = 1 \text{ ns}$, kas ir mazāka vai vienāda ar vienelektrona impulsa ilgumu. Tātad sprieguma impulss pastiprinātāja ieejā gandrīz atkārtos vienelektrona strāvas impulsu. Impulsu pastiprinātājs šos impulsus vēl papildus pastiprina. Pastiprinātāja izejā ir pieslēgts tā saucamais vienelektrona impulsu selektors (VIS). Tā uzdevums ir laist cauri tikai tādus impulsus, kuru amplitūda pārsniedz noteiktu apakšējo impulsu amplitūdas diskriminācijas līmeni U_1 (integrālais režīms), vai arī vēl papildus ir uzlikts nosacījums – nelaist cauri tādus, kam amplitūda pārsniedz augšējo diskriminācijas līmeni U_2 (diferenciālais režīms). Apakšējais diskriminācijas līmenis ir vajadzīgs, lai atsijātu FED, pastiprinātāja un elektrisko ķēžu paštrokšņu summāros impulsus; augšējais – lai netiktu skaitīti daudzelektronu impulsi, kas var rasties, piemēram, no apkārtējās vides radioaktīvā fona starojuma γ -kvantiem, kas nonāk uz FED konstruktīviem materiāliem un rada scintilācijas.



3.7. att. Vienkāršākā fotonu skaitītāja struktūrshēma.

VIS katram selektētam impulsam izejā formē standartimpulsu, kam standartizēta tiek polaritāte, amplitūda un ilgums atkarībā no šo impulsu tālākiem izmantošanas ierīču parametriem. Parasti izmanto TTL vai ECL loģikas līmeņus, ja no tādiem elementiem ir izgatavots impulsu frekvenčmērs. Ar to nosaka standartimpulsu vidējo sekošanas frekvenci.

Lai noteiktu optiskās plūsmas intensitāti, tad, mērot FED vidējo izejas strāvu vai skaitot tā vienelektrona impulsus, jāizdara vismaz divi mērījumi: 1) kad FED nav apgaismots – I_t vai N_t ; un 2) kad tas ir apgaismots ar mērāmo optisko starojumu – I_{s+t} vai N_{s+t} . Tad faktisko optiskā starojuma intensitātei proporcionālo lielumu nosaka kā starpību: $I_s = I_{s+t} - I_t$ vai $N_s = N_{s+t} - N_t$. Šim nolūkam ir nepieciešams gaismas slēgš.

Kāda priekšrocība ir fotonu jeb vienelektrona impulsu skaitīšanai? Pirmkārt, strāvas mērīšanas gadījumā kopā ar signālu tiek mērītas visas FED paštrokšņu strāvas, bet vienelektrona impulsu skaitīšanas gadījumā VIS ar uzstādītiem diskriminācijas līmeņiem U_1 un U_2 nofiltrē lielāko daļu no paštrokšņiem – praktiski paliek tikai vienelektrona trokšņu impulsi, kas rodas fotokatoda termoelektronu emisijas dēļ. To daudzumu var samazināt, ja atdzēsē FED fotokatodu.

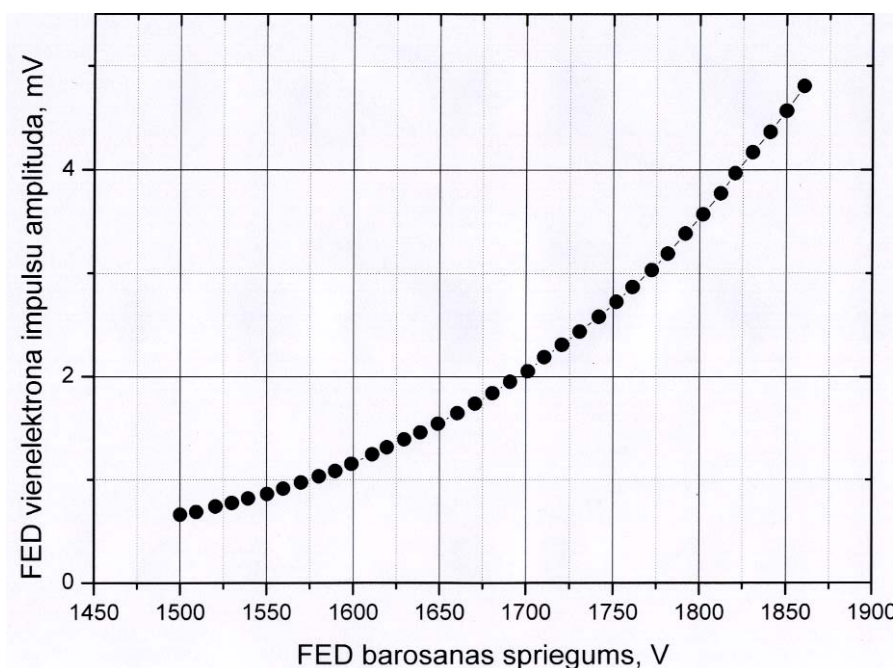
Otrkārt, ja ir pat ideāls FED, kam praktiski nav tumsas strāvas, tad vienelektrona impulsu skaitīšanas gadījumā ir daudz lielāka mērījumu stabilitāte attiecībā pret FED barošanas spriegumu U_k , jo viens vienelektrona impulss rada 1 bitu informācijas par optiskā starojuma plūsmu. Taču strāvas mērīšanas gadījumā impulsu pārnestā lādiņa lielums fluktuē un eksponenciāli atkarājas no FED barošanas sprieguma lieluma U_k (3.8. att.).

Salīdzinot 3.5. un 3.8. attēlu līknes var uzskatāmi redzēt, ka vienelektrona impulsu skaitīšanas paņēmiens ļauj daudz stabilāk mērīt vāju optisko starojumu plūsmas attiecībā pret FED barošanas sprieguma izmaiņām nekā vidējās strāvas paņēmiens.

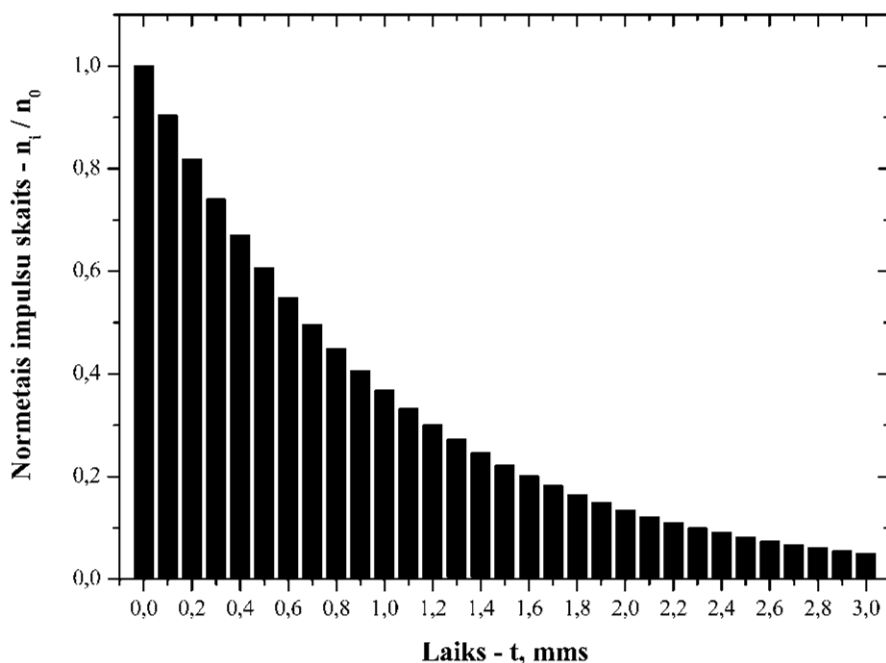
Treškārt, ja tiek stabili reģistrēti praktiski visi vienelektrona impulsi, tad nav vairs nekāda jēga palielināt to amplitūdu ar FED barošanas sprieguma paaugstināšanu, jo informāciju par reģistrējamo optiskā starojuma intensitāti tas nepalielina – iegūstamo bitu skaits nepalielinās.

Ceturtkārt, gaismas vienelektrona impulsu var lokalizēt laikā ar vislielāko precizitāti, ko nosaka tikai šo impulsu rašanās laika fluktuācijas („džiters”) daudzķāršošanās procesā un impulsa priekšējās frontes ilgums. Pielietojot FED, kuriem elektronu daudzķāršotājs ir izveidots ar mikrokanālu plāksnītēm (MKP), var sasniegt pikosekunžu laika izšķirtspēju.

Piektkārt, tas ļauj mērīt ātras optiskā starojuma izmaiņas – kinētikas ar vislielāko izšķirtspēju laikā, ja iespējams izmaiņas procesu daudzkārtīgi atkārtot. Šajā gadījumā pielieto vienelektrona impulsu statistisko reģistrēšanu laika intervālos. Ir zināmi divi veidi, kā to veic: daudzstrobu un vienfotonu statistiskais paņēmieni.



3.8. att. FED vienelektrona impulsu amplitūdas (vai fotostrāvas) atkarība no tā barošanas sprieguma.



3.9. att. Ātri mainīga optiskā starojuma kinētikas atainojums daudzkanāla atmiņā.

Daudzstrobu paņēmiena gadījumā pēc katra kinētikas cikla sākuma vienelektronu impulsu skaita n_0 un laikā t_i secīgi sekojošos laika intervālos (srobos) Δt_i . Vienā ciklā un katrā strobā Δt_i saskaitītais impulsu skaits n_i tiek pieskaitīts daudzkanāla atmiņas laika kavējumam t_i atbilstošā

kanāla iepriekšējam saturam. Rezultātā pa daudziem cikliem saskaitītais laika kanālu saturs ataino mērāmā optiskā starojuma kinētiku (3.9. att.).

Vienfotona statistiskā paņēmiena gadījumā katrā ciklā reģistrē atsevišķu vienelektrona impulsu sekošanas laikus t_i ar noteiktu diskretumu Δt_i . Reģistrētam t_i lielumam daudzkanāla atmiņas atbilstošajam kanālam tiek pieskaitīts **1 bits**. Rezultātā iegūstam tādu pašu kinētikas atainojumu daudzkanāla atmiņā (3.9. att.) kā daudzstrobu paņēmiena gadījumā. Vienfotona statistiskā metode ir efektīvāka visātrāko kinētiku reģistrēšanai nekā daudzstrobu metode. Šīs abas metodes kombinējot, var cikliski atkārtojamam optiskajam starojumam reģistrēt kinētikas sākot no subnanosekundēm līdz sekundēm, t. i. pārklāt visu reāli mērāmo kinētiku izmaiņas diapazonu. Tālāk sekunžu diapazonā ir pielietojama parastā fotonu skaitīšana ar frekvenčmēru.

Apskatījām fotonu skaitīšanas attīstību un pamatus. Turpmākajās nodaļās tiks pilnīgāk izklāstīti atsevišķi jautājumi par šo metodiku, lai lasītājs varētu pēc iespējas pareizāk mērīt vājas un ātri mainīgas optiskā starojuma plūsmu intensitātes vai ar to saistītās parādības.

Atsauces 3. nodaļai:

1. А. Н. Перцев, А. Н. Писаревский. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. – М.: Атомиздат, 1971. – 78 с.

4. Vāju fotonu plūsmu īpašības

Šajā nodaļā apskatīsim vāju fotonu plūsmu statistiskās īpašības. Bez to zināšanas nav iespējams izprast fotonu skaitīšanas rezultātu statistiskās fluktuācijas un novērtēt mērījumu nenoteiktību.

4.1 Fotonu skaita reģistrēšanas statistikā nenoteiktība

Visos optiskajos eksperimentos tieši vai netieši ir jāmēra optiskā starojuma plūsma Φ . To definē kā optiskā starojuma enerģiju E_ε , kas laika vienībā izplūst caur kādu virsmas laukumu. Tātad, monohromatiskam starojumam ar frekvenci ν optiskā starojuma plūsma izsakās kā:

$$\Phi = E_\varepsilon / \Delta t = h * \nu * n / \Delta t = \varepsilon * N_f, \quad (4-1)$$

kur Δt – laika intervāls, n – fotonu skaits, $N_f = n / \Delta t$ – fotonu skaits laika vienībā, ε – fotona enerģija. Polihromatiskam starojumam pilno starojuma plūsmu aprēķina integrējot:

$$\Phi = \int \varepsilon * N_f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4-2)$$

kur $N_f(\varepsilon)$ – fotonu vidējās sekošanas frekvences sadalījuma funkcija pa fotonu enerģijām.

Termiskam starojumam fotonu emisijas un absorbcijas statistiskais haoss rada starojuma stohastiskās fluktuācijas. Jau A. Einšteins teorētiski izvirzīja hipotēzi, ko eksperimentāli pierādīja S. Vavilovs [1], ka līdzsvarotam termiskas izcelsmes optiskajam starojumam dispersija izsakās kā:

$$\langle (\Delta E_\varepsilon)^2 \rangle = h * \nu * E_\varepsilon * (1 + \delta) \quad (4-3)$$

$$\text{kur} \quad \delta = [\exp(h * \nu / k * T) - 1]^{-1}, \quad (4-4)$$

kas ir deģenerācijas parametrs Boze-Einšteina statistikai, kur k – Bolcmana konstante, T – absolūtā temperatūra līdzsvarotajam starojumam.

Ja $h * \nu \gg k * T$, kas tā ir optiskā starojuma fotoniem pie $T < 10^4 \text{ K}$, deģenerācijas parametrs $\delta \ll 1$ un to izteiksmē (4-3) var neņemt vērā. Tad

$$\langle (\Delta E)^2 \rangle = \varepsilon * E. \quad (4-5)$$

No pēdējās izteiksmes izriet, ka fotoniem ar lielāku enerģiju ir lielākas kvantu skaita fluktuācijas un pie vienādas optiskā starojuma plūsmas tāds starojums ir ar “rupjāku” struktūru.

Pārejot uz vidējo fotonu skaitu $\langle n \rangle$ enerģijas E plūsmai iegūsim vidēji kvadrātisko dispersiju fotonu skaitam un vidēji kvadrātisko jeb standarta nenoteiktību no gaidāmā vidējā fotonu skaita kā:

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle = \langle N \rangle * \Delta t \quad \text{un} \quad \langle (\Delta n) \rangle = (\langle n \rangle)^{1/2} = (\langle N \rangle * \Delta t)^{1/2}. \quad (4-6)$$

Kvantu fluktuāciju nozīmi labāk izprotama, ja apskata relatīvo standarta nenoteiktību pret vidēji sagaidāmo fotonu skaitu stacionāram un līdzsvarotam termiskam starojumam, izdalot no tā kādu nosacīti monohromatisku daļu:

$$r = \langle \Delta \Phi \rangle / \Phi = (\langle N \rangle * \Delta t)^{-1/2}. \quad (4-7)$$

No šīs izteiksmes izriet ļoti svarīgs secinājums vāju optisko starojumu reģistrācijai: **optiskā starojuma intensitātes mērīšanas relatīvā nenoteiktība samazinās proporcionāli mērīšanas laika pieauguma kvadrātam**. Tas nozīmē to, ka, lai samazinātu relatīvo mērīšanas nenoteiktību r_1 / r_2 reizes, tad jāpalielina reālais mērīšanas laiks Δt kā:

$$\Delta t_2 / \Delta t_1 = (r_1 / r_2)^2. \quad (4 - 8)$$

Piemēram, ja gribām palielināt mērījumu precizitāti par vienu kārtu, tad jāpalielina mērīšanas laiks par divām kārtām.

4.2 Pamatmodelis – Puasona plūsma

Vāji starojumi parasti rodas no spontāni notiekošu fotonu emisiju aktiem vai starojuma plūsmai daļēji absorbējoties kādā vidē. Tamdēļ, lai analizētu fotonu vāju plūsmu fluktuācijas, par pamatmodeli der pieņemt Puasona statistiku, kas piemīt visiem diskrētiem un neatkarīgiem notikumiem. Novirzes no šīs statistikas var uzskatīt kā sākotnējā haosa ierosinājumu. Dažādu avotu optisko starojumu plūsmām var būt atšķirīgas statistiskās īpašības salīdzinājumā ar līdzsvarotu termisko starojumu [2], kuram spēkā ir Puasona statistika. Tādu starojuma plūsmu eksperimentālā pētīšana atļauj veikt apgriezto uzdevumu – atrast fotonu starojuma statistiku [3].

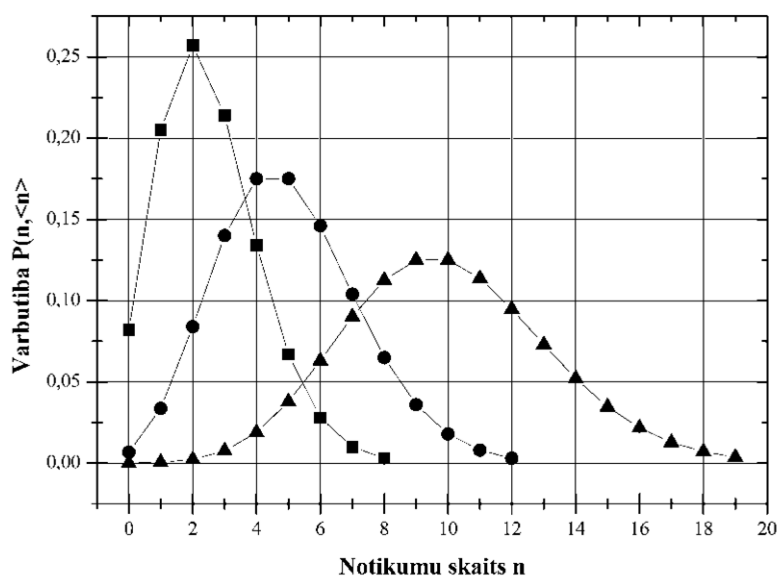
Neatkarīgu gadījuma notikumu plūsma pakļaujas Puasona sadalījumam:

$$P(n, \langle n \rangle) = \frac{\langle n \rangle^n * \exp(-\langle n \rangle)}{n!}, \quad (4 - 9)$$

kur $P(n, \langle n \rangle)$ – varbūtība notikt kārtējā mēģinājumā n notikumiem, ja vidēji notiek $\langle n \rangle$ notikumi. Stacionārai fotonu plūsmai, kas pakļaujas Puasona statistikai, tas nozīmē, ka caur kādai telpas virsmai (piemēram, fotouztvērēja apertūrai) vienādos laika intervālos Δt_i katru reizi iziet kaut kāds fotonu skaits n_i , ja vidēji iziet $\langle n \rangle$ fotoni. Varbūtību, cik bieži atkārtojas skaits n_i , nosaka Puasona statistika, pie tam:

$$\langle n \rangle = \sum n_i * P(n_i, \langle n \rangle), \quad (4 - 10)$$

kur summēšana notiek visiem n_i .



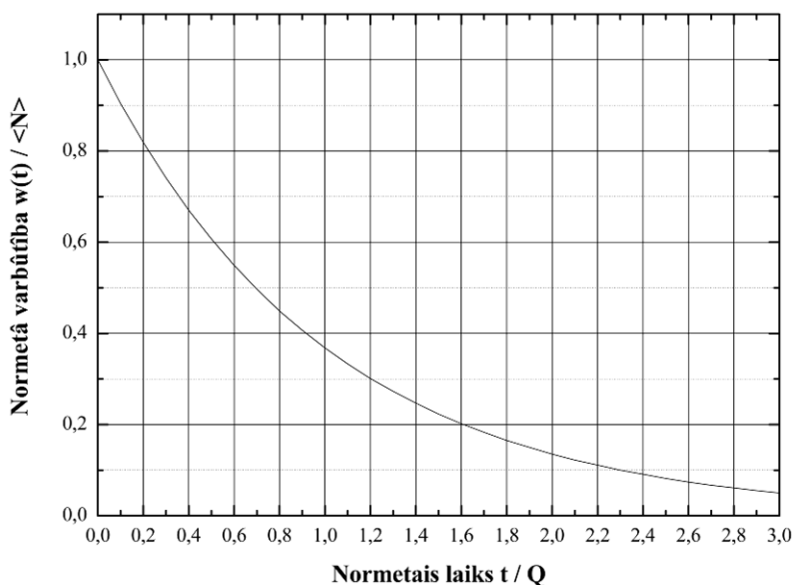
4. 1. att. Puasona sadalījumi, ja vidējais gadījuma skaitlis $\langle n \rangle$ ir 2,5; 5,0 un 10.

Puasona sadalījums ir asimetrisks attiecībā pret vidējo vērtību $\langle n \rangle$. Varbūtība, ka $n_i = 0$, strauji samazinās, pieaugot $\langle n \rangle$ lielumam (4. 1. att.). Pie tam pieaug dispersijas absolūtais lielums, bet relatīvais lielums un relatīvā standartnovirze samazinās attiecīgi kā:

$$(\langle \Delta n \rangle)^2 = \langle n \rangle, \quad \langle \Delta n \rangle / \langle n \rangle = (\langle n \rangle)^{-1/2}. \quad (4 - 11)$$

Lielākiem vidējiem lielumiem ($\langle n \rangle > 10$) Puasona sadalījums kļūst simetriskāks un var tikt aizstāts ar normālo Gausa sadalījumu [3]:

$$P(n, \langle n \rangle) = (2 * \pi * n)^{-1/2} * \exp[-(n - \langle n \rangle)^2 / (2 * \langle n \rangle)]. \quad (4 - 12)$$



4.2. att. Laika intervālu normētais sadalījums starp viens otram sekojošiem fotoniem.

Puasona notikumu plūsmai svarīgs ir arī laika intervālu sadalījums starp viens otram sekojošiem neatkarīgiem gadījuma notikumiem. Stacionārām Puasona notikumu plūsmām šis sadalījums ir eksponenciāli dilstoša funkcija (4.2. att.), kas normētā veidā ir šāda:

$$w(t) = (1/\langle Q \rangle) * \exp[-t/\langle Q \rangle] = \langle N \rangle * \exp[-\langle N \rangle * t], \quad (4 - 13)$$

kur $w(t)$ – varbūtības blīvums, ar kuru realizējas laika brīdis t starp viens otram sekojošiem diviem notikumiem, kas normēts uz vienu laika intervāla vienību; $\langle Q \rangle$ – vidējais laika brīdis jeb periods; $\langle N \rangle = 1/\langle Q \rangle$ – gadījuma notikumu sekošanas vidējā frekvence.

Nākošā notikuma (mūsu gadījumā nākamā fotona) parādīšanās laika intervālā $t_2 - t_1$ pēc iepriekšējā notikuma var noteikt ar integrēšanu:

$$W(t_2 - t_1; \langle Q \rangle) = \int \exp[-t/\langle Q \rangle] dt = \exp[-t_1/\langle Q \rangle] - \exp[-t_2/\langle Q \rangle]. \quad (4 - 14)$$

Varbūtību sadalījums $P(n_i, \langle n \rangle)$ fotonu skaitam n_i plūsmā skaitīšanas (integrēšanas) laikā Δt un varbūtība $W(t_2 - t_1; \langle Q \rangle)$ parādīties laika intervālā $t_2 - t_1$ nākošam fotonam pēc iepriekšējā fotona atnākšanas ir pamatizeiksmes, lai kvantitatīvi analizētu fotonu plūsmas reģistrēšanas un mērīšanas pareizību vai kļūdas.

4.3 Ļoti vāju fotonu plūsmu reģistrēšana un mērīšana

Fotonu skaita statistiskās fluktuācijas principiāli ierobežo ļoti vāju optisko plūsmu konstatēšanu un mērīšanu. Noteiksim mazāko integrēšanas laika intervālu Δt_{\min} nepieciešamu, lai pietiekami droši noteiktu optiskās plūsmas esamību. Ja izvēlamies drošības parametru, piemēram, **99 %**, ar kādu gribam konstatēt starojuma esamību, pie tam, ja ir ideāli fotonu reģistrēšanas apstākļi, kad nav fona starojums un paštrokšņi fotouztvērējā, kā arī pārējā aparatūrā, nepieciešams, lai varbūtība neregistrēt fotonus laika intervālā Δt_{\min} nebūtu lielāka par $P(0, \langle n \rangle) = 0,01$. Ievietojot šos parametrus Puasona sadalījumā (4 – 9), iegūstam $0,01 = \exp[-\langle n \rangle]$, kas dod $\langle n \rangle = 4,6$. Tātad vidējam reģistrēto fotonu skaitam laika intervālā Δt_{\min} jābūt **4,6**. Ņemot vērā izteiksmi (4 – 1), dabūjam:

$$\Delta t_{\min} = 4,6 / \eta * N_{\varepsilon} = 4,6 * \varepsilon / \eta * \Phi, \quad (4 - 15)$$

kur η – fotouztvērēja fotonu reģistrēšanas efektivitāte jeb kvantu efektivitāte. Ja ņem reālu lielumu $\eta = 0,1$ (kā cilvēka acij, kas adaptējusies tumsā), tad laikā $\Delta t_{\min} = 1$ s ar drošības parametru **99 %** var reģistrēt apmēram **50 fot/s**. Pārejot uz enerģētiskām vienībām “zaļo” fotonu plūsmai ar $\varepsilon = 2,2$ eV, iegūstam apmēram $1,8 * 10^{17}$ W stipru optiskā starojuma plūsmu. Bet relatīvā nenoteiktība saskaņā ar izteiksmi (4 – 7) būs apmēram **50 %**.

Tālāk iedomāsimies, ka mums vajag nomērīt šo starojumu ar relatīvo nenoteiktību **1 %**. Sakarā ar izteiksmēm (4 – 8) mērīšanas **laiks ir jāpalielina vairāk par 2000 reizēm!** To var izdarīt ar diviem paņēmieniem: 1) palielināt mērīšanas laiku ~2000 reizes līdz **2000 s** vai 2) izdarīt **m** mērījumus pa **2000/m s** un tad izrēķināt vidējo lielumu no **m** mērījumiem. Otrais paņēmiens ir grūtāks, toties dod papildus informāciju – mērījumu statistiku. Ja ir pietiekami liels **m**, var noteikt mērījumu dispersiju un citus statistiskos parametrus. **Tas dod iespēju pārliecināties par mērījuma pareizību un novērtēt mērīšanas procesa stabilitāti.**

Pēdējais apstāklis ir ļoti svarīgs, mērot ļoti vājas fotonu plūsmas, kad pēc mērinstrumentu tiešajiem rādījumiem nevar spriest par pareizi veiktu mērīšanas procesu fotonu plūsmas fluktuāciju dēļ. Tamdēļ, **mērot stacionāras, bet vājas optiskā starojuma plūsmas, viens no kritērijiem par mērījumu pareizību ir vidējā mērskaitļa atbilstība dispersijai saskaņā ar izteiksmi (4 – 6).** Bez šaubām, stacionārām Puasona plūsmām tas ir nepieciešamais nosacījums, bet var nebūt pietiekamais.

4.4 Stohastiska fona ietekme uz vāju optisko starojumu mērījumiem

Reālos apstākļos, kad jāizdala vājš optiskais starojums (signāls) no fona starojuma vai citiem trokšņiem, ko mēraparatūra neatšķir no signāla, un no kā nevar izvairīties, mērījumu nenoteiktības analīze un mērījumu ilguma noteikšana, lai iegūtu nepieciešamo precizitāti un drošību, atkarājas no trokšņu rakstura. Apskatīsim vienkāršāko un biežāk sastopamo gadījumu, kad gan signāls, gan arī trokšnis pakļaujas stacionāram Puasona sadalījumam. Bez tam, ir iespējams signālu ieslēgt un izslēgt.

Tātad, pie izslēgta signāla var izmērīt summāro trokšņu ekvivalentu starojumam – $\langle \Phi_t \rangle$ vai trokšņu impulsu vidējo sekošanas frekvenci – $\langle N_t \rangle$. Ieslēdzot signālu, var nomērīt summāro signāla un trokšņu ekvivalentu starojumam – $\langle \Phi_{s+t} \rangle$ un, atbilstoši, – $\langle N_{s+t} \rangle$. Analīzes vienkāršošanai pieņemsim, ka uztvērēja efektivitāte ir maksimāla – $\eta = 1$.

Ja mērāmie lielumi būtu determinēti, bet ne stohastiski, tad signālu no trokšņa varētu atdalīt ar vienkāršu atņemšanu $\langle N_s \rangle = \langle N_{s+t} \rangle - \langle N_t \rangle$ un mērījumu nenoteiktību, ko ienes mērsistēma, varētu noteikt kā:

$$\langle (\Delta N_m) \rangle = \{ (\langle \Delta N_{s+t} \rangle)^2 + (\langle \Delta N_t \rangle)^2 \}^{1/2}. \quad (4 - 16)$$

Tad precizitāti varētu uzlabot, ja palielinātu mērsistēmas jutību un to labāk nokalibrētu. Bet, pārejot uz mērījumiem, kas tuvojas iespējamai mērāmā lieluma apakšējai robežai, parādās tā diskrētā daba un signāla fluktuācijas, kas kļūst noteicošās precizitātes palielināšanas problēmai.

Praksē bieži vien neņem vērā teikto un mēģina palielināt mērsistēmas jutību, mērot fotouztvērēja izejas strāvu ar ļoti jutīgiem un sarežģītiem elektrometriem, ignorējot galveno – signāla un trokšņu integrēšanas laika nepieciešamo palielināšanu.

Dotajā gadījumā katra tieši mērāmā lieluma n_t un n_{s+t} dispersija ir vienāda ar to vidējiem lielumiem $\langle n_t \rangle$ un $\langle n_{s+t} \rangle$. Ja trokšņa un signāla + trokšņa mērīšanas integrēšanas laiki Δt ir vienādi, tad vidēji kvadrātisko novirzi no vidējā lieluma ir jāanalizē šādi:

$$\langle (\Delta N_m) \rangle = \langle \Delta n_m \rangle / \Delta t = (\langle n_s \rangle + 2 * \langle n_t \rangle)^{1/2} / \Delta t = \{ (\langle N_s \rangle + 2 * \langle N_t \rangle) / \Delta t \}^{1/2}. \quad (4 - 17)$$

Mērījumu precizitāti raksturo relatīvai nenoteiktībai apgrieztais lielums, ko pie “robežmērījumiem”, kad signāls tuvojas trokšņu līmenim, sauc par signāls/troksnis attiecību. Šajā gadījumā signāls/troksnis attiecība ir:

$$K_{s/t} = \langle N_s \rangle / \Delta N_m = \langle N_s \rangle * \{ \Delta t / (\langle N_s \rangle + 2 * \langle N_t \rangle) \}^{1/2}. \quad (4 - 18)$$

Ja ievied trokšņa vidējās vērtības attiecību pret signāla vidējo vērtību – $\chi = \langle N_t \rangle / \langle N_s \rangle$, tad

$$K_{s/t} = \{ \langle N_s \rangle * \Delta t / (1 + 2 * \chi) \}^{1/2}. \quad (4 - 19)$$

Sakarā ar šo izteiksmi kopējais laiks, lai izdalītu signālu no trokšņa ar uzdotu precizitāti $K_{s/t}$, ir:

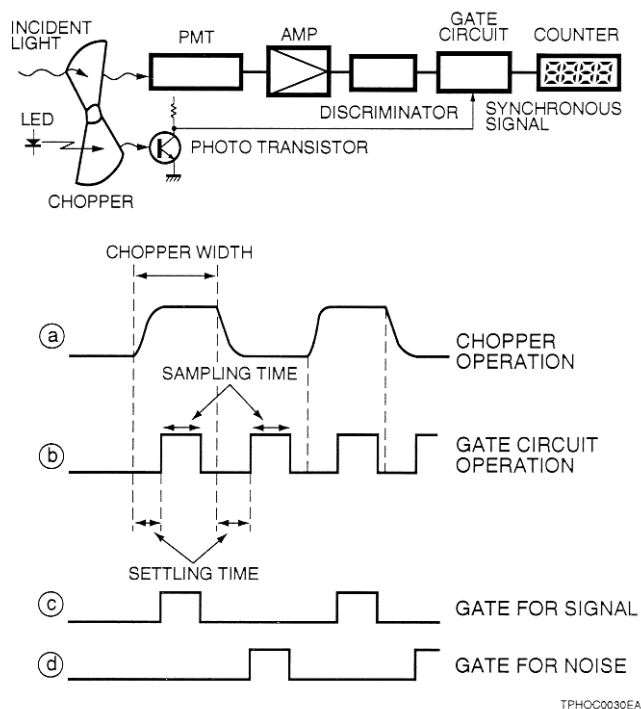
$$t = 2 * \Delta t = 2 * K_{s/t}^2 (1 + 2 * \chi) / \langle N_s \rangle. \quad (4 - 20)$$

Bez idealizācijas, ka $\eta = 1$, $\langle N_s \rangle$ vietā jāliek signāla reģistrējamā daļa: $\langle N_{1s} \rangle = \eta * \langle N_s \rangle$.

Iegūtie izvedumi rāda, kā trokšņu relatīvais līmenis χ ietekmē mērījumu precizitāti un cik liels laiks ir jāpatērē, lai iegūtu rezultātu ar noteiktu precizitāti. Precizitāti, līdzvērtīgu tai, kādu iegūst, ja trokšņu nav ($\chi = 0$), var iegūt, palielinot kopējo mērīšanas laiku $2 * (1 + 2 * \chi)$ reizes. Piemēram, gadījumā, ja trokšņa līmenis ir vienāds ar signālu ($\chi = 1$), laiks ir jāpagarina **6 reizes**. Ja $\chi = 10$, tad – **42 reizes**.

Tātad, mērīt vājus signālus apstākļos, kad ir liels trokšņu fons, nozīmē patērēt ļoti lielu laiku mērīšanai. Praktiski to pat daudzos gadījumos nav iespējams īstenot, jo ilglaicīgi nevar nodrošināt vai uzskatīt, ka mērāmais signāls ir stacionārs, kas kavē iegūt drošus rezultātus. Tamdēļ, izstrādājot aparatūru ļoti vāju optisko signālu reģistrēšanai, ir jācenšas visiem līdzekļiem samazināt trokšņu līmenis līdz iespējamam minimumam, jo jau pašu signālu, ja tas ir vājš, jāmēra ilgstoši, lai iegūtu vajadzīgo mērījumu precizitāti.

Jāatzīmē, ka vēl joprojām fotonu skaitīšanā pielieto sinhronās detekcijas paņēmieni, kad ar rotējoša diska palīdzību, kam ir iztaisīti simetriski atvērumi, 100 % modulē reģistrējamo optisko plūsmu un no signāla pusperiodos saskaitītā fotonu skaits n_s sinhroni atņem tumsas pusperiodos saskaitīto trokšņu impulsu skaitu n_t , ko realizē ar reversīvu impulsu skaitītāju (skat. 4.3. att.). Šajā gadījumā neinteresējas, cik faktiski ir liela tumsas impulsu sekošanas vidējā frekvence N_t un nav iespējams noteikt, cik ilgi ir jāskaita impulsi ar reversīvo skaitītāju, lai iegūtu vajadzīgo mērījuma precizitāti. Bez tam, nedrīkst skaitīt, kad modulators pakāpeniski pārtrauc optisko plūsmu un otrādi, jo šajos laika intervālos summējas klāt optisko fotonu plūsmas daļa. Tamdēļ jāskaita īsākos laika intervālos, kad optiskais kanāls uz FED ir pilnīgi atvērts un kad tas ir pilnīgi aizvērts (skat. 4.3. att. laika diagrammas). Sakarā ar šo nosacījumu ievērojami pieaug kopējais impulsu skaitīšanas laiks.



4.3. att. Tumsas impulsu sinhronās atskaitīšanas mezglu struktūrshēma. Zīmējums ņemts no „Photon Counting. Using Photomultiplier Tubes” – Hamamatsu Technical Information, Apr. 2001, 30 lpp.

Sinhronās detektēšanas paņēmieni ir pieļaujams, ja signāla impulsus n_s un tumsas trokšņu impulsus n_t skaita katrus savā skaitītājā un pēc skaitīšanas laika beigām analizē attiecību $\chi = \langle N_t \rangle / \langle N_s \rangle$, lai noteiktu nepieciešamo „tīro” skaitīšanas laiku Δt katram skaitītājam, lai iegūtu nepieciešamo signāls/troksnis attiecību. Pēc skaitīšanas veikšanas laika intervālā Δt , var izdarīt fotonu plūsmas noteikšanu kā $(n_s - n_t) / \Delta t$. Praktiski ir jēga tā rīkoties, ja FED tumsas trokšņu sekošanas vidējā frekvence ir ļoti nestabila. Bet tad jau var būt, ka šim FED eksemplāram arī signāla impulsu sekošanas vidējā frekvence ir ļoti nestabila. Šādā gadījumā labāk atrast kādu stabilāku FED.

Pieredze rāda, ka vāju optisko fotonu plūsmu reģistrēt var ar stabilu FED eksemplāru, kuram regulāri kontrolē tumsas trokšņu vidējo frekvenci. Ja tā ir pietiekami stabila, tad, lai izdalītu no signāla šos trokšņus, to var veikt ar vienkāršu skaitlisko atņemšanu kā konstanti, nepielietojot samērā sarežģīto aparatūriskās sinhronās atskaitīšanas jeb detekcijas paņēmieni.

4.5 Vāju nestacionāru signālu reģistrēšana un mērīšana

Uzdevumus, kas saistās ar vāju nestacionāru optisko starojumu reģistrēšanu un mērīšanu var sadalīt divās galvenajās grupās:

1. starojuma impulsu reģistrēšana un/vai katrā šajā aktā jānomēra tikai impulsa starojuma summārais lielums;
2. nestacionārā starojuma kinētikas mērījumi, kad jānosaka starojuma intensitātes izmaiņas likums laikā.

Pirmās grupas mērījumos ir jāreģistrē samērā īsi starojuma impulsi un jānomēra impulsa parādīšanās laiks un/vai katrā impulsā pārnestā starojuma summa (fotonu skaits), pie tam impulsa ilgumi Δt_0 un forma parasti ir zināma. Piemēram, tālu objektu lāzeru lokācijā, jonizējošā starojuma radiospektrometrijā ar scintilatoriem u. c. Katrā impulsā pārnestā starojumu summa var nebūt liela,

bet, tā kā impulsu ilgums Δt_0 ir mazs, tad to jauda var būt liela. Mērāmā informācija ir impulsa starojuma summa (amplitūdas mērījumi) un/vai impulsa parādīšanās laiks (laika mērījumi).

Amplitūdas un laika mērījumi savstarpēji ir pretrunīgi. Lai noteiktu impulsā starojuma summu, signāla integrēšanas laikam Δt_0 jābūt samērojamam ar impulsa ilgumu Δt_i . Bet, lai pēc iespējas precīzāk noteiktu impulsa parādīšanos, laika mērīšanas intervāliem Δt_0 ir jābūt pēc iespējas mazākiem. Taču starojuma impulsā reģistrēto fotonu skaits īsos laika intervālos (strosos) Δt_0 ir mazs, kas palielina relatīvās fotonu skaita fluktuācijas.

Ja starojuma impulsos reģistrējamo impulsu skaits n_s un fona troksnis, ko fotouztvērējs reģistrē kā fotonus, ir neatkarīgi gadījumu notikumi, pie tam vidējais skaits $\langle n_s \rangle$ un trokšņu vidējā frekvence $\langle N_t \rangle$ ir stacionāri, tad signāls/troksnis attiecību ir:

$$K_{s/t} = \langle n_s \rangle / (\langle n_s \rangle + \langle N_t \rangle * \Delta t_0)^{1/2}. \quad (4 - 21)$$

Ja starojuma impulsa ilgums $\Delta t_i = \Delta t_0 \ll 1 / \langle N_t \rangle$, t. i., daudz mazāks par trokšņu sekošanas periodu, tad stacionāro trokšņu ietekme ir maza un daudzos gadījumos stacionāros trokšņus var neņemt vērā. Taču reālās mērsistēmās pēc lielas jaudas impulsiem parādās dinamiskie trokšņi, kuri korelē ar mērāmo signālu. Tos jāņem vērā, speciāli pētot fotodetektoru dinamiskos trokšņus jeb pēcimpulsus, kas īpaši pasliktina fotonu plūsmu kinētiskos mērījumus.

Praksē bieži vien ir jākonstatē mazs optiskais starojums trokšņu fonā, piemēram, pētot mehanoluminiscences parādīšanās sākuma stadiju, lai noteiktu materiāla struktūras sagraušanas sākumu. Tad ir jānosaka kritērijs, kad varbūtējais optiskais starojums pārsniedz stacionāro trokšņu fluktuācijas. Vispārīgā gadījumā tiek pieņemts signāla parādīšanās sliekšņa lielums:

$$n_0 = \langle n_t \rangle + K_d * \langle \Delta n_t \rangle, \quad (4 - 22)$$

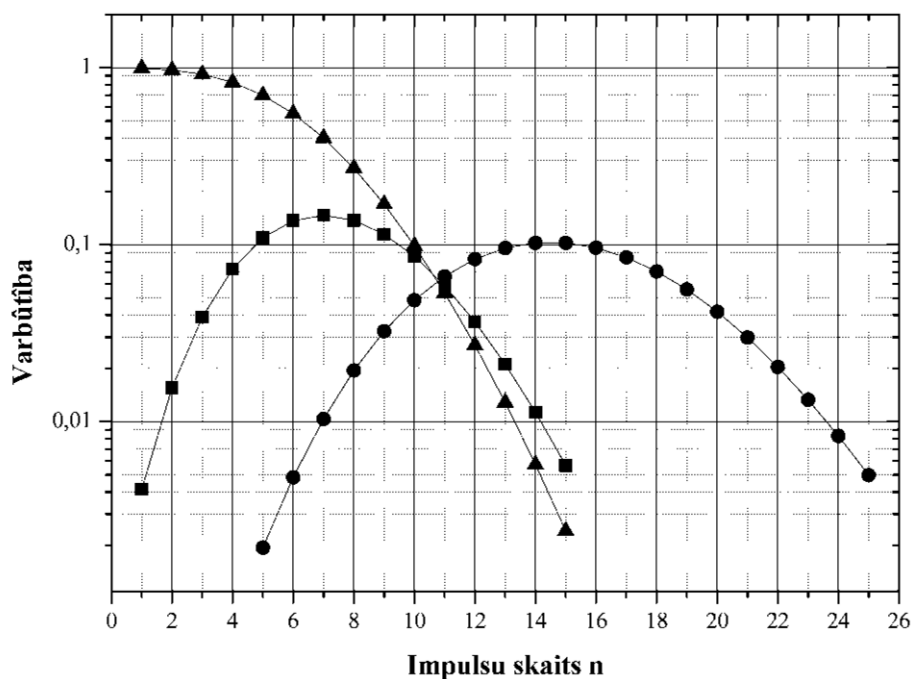
kur $\langle n_t \rangle$ – vidējais trokšņu impulsu skaits integrēšanas laika intervālā Δt_0 ; $\langle \Delta n_t \rangle$ – n_t lielumu fluktuāciju vidēji kvadrātiskā nenoteiktība, K_d – drošības koeficients. Ja kārtējā mērījumā reģistrētais lielums $n_i > n_0$, tad ar zināmu drošības varbūtību var uzskatīt, ka ir konstatēts signāls.

Lai izvēlētos drošības koeficientu, stingri ņemot, ir jāzina trokšņu fona impulsu statistiskā sadalījuma funkcija $P_t(n_{ti}, \langle n_t \rangle)$, ko var noteikt tikai eksperimentāli. Ja tā ir zināma, tad drošības varbūtību var izteikt šādi:

$$\gamma = \sum P_t(n_{ti}, \langle n_t \rangle), \quad (4 - 23)$$

summējot no $n_{ti} = 0$ līdz izvēlētam n_0 .

Paļauties uz šo kritēriju var tikai tad, ja katrā konkrētā gadījumā ir zināma integrēšanas laikā summāro trokšņu impulsu skaita sadalījuma funkcija. Šo funkciju ir jānosaka un regulāri jākontrolē izmantojamam fotouztvērējam reālos darbināšanas apstākļos, kas ir diezgan darbietilpīgi. Uzdevums vienkāršojas, ja ir droši zināms, ka trokšņu fons stingri pakļaujas neatkarīgu un stacionāru gadījuma notikumu statistikai, kad var pielietot Puasona sadalījumu (4 – 9). Tad regulāri jākontrolē tikai viens parametrs – trokšņu impulsu vidējais skaits integrēšanas laikā. Vidēji kvadrātiskā novirze no vidējā skaita tad viegli nosakāma saskaņā ar izteiksmi (4 – 11) kā $\langle \Delta n_t \rangle = (\langle n_t \rangle)^{1/2}$ un, izvēloties noteiktu signāla parādīšanās sliekšņa lielumu n_0 , drošības parametra lielumam K_d ir pilnīgi noteikts sakars ar drošības varbūtības lielumu γ signāla izdalīšanai no stacionārā Puasona trokšņa fluktuācijām (4.4. att.).



4.4. att. Signāla impulsu ar vidējo skaitu $\langle n_s \rangle = 8$ izdalīšana no trokšņu impulsiem, kam vidējais skaits ir $\langle n_t \rangle = 7$. Attēloti: trokšņu impulsu skaita statistiskais sadalījums (kvadrātiņi), signāla un trokšņu impulsu statistiskais sadalījums (aplīši) un varbūtība, ar kādu reģistrētais impulsu skaits n ir tikai trokšnis (trījstūrīši).

Otrās grupas uzdevumi – noteikt mainīgu un vāju optisko starojumu kinētiku, piemēram, luminiscences uzaugšanas un dzišanas gaitu, ir sarežģītāk. Īpaši, ja process ir vienreizējs vai reti atkārtojams. Vienā starojuma aktā fotonu skaita summa ir ierobežota. Lai noteiktu starojuma izmaiņu laikā, vajag visu starojuma laika intervālu $t = t_m - t_0$ sadalīt m daļās – laika strobos $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$, pie tam tā, lai katrā strobā starojuma intensitātes izmaiņa nebūtu lielāka par to, ko nosaka nepieciešamā kinētikas mērīšanas precizitāte. T. i., lai katrā signāla integrēšanas strobā mainīgo optiskā starojuma intensitāti varētu uzskatīt par kvazistacionāru. Bet, ja relatīvās fotonu plūsmas skaita n_i fluktuācijas katrā i -tajā strobā Δt_i pārsniedz pieļaujamo mērīšanas nenoteiktību mazā skaita dēļ, tad uzdevumu principā nevar veikt.

Starojuma kinētikas mērīšanas eksperimentālo uzdevumu var veikt divos gadījumos: 1) ja ir iespējams palielināt optiskā starojuma intensitāti vienā starojuma aktā līdz līmenim, kas nodrošina pietiekamu fotona skaita reģistrēšanas precizitāti katrā strobā; 2) ja var daudzkārtīgi atkārtot pētāma nestacionārā starojuma aktus un summēt fotonus katrā strobā Δt_i sinhroni attiecībā pret katru starojuma sākuma momentu t_0 un savākt n_i pietiekami lielu, kas nodrošina nepieciešamo statistisko precizitāti kinētikai kopumā. Robežgadījumā, ja katrā mērījuma ciklā reģistrē ne vairāk par vienu fonu, tad jāmēra tā pienākšanas laiks t_i un statistiski jākrāj šie laika momenti ar laika izšķiršanas spēju Δt daudzkanāla atmiņā, iegūstot fotonu pienākšanas laika momentu statistisko sadalījumu. Šis sadalījums attēlo pētāmo mainīga optiskā starojuma kinētiku. Šo metodi saucim par vienfotona statistisko, iepriekšējo – par strobējošo.

Kinētiskajos mērījumos bez jau minētajām problēmām par statistisko precizitāti un signāla izdalīšanu no fona trokšņa vēl papildus jā rūpējas par sinhronizācijas precizitāti ar kinētikas procesa sākumu un to, lai katrā laika kanālā vienlīdz varbūtīgi varētu reģistrēt fotonus – to skaitu strobējošā metodē vai fotonu pienākšanas laikus vienfotona statistiskajā metodē. Kļūdas izkropļo reģistrējamo optiskā starojuma kinētiku.

Optiskā starojuma kinētiku mērījumos, palielinot laika izšķirtspēju Δt , samazinās reģistrēto fotonu skaits un to statistiskā nenoteiktība, un līdz ar to arī kinētikas mērījumu precizitāte. Analogiski notiek, ja palielina polihromātiska starojuma spektrālo izšķirtspēju $\Delta \lambda$, tāpēc, ka

samazinās daļa no fotonu skaita plūsmas, kas iziet caur spektra filtrēšanas iekārtu (monohromatoru).

Tātad, **sakarā ar optiskā starojuma diskrēto un stohastisko dabu, ja ierobežota ir starojuma intensitāte, tad uzlabot mērījumu precizitāti var tikai palielinot reālo mērījumu laiku. Bet, ja ierobežota ir summārā pētāmā starojuma enerģija un pētāmo procesu nevar adekvāti daudzkārtīgi atkārtot, tad neizbēgami jāsamierinās ar “noteiktu nenoteiktību”, pētot šādas optiskās parādības.**

Kvantu fluktuācijas, kas rada optiskā starojuma dabisko nenoteiktību, bieži sauc par “**fotonu troksni**” līdzīgi kā “**skrošu troksni**”, ko lieto elektronikā. Šos jēdzienus nedrīkst jaukt, jo skrošu troksnis rodas no vielu termodinamiskām īpašībām, bet fotonu troksnis – no fotonu emisijas vai absorbcijas stohastiskā procesa. Analizējot summāro trokšņu ieguldījumu fotodetektēšanas procesā ir atšķirti jāapskata šīs parādības, kā arī citas izcelsmes trokšņi, lai nerastos kļūdaini priekšstati, kas var novest pie nepareizi izvēlētiem paņēmieniem, lai palielinātu mērījumu precizitāti.

Atsauces 4. nodaļā:

1. С. И. Вавилов Микроструктура света. – Москва, 1950. – 198 с.
2. С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин. Введение в статистическую радиофизику и оптику. – Москва, 1981ю – 640 с.
3. В. К. Ляпидевский. Методы детектирования излучений. – Москва: Энергоатомиздат, 1987. – 408 с.

5. Viennelektrona fotoelektronu daudzkārtotāji

Šajā nodaļā apskatīsim tuvāk fotoelektrona daudzkārtotāja īpašības un lietojumu viennelektrona darbības režīmā.

5.1. Fotoelektronu daudzkārtotāju galvenās īpašības viennelektronu darbības režīmā

Lai skaitītu fotonus, vajadzīgi ir fotoutzvērēji,:

1. kas var ar lielu varbūtību reģistrēt atsevišķus fotonus noteiktā spektra apgabalā;
2. kas izstrādā izejā īsus un reģistrējamus elektriskus impulsus ar minimālu kavējumu un laika dispersiju attiecībā pret fotonu pienākšanas momentiem fotoutzvērēja ieejā;
3. kuriem ir neliela paštrokšņu parādīšanas varbūtība un ārējo elektromagnētisko trokšņu noturība. Pašlaik par tādiem spektra diapazonā no **1 līdz 10 eV** var uzskatīt atsevišķu tipu un eksemplāru fotoelektronu daudzkārtotājus (FED), pateicoties tam, ka tiem ir:
 1. liela kvantu efektivitāte fotokatodam, sasniedzot **30 %**;
 2. laba fotoelektronu fokusēšana uz pirmo dinodi;
 3. liels sekundāro elektronu pavairošanas koeficients, sasniedzot **$10^6 - 10^7$** ;
 4. liela fotoefekta un daudzkārtotāšanas ātrdarbība (**5 – 50 ns**),
 5. zems paštrokšņu līmenis.

Pateicoties lavīnveidīgam, mazinerciālam un diskrētām atsevišķu fotokatoda fotoelektronu pavairošanas procesam dinožu sistēmā, kas atrodas starp fotokatodu un anodu, **katrs pavairošanās akts rada FED anoda ķēdē īsu strāvas impulsu – viennelektrona impulsu**. Ja daudzkārtotāšanas koeficients ir $10^6 - 10^7$ un viennelektrona impulsa ilgums ir ~ 10 ns, tad tā vidējā strāva sasniedz $\sim 0,1$ mA un pārsniedz anoda ķēdē trokšņu strāvas gadījuma fluktuācijas. Ar elektroniskām ierīcēm šādus viennelektrona strāvas impulsus var reģistrēt un tālāk pielietot dažādas skaitīšanas metodes, lai iegūtu nepieciešamo informāciju par sākotnējo fotonu plūsmu.

Jāatzīmē, ka sākotnējā fotonu vai optiskā starojuma plūsma, kas krīt uz fotokatodu, raksturojas ar intensitāti (Φ), polarizāciju (\mathbf{p}), virzienu (\mathbf{k}) un frekvenci (\mathbf{v}) vai fotonu enerģiju (ϵ), tad **FED izejā iegūstam viennelektrona impulsu plūsmu, kas ar kaut kādu varbūtību, ko nosaka fotokatoda kvantu efektivitāte $\eta = f(\epsilon) < 1$, ataino tikai fotonu plūsmas intensitāti**. Informāciju par optiskā starojuma pārējiem raksturlielumiem varam iegūt netiešā ceļā, lietojot pirms FED dažādus filtrus (kolimatorus, polarizācijas analizātorus, monohromatorus u. c.)

No visa ražotā FED klāsta tikai daži to tipi un no tiem atlasītie eksemplāri apmierina uzskaitītās viennelektrona fotoutzvērēju īpašības un der ļoti vāju optisko plūsmu fotonu skaitīšanas metodikai. Pārējie FED ir lietojami tradicionālam izejas signālu apstrādes veidam – anoda vidējās strāvas mērīšanai, kas ievērojami sašaurina optiskā starojuma plūsmas reģistrēšanas iespējas. Tamdēļ, **lai kvalitatīvi atšķirtu fotonu skaitīšanai derīgus FED no pārējiem, tos dēvē par viennelektrona FED**. Plašākā nozīmē jēdzienu viennelektrona fotoutzvērējs lieto arī citu vakuuma vai cietvielu fotoutzvērēju apzīmēšanai, kas spēj reģistrēt atsevišķus fotonus [1].

5.2. Fotoelektronu daudzkārtotājs – selektīvs pārveidotājs

Reālie fotonu uztvērēji, to skaitā viennelektrona FED, vienmēr ir selektīvi pārveidotāji. To fotonu reģistrēšanas kvantu efektivitāte, kas izsaka signāla impulsu vidējo skaitu laika vienībā mērierīces izejā pret fotona skaita plūsmu caur ieejas apertūru, atkarājas no mērāmā optiskā starojuma īpašībām: $\eta = f(\Phi, \mathbf{k}, \mathbf{p}, \epsilon)$. Ja arī optiskam starojumam ir konstants virziens \mathbf{k} pret fotoutzvērēja ieejas apertūru, monohromātisks spektrālais ϵ_i sastāvs un polarizācija \mathbf{p} , tad tas var proporcionāli pārveidot fotonu plūsmu ieejā N pret impulsu plūsmu izejā N_1 kā $\eta = N_1 / N$ tikai ierobežotā dinamiskā diapazonā no Φ_{\min} līdz Φ_{\max} . Minimālo plūsmas lielumu ierobežo fotoutzvērēja paštrokšņi, bet maksimālo – nelinearitātes sākums.

Tātad, vienelektrona FED kaut kādā mērā adekvāti pārveido tikai intensitātes izmaiņu noteiktai optiskā starojuma komponentei Φ_i (k_i , p_i , ϵ_i) kā proporcionālu vienelektrona impulsu vidējā skaita izmaiņu laikā $\langle N_i \rangle = \eta_i * \Phi_i / \epsilon_i$, pie tam ierobežotā dinamiskā diapazonā – no $\langle N_{\min} \rangle$ līdz $\langle N_{\max} \rangle$. Lai noteiktu absolūto optiskā starojuma intensitāti vajag precīzi zināt kvantu efektivitātes funkciju $\eta = f(\Phi, k, p, \epsilon)$. Bet tā kā šī funkcija atkarājas no vairākiem mainīgajiem un ir atšķirīga katram FED eksemplāram, tad faktiski vispārīgā gadījumā nav iespējams nomērīt precīzu optiskā starojuma absolūtās intensitātes lielumu, ja kāds no mainīgajiem ir nekontrolējami izmainījies.

Šo problēmu sarežģītība ir par iemeslu tam, ka enerģētiskai fotometrijai ir samērā zema precizitāte, mērāma procentos, un praktiski nav metroloģiskais nodrošinājums vāju optisko starojumu diapazonā.

5.3. Fotoelektronu daudzkārstāju fotonu reģistrēšanas efektivitātes faktori

Fotoelektronu daudzkārstājiem visi procesi, kas piedalās fotopārveidošanā, ir ar statistisku raksturu. Tāpēc kvantu efektivitāti var izteikt kā atsevišķu varbūtību reizinājumu procesiem, kas piedalās fotopārveidošanā:

$$\eta = \eta_k * \gamma_p * (1 - P_0) * (1 - R) * \beta, \quad (5 - 1)$$

kur η_k – fotokatoda kvantu efektivitāte, γ_p – fotoelektronu savākšanas koeficients daudzkārstāja ieejā, P_0 – daudzkārstošanas nulles varbūtība, R – varbūtība vienelektrona impulsiem laikā pārklāties, β – vienelektrona impulsu amplitūdas selekcijas koeficients fotouztvērēja izejā. Pielietojot tradicionālo vidējās strāvas mērīšanas metodi, lomu nespēlē divi pēdējie parametri R un β :

$$\eta_{FED} = (I_a - I_{at}) / e * M * \langle N_{\Phi} \rangle = \eta_k * \gamma_p * (1 - P_0), \quad (5 - 2)$$

kur I_a – anoda strāva, ja uz fotokatodu krīt vidējā fotonu plūsma $\langle N_{\Phi} \rangle$, I_{at} – anoda tumsas strāva, e – elektrona lādiņš, M – daudzkārstāja pavairošanas koeficients. Ņemot vērā izteiksmi (5 - 1), fotonu skaitīšanas darba režīmam iegūstam izteiksmi:

$$\eta = \eta_{FED} * (1 - R) * \beta, \quad (5 - 3)$$

kas parāda, ka formāli fotonu skaitīšanas metode samazina FED kopējo kvantu efektivitāti, jo $R > 0$ un $\beta < 1$. Taču ar vienelektrona impulsu amplitūdas selekciju tiek pilnībā samazināta tumsas strāvas līdzstrāvas komponente un tiek ievērojami samazināts trokšņu impulsu skaits. Tas atļauj reģistrēt daudz vājākas optiskā starojuma plūsmas salīdzinājumā ar vidējās strāvas metodi.

Vienelektrona impulsu pārklāšanās varbūtība R ir jūtama pie lielām vienelektrona impulsu plūsmām, kas ierobežo fotonu skaitīšanas metodes lietojumu “no augšas”. Reģistrējot vājus optiskos starojumus vienelektrona impulsu pārklāšanās varbūtība ir maza. Var secināt, ka **kvantu efektivitātes samazināšanās fotonu skaitīšanas režīmā pilnībā kompensējās ar to, ka ir iespējams reģistrēt daudz vājākas optiskā starojuma plūsmas, jo palielinās attiecība signāls/troksnis.**

5.4. Fotokatoda mezgla efektivitāte

No fotokatoda kvantu efektivitātes η_k praktiski atkarājas visi jutības un selektivitātes parametri katram FED tipam un tā eksemplāram attiecībā pret detektējamo optisko starojumu (k , p , ϵ). To nosaka optiskās un fotoemisijas īpašības lietotajiem materiāliem, fotokatoda mezgla

konstrukcijas un izgatavošanas tehnoloģijas. Praktiski kvantu efektivitāte pilnībā atkarājas no detektējamā starojuma un FED tipa salāgošanas. Tās optimizācija var tikt panākta tikai, zinot konkrēto optiskā starojuma reģistrēšanas uzdevumu, un tādēļ šeit netiks iztirzāta. Lai vienkāršotu turpmākos spriedumus, uzskatīsim, ka reģistrējamam optiskajam starojumam mainās tikai intensitāte, ja citu parametru maiņa netiks speciāli atzīmēta.

Ja fotokatoda apgaismojums ir vājš, var uzskatīt, ka fotoemisijas akti ir neatkarīgi gadījuma notikumi. Tādā gadījumā fotokatods pārveido fotonu Puasona plūsmu līdzīgā fotoelektronu stohastiskā plūsmā ar samazinātu intensitāti

$$\langle N_{fe} \rangle = \eta_k^* \langle N_f \rangle \quad (5 - 4)$$

proporcionāli fotokatoda kvantu efektivitātei η_k . Labākie mūsdienu fotokatodi spektrālās jutības maksimumā pārveido fotoelektronos apmēram 30 % no uztvertiem fotoniem.

Fotoelektronu skaits un to izlidošanas laika momenti no fotokatoda principā satur maksimālo informāciju par reģistrējamo optisko starojumu. Turpmākajos notiekošajos procesos daļa informācijas zūd – samazinās impulsu skaits un to lokalizācija laikā.

Viena daļa fotoelektronu nenonāk elektronu daudzkārtotāja ieejā. Fotoelektroni no fotokatoda tiek fokusēti uz pirmo dinodi (ja FED ir parastā konstrukcija ar diskrētām dinodēm) ar fokusējošo elektrodu palīdzību. Tā kā fotoelektroni no fotokatoda var izlidot dažādos virzienos un ar dažādiem sākuma ātrumiem, pie tam no dažādām vietām, tad praktiski nav iespējams viņus visus novirzīt daudzkārtotāja ieejā. Fotoelektronu varbūtību trāpīt daudzkārtotājā raksturo ar savākšanas koeficientu:

$$\gamma_{fe} = \langle N_{fd} \rangle / \langle N_{fe} \rangle, \quad (5 - 5)$$

kur $\langle N_{fd} \rangle$ – vidējā frekvence tiem fotoelektroniem, kas nokļūst elektronu daudzkārtotājā.

Savākšanas koeficients atkarājas no fotokatoda mezgla konstrukcijas un fokusējošo elektrodu sprieguma. **Ārējie elektromagnētiskie lauki var izmainīt fokusēšanu, kāda ir paredzēta FED konstrukcijā. Lai to novērstu, ir jāparedz pienācīga FED ekranēšana.**

Ja tiek reģistrēts optiskais starojums ar “asu” fokusēšanu, tad **fokusa pārbīde pa fotokatoda virsmu var izsaukt FED jutības izmaiņu**, jo 1) kvantu efektivitāte nav konstanta pa visu fotokatoda virsmas laukumu, 2) savākšanas koeficients daudzkārtotājā arī atkarājas no fotoelektronu izlidošanas vietas, virziena un ātruma un 3) pa dažādām trajektorijām ieejošie fotoelektroni daudzkārtotājā var dažādi pavairoties. **Fotokatoda jutības atkarību no virsmas laukuma vietas sauc par fotokatoda zonu raksturlielumu. Tas ir individuāls katram FED eksemplāram un nosakāms reālos tā ekspluatācijas apstākļos.**

5.5. Elektronu daudzkārtošana

Elektronu daudzkārtošānās procesa īpašības galvenokārt nosaka to, vai FED izejā parādās pietiekami īsi vienelektrona impulsi ar nelielu kopējā kavējuma laiku un vai to amplitūdas ir pietiekami lielas un ar mazu dispersiju. Tikai tādus FED no visa klāsta, kam ir uzskaitītās īpašības, sauc par vienelektrona FED.

Pašlaik tiek izgatavoti FED ar dažāda tipa elektronu daudzkārtotājiem (ED). Tos var iedalīt divās grupās: 1) ED ar diskrētām dinodēm un 2) ED ar vienu kanālu vai mikrokanālu plāksnītēm. FED ar diskrētām dinodēm sāka pirmos ražot. Tad parādījās FED ar viena kanāla ED. Pēdējā laikā par ED izmanto mikrokanālu plāksnītes (MKP). Pielietojot MKP, var izveidot pozicionāli jutīgus FED, t. i., tādus, kas dod informāciju par fotokatoda apgaismojuma vietu divās dimensijās. Principā paša ED darbības princips balstās visos gadījumos uz elektronu sekundārās emisijas parādību. Lai vienkāršotu izklāstu, kā darbojas ED un kādas īpašības tiem piemīt, apskatīsim ED ar diskrētām dinodēm.

Elektronu daudzkārhošanās notiek stohastiski kā ķēdes reakcija no vienas dinožu kaskādes uz nākošo. Rezultātā anodā nonāk elektronu lavīna – vienelektrona impulss, kam katru reizi ir atšķirīgs elektronu skaits M_i . Tā vidējais lielums $M = \langle M_i \rangle$ nosaka ED pastiprināšanas koeficientu.

Viena dinožu sistēmas kaskāde signālu pastiprina, ja atsevišķā sekundārās emisijas aktā uz nākošo dinodi nonāk vairāk par vienu sekundāro elektronu:

$$m_j = \sigma_j * \gamma_j > 1, \quad (5 - 6)$$

kur j-tajā aktā σ_j – sekundārās emisijas lielums, γ_j – savākšanas koeficients uz nākošo dinodi. Vidujejojot šos parametrus pa visu k-tās dinodes virsmu un pa daudziem sekundārās emisijas aktiem, varam pieņemt, ka

$$\langle m_k \rangle = \langle \sigma_k \rangle * \langle \gamma_k \rangle, \quad (5 - 7)$$

kas raksturo pastiprināšanas koeficientu dotajai kaskādei.

Kopējo ED, kas sastāv no s kaskādēm, pastiprinājuma koeficients ir

$$M_e = \sigma_1 * \gamma_1 + \dots + \sigma_j * \gamma_j + \dots + \sigma_s * \gamma_s. \quad (5 - 8)$$

FED vidējās strāvas mērīšanas metodikā par pastiprināšanas koeficientu pieņem

$$M = (I_a - I_{at}) / (I_k - I_{kt}), \quad (5 - 9)$$

kur I_a – anoda strāva, I_{at} – anoda tumsas strāva, I_k – katoda strāva, I_{kt} – katoda tumsas strāva. Lielums $M > M_e$, jo ne visi fotoelektroni nonāk ED ieejā.

Katrs daudzkārhošanās akts ir neatkarīgs gadījuma notikums, kas pakļaujas Puasona statistikai:

$$P(m, \langle m \rangle) = (\langle m \rangle)^m * \exp(- \langle m \rangle) / m!. \quad (5 - 10)$$

Maziem $\langle m \rangle$ lielumiem, kādi parasti ir sastopami FED, pavairošanās nulles iznākums nav retums, jo $P(0, \langle m \rangle) = \exp(- \langle m \rangle)$. Elektronu lavīna var nonākt FED izejā, ja kādai kaskādei momentālais m_k nav vienāds ar 0.

Nulles iznākums ir iespējams tikai pirmajās kaskādēs un visbiežāk tieši pirmajai kaskādei. Tamdēļ FED izgatavotāji cenšas izstrādāt tādus vienelektrona fotouztvērējus, kam pirmās dinodes sekundārās emisijas koeficients ir pēc iespējas lielāks. Ja $\langle m_1 \rangle$ ir lielāks par 10, tad tādus FED sauc par “kvantakoniem”. Tiem arī vienelektrona impulsu amplitūdas relatīvā dispersija ir mazāka un labi aprakstāma ar Puasona sadalījumu – vienelektrona impulsu amplitūdas statistiskajos sadalījumos ir izteikts maksimums. Tieši tādi vienelektrona FED ir noderīgi fotonu skaitīšanas metodikai.

Lielākam vairumam FED tipiem un eksemplāriem izejas impulsu amplitūdu sadalījumi atšķiras no Puasona. Tam var būt šādi iemesli:

- 1) Ne visi krītošie fotoelektroni uz dinodi izraisa sekundāro emisiju. Daļa no tiem var elastīgi izkliedēties, iegūstot lielāku ātrumu par sekundāriem un līdz ar to trajektorija tiem ir izstieptāka un tie var nokļūt tālāk par nākamo dinodi.
- 2) Elektroni var aizlidot garām kārtējai dinodei. Tas ir ļoti iespējams ED tipiem ar žālūziju veida dinodēm.
- 3) Dinožu virsmas var nebūt ar homogēnu sekundārās emisijas koeficientu. Rezultātā elektroni, kas ielido kaskādēs pa dažādām trajektorijām daudzkārhojas ar lielāku izkliedi, kā tas būtu, ja dinodes būtu ar homogēnu sekundārās emisijas koeficientu.

Līdz ar to **daudziem FED tipiem un to eksemplāriem vienelektrona impulsu amplitūdu sadalījumi nav ar izteiktu maksimumu, bet gan eksponenciāli krītoši. Šādi FED ir ievērojami sliktāk izmantojami fotonu skaitīšanas metodikai nekā fotouztvērēji ar labu Puasona veida vienelektrona impulsu amplitūdas sadalījumu, kad $\langle m \rangle > 4$.**

5.6. Viennelektrona strāvas impulsa īpašības

Sekundārās emisijas rezultātā radusies elektronu lavīna beigās nokļūst uz FED anodu un tā slodzes ķēdē rada īsu vienelektrona strāvas impulsu $I_i(t)$ ar ilgumu t_i . Daudzkāršošanās process FED ar diskrētām dinodēm ilgst dažus desmit nanosekunžu, kas atkarājas no fotouztvērēja konstrukcijas lineāriem izmēriem un bez tam vēl arī ir apgriezti proporcionāls no barošanas sprieguma kvadrātsaknes. FED ar MKP signāla kavējums ir par kārtu mazāks. Lādiņš vienelektrona impulsā ir proporcionāls daudzkāršošanas koeficientam M_i un to var aprēķināt šādi:

$$q_i = e * M_i = \int I_i(t) dt, \quad (5 - 11)$$

integrējot pa visu vienelektrona impulsa ilgumu t_i .

Viennelektrona strāvas impulsa amplitūda atkarājas no ED ikreizējā pastiprinājuma M_i , impulsa ilguma t_i un formas. Pēdējie divi faktori atspoguļo elektronu trajektoriju un ātruma izkliedi. Parasti vienelektrona impulsa forma ir asimetriska ar straujāku kāpumu un lēzenāku kritumu (3.2. att.). Tas izskaidrojams ar to, ka elektroniem varbūtīgākas ir trajektorijas ar mazāku garumu starp dinodēm.

Ja strāvas impulsa laika atkarību normē pret tā amplitūdas lielumu I_{ai} , tad:

$$I_n(t) = I_i(t) / I_{ai}, \quad (5 - 12)$$

kas labāk ataino vienelektrona impulsa laika parametrus tamdēļ, ka netraucē amplitūdas fluktuācijas (3.3. att.). Izrādās, ka noteikta tipa FED dažādiem eksemplāriem vienelektrona impulsa laika parametri ir līdzīgi: uzaugšanas t_u un krituma t_k laiks, ilgums pusaugstumā $t_{1/2}$, un maz atkarājas no impulsa ikreizējās amplitūdas. No tā izriet, ka daudzkāršošanas koeficients M_i ir proporcionāls impulsa amplitūdai:

$$M_i = e^{-1} * \int I_i(t) dt = I_{ai} * t_e / e, \quad (5 - 13)$$

kur t_e – vienelektrona impulsa efektīvais ilgums. Šī lieluma fizikālā jēga izsaka tāda Π -veida impulsa ilgumu ar amplitūdu I_{ai} , kas pārnes tādu pašu lādiņu, kā reālais impulss $I_i(t)$. Parasti t_e ir aptuveni vienāds ar reālā impulsa ilgumu amplitūdas pusaugstumā – $t_{1/2}$.

Viennelektrona strāvas impulsa efektīvais ilgums (vai ilgums pusaugstumā) ir FED pastiprināšanas procesa vispārināts parametrs noteiktam tā darba režīmam. Tas ataino vienkāršu sakarību starp FED pastiprināšanas koeficientu un strāvas impulsa amplitūdu – pie vienāda $\langle M_i \rangle$ lieluma vidējā amplitūda $\langle I_{ai} \rangle$ būs lielāka tam FED tipam, kuram $t_{1/2}$ būs mazāks. Bez tam vienelektrona impulsa ilgums nosaka impulsa pārklāšanās varbūtību, kas rada skaitīšanas kļūdu pie lielām stohastisku impulsu sekošanas vidējām frekvencēm.

Tātad, **jo īsāks vienelektrona strāvas impulsa ilgums, jo skaidrāk un precīzāk FED izejas impulsa plūsma atspoguļo detektējamo fotonu plūsmu, ko uztver FED.**

5.7. FED anoda slodzes ķēdes parametru izvēle

Izmantojot vienelektrona FED īpašības, fotonu reģistrēšanas metodikas balstās uz to, ka anoda ķēdē uz slodzes pretestības tiek uztverti sprieguma izmaiņas momenti, ko izraisa atsevišķi vienelektrona strāvas impulsi. Fotons tiek reģistrēts, ja FED izejas strāvas impulsa amplitūda atbilst vienelektrona impulsa amplitūdas dispersijas diapazonam. Atbilstošo impulsa reģistrēšanu realizē speciāla elektroniska ierīce – vienelektrona impulsa selektors (VIS), kas izejā izdod normētu impulsu, atbilstošu tālākās informācijas apstrādes ciparu elektronisko ierīču loģiskā vieninieka impulsam.

Anoda slodzes pretestība kalpo, lai pārveidotu FED izejas strāvas impulsus noteiktā pakāpē ekvivalentos sprieguma impulsos. Tamdēļ **anoda slodzes ķēdes parametru izvēle tieši ietekmē visas fotonu reģistrēšanas iekārtas īpašības** (3.6. att.).

FED slodzei, kā jebkurai elektriskai ķēdei, raksturīgs noteikts strāvas pārnestā lādiņa integrēšanas laika konstantes lielums. Ja anoda ķēdes vadītājiem ir ļoti maza induktivitāte, ko var neņemt vērā, tad FED slodzes laika konstante ir

$$\tau_s = R_s * C_s, \quad (5 - 14)$$

kur R_s – slodzes ķēdes aktīvā pretestība, C_s – summārā kapacitāte. Lai analizētu laika konstantes ietekmi uz izejas signālu, var apskatīt divus galējos gadījumus:

1) slodzes laika konstante ir daudzreiz mazāka par strāvas impulsa ilgumu – $\tau_s \ll t_i$, un 2) tieši pretēji – $\tau_s \gg t_i$ [2].

Pirmajā gadījumā lādiņa integrēšana nenotiek un sprieguma izmaiņa uz slodzes pretestības mainās proporcionāli FED izejas strāvai:

$$U_i(t) = I_i(t) * R_s. \quad (5 - 15)$$

Tātad, sprieguma impulss atkārto strāvas impulsa formu. No pieļaujamās slodzes pretestības lieluma R_s atkarājas sprieguma impulsa amplitūda.

Otrajā gadījumā notiek visa lādiņa $q_i = e * M_i$, ko pārnes vienelektrona strāvas impulss, integrēšana kapacitātē C_s . Strāvas impulsa $I_i(t)$ darbības laikā kapacitātes spriegums pieaugs par lielumu

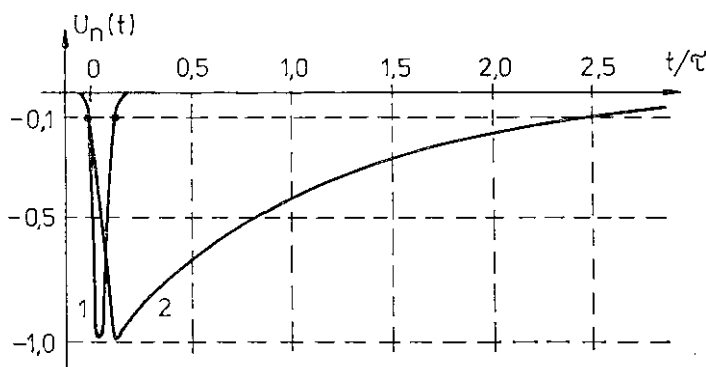
$$U_{ai} = e * M_i / C_s, \quad (5 - 16)$$

bet pēc tam notiks samērā lēna kapacitātes C_s eksponenciāla izlāde caur slodzes pretestību R_s . Sprieguma impulsa forma ir ar strauju kāpumu, kura laiku nosaka strāvas impulsa ilgums t_i , bet krituma ilgums atkarājas no izvēlētā $\tau_s = R_s * C_s$ lieluma kā

$$U_i(t) = U_{ai} * \exp(-t / \tau_s). \quad (5 - 17)$$

Kopējais sprieguma impulsa ilgums sprieguma līmenī $0,1 * U_{ai}$ ir daudz lielāks par strāvas impulsa ilgumu (5.1. att.):

$$t_{ui} = t_i + 2,3 * \tau_s. \quad (5 - 18)$$



5.1. att. Sprieguma impulsa forma, 1 – ja maza slodzes laika konstante; 2 – ja liela.

Tātad, **vienelektrona strāvas impulsa vidējā amplitūda I_e** , kas atkarājas no elektrona daudzkārstotāja pavairošanas koeficienta M_e un impulsa efektīvā ilguma t_e , **FED izejas ķēdē pārveidojas par sprieguma impulsa vidējo amplitūdu U_e atkarībā no slodzes veida:**

$$\begin{aligned} \text{ja } \tau_s \ll t_i, \text{ tad } U_e &= I_e * R_s = e * M_e * R_s / t_e; \\ \text{ja } \tau_s \gg t_i, \text{ tad } U_e &= I_e * t_e / C_s = e * M_e / C_s. \end{aligned} \quad (5 - 19)$$

Abos gadījumos amplitūdas pārveidojas proporcionāli, bet tās forma un ilgums saglabājas tikai pirmajā gadījumā. Toties otrajā gadījumā var iegūt lielāku sprieguma impulsa amplitūdu.

Pārveidošanas proporcionalitātes koeficientu var palielināt, ja samazina slodzes summāro kapacitāti C_s un attiecīgi palielina slodzes pretestības R_s lielumu, saglabājot pastāvīgu laika konstanti τ_s . Reāli summāro kapacitāti var samazināt līdz apmēram 20 pF. Tad FED ar diskrētām dinodēm, kam vienelektrona strāvas impulsa ilgums ir ap 10 ns, izvēloties $\tau_s < 0,1 * t_i$, slodzes pretestības maksimālais lielums $R_s = 50 \Omega$. Bet, ja izvēlas $\tau_s \gg t_i$, tad sprieguma impulsa amplitūdu var iegūt par decimālo kārtu lielāku.

Starpstāvoklī, kad $\tau_s \approx t_i$, lai kvantitatīvi noteiktu sprieguma impulsa formu $U_i(t)$ un ilgumu, vajag zināt strāvas impulsa formu $I_i(t)$, jo spriegums uz slodzes pretestības mainās saskaņā ar izteiksmi [2]:

$$U_i(t) = [\exp(-t / \tau_s) / C_s] * \int I_i(t) * \exp(t / \tau_s) dt. \quad (5 - 20)$$

Kompromisa atrašana starp vienelektrona sprieguma impulsa amplitūdu un ilgumu ir apskatīta darbā [3].

5. 8. Vienelektrona impulsa pārklāšanās varbūtība

Fotonu plūsmas stohastiskais raksturs un vienelektrona strāvas impulsa galīgais ilgums ir par iemeslu, ka daļa no impulsiem daudzkārhošanās procesā pārklājās FED dinožu sistēmā vai, gadījumā, ja tiek lietota integrējoša slodze, saplūst izejas ķēdē un neizdalās kā atsevišķi sprieguma impulsi vienelektrona impulsa selektora (VIS) ieejā. Bez tam gan VIS, gan arī tālākās elektroniskās ierīces ir pašas ar savu impulsa izšķiršanas laiku t_m – tā saucamo mirušo laiku, kura laikā elektroniskā ierīce vēl apstrādā iepriekšējo impulsa un nav gatava pieņemt nākošo. Ja vienelektrona impulss parādās t_m laikā, tad tas samazina reģistrējamo impulsa skaitu.

Vispārīgajā gadījumā, ja parādās impulss laikā t_R – summārajā visas fotonu reģistrēšanas sistēmas mirušajā laikā, tad rodas reģistrēšanas kļūda. Ja pārklāšanās notiek dinožu sistēmā vai integrējoša veida slodzē, tad izmainās vienelektrona impulsa amplitūdas sadalījums un var notikt nepareiza vienelektrona impulsa amplitūdas selekcija. Ja pārklāšanās ir elektroniskajās ierīcēs, tad samazinās fotonu reģistrācija. Ja šādi gadījumi ir daudzi pie lielām fotonu plūsmām, tad mērīšanas rezultāts var būt ar lielu kļūdu. Tamdēļ **visos gadījumos pārklāšanos varbūtību vajag samazināt vai vismaz vienmēr kontrolēt tās reālo lielumu.**

Ja reģistrē lēni mainošu fotonu plūsmu vidējo sekošanas frekvenci, mērot vienelektrona impulsa vidējo frekvenci, un, ja impulsa pārklāšanās gadījumā summārais mirušais laiks t_R ievērojami nepalielinās, tad no izteiksmes (4 – 13) impulsa pārklāšanās varbūtība ir izsakāma kā

$$R = W(t_R, \langle Q_1 \rangle) = 1 - \exp(-t_R / \langle Q_1 \rangle), \quad (5 - 21)$$

kur $\langle Q_1 \rangle$ – vienelektrona strāvas impulsa vidējais parādīšanās periods.

Sistemātiskā reģistrēšanas kļūda impulsa pārklāšanās dēļ atkarājas no attiecības $t_R / \langle Q_1 \rangle$ vai no reizinājuma $t_R * \langle N_1 \rangle$, kur $\langle N_1 \rangle$ – vienelektrona impulsa vidējā sekošanas frekvence. Ar skaitīšanas sistēmu faktiski tiek reģistrēta impulsa sekošanas vidējā frekvence

$$\langle N_2 \rangle = \langle N_1 \rangle - \langle \Delta N_1 \rangle = \langle N_1 \rangle * \exp(-t_R * \langle N_1 \rangle), \quad (5 - 22)$$

kur $\langle \Delta N_1 \rangle$ – impulsu vidējais skaits laika vienībā, kuri netika saskaitīti no īstās plūsmas $\langle N_1 \rangle$ impulsu pārklāšanās dēļ. Tā kā $\langle N_1 \rangle$ ir nezināmais lielums, kuru ir jānosaka, tad praktiska vērtība ir apgrieztai sakarībai $\langle N_1 \rangle = f(\langle N_2 \rangle)$. Šajā gadījumā apgriezto sakarību atklātā veidā var izvest tikai tuvināti, eksponentfunkciju pārvēršot pakāpes rindas summā. Tad pirmajā tuvinājumā

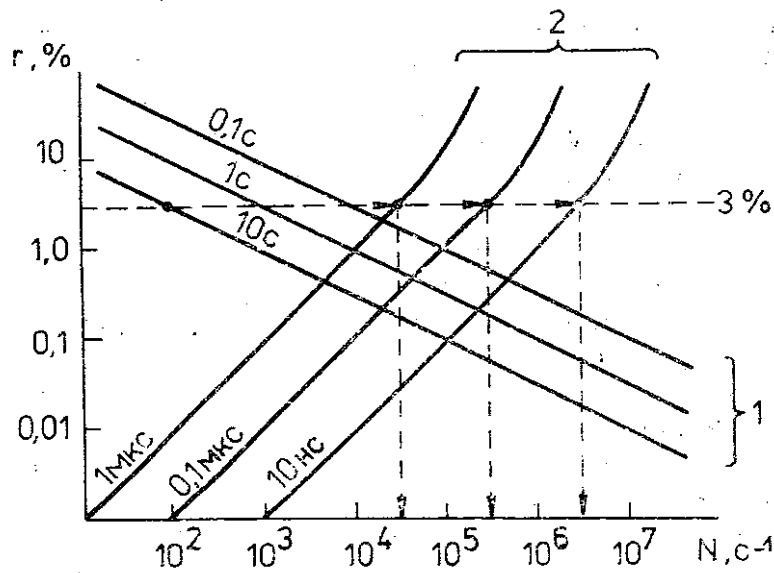
$$\langle N_1 \rangle = \langle N_2 \rangle / (1 - t_R * \langle N_2 \rangle) \quad (5 - 23)$$

un relatīvā impulsu skaita pārklāšanās kļūda aptuveni ir

$$r_R = \langle \Delta N_1 \rangle / \langle N_2 \rangle = 1 / \{ [1 / (t_R * \langle N_2 \rangle)] - 1 \} \approx t_R * \langle N_2 \rangle. \quad (5 - 24)$$

Ar doto tuvinājumu var apmierināties aprēķinos līdz precizitātei ne sliktāk kā 1 %, ja $t_R * \langle N_2 \rangle < 0,1$, pie tam relatīvā pārklāšanās kļūda var sasniegt 10 %.

Ja pieaug lielas fotonu un attiecīgi vienelektrona impulsu plūsmas, tad pārklāšanās varbūtība pieaug jūtami nelineāri. Tas ierobežo fotonu skaitīšanas metodes lietojamo dinamisko diapazonu lielo vidējo impulsu sekošanas frekvenču galā (5.2. att.).



5.2. att. FED vienelektronu impulsu reģistrēšanas nenoteiktība (1), ja integrē signālu 0,1; 1,0 un 10 sekundes ilgi, un relatīvā sistemātiskā kļūda (2), ja reģistratora mirušais laiks ir 1; 0,1 μs un 10 ns, atkarībā no fotonu reģistrēšanas vidējās frekvences.

Parādītās matemātiskās sakarības neatspoguļo sistemātisko kļūdu analīzi impulsu pārklāšanās dēļ, ja fotonu plūsma nav stacionāra, kā arī, ja reģistrējošās sistēmas mirušais laiks atkarījas no impulsu vidējās sekošanas frekvences.

5.9. Fotoelektronu daudzkārtotāja vienelektrona impulsu selekcija

Iespēja filtrēt vienelektrona impulsus pēc amplitūdas un parādīšanās laika ar vienelektrona impulsu selektoru (VIS) principiāli atšķir fotonu skaitīšanas metodikas no tradicionālām strāvas mērīšanas metodēm FED izejā.

Pirmkārt, tiek atšķirti visas trokšņu strāvas un to impulsu fluktuācijas, kas rodas FED vai tā izejas ķēdē un neatbilst vienelektrona impulsu amplitūdas dispersijas diapazonam. Ja mēra izejas strāvu, tad šie trokšņi integrējas kopā ar signālu.

Otrkārt, ja tiek reģistrēts kārtējais vienelektrona impulss, tad rezultātam tiek pieskaitīts viena vienība – 1 bits informācijas. Strāvas mērīšanas gadījumā katru reizi tiek integrēts stohastiskas amplitūdas strāvas impulss, kas fluktuē plašās robežās attiecībā pret tā vidējo lielumu. Pie tam vienelektrona strāvas impulsa vidējā amplitūda eksponenciāli atkarājas no FED barošanas sprieguma izmaiņām. Tamdēļ, reģistrējot FED izejas strāvu, ir daudz lielāka mērījumu nenoteiktība un nestabilitāte salīdzinājumā ar vienelektrona impulsu skaitīšanu.

Treškārt, katrs reģistrētais fotons var tikt lokalizēts laikā ar vislielāko iespējamo precizitāti, ko ierobežo vienelektrona impulsa veidošanās nevienādība, ejot cauri FED, un izejas impulsa kāpuma laika parametri. Moderniem FED ar MKP vienelektrona impulsa laika izkliede nepārsniedz nanosekunžu daļas. Tas atļauj pielietot impulsu laika korelāciju metodes, lai pētītu nestacionāru optisko starojumu fotonu statistiku.

Vienelektrona **impulsu amplitūdas selekcija un laika piesaiste ir galvenie uzdevumi, kas jārealizē ar elektroniskām ierīcēm, izstrādājot VIS**. Pārējās impulsu reģistrēšanas ierīces tiek plaši lietotas arī citās tehnikas nozarēs, tāpēc tās ir tikai jāpielāgo fotonu reģistrēšanas konkrētajam uzdevumam. No VIS realizēšanas parametriem atkarājas fotonu skaitīšanas jutība, dinamiskais diapazons un laika izšķirtspēja. Bez šaubām, pirmkārtīga nozīme ir lietojamā FED vienelektrona parametriem. Taču no VIS atkarājas, cik optimāli var izmantot konkrēto vienelektrona FED fotonu reģistrēšanas uzdevumu risināšanai.

Vienelektrona impulsu amplitūdas selekcija nozīmē to, ka no visiem sprieguma impulsiem, kas parādās uz slodzes pretestības un raksturojas ar vidējo sekošanas frekvenci $\langle N \rangle$ un amplitūdas sadalījumu ar varbūtības blīvumu $P(U, \langle U \rangle)$, tiek nošķirti tie impulsi, kas neatbilst vienelektrona impulsu amplitūdas dispersijas visvairāk varbūtīgam diapazonam. Reāliem FED parasti trokšņu impulsu un signāla impulsu amplitūdas sadalījumi pārklājas, jo daļa no trokšņu impulsiem rodas ED ieejā un līdzīgi daudzkārtšojas kā signāla impulsi. Piemēram, no termoemisijas vai autoelektronu emisijas. Faktiski tie arī ir vienelektrona impulsi, bet rodas neatkarīgi no fotokatoda apgaismojuma un tos ar amplitūdas selekciju nevar nošķirt no signāla impulsiem. Tātad, signāla vienelektrona impulsu amplitūdas sadalījumi $P_s(U, U_e)$ un amplitūdas sadalījumi summāriem trokšņu impulsiem $P_t(U, \langle U_t \rangle)$ var ievērojami sakrist, pie tam īpaši mazo amplitūdu apgabalā. Impulsu amplitūdas selekcijas galvenais uzdevums ir palielināt attiecību signāls/traucējumi. Šeit un turpmāk termina “troksnis” vietā lietosim jēdzienu “traucējumi”, lai atšķirtu fotonu dabisko troksni to fluktuāciju dēļ no citiem traucējošiem impulsiem.

Apskatot amplitūdas selekciju, aprobežosimies tikai ar signāla un traucējumu impulsu statistiskiem parametriem, neievērojot to dinamiskās īpašības. Bez šaubām, tas ir tuvinājums, bet pietiekams, ja apskata tikai vāju un stacionāru fotonu plūsmu reģistrāciju. Tādā tuvinājumā var uzskatīt, ka VIS ieejā nokļūst līdztekus divas neatkarīgas impulsu plūsmas: signāla un traucējumu: $\langle N \rangle = \langle N_s \rangle + \langle N_{tr} \rangle$. Impulsu amplitūdu selektors laiž cauri un normē tikai tos impulsus, kuru amplitūdas iekļaujas robežās no U_1 līdz U_2 . Tātad, VIS izejas impulsu vidējā frekvence ir izsakāma kā

$$\langle N_{iz} \rangle = \langle N_{siz} \rangle + \langle N_{triz} \rangle = \langle N_s \rangle * \int P_s(U, U_e) dU + \langle N_{tr} \rangle * \int P_{tr}(U, \langle U_{tr} \rangle) dU, \quad (5 - 25)$$

kur integrēšana notiek robežās no U_1 līdz U_2 .

Tipiskā gadījumā, kad signāla impulsu sadalījums P_s atšķiras no traucējumu impulsu sadalījuma P_{tr} , to integrāli robežās $\Delta U = U_2 - U_1$ ir ar dažādu lielumu – $\beta_s(\Delta U)$ un $\beta_{tr}(\Delta U)$. Pieskaņojot robežvērtības U_1 un U_2 , var iegūt maksimālo nevienlīdzību $\beta_s(\Delta U) > \beta_{tr}(\Delta U)$, kas atļauj optimizēt impulsu amplitūdas selekciju attiecībā pret signāls/traucējumi lielumu:

$$\langle N_{siz} \rangle / \langle N_{triz} \rangle = (\langle N_s \rangle / \langle N_{tr} \rangle) * [\beta_s(\Delta U) / \beta_{tr}(\Delta U)]. \quad (5 - 26)$$

Lielums $\beta_s(\Delta U) = \beta$ – FED izejas impulsu amplitūdas selekcijas koeficients, ir viens no galvenajiem faktoriem fotonu skaitīšanas efektivitātei (skat. p. 5.3).

Vienelektrona impulsa pienākšanas laika fiksācijas precizitāte atkarājas no sprieguma impulsa uzauguma laika lieluma t_f un VIS ātrdarbības. Ja lieto mazinerciālu slodzi ar $\tau_s < t_f$ un attiecīgi ātrdarbīgu VIS, tad, ja apakšējais diskriminācijas līmenis $U_1 = \text{const}$, impulsa laika fiksācijas precizitāte ir “izsmērēta” t_f robežās, jo impulsu amplitūdas fluktuē. Lai to novērstu, papildus pielieto ierīci ar proporcionālu pret impulsa katreizējo amplitūdu nostrādāšanas līmeni $U_p = p * U_a$, kur $p < 1$ [4]. Šajā gadījumā paliek neprecizitāte, ko rada signāla nevienādie laiki, ejot cauri FED (“džiters”). To var samazināt, ja ierobežo fotokatoda laukumu un ieregulē FED elektrodu spriegumus. Tādā veidā ar FED no diskrētām dinodēm var panākt fotonu fiksāciju laikā līdz **0,1 ns**.

5.10. Sliekšņa jutības optimizācija ar vienelektrona impulsa amplitūdas selekciju

Lielākam vairumam FED traucējumu impulsa amplitūdas sadalījumu funkcijas vērtības ir nobīdītas uz mazo amplitūdu pusi salīdzinājumā pret vienelektrona impulsa vidējo amplitūdu U_e , kas ir pamatparametrs (repers) signālam. Tāpēc ir jēga amplitūdas selekcijai lietot tikai apakšējo sliekšni $U_1 = U_d$ un to uzdot kā daļu attiecībā pret U_e : $\alpha = U_1 / U_e$, kas izslēdz summāro daudzkārsošanas un pastiprināšanas koeficienta ietekmi līdz amplitūdas selektoram. Tādā gadījumā amplitūdas selekcijas koeficients $\beta = \beta_s(\alpha)$ un vidējā traucējumu impulsa sekošanas frekvence $\langle N_{triz} \rangle = \langle N_{tr} * \beta_{tr}(\alpha) \rangle$ atkarājas no viena vispārināta mainīgā α – amplitūdas diskriminācijas normētais sliekšnis. To nosaka attiecībā pret repera lielumu U_e tā skaitliskajās daļās.

Lielumi $\beta(\alpha)$ un $\langle N_{tr}(\alpha) \rangle$ faktiski kalpo par noteikta FED eksemplāra tiešiem raksturlielumiem un neatkarājas no konkrētām elektroniskajām ierīcēm, kas reģistrē FED izejas impulsus. Funkcija $\beta_s(\alpha)$ atspoguļo daudzkārsošanas koeficienta dispersiju dinožu sistēmā kā vienelektrona impulsa amplitūdas integrālo sadalījumu:

$$\beta_s(\alpha) = \int P_s(U, U_e) dU, \quad (5 - 26)$$

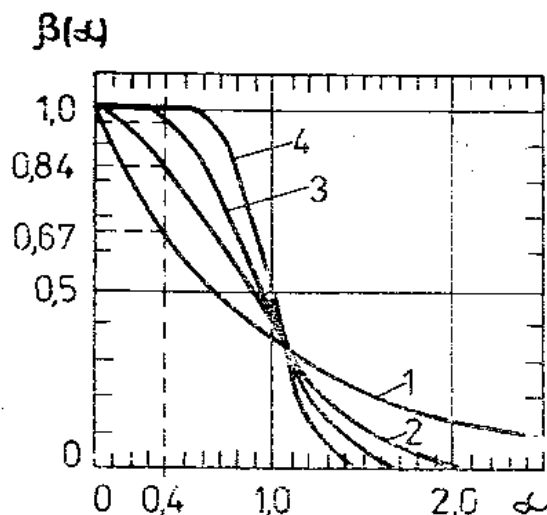
integrējot no $\alpha * U_e$ līdz ∞ .

FED ar izteiktu Puasona sadalījumu vienelektrona impulsa amplitūdām, ko nosaka pietiekami liels sekundārās emisijas koeficients pirmajai dinodei, amplitūdas selekcijas koeficients $\beta_s(\alpha)$ pie $\alpha = 1$ skaitliski diezgan precīzi vienāds **0,5**. Ja samazina normēto diskriminācijas līmeni α , tuvojoties **0**, tad $\beta_s(\alpha)$ lielums tuvojas **1**, pie tam straujāk tiem FED, kam ir izteiktāks Puasona sadalījums vienelektrona impulsa amplitūdām. Skaitliskie lielumi $\beta_s(\alpha_i)$ noteiktiem lielumiem α_i pietiekami labi parāda dotā FED spēju izejā izdalīt vienelektrona impulsus no traucējumiem.

5.3. attēlā parādīti četri teorētiskie vienelektrona impulsa amplitūdas sadalījumi ar atšķirīgām dispersijām. Diskriminācijas līmenim zemākam par U_e (piemēram, $\alpha = 0,4$) sadalījumiem ar mazāku dispersiju vienelektrona impulsa reģistrācijas efektivitāte pieaug, bet pie $\alpha > 1$ straujāk iziet uz minimālo lielumu. Starpība $\Delta\beta_s = \beta_s(\alpha_1 < 1) - \beta_s(\alpha_1 > 1)$ diviem normētiem diskriminācijas līmeņiem (piemēram, $\alpha_1 = 0,5$ un $\alpha_2 = 1,5$) parāda varbūtības lielumu reģistrēt vienelektrona impulsus noteiktā amplitūdas diapazonā ap to vidējo lielumu U_e . Tas pilnīgi pietiekami raksturo doto FED vienelektrona impulsa reģistrēšanas paņēmienam.

Praktiska nozīme ir noteikt traucējumu impulsa vidējo sekošanas frekvences skaitliskos lielumus normētiem diskriminācijas līmeņiem – $\langle N_{tr}(\alpha_i) \rangle$, kur, piemēram, $\alpha_i = 0,1; 0,2; 0,5; 1; 2; 5; 10$. Rādījumi pie lieliem α_i ir vajadzīgi, lai konstatētu daudzelektrona traucējumu impulsa klātbūtni, kas vajadzīgi, lai izvērtētu nepieciešamību pēc diferenciālā diskriminācijas režīma. Bez šaubām, lielumu $\langle N_{tr}(\alpha_i) \rangle$ skaitliskās vērtības ir jānosaka, darbinot doto FED noteiktā darba režīmā un apstākļos (spriegums, temperatūra, ārējie lauki u. c.).

Zināma problēma var rasties, nosakot dotajam FED izvēlētajā darba režīmā vidējo vienelektrona impulsa amplitūdu U_e . Lai to veiktu, autors ir izstrādājis vienkāršu paņēmieni [5] un ierīci [6], kas to dara automātiski visa veida impulsa amplitūdas sadalījumiem [7].



5.3. att. Teorētiskie vienelektrona impulsu amplitūdas integrālie sadalījumi: eksponenciālais – 1 un Puasona – 2-4, ja pirmās dinožu kaskādes daudzkārsšošanas koeficients $\langle m \rangle$ atbilstoši ir 4, 10 un 30.

FED reālo fotonu reģistrēšanas jutību, t. i., signāla izdališanu no traucējumu fona, ierobežo traucējumu impulsu skaita fluktuācijas integrēšanas laika intervālā Δt . Tādā skatījumā attiecību signāls/traucējumi var izteikt kā

$$K = \langle N_s \rangle * \Delta t / \langle \Delta(N_{tr} * \Delta t) \rangle. \quad (5 - 27)$$

Labiem vienelektrona FED raksturīga ir neliela traucējumu impulsu vidējā sekošanas frekvence $\langle N_{tr}(\alpha) \rangle$ vienelektrona impulsu amplitūdas dispersijas diapazonā (piemēram, no $\alpha = 0,2$ līdz $\alpha = 2,0$) un neievērojamas korelācijas starp signāla un traucējumu impulsiem vai savstarpēji. Ideālā gadījumā traucējumu impulsi veido Puasona notikumu plūsmu, kuras dispersija $(\langle \Delta n_{tr} \rangle)^2 = \langle N_{tr} \rangle * \Delta t$. Tādas traucējumu impulsu fluktuācijas reālam FED ir svarīgs raksturlielums un nepieciešamais kritērijs vienelektrona FED atlasē, lai to lietotu ļoti vāju optisko starojumu plūsmu mērījumos. Tādiem FED izejas impulsu amplitūdas selekcijas efektivitāti var izteikt ar sakarību

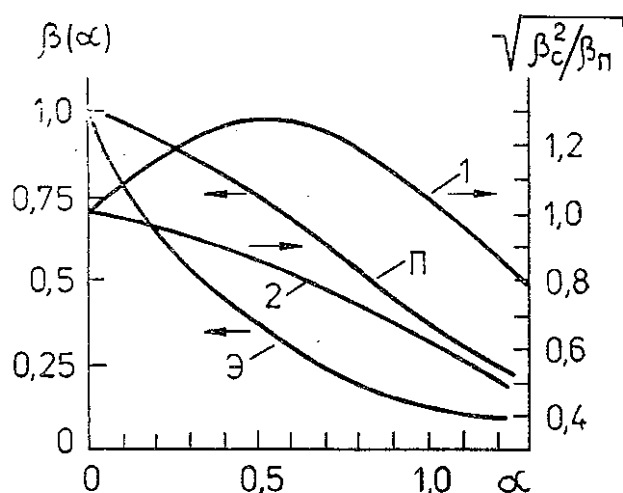
$$K_{iz} = \langle N_s \rangle * \beta_s(\alpha) * \Delta t / (\langle N_{tr} * \beta_{tr}(\alpha) * \Delta t \rangle)^{1/2} = K * [\beta_s^2(\alpha) / \beta_{tr}(\alpha)]^{1/2}, \quad (5 - 28)$$

kur K un K_{iz} – attiecība signāls/traucējumi VIS ieejā un izejā.

Sakarība (5 – 28) parāda, ka, lai optimizētu impulsu amplitūdas selekciju, diskriminācijas sliekšnim α ir jāatrodas līmenī, kurā attiecība $\beta_s^2(\alpha) / \beta_{tr}(\alpha)$ ir maksimāla. Tas parādīts 5.4. att. Pirmajā gadījumā amplitūdas spektri signāla un traucējumu impulsiem FED izejā atšķiras. Signāla impulsiem normētais amplitūdu sadalījums (P) ir Puasona ar parametru $\langle m \rangle = 4$, bet traucējumiem – eksponenciāls (E) ar vidējo amplitūdu pie $\alpha = 0,5$. Pēc impulsu amplitūdas selekcijas maksimums attiecībai signāls/traucējumi ir pie $\alpha = 0,6$, pie tam amplitūdas selekcijas koeficients signālam $\beta_s(\alpha) = 0,7$, traucējumiem – $\beta_{tr}(\alpha) = 0,3$. Tātad signāla reģistrēšanas efektivitāte samazinās par 30 %, bet traucējumiem – 70 %. Ja samazina diskriminācijas līmeni, tad straujāk pieaug traucējumu impulsu reģistrācija, nekā signāla.

Otrajā gadījumā traucējumu un signāla impulsiem amplitūdu sadalījumi sakrīt. Tas nozīmē, ka traucējumu impulsi arī ir vienelektrona (piemēram, rodas no fotokatoda elektronu termoemisijas). Šajā gadījumā ar impulsu amplitūdas selekciju nevar panākt attiecības signāls/traucējumi uzlabojumu. Diskriminācijas līmenis ir jāuzstāda pēc iespējas mazāks, bet tāds, lai tas būtu relatīvi

stabilis un arī droši aizsargātu no ārējiem elektromagnētiskā lauka impulsu iespējamām traucējumiem.



5.4. att. Attiecības signāls/traucējumi atkarība no normētā diskriminācijas sliekšņa α : 1 – integrālie trokšņu un signāla impulsu amplitūdas sadalījumi atšķiras (līknes П un Э), 2 – tās sakrīt (līkne П).

Atsauces 5. nodaļā:

1. С. С. Ветохин, И. Р. Гулаков, А. Н. Перцев, И. В. Резников. Одноэлектронные фотоприемники. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 160 с.
2. Л. С. Горн, И. С. Крашениников, В. И. Хазанов. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. – М., 1963. – 292 с.
3. О. Е. Вилитис, А. К. Гайлис. Оценка прохождения одноэлектронного импульса тока анода ФЭУ через его выходную цепь. // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1985. – № 4. – С. 24-33.
4. Я. Э. Тибергс, Ю. К. Вейнбергс, Я. Л. Янсонс, А. Я. Банга, Э. Э. Гарденак. Комплект приборов статистического счета фотонов во времени. // Методы и аппаратура для физических исследований. – Рига, 1989. – С. 55-69.
5. А. с. 945926 СССР. Способ измерения коэффициента усиления электронного умножителя / Е. М. Абрамов, Ю. Д. Кутенин Я. Л. Янсонс и др. // Открытия. Изобретения. – 1982, № 27, 246 с.
6. А. с. 953684 СССР. Устройство автоматического измерения коэффициента усиления электронного умножителя / Е. М. Абрамов, Ю. Д. Кутенин Я. Л. Янсонс и др. // Открытия. Изобретения. – 1982, № 31, 270 с.
7. Я. Л. Янсонс Автоматическое измерение средней амплитуды импульсов фотоэлектронных умножителей. // Автоматизация научных исследований. – Рига, 1982. – С. 85 – 99.

6. Fotoelektronu daudzkārtotāju vienelektrona raksturlielumu mērīšanas principi

Fotonu skaitīšanas metodikas attīstības laikā publicēti daudzi pētījumi par vienelektrona raksturlielumiem dažādiem FED tipiem (sk. [1] un atsauces tajā). Bet pagaidām vēl nav standartizēti vienelektrona raksturlielumi un to mērīšanas metodes. Tāpēc **publicētos rezultātus var uzskatīt tikai kā kvalitatīvus, kas nesniedz kvantitatīvus datus.**

Šādos apstākļos katram, kas izmanto vai grib izmantot FED vienelektrona darbības režīmā, ir **jābūt savai mēraparatūrai vienelektrona raksturlielumu noteikšanai.** Tā kā vienelektrona raksturlielumi atkarājas no FED slēguma veida un darbības apstākļiem, tad **lietderīgi izmantot šim mērķim to pašu aparatūru, ko izmanto fotonu reģistrēšanai** [2].

Tālāk tiks apskatīts, kā ar tipisko aparatūru, ko izmanto fotonu reģistrēšanai, var izmērīt nepieciešamos FED vienelektrona raksturlielumus. Bez tam tiek analizēti galvenie traucējumu impulsu avoti, izdalot stacionāros un dinamiskos traucējumus.

6.1. Mēraparatūras īpašības

Katra fotonu skaitīšanas sistēma sastāv no regulējama FED elektrobarošanas avota, vienelektrona impulsu amplitūdas selektora un standartimpulsu skaitītāja laika vienībā. Vienelektrona impulsu amplitūdas selektors parasti sastāv no impulsu pastiprinātāja, amplitūdas diskriminatora un izejas standartimpulsu formētāja. Par skaitītāju var izmantot rūpnieciski ražotos frekvenčmērus. Lai mērītu vienelektrona raksturlielumus, nepieciešams papildus paredzēt:

- 1) **pietiekami plašās robežās regulējamus VIS diskriminācijas sliekšņus ar graduētām skalām;**
- 2) **iespēju pieslēgt platjoslas oscilogrāfu pastiprinātāja izejā pirms amplitūdas selektora;**
- 3) **stabilu optiskā starojuma plūsmu uz fotokatodu ar iespēju regulēt tā spektrālo sastāvu visā fotonu reģistrēšanas dinamiskajā diapazonā;**
- 4) **gaismas slēgu pirms fotokatoda;**
- 5) **FED temperatūras stabilizāciju un mērīšanu.**

Pārējās prasības jābūt saskaņā ar FED pasē uzdotajām.

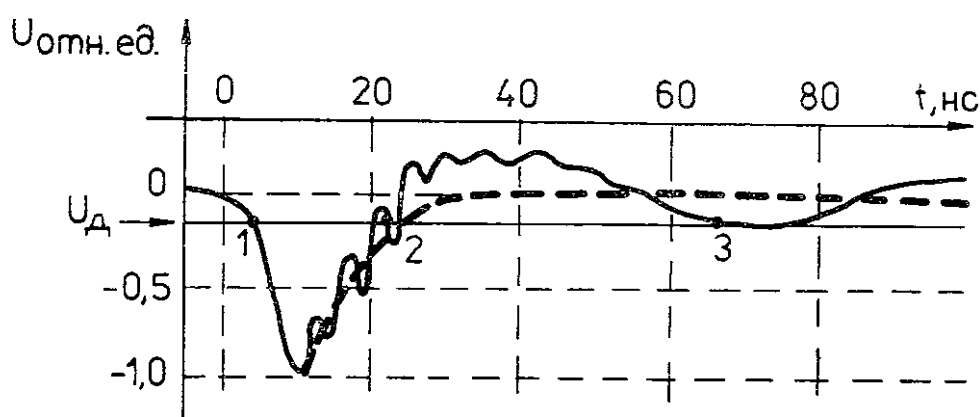
Pirms vienelektrona impulsu raksturlielumu mērīšanas ir **nepieciešams noteikt mērsistēmas ķēžu paštrokšņu lielumu.** Tamdēļ uz FED neapgaismotā stāvoklī ir jāpadod minimāls barošanas spriegums, pie kāda tā daudzkārtotāšanas koeficienta lielums nav pietiekams, lai reģistrētu FED vienelektrona impulsus. Ar oscilogrāfu pastiprinātāja izejā pirms amplitūdas selektora jāizmēra paštrokšņu impulsu maksimālā amplitūda, kas nosaka diskriminatora minimālā sliekšņa lielumu U_{d0} , pie kura tiek pilnībā diskriminēti visi ķēdes un pastiprinātāja paštrokšņu impulsi. Ja tiek konstatēti pārāk lieli paštrokšņu impulsi, tad jānosaka to izcelsmes avoti (nepareizs zemējums, lielas FED barošanas avota pulsācijas, elektromagnētiskais starojums no blakus strādājošām impulsu iekārtām) un tie jālikvidē.

6.2. Vienelektrona impulsu oscilografēšana

Ar platjoslas oscilogrāfu var novērot un fiksēt FED izejas impulsus. Parasti oscilogrāfa jutība ir par mazu, lai tieši FED izejā varētu to izdarīt. Tādēļ to dara vienelektrona impulsu amplitūdas selektora (VIS) pastiprinātāja izejā pirms amplitūdas selektora, jo tur ir vissvarīgāk zināt reģistrējamo impulsu parametrus. Ja oscilogrāfa izvērsi sinhronizē no VIS izejas impulsiem, tad var oscilografēt tos impulsus, kas atbilst amplitūdas selekcijas diapazonam (3.3. att.). Ja to izvēlas šauru, tad var noteikt pietiekami labi izejas impulsu formu (3.2. att.). Ja nav apgaismots FED fotokatods, tad var novērot traucējumu impulsu parametrus. Apgaismojot fotokatodu pietiekami intensīvi, var oscilografēt fotonu radītos vienelektrona impulsus.

Platjoslas oscilogrāfam jāvar reģistrēt II-veida impulsu augšanas fronti (kāpumu) ar izšķiršanu ne sliktāku par 1/3 daļu no FED impulsu frontes augšanas ilguma. VIS pastiprinātāja izejā var novērot kopēji radīto impulsu formu, ko ietekmē gan pats FED, gan tā slodzes ķēdes parametri, gan arī pastiprinātāja īpašības. Bet tas viss veido impulsu formu, kuras kropļojumi ietekmē impulsu amplitūdas selekciju un laika izšķiršanas parametrus.

Visbiežāk tiek novēroti kropļojumi kā “zvans” – augstfrekvences un/vai zemfrekvences svārstības impulsa kritumā (6.1. att.). Visām elektriskām ķēdēm ir izkliedētas reaktīvās pretestības, kas veido lokālus svārstību kontūrus. Jā uz tiem iedarbojas īss strāvas impulss, tie “nozvana” ar sev raksturīgo rezonanses frekvenci kā mehāniskais zvans, ja pa to uzsit. No kontūru labuma atkarājas zvana amplitūdas lielums un ilgums. Stohastiskiem impulsiem ir liels amplitūdas diapazons. Tāpēc liela impulsa kritumā var novērot zvana svārstības, kuru amplitūda var pārsniegt diskriminācijas līmeni U_d . Tādā gadījumā VIS izejā parādīsies lieki impulss kā dinamiskie traucējumi, korelēti ar iepriekšējo impulsu. To ir obligāti jānovērš, lai nerastos fotonu reģistrācijas kļūdas.



6.1. att. Vieni elektrona impulsa izskats pastiprinātāja izejā pirms amplitūdas diskriminatora, ja FED ir slikti saskaņots ar pastiprinātāja ieeju. Impulsa kropļojumi – augstfrekvences zvans un zemfrekvences svārstības, izsauc kļūdainu diskriminatora nostrādāšanu punktos 2 un 3.

Augstfrekvences svārstības FED izejas ķēdē parasti var samazināt, ieslēdzot anoda un pēdējo dinožu barošanas pievadus rezistorus ar nelielu pretestību (25 – 100 Ω). Tas samazina parazītisko kontūru labumu. Zemfrekvences svārstības rodas pastiprinātājā kā “nulles” līnijas izsvārstījumi pēc impulsa. To cēlonis ir reaktīvo elementu lietojums pastiprinātāja shēmā. Vajag izvairīties no pastiprinātāju kaskāžu atsaistīšanas vienu no otras ar kondensatoriem, lai izdalītu impulsus no līdzstrāvas komponentes. Impulsi pastiprinātājam ir jābūt ar galvaniskām saitēm.

Signāla impulsu reģistrēšanas kļūdas stohastiskiem impulsiem ir smērā grūti noteikt un likvidēt. Bet tas apstāklis, ka šādas kļūdas var būtiski ietekmēt fotonu reģistrēšanas procesu, liek rūpīgi noregulēt un kontrolēt visu analogo signālu reģistrēšanas kanālu – no FED izejas līdz amplitūdas diskriminatoriem. Tikai pēc tam ir jēga mērīt FED vienelektrona raksturlielumus un noteikt tā labāko darba režīmu.

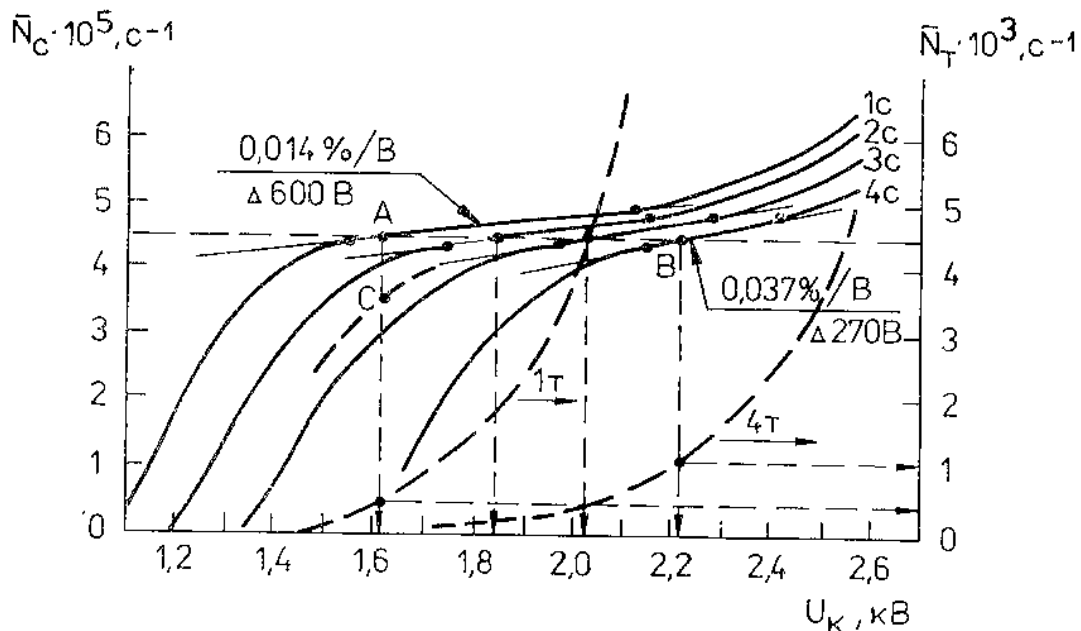
6.3 Skaitīšanas raksturlīknes

Skaitīšanas raksturlīknes (3.5. att.) parāda, pie kāda amplitūdas diskriminācijas līmeņa un FED barošanas sprieguma ir visstabilākais impulsu reģistrēšanas režīms. Tās var vienkārši uzņemt. Priekš tā vajag uzstādīt noteiktu amplitūdas diskriminācijas zemāko līmeni U_d VIS integrālajā darba veidā un mainīt FED barošanas spriegumu, kad fotokatods nav apgaismots un kad tas ir

apgaismots ar pastāvīgu optisko starojumu. Tiek mērīta impulsu sekošanas vidējā frekvence $\langle N_t \rangle$ vai $\langle N_{t+g} \rangle$ kā funkcija no U_k , neapgaismojot fotokatodu un attiecīgi pie noteikta apgaismojuma. Raksturlīknēs $\langle N_t(U_k) \rangle$ un $\langle N_{t+g}(U_k) \rangle$ parasti ir iegūstams tā saucamais “plato” apgabals, kurā impulsu reģistrēšanas vidējā frekvence vislēzenāk pieaug. Plato lēzenumu raksturo tā stāvums:

$$S = 100 * \langle \Delta N \rangle / (\langle N \rangle * \Delta U_k), (\%/V). \quad (6-1)$$

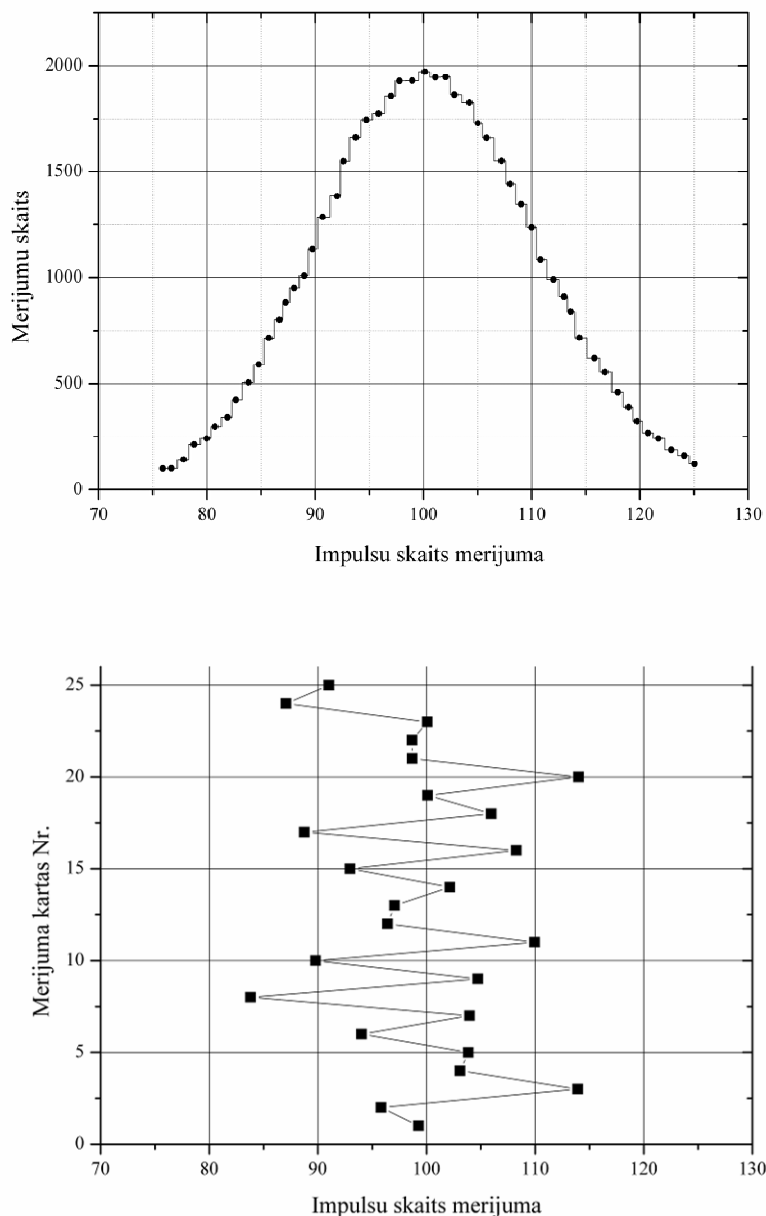
Straujš līknes izliekums pirms plato sākuma un liels plato garums $\Delta U_k = U_{ka} - U_{kz}$ liecina par to, ka FED ir labs Puasona sadalījums impulsu amplitūdām. Ja tas tā ir gan tumsas, gan arī gaismas impulsiem, tad var secināt, ka tumsas impulsi pamatā rodas no fotokatoda elektronu termoemisijas un tie arī ir vienelektrona impulsi. Par to var pārliecināties, ja izmaina fotokatoda temperatūru. Parasti vienelektrona tumsas impulsu sekošanas vidējā frekvence no temperatūras atkarājas pēc eksponenciāla likuma (aptuveni divas reizes, izmainot temperatūru par 10 grādiem). Ja lieto vidējās strāvas mērīšanas metodi FED izejā, tad vidējā strāva pieaug kā pakāpes funkcija (kvazieksponeciāli) no FED barošanas sprieguma, jo kaskādes daudzkārtības koeficients noteiktās robežās ir proporcionāls barošanas spriegumam. Jau tādēļ vien ir vērts lietot skaitīšanas metodi, lai uzlabotu optiskā starojuma intensitātes mērīšanas stabilitāti no FED barošanas sprieguma nekontrolējamām izmaiņām.



6.2. att. FED tipam ФЭУ-118 Nr. 58 gaismas (C) un tumsas (T) skaitīšanas raksturlīkņu saimes uzņemtas pie dažādiem amplitūdas diskriminācijas līmeņiem: 1C un 1T – 0,2 mV, 2C – 0,6 mV, 3C – 1,2 mV, 4C un 4T – 6,0 mV.

Līdztekus daudzkārtības un traucējumu raksturlielumiem ir arī svarīga fotokatoda kvantu efektivitāte noteiktā spektra apgabalā, fotokatoda jutīgais laukuma lielums un tā jutības nevienādība jeb zonu raksturojums, kā arī FED izšķirtspēja laikā. Tamdēļ reti var atrast FED eksemplāru, kas apmierina visus nepieciešamos raksturlielumus. Bieži tieši skaitīšanas raksturlīknes ir sliktas. Tamdēļ nepieciešams atrast FED labāko darba režīmu.

Plašāku informāciju par FED darbību dod skaitīšanas raksturlīkņu saimes, uzņemtas pie attiecīgi vairākiem fiksētiem amplitūdas diskriminācijas līmeņiem U_{di} (6.2. att.).



6.3. att. Augšā attēlots 50 000 mērījumu statistiskais sadalījums vienelektrona impulsu plūsmai fotoelektrona daudzkārtotājam $\Phi\Theta Y-79$ (Nr. 432, 1972. g.), ja vidējā impulsu sekošanas frekvence ir 100,5 Hz. Apakšā – 25 cits citam sejoši mērījumi.

Mērot skaitīšanas raksturlīknes un atlasot vislabāko FED, jāņem vērā arī signāla reģistrēšanas statistika un stabilitāte. Gaismas un tumsas impulsu vidējai sekošanas frekvencei jāpakļaujas Puasona statistikai. Novirzes no šīs statistikas liecina par parazītiskiem procesiem FED darbībā, kas var izpausties kā:

1) “nogurums” – signāls FED izejā pēc konstanta fotokatoda apgaismojuma sākuma strauji uzaug, bet pēc tam monotoni samazinās līdz kādam konstantam lielumam;

2) anomāla jutība – pretējs efekts “nogurumam” – monotoni uzaug līdz kādam konstantam lielumam;

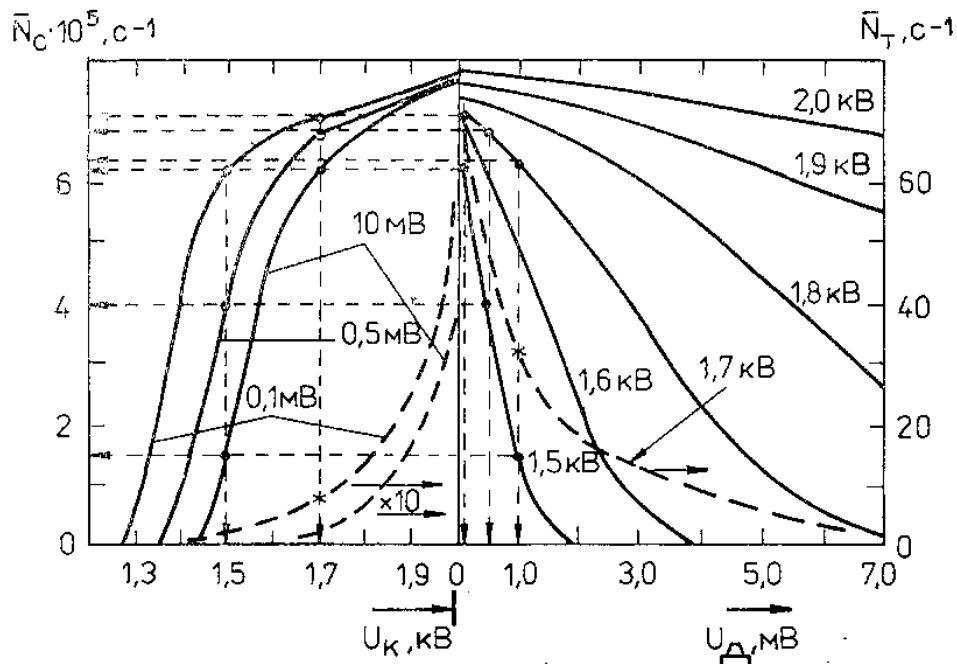
3) “atmiņa” – pēc apgaismojuma lecienvēidīgas samazināšanas vai tā izslēgšanas signāls uzreiz nesamazinās līdz attiecīgajam līmenim, bet salīdzinoši lēnām “nopeld” līdz tam.

Parasti FED stabilitāte un linearitāte pasliktinās pie paaugstināta barošanas sprieguma, t. i., pie liela daudzkārtotības koeficienta.

Lai noskaidrotu impulsu skaita statistiku, nepieciešams izdarīt daudzus mērījumus un rezultātus statistiski apstrādāt, ko grūti izdarīt bez skaitļošanas tehnikas izmantošanas. FED vienelektrona impulsu skaitīšanas normāla statistika parādīta 6.3 attēlā.

6.4. Impulsu amplitūdas sadalījumi

Gaismas un tumsas impulsu amplitūdas integrālie sadalījumi $\langle N_{s+t}(U_d) \rangle$ un $\langle N_t(U_d) \rangle$, kas iegūti kā vidējā impulsu skaita laika vienībā atkarība no diskriminācijas sliekšņa U_d VIS integrālās diskriminācijas darba veidā pie noteikta FED barošanas sprieguma U_k skaitīšanas raksturlīknes plato diapazonā, satur tiešāku informāciju par FED vienelektrona īpašībām kā skaitīšanas raksturlīknes. 6.4. attēlā ir salīdzinātas skaitīšanas raksturlīknes ar impulsu amplitūdas integrālajiem sadalījumiem. Pietiekami blīvi uzņemtās skaitīšanas raksturlīkņu saimes faktiski satur ekvivalentu informāciju par integrālajiem amplitūdu sadalījumiem, jo vietām tiek apmainīts parametrs U_d ar mainīgo U_k . Praktiski gan grūtāk realizēt diskriminācijas sliekšņa U_d maiņu plašā diapazonā nekā FED barošanas spriegumu U_k . Toties impulsu amplitūdas integrālie sadalījumi dod tiešā veidā skaitlisku informāciju par impulsu reģistrēšanas efektivitāti, pie tam ērti lietojamā veidā.



6.4. att. Skaitīšanas raksturlīkņu salīdzinājums ar impulsu amplitūdas integrālajiem sadalījumiem fotoelektronu daudzkārtotājam ФЭУ-106 Nr. 128.

Integrālos impulsa skaita vidējās sekošanas frekvences amplitūdu integrālos sadalījumus $\langle N_{s+t}(U_d) \rangle$ un $\langle N_t(U_d) \rangle$ var viegli normēt attiecībā pret $\langle N_{(s+t)0} \rangle$ un $\langle N_{t0} \rangle$, kas nomērīti pie minimālā diskriminācijas līmeņa U_{d0} , pie kura vēl netiek reģistrēti FED izejas ķēdes un pastiprinātāja paštrokšņi. No normētiem sadalījumiem nav grūti izrēķināt impulsu vidējās amplitūdas lielumu [3]:

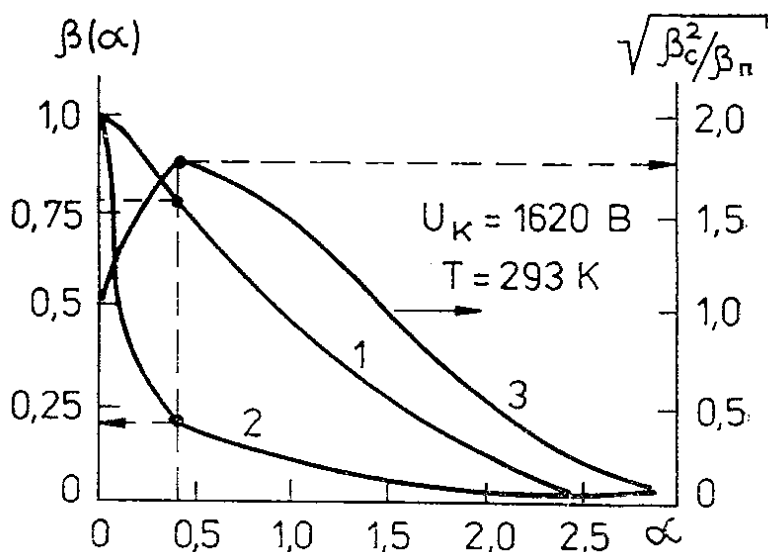
$$U = U_{d0} + \Delta U * \sum \langle N_i \rangle / \langle N_0 \rangle, \quad (6-2)$$

summējot no $i = 0$ līdz m , kur $\langle N_i \rangle$ – vidējās impulsu sekošanas frekvences lielumu virkne, kas nomērīta, mainot diskriminācijas sliekšni U_d ar vienādu soli ΔU diapazonā no U_{d0} līdz maksimālam lielumam U_{dm} , pie kura impulsu skaita vidējā frekvence ir neievērojami maza.

Ja nomērītais gaismas impulsu amplitūdas sadalījums $\langle N_{s+t}(U_d) \rangle$ satur nelielu daudzumu traucējumu impulsu, tad $\langle U_s \rangle = U_e$, t. i. gaismas impulsu vidējā amplitūda, izrēķināta no izteiksmes (6-2), ir vienāda ar vienelektrona impulsu vidējo amplitūdu U_e – FED vienelektrona darbības režīma repera lielumam. Tādā gadījumā izdevīgi lietot amplitūdas diskriminācijas sliekšņa normēto lielumu $\alpha = U_d / U_e$; pie kam

$$\langle N_g(\alpha) \rangle / \langle N_{g0} \rangle = \beta_g(\alpha) \quad \text{un} \quad \langle N_t(\alpha) \rangle / \langle N_{t0} \rangle = \beta_t(\alpha), \quad (6-3)$$

kas ir attiecīgi normētie integrālie signāla un traucējumu impulsu amplitūdas sadalījumi. To ievērojot, lai noteiktu FED vienelektrona parametrus un optimizētu to vienelektrona darba režīmu, var izmantot principus, kas izklāstīti iepriekš 5.10 sadaļā.



6.4. att. Fotoelektronu daudzkārsotāja ФЭУ-118 Nr. 58 normētie gaismas (1) un tumsas (2) impulsu amplitūdas integrālie sadalījumi un attiecības signāls/traucējumi atkarība no normētā diskriminācijas sliekšņa – 3.

Kā piemēru apskatīsim (6.4. att.) FED tipam ФЭУ-118 izmērītās un atbilstoši apstrādātos amplitūdu sadalījumus $\beta_g(\alpha)$ un $\beta_t(\alpha)$, kuram skaitīšanas raksturlieknes ir parādītas 6.2. att. Optimālā diskriminācijas sliekšņa aprēķins dod lielumu $\alpha=0,4$, kas atbilst absolūtam diskriminācijas sprieguma līmenim $U_d=1 \text{ mV}$ pie katoda sprieguma $U_k=1600 \text{ V}$. Tāds režīms skaitīšanas raksturlieknēs (6.2. att.) ir atzīmēts ar punktu C, kas neatrodas plato rajonā, bet dod par 50 % lielāku signāls/troksnis attiecību, kā arī trokšņu impulsu vidējā sekošanas frekvence samazinās 3 reizes līdz 120 Hz istabas temperatūrā. Amplitūdas sadalījumā tumsas impulsiem redzama gara aste lielāko impulsu galā, kas norāda uz daudzelektronu impulsu esamību, ko var daļēji novērst ar augšējo diskriminācijas sliekšni pie $\alpha=2$.

Bieži vien, lai raksturotu FED vienelektrona īpašības, uzdod tam diferenciālo impulsu sadalījumu. Maksimuma esamība norāda uz labu vienelektrona impulsa daudzkārsošanos pirmajās dinožu kaskādēs. Bet svarīgi ir arī, lai nebūtu mazo amplitūdu galā pieaugums, kas norāda, ka FED ir slikta skaitīšanas raksturliekne. To labāk attēlo integrālie amplitūdu sadalījumi.

Parast FED vienelektronu un trokšņu impulsu amplitūdu sadalījumus uzņem ar daudzkanālu impulsu amplitūdu analizatoriem. Bet tie faktiski ir piemēroti scintilatoru impulsu analīzei radiospektrometrijā, kad tiek reģistrēti daudzelektronu impulsi pilna lādiņa savākšanas režīmā FED izejā. Daudzkanāla amplitūdu analizatoriem piemīt liels mirušais laiks, kas samazina vienelektrona impulsu reģistrēšanas vidējo frekvenču dinamisko diapazonu. Tiek izkropļoti reālie vienelektrona impulsu sadalījumi, jo lielā integrēšanas laika dēļ tiek reģistrēti līdz ar vienelektrona impulsiem arī

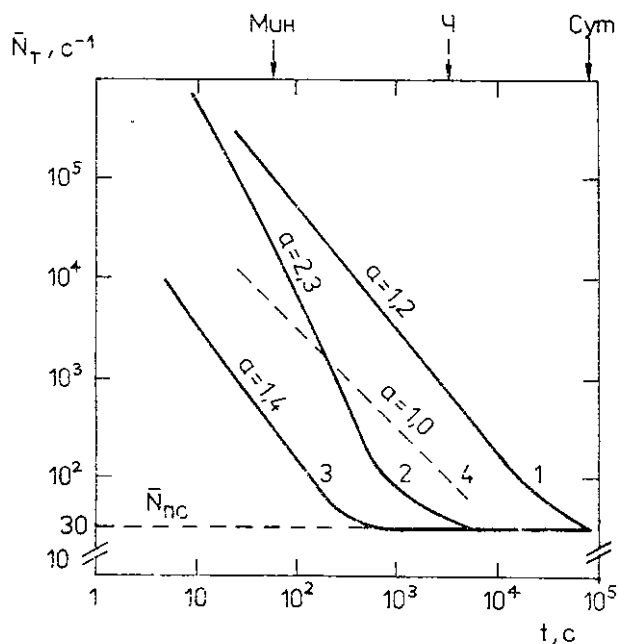
FED dinamiskie trokšņi – pēcimpulsi, tiem saplūstot. Tamdēļ uzņemtie amplitūdu sadalījumi atšķiras no tiem, kurus iegūst ar ātrdarbīgiem amplitūdu selektoriem. Tā kā, **skaitot fotonus, pati vienelektrona impulsa reģistrācija notiek ar amplitūdu selektoriem, tad ir pamats arī amplitūdu sadalījumus uzņemt ar tiem, lai samazinātu kļūdas un varētu precīzi noteikt nepieciešamos diskriminācijas līmeņus vienotā skalā.**

6.5. Trokšņu impulsu avoti

Šajā sadaļā traucējumu impulsus sauksim par trokšņu impulsiem, kā tas ir pieņemts literatūrā. **Visus trokšņa impulsus atkarībā no rašanās iemesla var iedalīt divās principiāli atšķirīgās grupās: stacionāros un dinamiskos.**

Stacionāro trokšņu impulsi nav korelēti ar signāla impulsiem. To parādīšanās atkrājas no FED tipa un eksemplāra, kā arī no FED darbināšanas režīma: sprieguma, temperatūras u. c. Stabilizējot FED darbības režīmu, **stacionārie trokšņi ir ar gadījuma raksturu un to vidējās sekošanas frekvences lielums pasliktina tikai reģistrējamā optiskā starojuma reģistrēšanas sliekšni.**

Dinamiskie trokšņi ne tikai pasliktina signāla reģistrēšanas sliekšni un linearitāti, bet arī izkropļo fotonu reģistrēšanu laikā. Tas notiek tādēļ, ka dinamisko trokšņu impulsi parādās ar kaut kādu kavējumu laikā attiecībā pret signāla impulsiem cēloņu un seku korelācijas sakarību dēļ. Tā kā dinamisko trokšņu komponenti ir dažādi, kuru daudzums un īpašības atkarājas no FED tipa un eksemplāra, kā arī no tā izmantošanas veida, tad **šo trokšņu impulsi var parādīties ar kavējumu no nanosekundēm līdz pat dienām.**



6.5. att. Fotoelektronu daudzkārtotāja ФЭУ-79 Nr. 423 dinamisko trokšņu impulsu vidējās sekošanas frekvences samazināšanās laikā pēc apgaismojuma: 1 – FED barošana izslēgta apgaismošanas laikā, kuras ilgums 10 s; 2 un 3 – barošana nav izslēgta un apgaismojums ir 10 un attiecīgi 1 s ilgus; 4 – FED ieejas loga, kas tika apgaismots ar saules starojumu, luminiscences pēcspīdēšanas samazināšanās laikā.

Vienkāršākā gadījumā ilglaicīgos dinamiskos trokšņus var novērot, ja FED pirms izmantošanas ievieto mērsistēmas kamerā no spilgta apgaismojuma. Pēc ieslēgšanas var novērot monotonu trokšņa impulsu samazināšanos laikā līdz to vidējā frekvence sasniedz stacionāro trokšņu līmeni N_{st} . Dinamisko trokšņu relaksāciju, ja FED ir apgaismots ar spilgtu gaismu īsi pirms tā izmantošanas vai izmantošanas gaitā, var aproksimēt ar hiperbolisku sakarību:

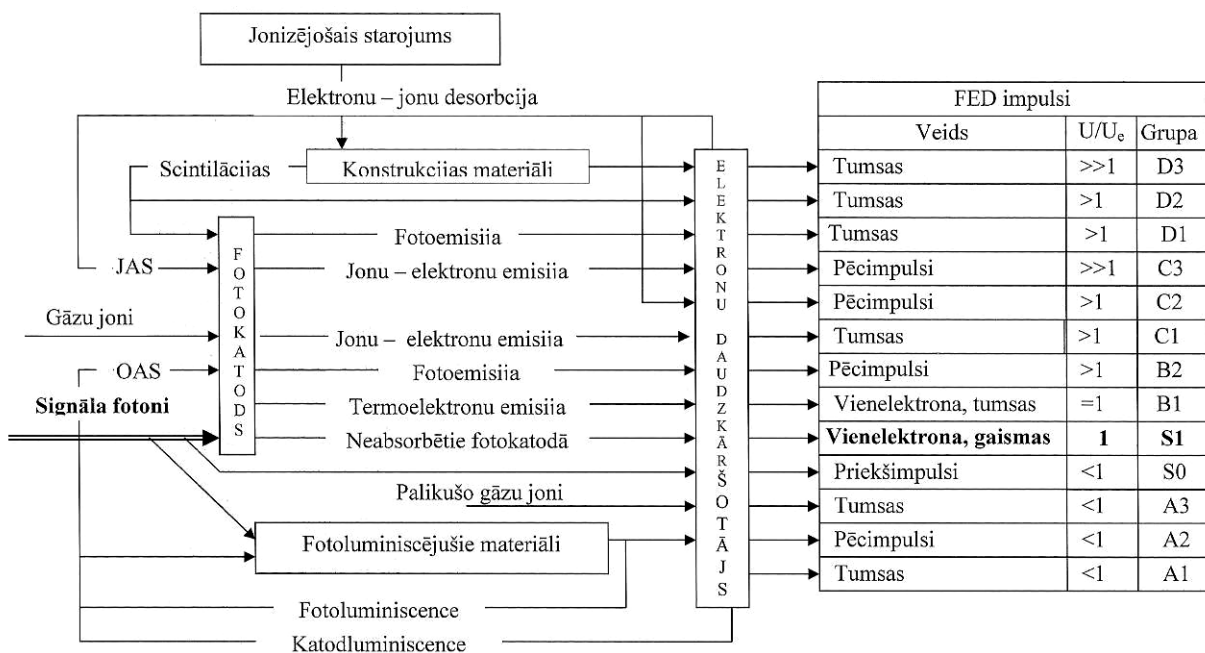
$$N_{dt}(t) = N_t(t) - N_{st} \sim t^{-\sigma}, \quad (6-4)$$

kur t – laika kavējums pēc apgaismojuma, σ – stāvuma koeficients (6.5. att.). N_{dt} sākuma lielums atkarājas no apgaismojuma intensitātes, spektra un dozas, kā arī no konkrētā FED tipa un eksemplāra.

Dinamisko trokšņu viens komponents var būt FED tehnoloģisko materiālu luminiscence, kas ierosināta ar reģistrējamo starojumu. Šī luminiscence ar noteiktu dzišanas kinētiku rada papildus fotoemisiju no fotokatoda. Fotodaudzkāršotājam FEU-79 ieejas loga stikla luminiscences pēcspīdēšana atbilst hiperboliskam likumam ar $\sigma = 1$ (6.5. att.).

Luminiscences un dinamisko trokšņu relaksācijas stāvuma koeficientu atšķirība (1 un 1,2) parāda, ka bez ieejas loga luminiscences eksistē vēl arī citi parazitiski procesi, kas notiek FEU-79 dinožu sistēmā. Piemēram, pēc intensīva apgaismojuma dinamisko trokšņu relaksācija notiek ar vēl lielāku stāvumu ($\sigma = 2,3$), ko var izskaidrot ar papildus dinamiskiem trokšņiem ar īsāku relaksācijas laiku.

Pētot FED trokšņu impulsus, ir atklāti daudzi parazitiski procesi, kas ir atbildīgi par to rašanos [1,2]. Trokšņu impulsu avotus ir grūti noteikt tamdēļ, ka ir tikai divi parametri – impulsu amplitūda un to parādīšanās laiks pēc signāla impulsiem, kas palīdz tos atšķirt no signāla impulsiem. Otro parametru var izmantot, ja ir skaidri zināms signāla parādīšanās laiks. Tamdēļ trokšņu impulsu komponentus grupēsīm pēc to amplitūdas attiecībā pret vienelektrona impulsu vidējo amplitūdi U_e . Pieturēsimies pie shēmas, kas dota darbā [2], bet ar papildinājumiem un pārveidotu (6.6. att.).



6.6. att. Fotoelektronu daudzkāršotāju galveno trokšņu impulsu avotu shēma un sakārtojums

Grupā **S** iekļauti impulsi, kas rodas no signāla impulsiem. Īstie signāla impulsi, kas radušies no fotoemisijas fotokatodā ir attiecināmi apakšgrupai **S1**. To amplitūdu sadalījums un vidējā amplitūda U_e ir repera raksturlielumi, lai analizētu trokšņa impulsus.

Daļa no fotoniem, kas nav absorbējušies fotokatodā, bet nonākuši dinožu sistēmas sākumā, piemēram, uz fokusēšanas elektrodiem vai uz pirmās dinodes, var izsaukt fotoemisiju. To izejas impulsiem ir mazāka amplitūda par U_e un tie nonāk uz anoda ātrāk par signāla impulsiem par laiku,

kas nepieciešams, lai fotoelektrons nokļūtu no fotokatoda līdz pirmai dinodei. Atkarībā no FED konstrukcijas un pieliktā sprieguma lieluma fotokatodam attiecībā pret pirmo dinodi apsteiguma laiks ir ap **10 ns** (FED ar diskrētām dinožu kaskādēm). Šie priekšimpulsi kropļo kinētisko mērījumu rezultātus ar nanosekunžu izšķirtspēju. Tamdēļ **S0** apakšgrupas impulsi ir jāuzskata par dinamisko trokšņu impulsiem.

Ja FED tiek turēts tumsā zem sprieguma pastāvīgos apstākļos, tad tumsas impulsu vidējā frekvence samazinās līdz noteiktam stacionāram līmenim – $N_t = N_{ts}$. Ja normētie amplitūdu sadalījumi tumsas un gaismas impulsiem ir vienādi un tumsas impulsu vidēja frekvence ievērojami nepieaug, palielinot FED barošanas spriegumu, tad galvenais stacionāro trokšņu impulsu rašanās avots ir fotokatoda elektronu termoemisija, kas atbilst **B1** grupai. Termoemisija eksponenciāli atkarājas no temperatūras.

Ja atdzesē FED, tad tumsas impulsu vidējā frekvence var stabilizēties noteiktā minimālā līmenī. Šajā gadījumā impulsiem ir liela vidējā amplitūda – daudzelektronu no **D** grupas. Tie rodas no dabīgā radioaktīvā starojuma un kosmiskā starojuma. To ietekmē FED konstruktīvie materiāli var tieši izstarot elektronus vai netieši ar scintilācijām vai Čerenkova – Vavilova starojumu, ja šis starojums nokļūst uz fotoemisiju radošām FED virsmām. Parasti **D** grupas trokšņu impulsi ir reti (<1 Hz).

Stacionāro trokšņu impulsu **A1**, **A3** un **C1** grupai pamatā ir termo un autoelektronu emisija no dinožu sistēmas, kas izpaužas amplitūdas sadalījumos kā eksponenciāli augošā daļa mazo amplitūdu galā. Paliesto gāzu joni, kas rodas FED elektriskajā laukā, palielina tumsas impulsu amplitūdas dispersiju un skaita fluktuācijas. Tas īpaši palielinās, paaugstinot spriegumu, kas rada lavīnveida gāzu izlādi, liecinot par sliktu vakuumu un virsmu degazāciju FED izgatavošanas gaitā. Tādiem FED skaitīšanas rezultāti stipri atšķiras no Puasona statistikas.

FED dinamiskie trokšņi pamatā rodas no optiskās un jonu atgriezeniskās saites (OAS un JAS). OAS pēcimpulsi (**A2** un **B2** apakšgrupas) var veidoties dažādos ceļos.

Pirmkārt, ar reģistrējamo optisko starojumu tieši ierosinot fotoluminiscējošos FED konstrukcijas materiālus. To pēcspīdēšana var nokļūt uz fotokatodu un izsaukt kavētu vienelektronu impulsu rašanos.

Otrkārt, izejas impulsu veidošanās gaitā elektronu lavīna var izsaukt uz elektrodu virsmām katodluminescenci. Elektronu lavīnas blīvums pieaug pa kaskādēm. Attiecīgi var pieaugt katodluminescences intensitāte, sasniedzot maksimumu pēdējā kaskādē. Pēc tam summārā intensitāte dziest. Tās optiskais starojums nonāk uz fotokatodu pikosekunžu laikā. Turpretī elektronu lavīna caur dinožu sistēmu iziet **30 – 70 ns** laikā. Bet atkarībā no FED tipa un katodluminescences rašanās vietas OAS ieguldījums trokšņu impulsu kopējā plūsmā ievērojami mainās. Var uzskatīt, ka impulsu laika sadalījumos katodluminescences OAS radušos dinamisko trokšņu parādīšanās maksimums ir ar kavējumu, kas nepārsniedz signāla iziešanas laiku caur FED.

Treškārt, ir iespējams sarežģītāks OAS rašanās mehānisms – fotoluminiscences ierosināšana ar katodluminescences starojumu un fotoluminiscences starojuma iedarbību uz FED fotokatodu.

JAS pēcimpulsi (**C2** un **C3**) veido sarežģītus laika sadalījumus ar izteiktiem maksimumiem, kuros pēcimpulsu vidējās amplitūdas atšķiras un var būt lielākas par vienelektronu [4]. To var izskaidrot tādi, ka elektroni, ka paātrinājušies starp dinodēm līdz apmēram **100 eV** enerģijai, var trāpīt palikušo gāzu molekulās, kas adsorbējušās uz elektrodu virsmām, tās disociējot, jonizējot un desorbējot. Pozitīvie joni virzas uz negatīvajiem elektrodiem un saduroties ar tiem izsauc ar lielu varbūtību vairāku sekundāro elektronu rašanos uz vienu primāro jonu vai elastīgi atduras, vai arī desorbē jaunus jonus. Ja tas notiek dinožu sistēmas sākumā, tad sekundārie elektroni veido FED izejā pēcimpulsus, kuru amplitūda var būt lielāka par vienelektrona impulsu amplitūdām.

JAS pēcimpulsu lielie kavējumi pamatā ir tamdēļ, ka jonu masas ir par vismaz **3** kārtām lielākas nekā elektroniem un gadījumā, ja joni ir paši vieglākie, tad kavējumi ir kādas **100 ns**. FED diskrētā struktūra, ja tie ir parastie FED ar atsevišķām dinodēm, un jonu masu daudzveidība, kā arī JAS veidošanās variantu atšķirība kopsummā veido katram FED tipam un eksemplāram vairāk vai mazāk atšķirīgu pēcimpulsu laika sadalījumu attēlu.

Dažāda veida pēcimpulsi ar ne mazāku varbūtību, kā vienelektrona signāla impulsi, var izsaukt ar kaut kādu kavējumu jaunus pēcimpulsus. Tādā veidā, ja sākotnējais FED katoda apgaismojums ir liels, kopējais trokšņu impulsu relaksācijas laiks var būt ievērojams. To jāņem vērā it īpaši optisko starojuma plūsmu kinētikas mērījumos.

Atsauces 6. nodaļā:

1. С. С. Ветохин, И. Р. Гулаков, А. Н. Перцев, И. В. Резников. Одноэлектронные фотоприемники. – Москва: Электроатомиздат, 1986. – 160 с.
2. M. L. Meade. Instrumentation aspects of photon counting applied to photometry. // J. Phys. E. Sci. Instrum. – 1981. – Vol. 14. – P. 909-918.
3. Я. Л. Янсонс. Автоматическое измерение средней амплитуды импульсов фотоэлектронных умножителей. // Автоматизация научных исследований. – Рига, 1982. – С. 85-99.
4. Я. Л. Янсонс, А. А. Кристин. Послеимпульсы в фотоэлектронных умножителях, применяемых в сцинтиляционной технике. – Распространение изотопов в окружающей среде и астрофизические явления. – Л., 1984. – С. 85-99.

7. Fotonu skaitīšanas aparātūra

Šajā nodaļā apskatīsim fotonu skaitīšanas aparātūras sastāvdaļu izveides principus un konkrētās izstrādes luminiscences intensitātes un kinētikas mērījumiem.

7.1 Viennelektrona impulsu selektori

Lai izmantotu FED vienelektrona darbināšanas režīmā fotonu skaitīšanas sistēmās, vajag: 1) pārveidot FED izejas strāvas stohastiskos impulsus proporcionālos sprieguma impulsos, 2) atšķirt vienelektrona impulsus pēc amplitūdas saskaņā ar visvarbūtīgāko vienelektrona impulsu amplitūdas sadalījumu izmantojamam FED noteiktos tā darbināšanas apstākļos, 3) katram atšķirtajam impulsam formēt noteiktu pēc amplitūdas un ilguma izejas impulsu ar pēc iespējas precīzāku piesaisti fotona pienākšanas laikam. Tehnisko līdzekļu kopumu, kas realizē šīs funkcijas, apzīmē ar nosaukumu vienelektrona impulsu selektors (VIS).

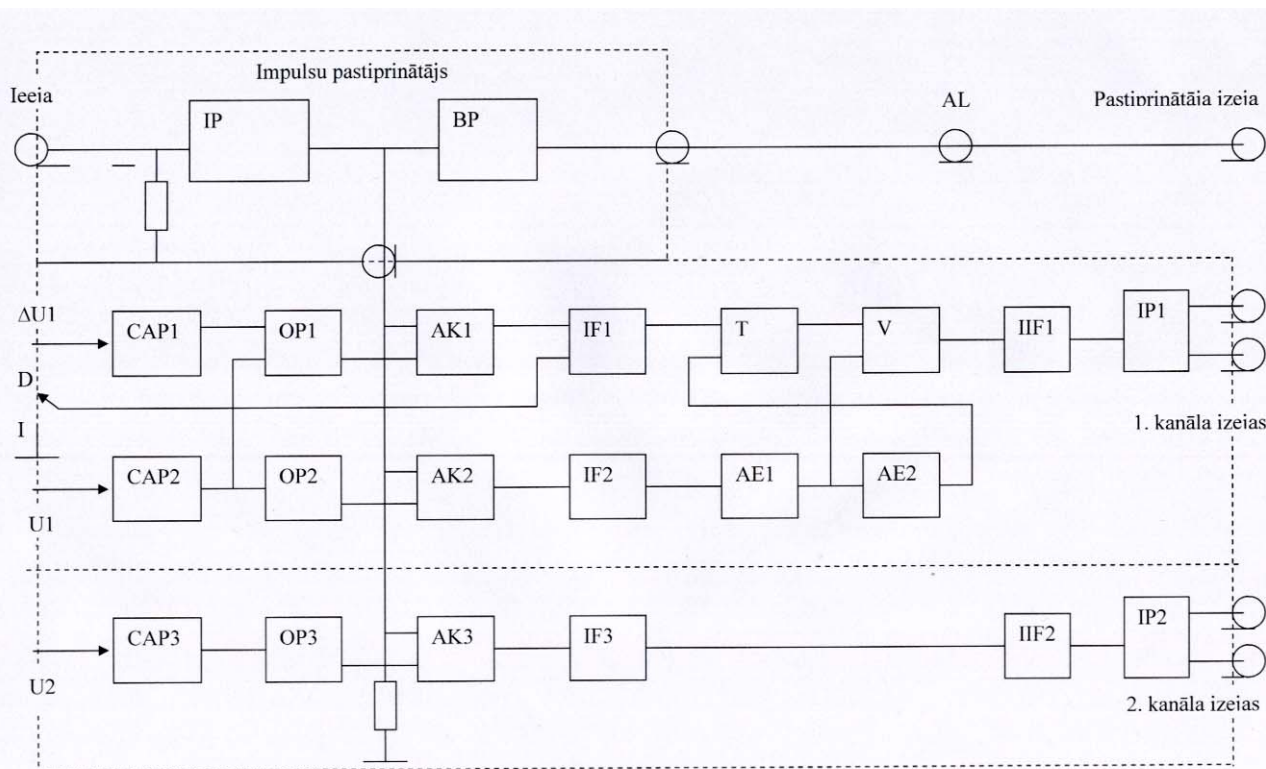
VIS izejas impulsu turpmākais reģistrēšanas veids neietekmē selektora funkcijas. Tā normētos izejas impulsus var paralēli reģistrēt vairākas skaitīšanas sistēmas, kas vienlaicīgi mēra impulsu plūsmas dažādus parametrus, piemēram, vidējo frekvenci, periodu, impulsu pienākšanas laiku statistisko sadalījumu u. c. Lai praktiski realizētu fotopārveidošanas neatkarību no tālākā vienelektrona impulsu reģistrēšanas veida, vajag nodrošināt nepieciešamo pārveidošanas precizitāti un ātrdarbību visiem paredzētajiem izmantošanas veidiem. Tamdēļ selektoru vajag izveidot kā atsevišķu funkcionāli nobeigtu mezglu, kas īpaši derīgi eksperimentālās pētniecības iekārtās, tā kā atsevišķu bloku struktūra ļauj elastīgi mainīt mērsistēmas konfigurāciju.

Iepriekš bija atzīmēts, ka FED vienelektrona īpašības ir vērts mērīt ar to pašu aparātūru, ko izmanto fotodetekcijai fotonu skaitīšanas iekārtās. Sakarā ar to selektora konstrukcijā papildus ir jāparedz iespēja mērīt FED vienelektrona raksturlielumus.

Ievērojot minētās prasības, ir izstrādāti un ieviesti eksperimentālajā praksē vairāki VIS varianti [1, 2]. Apskatīsim pietiekami universāla VIS konstrukciju un darbības principu. Tas sastāv no FED impulsu pastiprinātāja un diviem paralēli un neatkarīgi strādājošiem amplitūdu diskriminātoriem (7.1. att.). Pirmais kanāls var darboties divos diskriminācijas režīmos: integrālajā (I) un diferenciālajā (D). Otrais – tikai integrālajā. Šajā režīmā cauri diskriminatoram impulsi iziet, ja to amplitūda pārsniedz iestādīto diskriminācijas līmeni U_1 , bet diferenciālajā – ja to amplitūda atrodas robežās no U_1 līdz $U_1 + \Delta U_1$, t. i., ja impulsi „trāpa logā” ΔU_1 , kas pacelts augstumā U_1 . Bez tam, laikam starp diviem secīgi nākošajiem impulsiem jābūt lielākam par diskriminatoru ”mirušo laiku”, t. i. laiku, kurā diskriminatori ir beiguši iepriekšējā impulsa apstrādi un gatavi nākošā impulsa selekcijai. Abiem kanāliem diskriminācijas līmeņi U_1 un U_2 ir regulējami plašās robežās, lai varētu uzņemt FED impulsu amplitūdas sadalījumus. Tie arī ir ar vienādiem amplitūdu selekcijas un laika izšķirtspējas parametriem.

Otrā kanāla esamība paplašina stohastisku impulsu amplitūdas mērījumus. Pirmkārt, iespējams uzņemt integrālos un diferenciālos amplitūdu sadalījumus normētus pret kopējo impulsu skaitu. To panāk, mērot attiecību starp pirmā kanāla impulsu skaitu, kam maina diskriminācijas līmeni, pret otrā kanāla impulsu skaitu, kas ir ar pastāvīgu diskriminācijas līmeni, uzstādītu minimālā stāvoklī amplitūdu maiņas diapazonam. Mērījumi dod bez aprēķiniem tieši attiecīgajām amplitūdu vērtībām varbūtības ar kādām parādās impulsi ar noteiktām amplitūdām. Tiek izslēgti arī impulsu vidējās sekošanas frekvences fluktuācijas un dreifi. Tas atļauj noteikt amplitūdu sadalījumus, ja fotokatods tiek apgaismots ar nestabilu starojumu, piemēram, pašu pētāmo optisko starojumu eksperimentu veikšanas laikā, kas palīdz operatīvi kontrolēt FED darbības režīmu fotodetekšanas gaitā. Tādā veidā patiesāk nosakāmi FED vienelektrona īpašību parametri.

Otrkārt, divu amplitūdas selekcijas kanālu esamība atļauj vienkāršā veidā automātiski noteikt FED vienelektrona impulsu vidējo amplitūdu U_e , kas ir, kā jau tika minēts, galvenais parametrs, pret kuru ir jāizstāda VIS diskriminācijas līmeņi, lai iegūtu optimālo FED darbības režīmu, reģistrējot vienelektrona impulsus.



7.1. att. Universāla FED vienelektrona impulsu selektora struktūrhēma

Lai varētu automatizēti vadīt VIS un precīzāk uzstādīt diskriminatoru līmeņus, tiek lietots ciparu veids diskriminācijas līmeņu uzstādīšanai. Tāpēc tiek izmantoti trīs ciparu analogie pārveidotāji CAP1, CAP2 un CAP3 un atbilstoši trīs mēroga salāgošanas operacionālie pastiprinātāji OP1, OP2 un OP3. Bez tam OP1 veic saskaitīšanu $U_1 + \Delta U_1$, kas pirmajam kanālam diferenciālajā darba režīmā palīdz uzstādīt augšējo diskriminācijas līmeni attiecībā pret apakšējo līmeni U_1 un atļauj nodrošināt precīzu selekcijas loga lielumu ΔU_1 , ja maina diskriminācijas līmeni U_1 . Tas ir svarīgi, kad uzņem diferenciālos amplitūdu sadalījumus. Kad vada no distances diskriminācijas līmeņus, tad atbilstošos kodus pārraida pa automatizētās vadības maģistrāli, bet, ja ar roku, tad ar programmētiem pārslēdzējiem.

Selektora ieejā ir impulsu pastiprinātājs IP, kura izejā pieslēgti bufera pastiprinātājs BP, lai tā izejā varētu ar oscilogrāfu novērot impulsu formas, un trīs amplitūdas komparatori AK. Pirmie divi AK1 un AK2 kalpo pirmajam kanālam, bet AK3 – otrajam. Uz komparatoru otrajām ieejām tiek padots vadības spriegums no attiecīgajiem ciparu – analogajiem pārveidotājiem CAP un operacionālajiem pastiprinātājiem OP. Pārveidotājs CAP3 kalpo arī, lai augšējo diskriminācijas sliekšni pirmā kanāla diferenciālajā darbības režīmā uzstādītu attiecībā pret apakšējo. Komparatoru izejā parādās sprieguma pārkritiens no 0 uz 1 loģisko līmeni, ja ieejā impulsa amplitūda pēc absolūtā lieluma ir pārsniegusi atbalsta spriegumu no CAP. Tā izejas spriegums atrodas 1 līmenī tik ilgi, cik ilgi ieejas impulss pārsniedz atbilstošo diskriminācijas līmeni. FED impulsiem ir galīgs uzaugšanas un krituma laiks. Tamdēļ, ja maina diskriminācijas līmeni, tad mainās amplitūdas komparatora AK nostrādāšanas laiks attiecībā pret impulsa maksimumu un arī izejas impulsa ilgums. Izejas signāla piesaisti laikā veic attiecībā pret amplitūdas komparatoru nostrādāšanas fronti. Tam kalpo impulsu formētāji IF1, IF2 un IF3, kas izstrādā īsu izejas impulsu atbilstošā komparatora nostrādāšanas brīdī. Tamdēļ šim VIS tipam signāla lokalizēšanas izklīdes laiks ir ieejas impulsa uzaugšanas laika robežās.

Pirmajam kanālam diferenciālais darba režīms tiek realizēts ar antisakrišanas shēmu, kas sastāv no triggera T, ventiļa V un diviem aiztures elementiem AE1 un AE2. Aiztures elementa AE1 kavējums izvēlēts lielāks par komparatora AK1 nostrādāšanas laika maksimālo kavējumu attiecībā pret komparatora AK2 un triggera T nostrādāšanu, bet aiztures elementa AE2 kavējums ir vienāds ar

impulsa formētāja IF2 impulsa garumu. Ja komparatoru ieejā pienāk impulss ar amplitūdu, kas pārsniedz augšējo diskriminācijas līmeni $U_1 + \Delta U_1$, tad nostrādā abi komparatori. IF1 impulss pārslēdz trigeri T stāvoklī, kas aizliedz iziet cauri ventilim V kavēto impulsu no IF2. Pēc kavētā impulsa no IF2 darbības beigām ventiļa V ieejā no AE2 izejas kavētais impulss pārslēdz trigeri T sākuma stāvoklī, kas noņem aizliegumu iziet caur ventili V nākamo varbūtējo impulsu no IF2. Ja ieejas impulsa amplitūda pārsniedz tikai apakšējo līmeni U_1 , tad AK1 nenostādā un impulss no IF2 var iziet cauri ventilim pirmā kanāla izejā. Ja pirmajam kanālam ir izvēlēts integrālais režīms, tad impulsa formētājs IF1 ir nobloķēts un visi impulsi no IF2 nonāk pirmā kanāla izejā. Otrā kanāla integrālais diskriminators sastāv tikai no amplitūdas komparatora AK3 un impulsa formētāja IF3.

Abu kanālu izejas impulsi papildus tiek formēti ar izejas impulsa formētājiem IIF1 un IIF2. Šo formētāju impulsu ilgums t_i un mirušais laiks t_m ir regulējami noteiktās robežās. Parametriem t_i un t_m ir jābūt saskaņotiem ar skaitīšanas iekārtu raksturlielumiem, kuri tiek pieslēgti VIS izejās. Abiem kanāliem mirušam laikam t_m ir jābūt vienādam, bet lielākam par maksimālo mirušo laiku, kāds ir kādam no VIS izejā pieslēgtiem un paralēli strādājošiem impulsu skaitītājiem, lai nodrošinātu vienādu reģistrēšanas varbūtību laikā stohastiski nākošiem impulsiem. Tas ir īpaši svarīgi pie lielām impulsu plūsmām. Praksē bieži gadās, ka ir nepieciešams izejas impulss reģistrēt vienlaicīgi ar vairākiem skaitītājiem pat no katra VIS kanāla. Tāpēc katra kanāla izejā ir impulsu pastiprinātāji IP1 un IP2, kas sažaro un salāgo izejas paralēlos izvadus.

Impulsa diskriminācijas amplitūdas diapazonu un ātrdarbību galvenokārt nosaka pielietojamie sprieguma amplitūdu komparatori AK. 1970. gadu beigās, kad tika izstrādāts šī veida VIS, vispiemērotākie komparatori bija K579CA1, kura parametri ļāva atlasīt impulsus ar ilgumu pusaugstumā ne mazāku par **5 ns**. Impulsiem ar mazāku ilgumu jūtami palielinājās amplitūdas fiksācijas ballistikā kļūda, kas samazināja faktiskās amplitūdas lielumu. Tā reālā jutība ir **1 mV**, ieejas impulsa amplitūdas diapazons no **10 mV** līdz **3 V**. Izejas loģiskie līmeņi atbilst ESL mikroshēmu sērijas K100 un K500 līmeņiem. Tamdēļ no tām tika izveidoti visi ātrdarbīgie VIS mezgli [2].

VIS kopējo jutību nosaka impulsu pastiprinātājs IP. Lai saglabātu ātrdarbību, kāda piemīt FED, vajag pielietot impulsu pastiprinātāju, kam uzaugšanas laiks ir ne lielāks kā **1/3** daļa no ieejas impulsa kāpuma ilguma. Tā ieejas impedānci jābūt mazai, lai FED anoda slodzes laika konstante būtu mazāka par impulsu ilgumu. Mērķtiecīgi ir izvēlēties ieejas impedānci **50 Ω** lielu, kas atļauj pieslēgt FED pa gabalu ar līdzīgas viļņu pretestības koaksiālo kabeli. Tas, bez tam, atļauj pieslēgt etalona impulsu ģeneratoru, lai kalibrētu VIS. Optimālo pastiprinātāja sprieguma pastiprināšanas koeficientu K_u nosaka samērs starp komparatora diapazona sākuma lielumu **10 mV** un pastiprinātāja paštrokšņu amplitūdas lielumu. Praktiski paštrokšņus ir grūti samazināt mazākus par **50 μV** attiecībā pret ieeju. Tāpēc nav jēgas pastiprinātāja K_u izvēlēties lielāku par **100**.

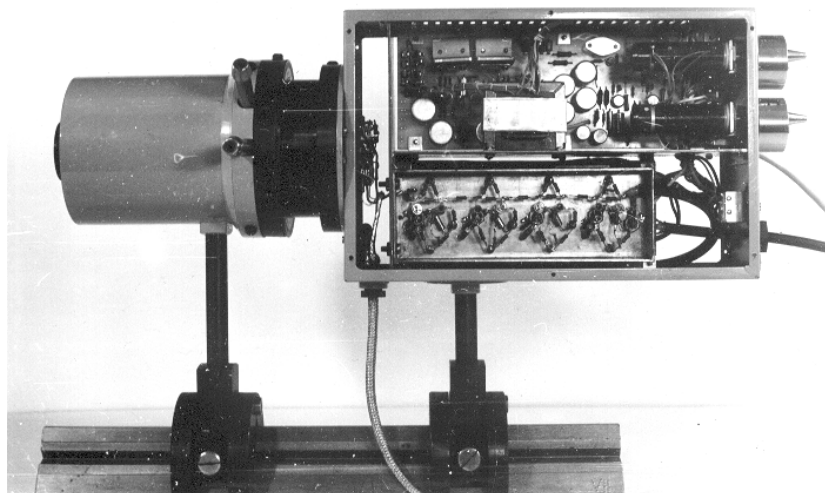
Sakarā ar minēto, minimālais diskriminācijas sliekšnis attiecībā pret pastiprinātāja ieeju ir **0,1 mV**. Tāda jutība atļauj reģistrēt vienelektrona impulsus ar ilgumu pusaugstumā **10 ns** uz slodzes **50 Ω**, ja FED daudzkārošanas koeficients $M_e > 10^5$. Impulsa pastiprinātāja lineāras pastiprināšanas diapazonu nosaka $U_1 + \Delta U_1$ maksimālais lielums. Ja izvēlas diskriminācijas sliekšņu uzstādīšanu divu decimālo kārtu robežās ar soli **10 mV**, tad pastiprinātājam ir jābūt lineāram **2 V** diapazonā attiecībā pret izeju.

Tā kā FED traucējumu impulsu spektrs satur daudzelektrona komponentus, kuru amplitūdas ievērojami pārsniedz vienelektrona impulsu amplitūdas, tad impulsu pastiprinātājam ir jāspēj ātri atjaunot savu normālo darbību pēc šādu impulsu iedarbības, piemēram, pēc 10-kārtīgas pārslodzes.

Lai varētu noteikt vienelektrona impulsu formas parametrus, kā arī, lai kontrolētu varbūtējos traucējumus, impulsa pastiprinātājam ir jāparedz atsevišķu izeju, pie kuras var pieslēgt platjoslas oscilogrāfu VIS darba gaitā, speciāli nepārtraucot tā normālo darbību. Atsaistīšanu veic bufera pastiprinātājs BP.

Visos izstrādātajos VIS variantos tiek izmantots 4 kaskādu impulsa pastiprinātājs ar galvaniskām saitēm un kaskodes veida kaskādu saslēgumu, izmantojot tranzistorus ar papildus simetriju [2]. Katras kaskādes nelielais pastiprinājums ļauj iegūt kopējo kāpuma uzaugšanas laiku

1,5 ns lineārajā diapazonā līdz 2 V. Pēc 10-kārtīgas pārslodzes atjaunošanās laiks ir 40 ns. „Nulles” līmeņa dreifs mazāks par 1 mV/K.



7.2. Viennelektrona impulsu selektors ar noņemtiem aizsargvākiem, kas apvienots ar FED kārbu un novietots uz optisko sliedi.

Parasti VIS bloku konstruktīvi apvieno ar FED kārbu. Šajā gadījumā VIS blokam ir trīs nodalījumi (7.2. att.): 1) kreisais, kurā izvietojas FED elektrodu sprieguma dalītājs; 2) apakšējais, kur atrodas impulsu pastiprinātājs un diskriminatori ar formētājiem; 3) augšējais – barošanas avots. Tas atļauj FED kārbu ar VIS piestiprināt monohromatora izejā ar jātniekiem uz optisko sliedi.

Apskatītais divkanālu VIS, neskatoties uz smērā sarežģīto uzbūvi salīdzinājumā ar daudziem vienkāršākiem analoģu variantiem, ir ar to priekšrocību, ka atļauj mērīt lietojamā FED visus galvenos viennelektrona raksturlielumus. Šī īpašība ļoti būtiski parāda sevi, kad tiek izmantots šāds VIS eksperimentālās fotonu skaitīšanas mērsistēmās vāju un nestacionāru starojumu „meklējošos” pētījumos. Tad parasti ir jāmaina FED tipi un eksemplāri, lai optimizētu fotopārveidošanas spektrālās un dinamiskās īpašības. Tas prasa arī pastāvīgi kontrolēt lietojamā FED eksemplāra viennelektrona darba režīmu.

7.2 Fotonu skaitīšanas sistēma kvazistacionāru starojumu reģistrēšanai

Lai mērītu kvazistacionāru, t. i., relatīvi lēni mainīgu optisko starojumu īpašības, fotonus var skaitīt samērā ilgos laika brīžos, piemēram, sekundēs vai ilgāk. Tas atļauj pierakstīt fotonu skaita rādījumus ar roku vai ar pašrakstītājiem, vai arī ar drukāšanas iekārtām, nepiesaistot datorus. Ja reģistrē, piemēram, mehanoluminiscences intensitāti pie pakāpeniski augoša parauga noslogojuma, tad mehanoluminiscences parādīšanās uzliesmojumi var notikt spontāni, sākot sagrūt parauga struktūrai. Tamdēļ fotonu skaitīšanai laika intervālos jānotiek ar minimāli mazām reģistrēšanas pauzēm. Tas arī neļauj lietot sinhronās detektēšanas paņēmieni ar 100 % signāla modulēšanu, lietojot mehāniskus optiskā starojuma pārtraucējus, secīgos laika intervālos pamīšus atskaitot tumsas impulsus. Lai varētu ar noteiktu drošību konstatēt signāla parādīšanos, ir jālieto tikai tādi viennelektrona FED eksemplāri, kam tumsas impulsu sekošanas frekvence ir maza un tā pakļaujas Puasona statistikai.

Daudzos gadījumos optiskais starojums rodas difūzi, t. i. izkliedēti no starojošā parauga dažādām virsmas vai tilpuma vietām. Tas apgrūtina lietot fokusēšanu uz fotouztvērēja ieeju. Tādā gadījumā reģistrēto fotonu skaits atkarājas no fotouztvērēja ieejas apertūras lieluma, t. i.,

fotokatoda laukuma. Bet elektronu termoemisija ir tieši proporcionāla fotokatoda laukumam. Tas vēlreiz liecina, ka FED tipa un eksemplāra izvēle ir ļoti svarīga, lai iegūtu maksimālo fotonu reģistrēšanas jutību.

Elektronu termoemisiju var samazināt, ja atdzesē FED. To darot, rodas grūtības, kas saistās ar FED ārējo virsmu norasošanu pie temperatūras, kad sasniegts raras rašanās punkts un pie zemākām temperatūrām. Lai novērstu mitruma kondensēšanos uz FED virsmas, ir jā sarežģī FED kamera, lietojot dubultus lodziņus, termoizolāciju, hermetizāciju, gaisa sausināšanu un temperatūras stabilizēšanu. Tas viss samazina drošību pašam visatbildīgākajam fotonu skaitīšanas sistēmas mezglam. Laboratorijas apstākļos, kad temperatūra parasti ir robežās no **20** līdz **25 °C** un gaisa mitrums nepārsniedz **60 %**, visvienkāršāk var samazināt un stabilizēt FED kameras iekšējo temperatūru, ievietojot FED kamerā tekoša aukstā ūdens radiatoru. Parasti tā var samazināt temperatūru par apmēram **10 °C**, pie tam nav nepieciešams FED kameru speciāli hermetizēt. Tātad, tā var stabilizēt FED temperatūru **10 – 15 °C** robežās atkarībā no telpas un tekoša ūdens temperatūras un kameras termoizolācijas. Pie tam process ir stabils un ar samērā lielu inerci.

Ilgstošos eksperimentos tieši FED temperatūras stabilitāte ir ļoti svarīga, lai stacionāro tumsas trokšņu līmenis būtu pastāvīgs lielums, kas nosaka vāju signālu reģistrēšanas sliekšni. Citādi varbūtība atrast vājus signālus pasliktinās un, lai to uzlabotu, vajag bieži pārtraukt signāla reģistrēšanas procesu, lai noteiktu patieso trokšņu fona līmeni.

Vienkāršāko fotonu skaitītāju var iegūt, ja vienelektrona impulsu selektora (VIS, skat. iepriekšējo sadaļu) izejā pieslēdz impulsu frekvenču mēru vai līdzīgu impulsu skaitītāju, kas skaita impulsus **1** vai **10** sekundes. Impulsu skaitītājam jābūt pietiekami ātrdarbīgam, lai tas neierobežotu laikā stohastiskās vienelektrona impulsu plūsmas, kas nāk no VIS izejas, vidējās frekvences noteikšanu, t. i., lai skaitītāja mirušais laiks būtu mazāks par FED vienelektrona impulsa ilgumu un VIS mazāko uzstādāmo „mirušo” laiku t_m . Bet tik vienkāršs fotonu skaitītājs bez iespējas automātiski vadīt skaitīšanu un pierakstīt mērījumu rezultātus atļauj strādāt tikai rokas vadības veidā, t. i., mazefektīvi. Bez tam, apgrūtināta ir FED vienelektrona raksturlielumu noteikšana, ko vajag regulāri veikt, lai nodrošinātu vāju optisko starojumu mērījumu precizitātes drošumu. Tāpēc mērķtiecīgāk būtu radīt fotonu skaitīšanas sistēmu, kurā galvenās mērīšanas procedūras ir saprātīgā līmenī automatizētas.

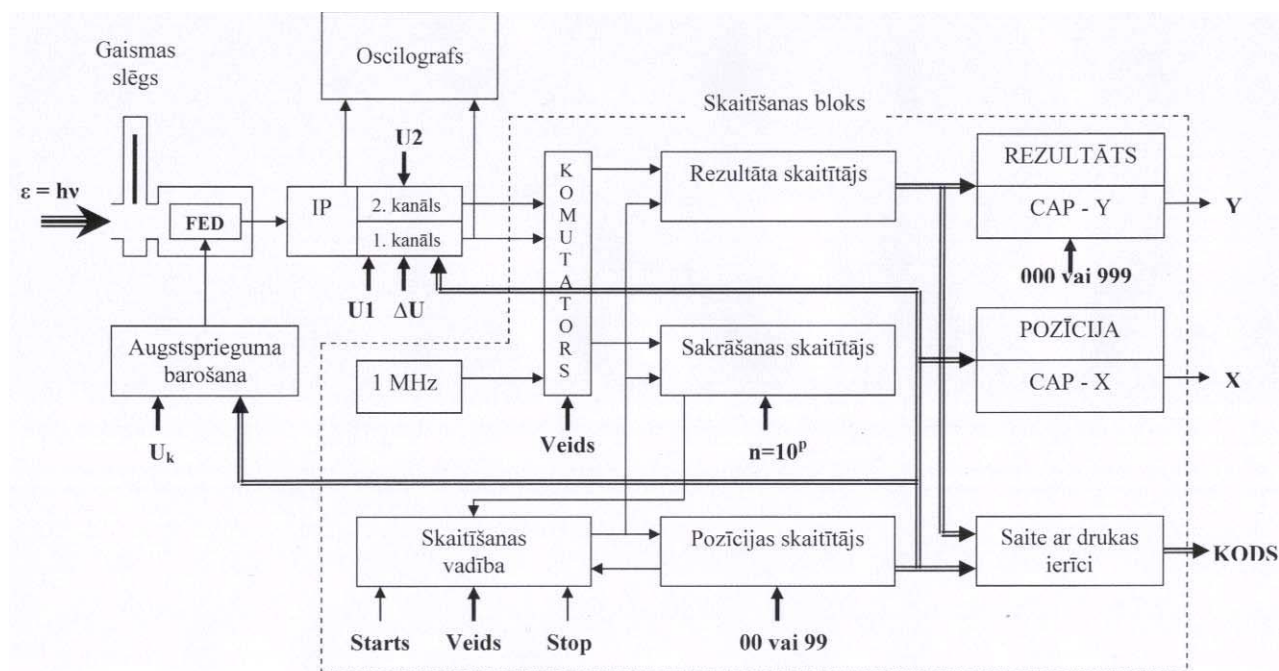
Fotonu skaitīšanas procedūru automatizāciju var realizēt divos veidos: aparatūriski un programmiski. Programmiskais veids prasa pielietot datorus tiešā saitē ar mērsistēmu, lai automatizētu arī vienkāršas mērīšanas procedūras, kas tikai pēdējā laikā ir ekonomiski izdevīgi, pateicoties lētu personālo datoru un vienkāršu programmēšanas valodu pieejamībai. Bet arī šajā gadījumā ir jā raugās, vai kādu mērīšanas procedūru nevar vienkāršāk un lētāk realizēt aparatūriski. Fotonu skaitīšanas metodes attīstības sākuma posmā nebija pieejami lēti datori un vienkāršas programmēšanas valodas. Tādēļ pamatā tika pielietots aparatūriskais automatizācijas veids.

Apskatīsim vienkāršu, bet samērā optimālu fotonu skaitīšanas sistēmu ar aparatūrisku automātisko vadību, kas atļauj gan skaitīt fotonus kvazistacionārām optiskā starojuma plūsmām, gan arī uzņemt FED vienelektrona raksturlielumus. Tās struktūrshēma parādīta 7.3. attēlā. Impulsu skaitīšanas bloka struktūras mezgli ar aparatūrisko automatizāciju apvilkti ar raustītu līniju.

Skaitīšanas bloks izstrādāts universālai lietošanai dažādās fotonu skaitīšanas sistēmās. Tas ļauj mērīt stohastiskām impulsu plūsmām vairāku raksturlielumu vidējos lielumus, to skaitā: 1) impulsu plūsmas frekvenci, integrējot signālu no **1 ms** līdz **100 s**; 2) impulsu sekošanas periodu, viduvēti no **10³** līdz **10⁸** impulsiem; 3) divu impulsu plūsmu sekošanas frekvenču attiecību. Pēc katra mērījuma tiek izstrādāts tā kārtas numurs – pozīcija robežās līdz **99**. Skaitīšanas rezultāts un tā pozīcija tiek izdoti uz ciparu indikatoriem un drukas iekārtu, kā arī pārveidoti ar ciparu-analogu pārveidotājiem (CAP) spriegumā divkoordinātu pašrakstītājam.

Visi mērījumu veidi balstās uz impulsu skaita attiecības noteikšanu divām impulsu plūsmām. Priekš tā kalpo rezultātu skaitītājs un sakrāšanas skaitītājs, kuriem ir vienādi skaitīšanas parametri: impulsu pāru izšķirtspēja ne sliktāka par **10 ns** un skaitīšanas tilpums līdz **8** decimālām kārtām. Rezultātu skaitītājs skaita tik ilgi, līdz sakrāšanas skaitītājā tiek saskaitīts noteikts, iepriekš uzdots impulsu skaits $n=10^p$, kur $p=3, \dots, 8$. Tas nozīmē, ka rezultāta skaitītājā sakrātais impulsu skaits ir

decimāla daļa divu skaitļu attiecībai. Sakrāšanas skaitītāja mezglā ir reģistrs, kurā pirms mērīšanas tiek ierakstīts sakrāšanas skaitlis $n=10^p$, un skaitītāja un reģistra satura salīdzināšanas shēma. Tā izstrādā skaitļu sakrīšanas signālu, kas tiek padots uz skaitīšanas vadības mezglu. Pēdējais kontrolē skaitīšanas veidus un mērīšanas ciklu procedūras.



7.3. att. Vienkārša fotonu skaitīšanas sistēma ar aparatūrisko automatizāciju.

Skaitīšanas blokam ir paredzēti četri skaitīšanas vadības režīmi: 1) viens mērīšanas cikls, 2) daudzkārtēji atkārtojošies cikli, 3) 100 cikli un 4) nepārtraukta summēšana rezultāta skaitītāja 100 mērīšanas ciklu laikā. Mērīšanas ciklus skaita līdz skaitlim 100 pozīciju skaitītājs, kas sastāv no divām decimālām skaitīšanas dekādēm. Tā pārpilde tiek izmantota kā pazīme, lai realizētu divus pēdējos skaitīšanas režīmus. Skaitītāja saturs piekārto tekošam mērījumam kārtas skaitli – pozīciju un tiek nodots koda veidā pa X-maģistrāli uz ciparu indikāciju, ciparu drukas iekārtu un CAP-X. Bez tam, X-maģistrālei ir ārēja izeja uz VIS diskriminatora diskrēto vadību vai diskrēti vadāmu FED augsprieguma avotu. Tas ļauj automatizēti uzņemt FED impulsu amplitūdas sadalījumus vai skaitīšanas raksturlīknes.

Rezultāta un sakrāšanas skaitītāju ieeju komutators kalpo, lai izvēlētos mērījumu veidu. Tam ir divas ārējās ieejas, lai pieslēgtu VIS 1. un 2. kanālu, un viena iekšējā ieeja, pa kuru tiek padoti impulsi no 1 MHz kvarca ģenerators. Izvēlēta slēguma kombinācija nosaka mērījumu veidu. Piemēra, ja pie rezultāta skaitītāja ir pieslēgts VIS 1. vai 2. kanāls, bet sakrāšanas skaitītājs – pie 1 MHz ģenerators, tad tiek mērīta impulsu sekošanas vidējā frekvence no VIS 1. vai 2. kanāla. Šajā gadījumā sakrāšanas skaitītājs nosaka skaitīšanas laika intervālus $\Delta t = n$ (μs). Ja skaitītājus pieslēdz otrādi, tad tiek mērīts VIS izejas impulsu sekošanas vidējais periods $n=10^p$ impulsiem. Ja pieslēdz rezultātu skaitītāju VIS 1. kanālam, kas darbojas automatizētā diskriminācijas sliekšņa izvēršanas režīmā no pozīciju skaitītāja, bet sakrāšanas skaitītāju – pie VIS 2. kanāla, kam diskriminācijas sliekšnis ir uzstādīts minimālā līmenī U_{d0} , pie kura netiek laisti cauri impulsa pastiprinātāja paštrokšņi, tad var uzņemt normētus pret impulsu skaitu $n=10^p$ amplitūdu sadalījumus. Tas atļauj, piemēram, uzņemt gaismas impulsu amplitūdu sadalījumus, ja FED fotokatoda apgaismojums nav laikā stacionārs (var izmantot pat pētāmo nestacionāro optisko starojumu). Bez tam, pie šāda slēguma 4. skaitīšanas vadības režīmā un VIS 1. kanālam darbojoties integrālajā režīmā ar sliekšņa

izvērsi no pozīciju skaitītāja var automātiski izmērīt FED izejas impulsu vidējo amplitūdu [3] saskaņā ar izteiksmi:

$$U = U_{d0} + \Delta U * \Sigma n_i / n, \quad (59)$$

kur ΔU – diskriminācijas sliekšņa uzstādīšanas solis, Σn_i – rezultāta skaitītāja saturs, summējot pa **100** mērīšanas cikliem. Bez šaubām, ir jāņem vērā, lai pie maksimālā diskriminācijas sliekšņa U_{d99} būtu relatīvi mazs impulsu skaits.

Rezultāta skaitītājam ir bufera reģistrs, kurā tiek pārrakstīts saskaitītais rezultāts pēc kārtējā mērījuma cikla. Tas atļauj lietot minimālas pauzes starp mērījuma cikliem, jo rezultāts saglabājas bufera reģistrā nākošā mērīšanas cikla laikā, kā arī ar CAP-Y tiek pārveidots spriegumā pašrakstītājam. Parastie pašrakstītāji nodrošina attēlošanas precizitāti līdz **0,1 %**. Tamdēļ ir jēga pārveidot analogā spriegumā tikai trīs vecākās rezultāta decimālās kārtas. Šim nolūkam CAP-Y mezglā ir pārslēdzējs, ar kuru var izvēlēties trīs vajadzīgās decimālās kārtas no rezultāta, kuras izvada analogā spriegumā uz pašrakstītāju. Bez tam, abiem CAP ir iespēja iestādīt galējos lielumus – **00** vai **99** CAP-X un **000** vai **999** CAP-Y, lai kalibrētu divkoordinātu pašrakstītāja mērogu.

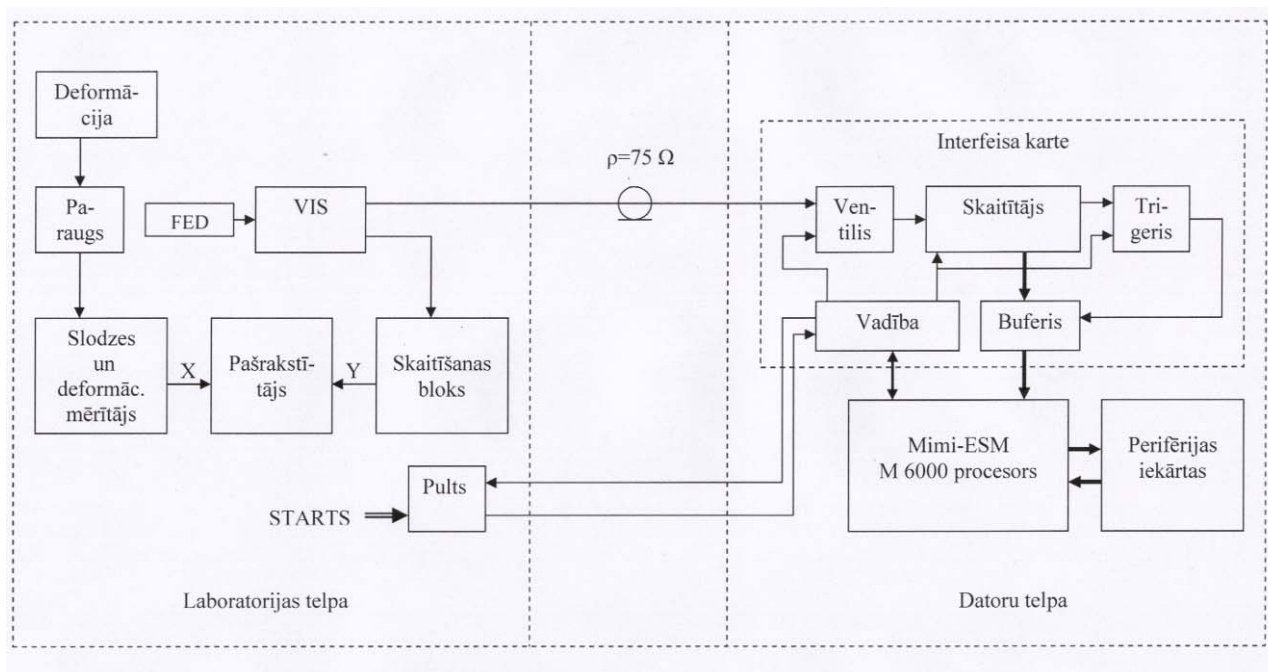
Pēc šādas struktūrhēmas izveidotais skaitīšanas bloks kopā ar divkanālu VIS atļauj ievērojami automatizēt fotonu skaitīšanas procesu, kā arī nodrošina lietojamā FED vienelektrona statisko raksturlielumu operatīvu mērīšanu. FED vienelektrona režīma stabilitāti var ātri kontrolēt, automātiski nosakot FED vienelektrona impulsu vidējo amplitūdu U_e . 1980. gadā izgatavotie vairāki šādi skaitīšanas bloki vēl joprojām labi kalpo dažādu eksperimentu veikšanai un FED raksturlielumu noteikšanai.

7.3 Fotonu skaitīšanas sistēma ar datoru dinamisku procesu reģistrēšanai

Pētot kompozīto materiālu sagrašanās procesu, tika konstatēts, ka ir novērojami mehanoluminiscences uzliesmojumi īsos laika intervālos. Lai to detalizētāk izpētītu, vajadzēja uzlabot fotonu skaitīšanas izšķiršanu laikā. Iepriekšējā sadaļā aprakstītā fotonu skaitīšanas sistēma atļauj pierakstīt fotonu skaita sekošanas vidējo frekvenci ar izšķiršanu līdz **0,1 s**. To ierobežo pieejamo pašrakstītāju maksimālā ātrdarbība. Fotonu skaitītāja mērījumu reģistrēšanas ātrdarbību un apjomu var palielināt, ja mērījumu datu vākšanai pielieto datorus. Bet 1970. gados, kad tika veikti minētie pētījumi, vēl nebija personālie datori. Tad tikko kā sāka parādīties tā saucamās „mini-ESM” (nelielās elektronu skaitļošanas mašīnas), kas parasti bija izvietotas speciālās telpās kolektīvai lietošanai. Lai realizētu tiešo saiti no eksperimentālās iekārtas ar mini-ESM bija nepieciešami prāvi kapitālieguldījumi interfeisu būvei, maģistrāles kabeļu iekārtošanai un programmatūras sastādīšanai. Tomēr mēs izveidojām ļoti lētu fotonu skaitīšanas sistēmu ar mini-ESM M6000 un speciāli izstrādātu interfeisa karti (skat. 7.4. att.), kā arī vienkāršu tās vadības programmu. Saiti ar eksperimentālo iekārtu nodrošināja tikai viens koaksiālais kabelis un divas parastās saites līnijas gatavības un starta signāliem. Jāatzīmē, ka tagad personāliem datoriem tāda veida skaitīšanas interfeisa kartes ražo rūpnieciski un ir nopērkamas ar visu vadības programmu.

Fotonu skaitīšanas sistēmai ar mini-ESM M6000 bija iespējams izveidot pateicoties tam, ka VIS izejas impulsus, kuru ilgums ir **5 ns**, var pārraidīt vismaz **100 m** attālumā ar relatīvi maziem zudumiem pa radiofrekvenču kabeli PK-75-4-11 ar viļņa pretestību $\rho=75 \Omega$. Šos impulsus uztvēra impulsu skaitītājs, kas atradās mini-ESM M6000 procesora interfeisa kartē. Parasti šādas kartes ar „2K” saites tipu lietoja, lai procesoram nodrošinātu saiti ar perifērijas iekārtām, kā, piemēram, displeju, perforatoru, perifolentes fotonolasītāju, pašrakstītāju u. c. Procesors strādāja ar informācijas vārdiem, kuru garums **2** baiti (**16** bināro skaitļu kārtām). Tamdēļ skaitītājs arī tika ierobežots: **15** binārās kārtas un **16.** kārtā (triggeris) pārpildes ziņojumam. Tāds skaitītājs atļauj skaitīt līdz **32 767** impulsiem. Skaitītāja vadības funkcijas, tajā skaitā integrēšanas laika intervālu formēšanu, skaitītāja satura nolasīšanu un nodzēšanu, realizēja ar mini-ESM programmu. Skaitītāja vadības programma tika uzrakstīta mašīnas kodos un noformēta kā BASIC valodas interpretatora

ārējā apakšprogramma. Tā paredzēja formēt skaitīšanas laika intervālus ar $7,5 \mu\text{s}$ soli un nolasīt skaitītāja saturu hronoloģiskā secībā procesora operatīvajā atmiņā kā skaitļu masīvu. Tā garumu ierobežoja operatīvās atmiņas izmantojamais tilpums, kas bija **32 kilobaiti**. Tas atļāva, piemēram, pierēģistrēt fotonu plūsmas intensitātes izmaiņu ar izšķiršanu **2 ms** apm. vienu minūti ilgi. Kopējā eksperimenta vadības un rezultātu apstrādes programma tika izveidota dialoga veidā, izmantojot BASIC programmēšanas valodu.



7.4. att. Fotonu skaitīšanas ar datoru struktūrshēma.

Darbs ar šo fotonu skaitīšanas sistēmu mehanoluminiscences sīkstruktūras pētīšanas gadījumā norisinājās sekojoši. Vispirms tika palaista vadības programma. Kad pie eksperimentālās iekārtas uz pults tika saņemts skaitīšanas gatavības signāls, tika uzsākta kompozītā materiāla sloģošana. Sasniedzot slodzi, pie kuras varēja sākties kompozītā materiāla sagrūšanas process, ar STARTS signālu tika palaists skaitītājs. Kopējais skaitītāja nolasījumu laiks bija iepriekš zināms. Tas atkarājās no izvēlēta signāla integrēšanas laika. Pēc šī laika beigām varēja pārtraukt kompozītā materiāla parauga sloģošana un iet pie mini-ESM, lai apstrādātu iegūto mērījumu masīvu.

Aprakstītā skaitīšanas sistēma ar mini-ESM M6000 tika izmantota ne tikai luminiscences starojuma sīkstruktūras pētījumiem. Ar tās palīdzību tika pētīta arī FED vienelektronu impulsu amplitūdas veidošanās statistika ar „Monte Karlo” metodi un to atbilstība Puasona statistikai.

7.4 Kinētikas statistiskais daudzkanālu reģistrators

Kā jau tika minēts 3. nodaļā, nestacionāru optisko starojumu izmaiņu laikā ar fotonu skaitīšanu var reģistrēt divos veidos: 1) ar skaitīšanu daudzos strobos – daudzstrobu paņēmieni, un 2) ar vienfotonu statistisko paņēmieni. Pirmajā gadījumā skaitīšanas laika intervāli (strobi) ir izvēlēti tik mazi, lai tajos signāla izmaiņu laikā varētu uzskatīt par kvazistacionāru. Tā kā tik mazos laika intervālos tiek reģistrēts neliels fotonu skaits, tad, lai samazinātu statistisko nenoteiktību, procedūra tiek daudzkārtīgi atkārtota, summējot fotonu skaitu vienādi kavētos strobos no procesa sākuma momentiem. Šo veidu parasti izmanto milisekunžu un mikrosekunžu laika diapazonā.

Nanosekunžu laika diapazonā strobu garums kļūst samērojams ar vienelektrona impulsu ilgumu, kā arī strobu garumu vairs nevar tik precīzi uzdot, cik nepieciešams, lai iegūtu vajadzīgo kinētiku mērīšanas precizitāti. Tamdēļ daudz efektīvāk un precīzāk var izmantot vienfotonu

statistisko metodi. Tās pamatā ir atsevišķu vienelektrona impulsu pienākšanas laiku statistiska krāšana daudzkanālu atmiņā, ja kinētikas process daudzkārtīgi tiek atkārtots. Tad daudzkanālu atmiņas saturs ataino mērāmo optiskā starojuma izmaiņas kinētiku (3.9. att.). Procesu atkārtoti tik reizes, cik nepieciešams, lai iegūtu pietiekami mazu statistisko nenoteiktību.

Vienfotona statistisko metodi parasti realizēja ar rūpnieciski ražotiem daudzkanālu amplitūdas analizatoriem, iepriekš pārveidojot laika intervālu proporcionālā impulsa amplitūdā. Tomēr tāds paņēmieni bija samērā lēns, jo daudzkanālu amplitūdas analizatoriem ir liels mirušais laiks. Tamdēļ mēs izveidojām speciālu kinētiku statistisko daudzkanālu reģistratoru KR-256 [4], kurā ir apvienotai abi kinētiku mērīšanas paņēmieni, kā arī radītas iespējas FED dinamisko trokšņu reģistrēšanai. Reģistrators nodrošina rokas vai distances vadību pa standartizēto kopējās lietošanas maģistrāli (KLM jeb HP-IB) saskaņā ar IEEE-488-75 vai IEC-625 standartu, kā arī mērīšanas rezultātus var izvadīt ciparu formā uz indikatoriem vai analogu spriegumu veidā uz divkoordināšu pašrakstītāju.

Kinētiku reģistrators realizē:

1. Vienfotona statistisko skaitīšanu (V-metode), kad vienā mērīšanas ciklā tiek fiksēti līdz trīs impulsu pienākšanas laiki pēc starta impulsa ar laika izšķirtspēju **10 ns**, to daudzkārtīgi atkārtojot. Lieto nanosekunžu un mikrosekunžu laika diapazonā.
2. Daudzkanālu sinhrono skaitīšanu strobos (D-metode), kad pakāpeniski tiek saskaitīti impulsi, kas trāpa daudzkārtīgi atkārtojošā laika intervālu (strobu) virknē pēc starta impulsiem ar izšķiršanu **10 ns**. Mazākais stroba (laika kanāla) ilgums ir **1 μs**. Lieto mikrosekunžu un milisekunžu laika diapazonā.

Kinētikas reģistratora KR-256 struktūras shēma ir parādīta 7.5. attēlā. Impulsu laika sadalījumu mērīšana ar V-metodi notiek pa 1. ieeju **248** laika kanālos ar adresēm no **A=0** līdz **A=247**, kuri atbilst laika intervālu kavējuma laiku pakāpeniskai augšanai attiecībā pret katra mērīšanas cikla starta impulsu. Laika kanālu platums uzdodams **T0=10; 20; 40; 160 ns**, kas atbilst kopējam diapazonam **Td=2,48; 4,96; 9,92; 39,68 μs**.

V-metodei ir astoņi impulsu pienākšanas laiku sadalījumu uzkrāšanas režīmi **V=0,...,7**. Tie atšķiras ar impulsu pienākšanas skaita un secības uzkrāšanu. Saskaņā ar uzdoto režīmu katrā mērīšanas ciklā tiek noteikts pienākšanas laiks:

- V=0** – tikai pirmajam impulsam;
- V=1** – pirmajam vai pirmajam un otrajam impulsam;
- V=2** – līdz trijiem pirmajiem impulsiem;
- V=3** – tikai pirmajam impulsu pārim;
- V=4** – tikai pirmajam impulsam no pirmā impulsu pāra;
- V=5** – tikai otrajam impulsam no pirmā impulsu pāra;
- V=6** – tikai pirmajam impulsu trijniekam;
- V=7** – otrajam vai otrajam un trešajam impulsam,

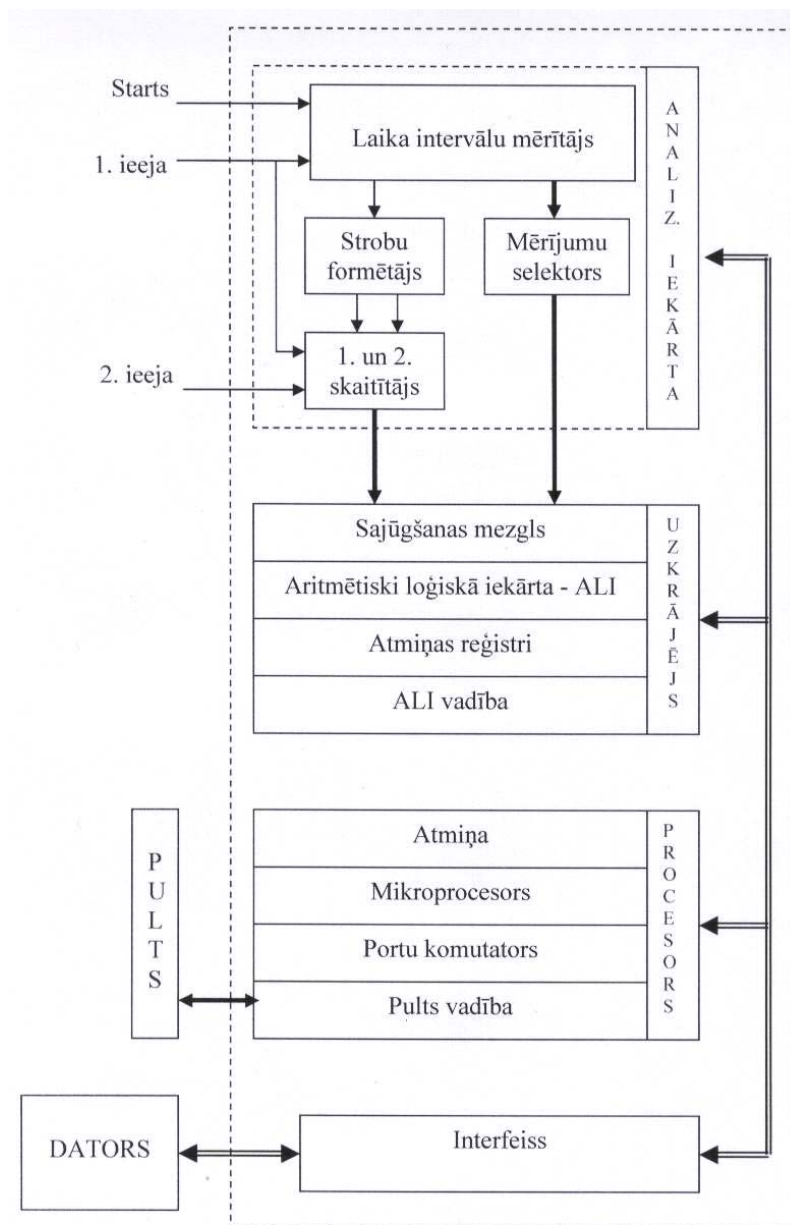
pie nosacījuma, ka kontroles laikā **Tk** vairāk impulsu netiek konstatēti. Ja šis nosacījums neizpildās, tad tādā mērījumu ciklā mērījumi vispār netiek uzkrāti. Kontroles laika ilgums **Tk=41 μs** pārklājumu režekcijai ir izvēlēts nedaudz lielāks par V-metodes garāko mērīšanas diapazonu **Td=39,69 μs**, kas izlīdzina stohastisku impulsu reģistrēšanas varbūtības blīvumu visos mērīšanas diapazonos un atļauj salīdzināt intensitātes kinētikām, uzņemtām dažādos diapazonos.

D-metodei ir četri statistisko sadalījumu uzņemšanas režīmi **D=0,...,3**, kas atļauj mainīt laika kanālu platumus šādi:

- D=0** – visiem laika kanāliem ir vienāds plātums, vienāds ar sākuma plātumu **T0**;
- D=1** – notiek viena laika kanālu plātuma maiņa no **T0** uz **T1** sākot no adreses **A1>0**;
- D=2** – ir divas **T0** maiņas pie **A1>0** uz **T1** un pie **A2>A1** uz **T2**;
- D=3** – trīs **T0** maiņas pie **A1>0** uz **T1**, pie **A2>A1** uz **T2** un pie **A3>A2** uz **T3**.

Kanālu skaits ir **256** ar adresēm no **A=0** līdz **A=255**. Režīmam **D=0** kanālu plātumu var uzdot no **T0=1 μs** līdz **5 ms** ar soli **1 μs**, kas atbilst mērīšanas diapazonam no **Td=256 μs** līdz **Td=1,28 s**.

Režīmos $D=1, \dots, 3$ sākuma kanāla platums T_0 un nomainītie lielumi T_1 līdz T_3 ir ar mazāko lielumu $3 \mu s$.



7.4. att. Kinētiku registratora KR-256 struktūras shēma.

D-metodei ir divi kanālu izmantošanas veidi:

D-I (vai **D-II**) – savietotais, kad impulsu pienākšanas laiku sadalījumu saskaitīšana notiekas pa 1. vai 2. ieeju visos **256** laika kanālos bez pauzēm;

D-I,II – dubultotais, kad impulsu pienākšanas laiku sadalījumi tiek uzkrāti divām kinētiskām, pie tam vienai kinētiskai pa 1. ieeju kanālos ar pārskaitļa adresēm, bet otrai – pa 2. ieeju kanālos ar nepārskaitļa adresēm, pie tam katrai kinētiskai ir pauzes, kas atbilst otras kinētiskas laika kanāliem.

Katra laika kanāla reģistra tilpums ir **16 711 680** vienību liels. Var uzdot mērījumu ciklu skaitu $C_0=1$ līdz $C_0=99\ 999\ 999$. Kinētiku uzkrāšana beidzas, ja notikuši C_0 cikli vai pārpildījies kāds no daudzkanālu reģistriem.

Interfeisa mezgls realizē funkcijas: AH, SH, L4, T6, DT, DC, PP2, SR un RL2 (pēc IEC-625 standarta). Tās atļauj pa KLM palaist reģistratoru, izdod apkalpošanas pieprasījumu, realizēt virknes vai paralēlo aptauju, izdot mērījumu rezultātus un iztīrīt daudzkanālu reģistru atmiņu. Bija paredzēta arī iespēja ievadīt pa KLM reģistratora darba režīmus, bet tas netika īstenots mazās nepieciešamības dēļ. Tāpēc šim reģistratora izpildījumam darba režīmi ir jāuzstāda ar roku no vadības pults.

Mērījumu informācija tiek izdota pa KLM 7 bitu koda veidā un sastāv no diviem blokiem: 1) parametru masīva, kurā uzdota lietotā metode, režīms un kinētiku uzņemšanas parametri; 2) mērījumu masīvs, kas sastāv no **256** skaitļu pāru virknes – kanāla adrese un tā saturs.

Reģistrators patstāvīgi veic galveno mezglu darbības pārbaudi un kontrolē parametru uzstādi noteiktam darbības veidam un režīmam. Bojājumu pazīmes un kļūdas tiek indicētas uz vadības pults un izdotas pa KLM stāvokļa baitā.

Kinētiku reģistratora struktūras shēma (7.5. att.) sastāv no šādiem galvenajiem mezgliem: analizējošā iekārtas, uzkrājēja, procesora, interfeisa un vadības pults. Procesors, kura pamatā ir mikroprocesora kontrolieris, kopā ar vadības pultī un interfeisu nodrošina kinētiku reģistratora kopējo vadību. Analizējošā iekārta kopā ar uzkrājēju veic kinētiku mērīšanas algoritmu, ko nosaka izvēlēta metode (**V** vai **D**), tās režīms (**V=0** līdz **7** vai **D=0** līdz **3**) un mērīšanas parametri (**C0**, **T0** u. c.). Starp struktūrmezgliem paziņojumu (režīma un parametru dati un vadības signāli) apmaiņa notiek pa iekšējo maģistrāli. Ārējie paziņojumi notiek no vadības pults vai interfeisa.

Mikroprocesora kontrolieris būvēts, izmantojot K580 sērijas mikroprocesora komplektu. Kontroliera darbību veic **6** kilobaitu gara programma, kura glabājas pasīvajā atmiņā. Programmas darba lauks mainīgai informācijai aizņem **4** kilobaitus un glabājas operatīvajā atmiņā. Pārējie reģistratora mezgli attiecībā pret mikroprocesora kontrolieri faktiski ir perifērijas iekārtas un ar kontrolieri ir saistīti caur ieejas-izejas portiem.

Kontroliera programma sastāv no moduļiem, kas no kopējā reģistratora vadības procesa īsteno automatizētas procedūras. Procedūru veikšanas kārtību nosaka paziņojumi no vadības pults un no citiem reģistratora mezgliem, kā arī no interfeisa distances vadības gadījumā. Programma notiek pamīšus gaidot paziņojumus (stāvokļi) un, kad tie saņemti, pildot atbilstošās vadības procedūras (funkcijas). Kontroliera programmas galvenie stāvokļi ir: mērīšanas režīmu un parametru GAIDĪŠANA, GATAVS STARTĒT (distances vadīšanas gadījumā), MĒRĪŠANA, PAUZE, MĒRĪŠANAS BEIGAS, operatora KĻŪDA, atmiņas PĀRPILDE, reģistratora BOJĀJUMS. Programma paredz izpildīt šādas galvenās funkcijas:

- operatīvās un pastāvīgās atmiņas un uzkrājēja darbības pārbaude;
- darba režīmu izejas parametru automātiska ierakstīšana;
- darba režīma parametru pieņemšana no vadības pults;
- pieņemto darba režīmu parametru atbilstības pārbaude reģistratora tehniskajām iespējām;
- pieņemto un akceptēto darba režīmu parametru izdošana uz indikācijas tablo;
- analizējošās iekārtas un uzkrājēja kopējās darbības algoritma parametru izdošana un to palaišana;
- mērāmās informācijas porciju uzkrāšana operatīvajā atmiņā kinētikas mērīšanas procesa laikā;
- izmērītās informācijas izdošana uz indikācijas tablo;
- mērīšanas procesa kontrole, pazīmju un paziņojumu izdošana, ja konstatētas darbības kļūdas vai beidzies kinētikas mērījums;
- kinētikas mērījuma rezultāta izdošana noteiktā formātā caur interfeisu uz KLM.

Analizējošā iekārta, kas sastāv no laika intervālu mērītājs, mērījumu selektora, strobu formētāja, un 1. un 2. skaitītāja, un uzkrājējs uzbūvēts, izmantojot agrāk izklāstītos principus un shēmas [5]. Kinētiku reģistratoram strādājot ar V-metodi, darbojas laika intervālu mērītājs, kas pa 1. ieeju uzdotajā laika diapazonā **Td** nomēra līdz triju pirmo, viens otram sekojošo ieejas impulsu pienākšanas laika momentus attiecībā pret starta impulsu un arī fiksē līdz četriem ienākošiem impulsiem kontroles laika intervālā **Tk** katrā mērījuma ciklā. Pēc kontroles laika **Tk** beigām mērījumu selektors izanalizē rezultātu atbilstību uzstādītajam uzkrāšanas režīmam, veic režēkciju un nodod derīgos rezultātus uzkrājējam, kur tie tiek statistiski uzkrāti atmiņas reģistros. Kinētiku mērīšana un uzkrāšana notiek pa ciklu porcijām ΔC , kuras lielumu var uzstādīt robežās no **1** līdz

10 000. Kad beigusies kārtējās porcijas mērīšana, tad uzkrātie dati tiek tālāk nodoti uz procesora operatīvo atmiņu, kur tie tiek pieskaitīti jau uzkrātajiem mērījumu datiem. Pēc tam uzkrājēja atmiņas reģistru saturs tiek nodzēsts un tiek palaista jauna mērījumu porcija ΔC , kad analizējošā iekārta ar uzkrājēju darbojas lokāli. Kinētikas uzkrāšana turpinās līdz tiek sasniegts kopējais uzdotais mērījumu ciklu skaits **C0** vai pārtraucas, ja programma konstatē operatīvās atmiņas pārpildi.

Izmantojot D-metodi, laika intervālu mērītājs pēc katra starta impulsa izstrādā tikai **10 MHz** frekvences impulsus, ar kuru palīdzību strobu formētājs izstrādā strobu impulsus saskaņā ar uzstādīto kanālu platumu virkni. 1. un 2. skaitītājs pamīšus saskaita pienākošos impulsus laika intervālos, kurus nosaka strobu impulsu virkne. Viena vai otra skaitītāja skaitīšanas pauzēs saskaitītais rezultāts tiek nodots uzkrājējam, kas attiecīgajā laika kanāla atmiņas reģistrā pieskaita rezultātu jau uzkrātam. Bez tam skaitītāju ieeju komutators pieslēdz atbilstošās ieejas pie skaitītājiem atbilstoši izvēlētam D-metodes kanālu izmantošanas veidam D-I, D-II vai D-I,II. Pārējā kinētiku reģistratora darbība D-metodes gadījumā ir līdzīga, kā izmantojot V-metodi.

Kinētiku reģistratori tika izgatavoti vairākās modifikācijās. Vispilnīgākā modifikācija KR-256M struktūrā iekļauta pirms laika intervāla mērītāja arī laika intervālu pārveidotājs, kas atļauj ar reģistratoru **V=0** uzkrāšanas režīmā ar **T0=10 ns** iegūt kanāla platumu **1 ns** vai **0,25 ns**. Tad gan ir jāizmanto arī modificēts vienelektronu impulsu selektors VIS-T ar proporcionālo diskriminācijas līmeni, kas lokalizē FED vienelektrona impulsus ar laika izšķirtspēju **0,1 ns** [4].

Ar šāda veida kinētiku reģistratoriem bija un tiek veikti ļoti daudzi luminiscences kinētiku mērījumi. Arī tos lieto, lai noteiktu FED dinamisko trokšņu laika spektru un atlasītu tādus FED tipus un no tiem atsevišķus eksemplārus, kam dinamiskie paštrokšņi ir vismazākie.

Atsauces 7. nodaļā:

1. Я. Э. Тиберг, Паулаускас. Селектор одноэлектронных импульсов для системы счета фотонов. – Приборы и техника эксперимента. – 1980. – No 5. – С. 183-186.
2. Я. Э. Тибергс, Я. Л. Янсонс. Универсальный селектор одноэлектронных импульсов фотоэлектронных умножителей. // Методы и аппаратура для исследований люминесценции. – Рига, 1985. – С. 40-57.
3. Я. Л. Янсонс. Автоматическое измерение средней амплитуды импульсов фотоэлектронных умножителей. // Автоматизация научных исследований. – Рига, 1982. – С. 85-99.
4. Я. Э. Тибергс, Ю. К. Вейнберг, Я. Л. Янсонс, А. Я. Банга, Э. Э. Тарденак. Комплект приборов статистического счета фотонов во времени. // Методы и аппаратура для физических исследований. – Рига, 1989. – С. 55-69.
5. Э. Э. Тарденак Системы счета фотонов для регистрации слабых и быстроменяющихся потоков. // Методы и аппаратура для исследований люминесценции. – Рига, 1985. – С. 58-98.

8. Fotoelektrona daudzkārstotāju vienelektrona raksturlielumu pētījumi

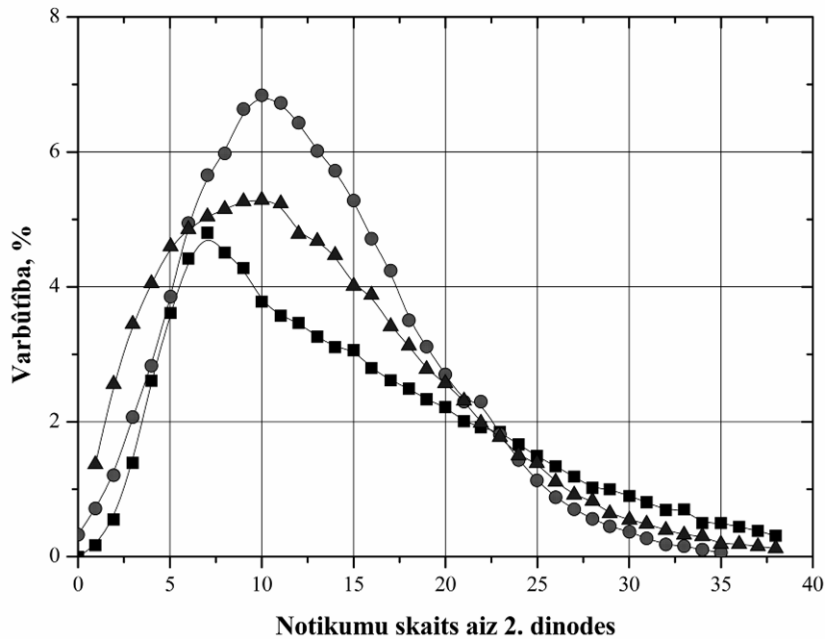
Šajā nodaļā apskatīsim galvenos FED vienelektrona raksturlielumu pētījumu rezultātus. Pētījumi tika veikti sadarbībā ar FED konstruktoriem un ražotājiem Maskavā, Ļeņingradā, Novosibirskā un Ordžonikidzē. Tika noskaidroti rūpnieciski ražoto FED tipu un atsevišķu eksemplāru piemērotība fotonu skaitīšanas veidam, lai šo ierīču konstruktori varētu izstrādāt pēc iespējas labākus FED tipus fotonu skaitīšanai un ražotāji varētu kontrolēt vienelektrona parametrus FED izgatavošanas gaitā. Savukārt mēs varējām dabūt vislabākos FED eksemplārus dažādām luminiscences pētījumu vajadzībām. Sakarā ar to, ka FED konstruktoriem jauno izstrāžu tēmas bija slepenas, pētījumu rezultāti par izstrādē esošajiem FED netika publicēti.

8.1 Vienelektrona impulsu diferenciālo amplitūdu sadalījumu modelēšana

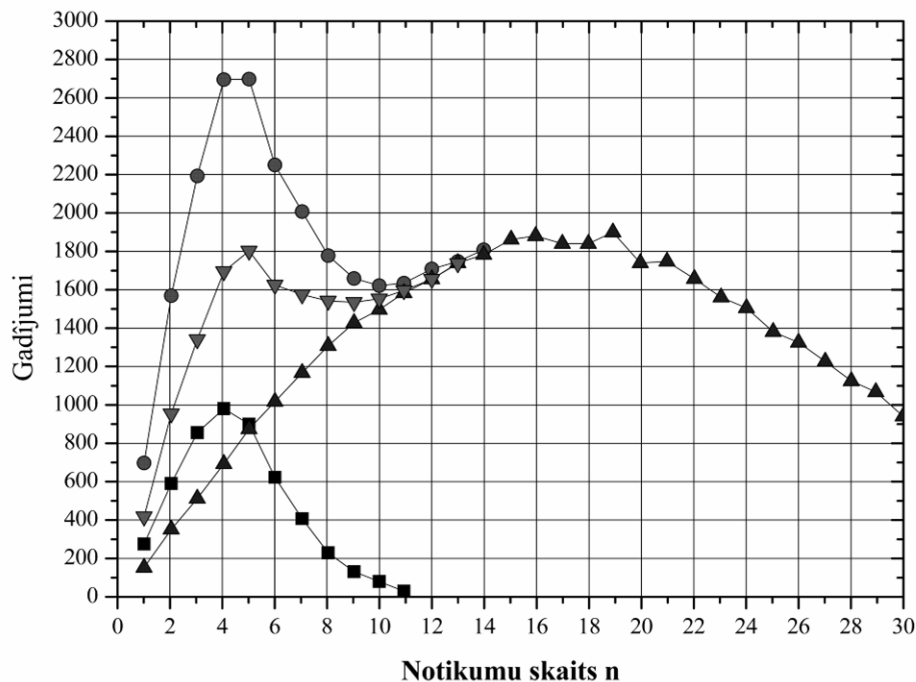
1970. gados vēl nebija skaidrs, kādam ir jābūt FED vienelektrona impulsu diferenciālajam sadalījumam. Vieni uzskatīja, ka tam jābūt ar izteiktu maksimumu līdzīgi Puasona sadalījumam ar $\langle n \rangle$ vienādu vai lielāku par **3**, pamatojot to ar pirmās dinodes sekundārās elektronu emisijas dabu. Citi uzskatīja, ka tam jābūt eksponenciāli dilstošam, aizstāvot tos ražotājus, kuru FED bija šādi sadalījumi. Trešie izvēlējās vidusceļu, apgalvojot, ka sadalījums ir summa no eksponenciālā un Puasona sadalījumiem. Pat firma RCA savā rokasgrāmatā [1] apraksta šīs raksturlielnes ar teorētisko Poleja sadalījumu, kas, augot parametram **a**, pāriet no eksponenciālā sadalījuma uz Puasona sadalījumu. Mēģinājumi matemātiski aprakstīt reālo elektronu daudzkārstošanos procesu noveda pie sarežģītām izteiksmēm [2], kas praktiski nebija lietojamas. Te nebija ņemti vērā arī atstarotie (bez sekundārās emisijas) elektroni un caurlidojošie elektroni pirmajai un turpmākajām dinožu kaskādēm.

Lai to noskaidrotu, autors izmantoja labu FED, kura izejas impulsu sekošana pakļaujas Puasona statistikai un kas var kalpot kā reāls neatkarīgu gadījuma notikumu ģenerators, kopā ar datorizēto fotonu skaitīšanas sistēmu (skat. 7.3 sadaļu), praktiski pielietojot „Monte Karlo” metodi. Tika uzrakstīta speciāla datora programma, kas modelē divu pirmo dinožu kaskāžu darbību. Pamatideja: padodot uz šādu FED konstantu gaismas plūsmu, var izvēlēties noteiktu vienelektrona impulsu skaitīšanas laiku Δt tā, lai tajā tiktu reģistrēti vidēji $\langle n \rangle$ impulsi, kuru vidējā sekošanas frekvence ir konstanta – $\langle N \rangle$. Mainot laika intervāla Δt lielumu, var izvēlēties noteiktu vidējo lielumu $\langle n \rangle$. Vienā modelēšanas ciklā vispirms palaiž vienu impulsu gadījumu skaita n_1 reģistrēšanu ar vidējo lielumu $\langle n_1 \rangle$, ko uzdod ar Δt_1 . Pēc tam n_1 reizes atkārtoti reģistrēšanu ar citu integrēšanas laiku Δt_2 , kas nosaka $\langle n_2 \rangle$, un rezultātus summē. Tātad šajā modelēšanā $\langle n_1 \rangle$ ir pirmās dinožu kaskādes daudzkārstošanos koeficients m_1 , bet $\langle n_2 \rangle$ ir otrās kaskādes daudzkārstošanos koeficients m_2 . Daudzkārtīgi atkārtojot šādus modelēšanas ciklus pie izvēlētiem m_1 un m_2 lielumiem, var ļoti vienkārši modelēt FED daudzkārstošanos procesu (šajā gadījumā divām dinožu kaskādēm). To, bez šaubām, var izdarīt arī lielākam dinožu skaitam.

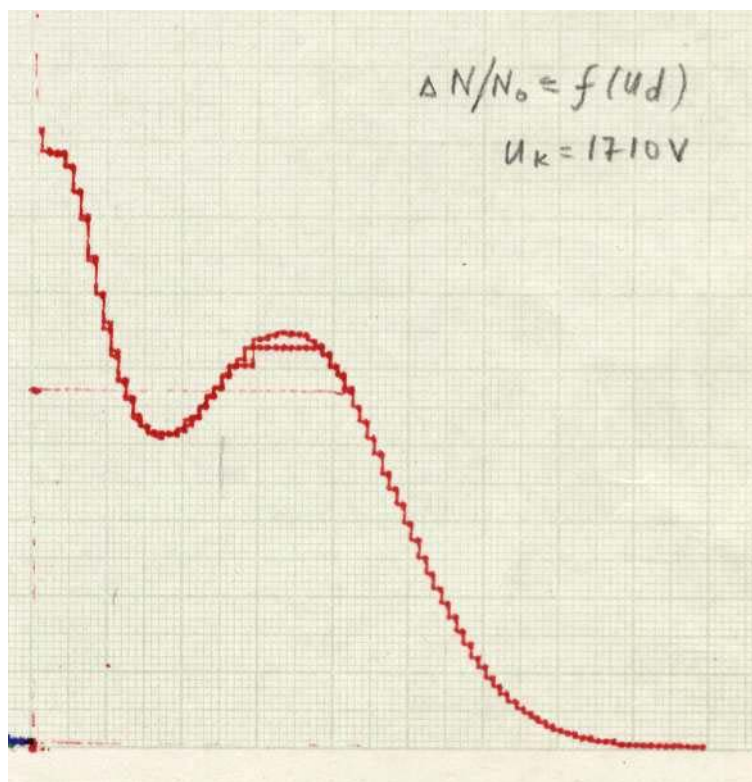
Tātad, šī modelēšanas programma realizē gadījumu notikumu divu kaskāžu virkni, kas ataino FED divu kaskāžu darbību. Lai varētu savstarpēji vienkārši salīdzināt daudzkārstošanos iznākumus, tad bieži vien tika izvēlēti lielumi m_1 un m_2 tā, lai $m_1 * m_2 = \text{const}$, piemēram, **10** (skat. 8.1. att.), t. i., divu kaskāžu summārais daudzkārstošanos koeficients ir **10**. Redzams, ka, jo mazāks ir pirmās dinodes daudzkārstošanos koeficients, jo amplitūdu diferenciālā sadalījuma kritums vairāk līdzinās eksponenciālam sadalījumam. Laukumu samazināšanās zem sadalījumu līknēm nozīmē, ka ir samazinājusies atbilstošā modeļa kvantu efektivitāte – samazinoties lielumam **m**, pieaug gadījumu skaits ar nulles iznākumu.



8.1. att. FED divu kaskāžu darbības modelēšanas rezultāti, ja kopējais daudzkārtēšanas koeficients ir 10. Aplīši – $m_1=6,6$ un $m_2=1,5$; trīsstūrīši – $m_1=3,16$ un $m_2=3,16$; kvadrātiņi – $m_1=1,5$ un $m_2=6,6$.



8.2. att. FED pirmo divu dinožu kaskāžu darbības modelēšana, ja noteikts procentuālais skaits fotoelektronu nedaudzkāršojas uz pirmās dinodes, bet nokļūst uz otro dinodi. Sekundārās emisijas koeficients $m_1=3,6$ un $m_2=4,5$. Otrais izvēlēts lielāks, jo primārajiem caurlidojošiem elektroniem ir lielāka enerģija. Ar apgrieztiem trīsstūrīšiem apzīmēta līknes sākuma daļa caurlidojošiem elektroniem, ja to skaits ir 10 %; ar aplīšiem – 20 %; ar kvadrātiņiem – Puasona sadalījums, ja $\langle n \rangle = 4,5$.



8.3. att. ФЭУ-130 ar gallija arsenīda pirmo dinodi, kam sekundārās elektronu emisijas koeficients ir apm. **30**, gaismas impulsu amplitūdas diferenciālais sadalījums. Aiz līknes minimuma („ielejas”) uz mazo amplitūdu pusi veidojas cits maksimums, kas varētu būt no „caurlidojošo” vai atstaroto no pirmās dinodes elektronu izraisītās sekundārās emisijas uz otrās dinodes.

Līdzīgi varēja arī modelēt gadījumus, kad noteikts procentuālais skaits fotoelektronu netiek daudzkārstoti ar pirmo dinodi, bet nokļūst uz nākamo, kur notiek to daudzkārstošānās (8.2. att.). Tā tas ir žalūziju veida dinodēm. Tādi gadījumi sadalījumus vēl vairāk līdzina eksponenciālajam, ja m_1 ir mazs. Tas arī labi izskaidroja fotoelektronu daudzkārstotāju, kam m_1 ir liels, reālajos vienelektrona impulsu diferenciālo amplitūdu sadalījumos novērojamo „ieleju” un eksponenciāli augošo „asti” mazo impulsu amplitūdu apgabalā (8.3. att.).

Minētie pētījumu rezultāti netika publicēti, jo sadarbība ar FED konstruktoriem un izgatavotājiem notika slepenu pētniecisko tēmu ietvaros. Jāatzīmē, ka šādu reālu neatkarīgo gadījuma ģeneratoru var pielietot arī citu gadījuma procesu modelēšanai.

8.2 FED stacionāro raksturlielumu pētījumi

Par stacionāriem raksturlielumiem sauc tādus, kas noteikti, ja FED fotokatods tiek apgaismots ar nemainīgu optiskā starojuma intensitāti vai netiek nemaz apgaismots. Parasti kā stacionārie raksturlielumi tiek pētīti vienelektrona impulsu laika parametri (forma), skaitīšanas raksturlīknes un izejas impulsu amplitūdas sadalījumi.

Laika gaitā ir izpētīta liela daļa PSRS pastāvēšanas laikā ražoto FED tipu vienelektrona stacionārie raksturlielumi, to skaitā, piemēram.: ФЭУ-39; -60; -70; -77; -78; -79; -83; -100; -106; -118; -119; -127; -130; -136; -140; -142; -143; -147; -149; -159; -164; -165; un arī citi. Bez tam, sadarbības ietvaros ar FED konstruktoriem Maskavā, Ļeņingradā, Novosibirskā un Ordžonikidzē daudz tika pētīti eksperimentālie paraugi, lai noteiktu to atbilstību izstrādes tehniskajam uzdevumam. Bija iespējams izpētīt tikai dažus eksemplārus ārvalstīs izgatavotos FED (piem., 1P28), jo tos praktiski nebija iespējams iegādāties. Bet, caurskatot publikācijas, bija skaidrs, ka

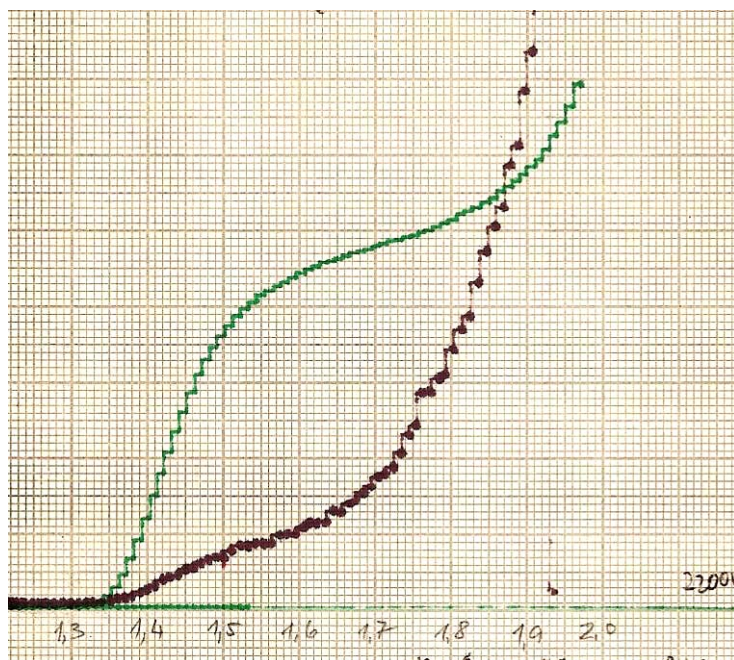
PSRS ražotie daži FED tipi pēc vienelektrona raksturlielumiem un spektrālās jutības praktiski neatpalika no ārvalstīs ražotiem. Ja ņem vērā, ka mums bija pieejami konstruktoru izstrādātie labākie FED tipi un to eksemplāri, tad jāsecina, ka mūsu institūta eksperimentālās iekārtas vāju gaismas plūsmu mērījumiem bija apgādātas ar pasaules līmeņa labākajiem fotouztvērējiem.

Vienelektrona impulsa laika parametri tika noteikti ar impulsa pastiprinātāja izejā pieslēgto platjoslas oscilogrāfu C1-75. Tā josla ir 250 MHz un ir pietiekama, lai pētītu izejas impulsus FED ar atsevišķām dinodēm. Ja FED ir izveidots no mikrokanāla plāksnītēm (MKP), tad šī oscilogrāfa ātrdarbība ir par mazu, lai precīzi noteiktu to vienelektrona impulsa formu.

Vienelektrona impulsa formas mērījumi noskaidroja, ka parasta izmēra FED kā, piemēram, ФЭУ-79 vienelektrona impulsa kāpumam $t_f=3$ ns, kritumam $t_k=10$ ns un pusaugstuma ilgums $t_{1/2}=10$ ns (3.2. att.). Mazāka izmēra FED, piemēram, ФЭУ-60, šie parametri samazinās. FED ar MKP, piemēram, ФЭУ-165, impulsa ilgums pusaugstumā ir mazāks par 3 ns. Tas ir labi saprotams, jo īsākām elektronu trajektorijām ir mazāka to relatīvā izkliede.

Jāatzīmē, ka, jo īsāks ir FED vienelektrona impulsa ilgums, jo tā amplitūda ir lielāka pie tā paša daudzkārsšošanas koeficienta. Tādiem FED var izvēlēties mazāku daudzkārsšošanas koeficientu, pazeminot barošanas spriegumu, kas samazina traucējumu impulsu rašanās varbūtību no optiskās un jonu atgriezeniskās saites.

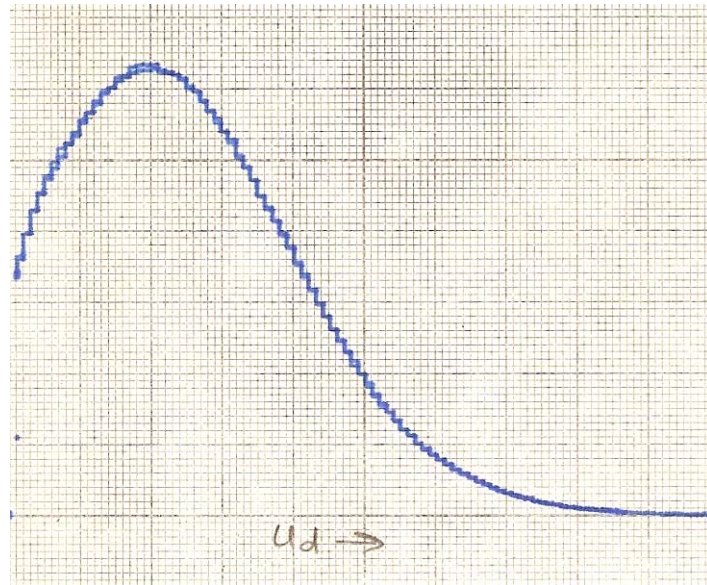
Skaitīšanas raksturlīknes tika uzņemtas ar skaitīšanas bloka (skat. 7.2 sadaļu) palīdzību, automatizēti izvēršot pa 100 pozīcijām FED barošanas avota spriegumu ar soli 10 V no iepriekš uzstādīta sākuma sprieguma un raksturlīknes zīmējot ar pašrakstītāja palīdzību (8.4. att.). Tas ļauj pirms amplitūdas sadalījumu uzņemšanas noskaidrot FED barošanas sprieguma apgabalu, kurš atbilst pietiekami lielam FED daudzkārsšošanas koeficientam un noteikt traucējumu impulsu vidējo sekošanas frekvenci un tās atkarību no barošanas sprieguma. Salīdzinot dotās raksturlīknes ar 3.5. att. parādītām, var secināt, ka šim FED eksemplāram ir samērā stāvs un īss plato apgabals un jau pie 1750 V sprieguma ļoti strauji sāk pieaugt tumsas impulsu sekošanas frekvence.



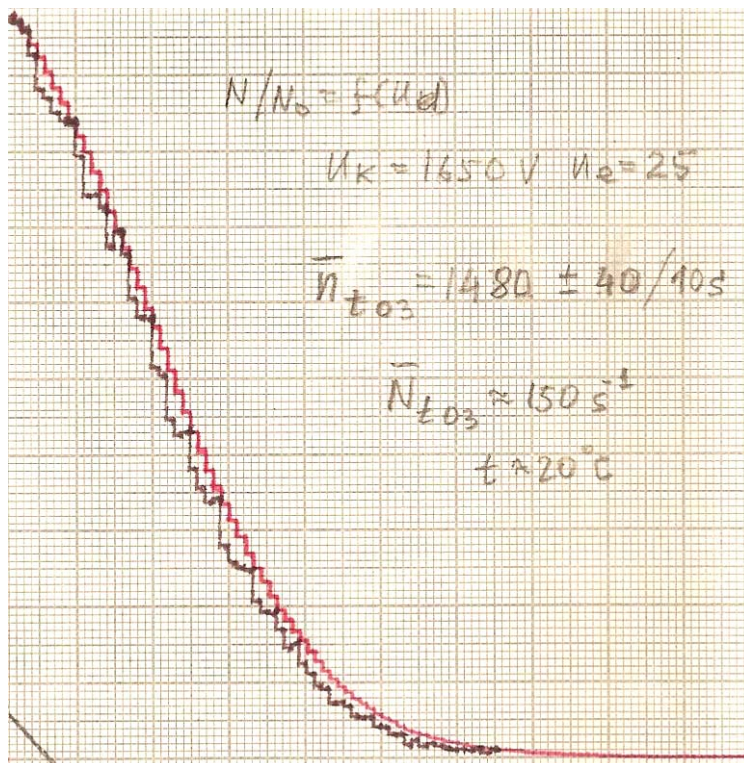
8.4. att. Skaitīšanas tumsas un gaismas raksturlīknes ФЭУ-79 Nr. 470.

FED izejas impulsa amplitūdas sadalījumus uzņem, ja no skaitīšanas bloka pozīciju skaitītāja automatizēti izvērš VIS pirmā kanāla apakšējo diskriminācijas līmeni $U1$. Ja ir ieslēgts diferenciālais diskriminācijas režīms ar izvēlētu diskriminācijas loga lielumu $\Delta U1$, tad var uzņemta impulsa diferenciālo amplitūdas sadalījumu (8.5. att.). Kad ieslēgts integrālais diskriminācijas režīms, tad – integrālos amplitūdas sadalījumus (8.6. att.). Bieži vien tumsas impulsu sekošanas

frekvence ir maza un praktiski ir grūti tiem uzņemt pietiekami precīzus amplitūdu diferenciālos sadalījumus. Tādā gadījumā pilnīgi pietiek ar integrāliem sadalījumiem, jo šīs raksturlīknes dod daudz tiešāku un pilnīgāku informāciju par traucējumu impulsu dabu un ieguldījumu signāla reģistrēšanā.



8.5. att. ФЭУ-432 Nr. 432 vienelektrona impulsa diferenciālais sadalījums, ja $U_k=1700\text{ V}$ un $\Delta U_1=0,3\text{ mV}$; tad vidējā amplitūda $U_e=2,5\text{ mV}$ pastiprinātāja ieejā.



8.6. att. ФЭУ-79 Nr. 669 impulsa amplitūdas integrālie sadalījumi tumsas un gaismas impulsiem, ja uzņemot tiek normēti attiecībā pret kopējo impulsu skaitu.

No 8.6. attēlā parādītajiem normētajiem integrāliem amplitūdu sadalījumiem tumsas un gaismas impulsu var tieši redzēt, ka tie sakrīt. Tas nozīmē, ka impulsu avots ir fotokatods un visticamāk, ka tumsas impulsu cēlonis ir elektronu termoemisija no tā. Par to var pārliecināties, ja atdzesē fotokatodu. Multisārnu metālu fotokatodiem elektronu termoemisija izmainas **2** reizes, fotokatoda temperatūru izmainot par **10 K**. Tātad, šajā gadījumā, atdzesējot fotokatodu līdz **10 °C**, var samazināt tumsas impulsu sekošanas vidējo frekvenci līdz apm. $\langle N_f \rangle = 40$ Hz diskriminācijas līmenim $U_1 = 0,3$ mV attiecībā pret impulsu pastiprinātāja ieeju. Tumsas un gaismas impulsu amplitūdas sadalījumu līdzība nozīmē arī to, ka ar diskriminācijas līmeņa U_1 izmaiņu nevar panākt attiecības signāls/traucējumi palielināšanu. Tas jāizvēlas no reģistrēšanas stabilitātes apsvērumiem, jo pie ļoti maza U_1 lieluma var tikt pierēģistrēti impulsu pastiprinātāja paštrokšņu impulsi vai ārējo elektromagnētisko lauku indukcijas ceļā radītie traucējumu impulsi. Parasti izvēlas $U_1 = 0,2 \cdot U_e$, kas šajā gadījumā, kad $U_e = 2,5$ mV, ir **0,5 mV**. Tāds diskriminācijas līmenis samazina gaismas impulsu reģistrēšanas efektivitāti par mazāk nekā **10 %**, bet toties ir samērā liela drošība neregistrēt traucējumu impulsus.

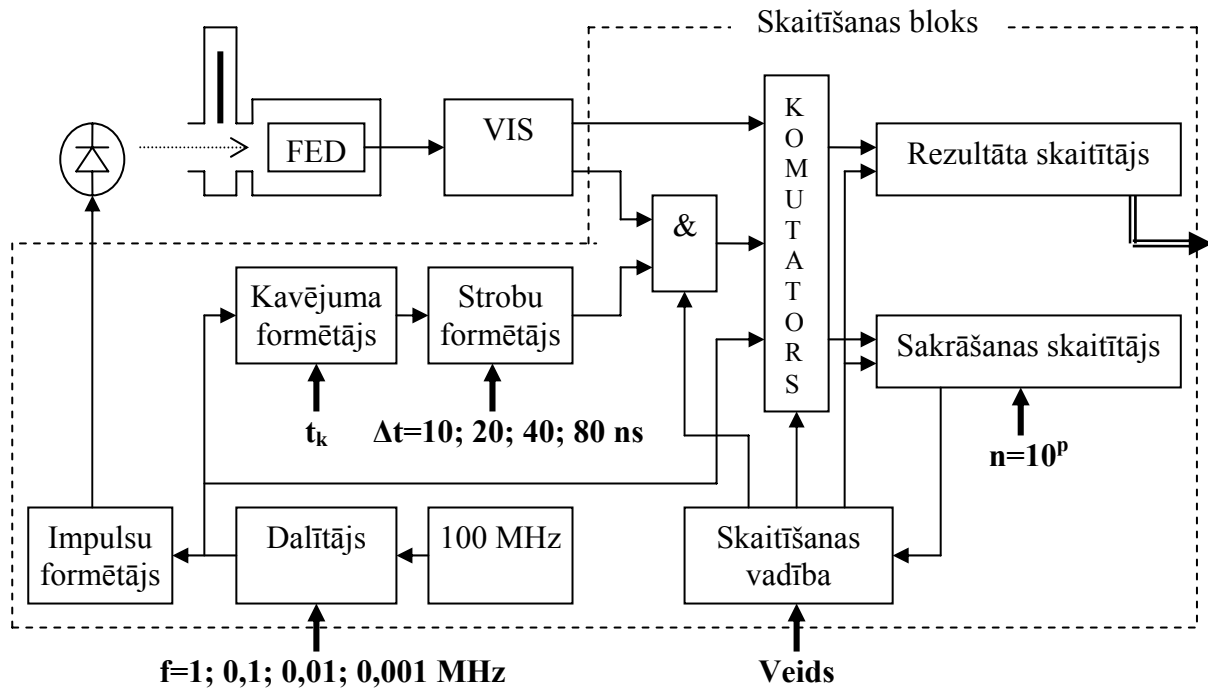
Jāatzīmē, ka vēl joprojām FED ražotāji noteiktam tipam pamatā uzdod tikai nominālo vidējo tumsas strāvu. Retos gadījumos tiek uzdota arī FED tumsas paštrokšņu vidējā sekošanas frekvence pie tipiska barošanas sprieguma. Bet netiek dots impulsu amplitūdas diskriminācijas sliekšnis, pie kura ir noteikti paštrokšņi, nerunājot nemaz par citiem vienelektrona impulsu raksturlielumiem. Tas, bez šaubām, stipri apgrūtina izvēlēties optimālu FED tipu konkrēto uzdevumu veikšanai, vēlreiz atgādinot, ka pētniekam, kas nodarbojas vai grib nodarboties ar fotonu skaitīšanu, jābūt vismaz minimāliem līdzekļiem, piemēram, FED impulsu oscilografēšana un VIS ar maināmu diskriminācijas līmeni. Tas ievērojami atvieglos izvēlēties labu FED tipu un eksemplāru un iestādīt optimālu tā darba režīmu fotonu skaitīšanai.

8.3. Dinamiskie trokšņi

Par fotoelektronu daudzkārsotāju dinamiskiem trokšņiem sauc tādus, kas rodas starp FED paštrokšņiem, ja fotokatods tiek apgaismots. Kā jau tika izklāstīts 6.5 sadaļā, dinamiskie trokšņi pamatā rodas no optiskās un jonu atgriezeniskās saites (attiecīgi OAS un JAS). Dinamisko trokšņu impulsu amplitūda var būt lielāka par vienelektrona impulsu amplitūdu. Faktiski tāds daudzelektronu dinamisko trokšņu impulss pats var izraisīt ar kaut kādu kavējumu un varbūtību jaunu dinamisko trokšņu impulsu. Tāpēc pēc stipra apgaismojuma FED paštrokšņi norimst laikā ar kaut kādu kavējumu, kas pat var ilgt diennakti un vairāk.

Vienkāršs paņēmieni, kā var noteikt dinamisko trokšņu daudzumu, jau tika paredzēts skaitīšanas bloka (skat. 7.2 sadaļā) sastāvā, bet netika tā struktūrshēmā attēlots un izklāstīts, lai nesarežģītu aprakstu. Tas tagad parādīts 8.7. attēlā.

Skaitīšanas bloka sastāvā ir iekļauts mirdzdiodes impulsu formētājs, kas no **100 MHz** ģenerators caur dalītāju tiek palaists ar frekvenci $f = 1; 0,1; 0,01$ vai **0,001 MHz**. Līdztekus caur kavējuma laika t_k formētāju tiek palaists īsu laika intervālu (strobu) formētājs, kas izstrādā $\Delta t = 10; 20; 40$ vai **80 ns** ilgus impulsus. Tie tiek padoti uz sakrišanas shēmu &, uz kuras otru ieeju tiek padoti impulsi no vienelektrona impulsu selektora VIS. Sakrišanas shēma var strādāt divos veidos: 1) laiž cauri impulsus no VIS uz skaitītāju komutatoru stroba impulsu laikā vai 2) tos nelaiž šajā laikā (antisakrišana). Vienkāršākā gadījumā komutators pieslēdz VIS caur sakrišanas shēmu rezultāta skaitītājam un dalītāja impulsus – sakrišanas skaitītājam. Mirdzdiode ir ātrdarbīga, jo sastāv no SiC struktūras, un tiek darbināta priekšcaursites režīmā. Tā izstaro baltas gaismas impulsus **1 ns** ilgus ar krituma laika konstanti $< 0,5$ ns. Kavējuma formētājam jāuzliek laiks t_k , kas vienāds ar mirdzdiodes signāla kavējumu FED, VIS un saites līnijās līdz sakrišanas shēmai. Stroba ilgumu Δt izvēlas tādu, lai tā laikā mirdzdiode būtu beigusī starot.



8.7. att. Skaitīšanas bloka struktūrshēmas mezgli, kas nepieciešami FED dinamisko trokšņu noteikšanai

Ja izvēlēts ir antisakrišanas veids, tad pie izslēgta gaismas slēga rezultāta skaitītājā tiek reģistrēti tumsas stacionāro trokšņu impulsu skaits n_{st} integrēšanas laikā T , kuru nosaka dalītāja frekvence un uzstādītais sakrišanas skaitlis $n=10^p$. Atvērtā gaismas slēga stāvoklī tiek līdzīgi reģistrēta summa no stacionāro trokšņu impulsa skaita n_{st} un dinamisko impulsu skaita n_{dt} , t. i., $n_t = n_{st} + n_{dt}$.

Sakrišanas veida gadījumā, kad atvērts gaismas slēgs, tiek reģistrēts fotonu skaits n_g no mirdzdiodes integrēšanas laikā T . Izmērot lielumus n_{st} un n_t var viegli noteikt dinamisko trokšņu parādīšanos integrālo varbūtību uz vienu reģistrēto starojuma fotonu kā $V_{dt} = n_{dt}/n_g$.

Šādi veiktie pētījumi atklāja, ka FED ar diskretām dinožu kaskādēm dinamisko trokšņu parādīšanās varbūtība V_{dt} parasti ir ar kārtu 1 %, ja fotonu reģistrēšanas vidējā frekvence nepārsniedz 1 MHz. To paaugstinot, varbūtība V_{dt} strauji pieaug. FED ar mikrokanālu plāksnītēm dinamisko trokšņu parādīšanās varbūtība ir daudz mazāka, jo plāksnītes kanāli ir izveidoti ar noteiktu slīpumu attiecībā pret normāli un daudzkārstotājā parasti ir izvietotas divas plāksnītes ar pretēji vēršiem kanālu slīpumiem. Tas ievērojami samazina OAS iespēju.

Paceļas jautājums, ar kādu kavējumu pēc fotona reģistrēšanas var parādīties dinamisko trokšņu impulsi? Lai to noskaidrotu, ir jāuzņem dinamisko trokšņu impulsu parādīšanās laiku statistiskais sadalījums pēc signāla impulsa. Vispār to var izdarīt arī ar skaitīšanas bloku, ja stroba kavējumu t_k pakāpeniski palielina un strobu laikā Δt reģistrē trokšņu impulsu vidējo sekošanas frekvenci. Bet tāds paņēmieni prasa ļoti ilgstošu mērījumu kopējo laiku.

Dinamisko trokšņu parādīšanās laika statistisko sadalījumus var daudz ātrāk uzņemt ar daudzkanālu sinhrono skaitīšanu strobos, izmantojot kinētiku reģistrators KR-256 (skat. 7.4 sadaļā). Šī paņēmiena laika izšķirtspēju nosaka mazākais stroba ilgums $\Delta t = 1 \mu s$. Izmantojot vienfotona statistisko paņēmieni, var iegūt 100 reizes lielāku izšķirtspēju, jo minimālais kanāla platums $\Delta t = 10 ns$, kā arī var statistiski skaitīt trokšņu impulsus astoņos režīmos, jo tiek noteikts pienākšanas laiks:

- $V=0$ – tikai pirmajam impulsam;
- $V=1$ – pirmajam vai pirmajam un otrajam impulsam;
- $V=2$ – līdz trijiem pirmajiem impulsam;
- $V=3$ – tikai pirmajam impulsu pārim;
- $V=4$ – tikai pirmajam impulsam no pirmā impulsu pāra;

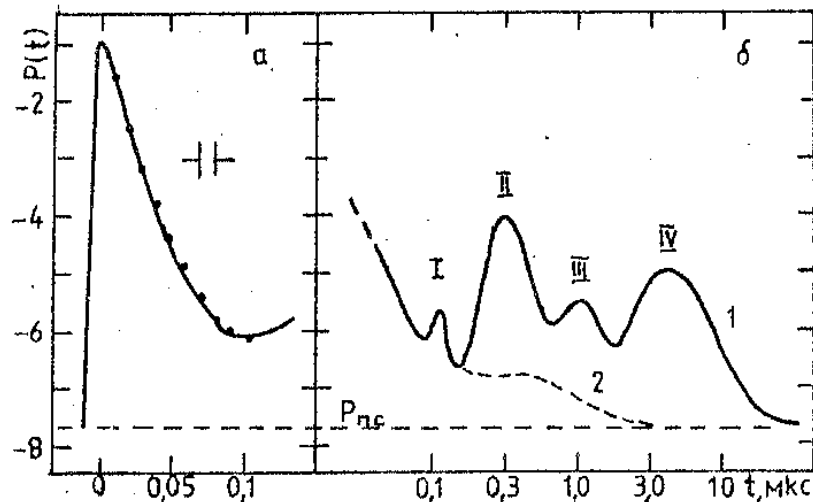
V=5 – tikai otrajam impulsam no pirmā impulsu pāra;

V=6 – tikai pirmajam impulsu trijniekam;

V=7 – otrajam vai otrajam un trešajam impulsam.

Rēžīmi V=3-7 ir speciāli paredzēti, lai pētītu dinamisko trokšņu impulsu korelāciju ar gaismas impulsiem.

Veikto daudzo mērījumu kopsavilkumā var teikt, ka katram FED tipam ir savs raksturīgais dinamisko trokšņu impulsu parādīšanās laiku statistiskais sadalījums jeb spektrs. To nosaka dinožu sistēmas konstrukcija un pielietotie materiāli. Bet dinamisko trokšņu impulsu parādīšanās varbūtība un amplitūda ir raksturīga katram FED eksemplāram. Kā piemērs 8.7. attēlā parādīts pēcimpulsu raksturīgais spektrs vienelektrona amplitūdas līmenī ФЭУ-79 tipa eksemplāram Nr. 432.



8.7. att. ФЭУ-79 Nr. 432 raksturīgais pēcimpulsu parādīšanās laiku spektrs logaritmiskā mērogā vienelektrona amplitūdas līmenī. Līkne kreisā pusē – pielietotā avota (GaP mirdzdiode) gaismas impulsu forma.

Kreisajā pusē 8.7. attēlā parādīta izmantotā gaismas impulsu avota – GaP mirdzdiodes kinētika. Tās spīdēšana izbeidzas 100 ns laikā. Pēc tam novērojamas četras pēcimpulsu parādīšanās joslas ar maksimumiem – palabi 1. līkne. Tie ir raksturīgi visiem līdzīgas konstrukcijas FED: ФЭУ-79, -106, -136. Bet pēcimpulsu parādīšanās varbūtība un to sadalījums kavējumu joslās stipri atšķiras dažādiem FED eksemplāriem, kā arī atkarājas no to darba režīma. Minētajiem FED pie neliela apgaismojuma ir raksturīgi:

- 1) pēcimpulsu parādīšanās varbūtība samazinās zem stacionāro trokšņu līmeņa pēc 20 μs;
- 2) visās pēcimpulsu joslās ir daudzelektronu impulsi;
- 3) pirmās joslas pēcimpulsi ar kavējumu apm. 100 ns ir maz korelēti ar signāla impulsiem un pazūd, ja apgaismo fotokatoda centrālo daļu;
- 4) otrās un trešās joslas pēcimpulsi ir stipri korelēti ar signāla impulsiem, bet ceturtais joslas – pilnībā.

Minētās pēcimpulsu īpašības un to uzņemšanas veids ļauj izdarīt secinājumus, ka pirmās joslas pēcimpulsi rodas kā JAS no katoda kameras pirmā (fokusējošā) elektroda, kas ierobežo fotokatoda darba laukumu. Fotoelektroni, kas izlido no fotokatoda perifērijas, nenokļūst līdz pirmajai dinodei, bet tiek aizturēti uz fokusējošā elektroda un nerada FED izejas impulsus. Fotoelektroniem triecoties uz tā virsmas, uz kuras ir adsorbējušās palikušo gāzu molekulas, tie var ar kaut kādu varbūtību desorbēt un jonizēt gāzu molekulas. Pozitīvie joni elektriskā lauka iespaidā nonāk atpakaļ uz fotokatodu un izsit sekundāros elektronus, kuri var daudzķāršoties dinožu sistēmā un FED izejā parādīties kā pēcimpulsi. Aprēķini parāda, ka pirmā pēcimpulsu josla rodas no atomārā ūdeņraža

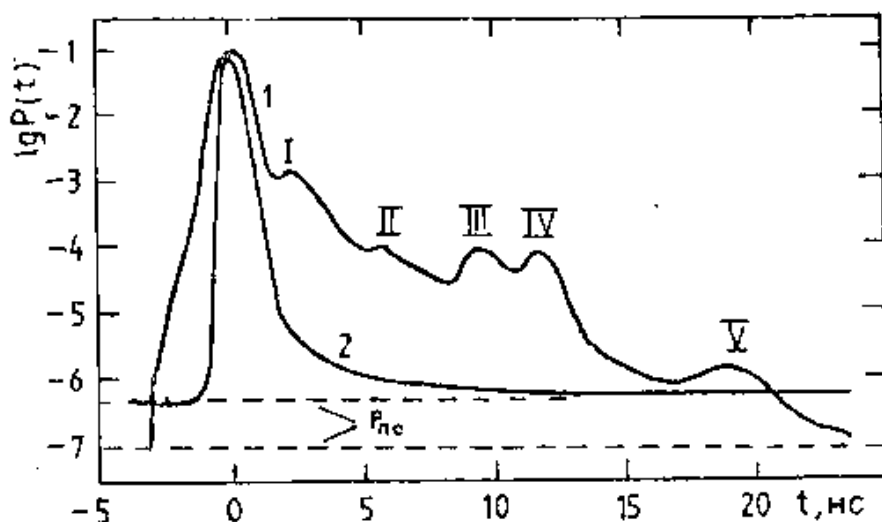
joniem. Ūdeņradis ir absorbējies visos FED konstruktīvajos materiālos, jo tam ir vismazākās molekulas.

Pārējo joslu pēcimpulsi arī rodas kā JAS, bet no dinožu sistēmas elektrodiem, jo to primārie elektroni pamatā nonāk FED izejā un rada vienelektronu impulsus, ar kuriem korelē šie pēcimpulsi. Neiedziļinoties detaļās, var secināt, ka šim FED tipam kavējumu intervālā no 100 ns līdz 20 μ s pēcimpulsi rodas no JAS un var būt daudzelektronu. Tas ir raksturīgi arī visiem pārējiem FED ar diskrētām dinožu kaskādēm.

Vēl izteiktāki pēcimpulsus var reģistrēt, ja kinētiku reģistratora KR-256 ciklus laiž vaļā pēc gaismas impulsa. Tad vispār tiek reģistrēti tikai trokšņu impulsu.

Pēcimpulsi var radīt lielas kļūdas optisko starojumu kinētiku mērījumos. Tamdēļ šādos mērījumos ir jāizmanto FED eksemplāri ar mazu dinamisko trokšņu rašanās varbūtību un to reģistrācija ir jāsamazina. To visvieglāk var izdarīt, lietojot vienfotona statistisko metodi **V0** režīmā, jo tad netiek reģistrēti ar pirmo impulsu korelētie impulsu. 8.7. attēlā 2. līkne ir tā uzņemta. Var redzēt, ka pēcimpulsu reģistrācija ir samazinājusies vismaz par divarpus decimālām kārtām.

Lai izpētītu OAS radītos pēcimpulsus, kuru kavējumu laiki ir zem 50 ns, tika izmantots ātrdarbīgāks gaismas impulsa avots – SiC mirdzdiode, un pirms KR-256 vēl arī laika intervālu pārveidotājs, kas palielināja laika izšķirtspēju līdz 0,25 ns. Gaismas impulsa un tā OAS pēcimpulsu laiku spektri šajā apgabalā ir parādīti 8.8. attēlā priekš $\Phi\Theta Y-79$ (1) un $\Phi\Theta Y-165$ (2).



8.8. att. SiC mirdzdiodes gaismas impulsa un tā radīto OAS pēcimpulsu laiku spektri $\Phi\Theta Y-79$ (1) un $\Phi\Theta Y-165$ (2).

Neskatoties uz to, ka $\Phi\Theta Y-165$ (2) stacionāro trokšņu impulsu plūsma ir piecas reizes lielāka kā $\Phi\Theta Y-79$ (1), tomēr tas var pietiekami precīzi reģistrēt gaismas impulsus četrus decimālo kārtu diapazonā. Bet $\Phi\Theta Y-79$ to pat nespēj divu decimālo kārtu robežās. Tā OAS pēcimpulsu spektru analīze, mainot impulsu amplitūdas diskriminācijas līmeni, elektrodu barošanas spriegumu un fotokatoda apgaismojuma vietu, atļāva izdarīt šādus secinājumus:

1) gaismas signāla joslas palielinājums rodas no elektronu trajektoriju dažādības, īpaši katoda kamerā, jo uzlabojumu var iegūt, ja samazina fotokatoda apgaismoto laukumu tā centrā;

2) pirmā pēcimpulsu josla rodas no fotoelektronu izkliedes uz ierobežojošās diafragmas malām katoda kamerā;

3) otro joslu rada OAS no fotoelektronu radītās katodoluminiscences uz ierobežojošā elektroda virsmas; tās intensitāte ievērojami pieaug, ja fotokatodu apgaismo tikai tā perifērijā;

4) trešā un ceturrtā josla rodas kā OAS no fokusējošā elektroda un pirmās dinodes katodoluminiscences dēļ;

5) piektā josla – katodoluminiscences OAS no otrās dinodes;

6) pirmo četru joslu pēcimpulsi nekorelē ar gaismas signāla joslas impulsiem, bet piektai joslai ir ievērojama korelācija;

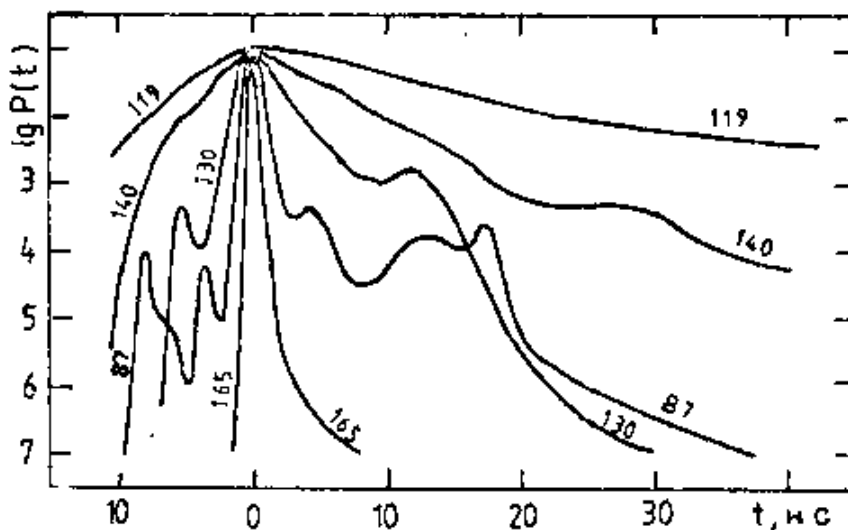
7) intervālā no 25 līdz 75 ns ir maza varbūtība reģistrēt pēcimpulsus.

Izejot no iegūtajiem rezultātiem var vispārināt, ka $\Phi\Theta Y-79$ galvenie iemesli pēcimpulsiem ir fotoelektronu sliktā fokusēšana daudzkārstotāja ieejā, OAS intervālā līdz 25 ns un JAS no 75 ns līdz 20 μs . Tas pats attiecas uz $\Phi\Theta Y-106$, bet $\Phi\Theta Y-136$ ir vēl sliktāka fokusācija. Šiem FED dinamisko trokšņu impulsu parādīšanās varbūtība uz vienu gaismas vienelektrona impulsu vidēji ir apm. 1 %, taču tas ievērojami var mainīties katram eksemplāram, kā arī no tā darba režīma un ekspluatācijas vēstures.

Ir zināms, ka FED vienelektrona raksturlielumi uzlabojas tos ilgstoši darbinot, t. i., tā saucamā „trenēšana”. Pētījumi rāda, ka, trenējot FED, samazinas to JAS. Tas notiek tāpēc, ka elektroni attīra elektrodu virsmas no adsorbētajām gāzēm, kuru molekulas pēc tam adsorbējas uz citām virsmām vai tiek piesaistītas hetteram.

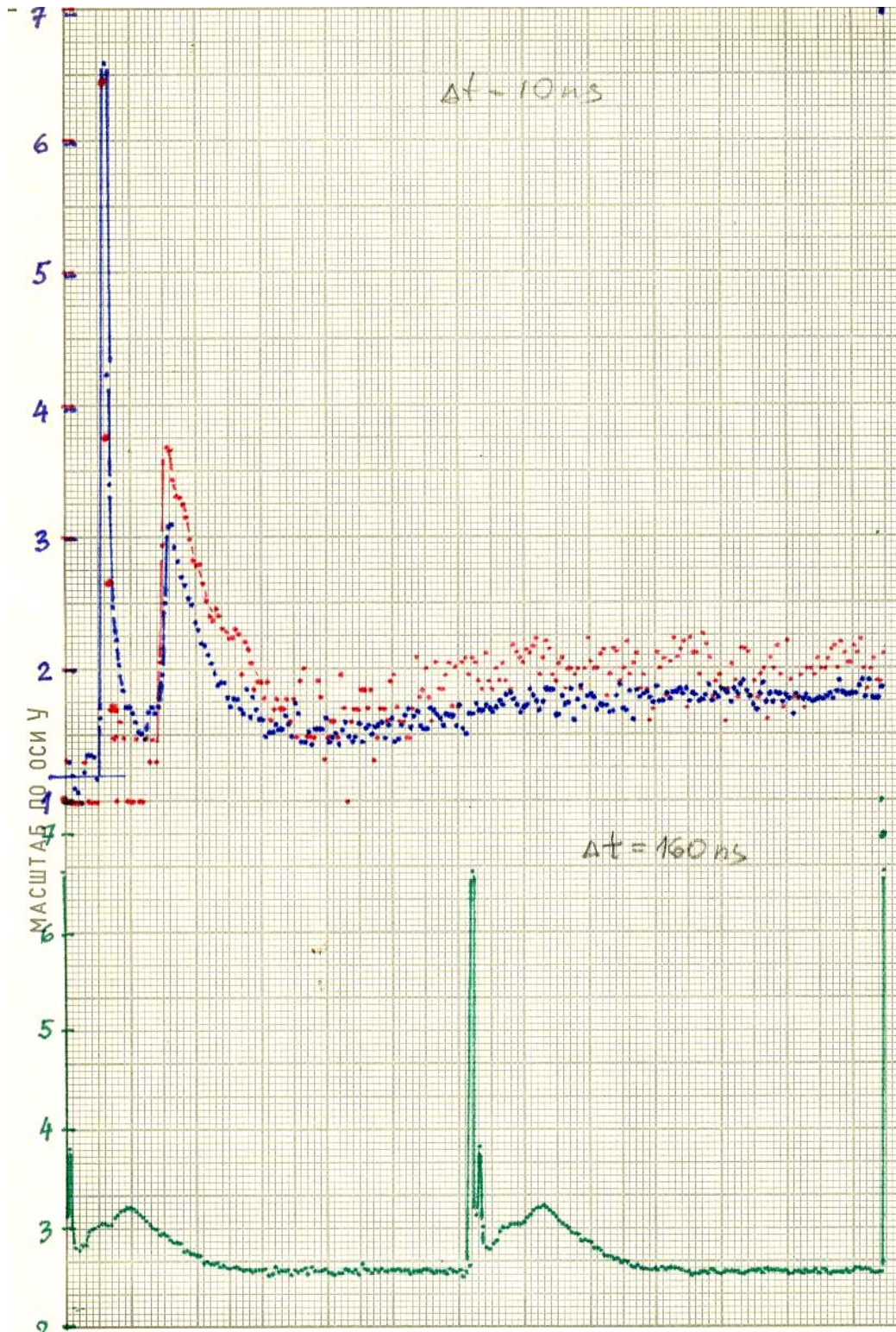
Citiem plaši pazīstamiem FED tipiem kā $\Phi\Theta Y-87$, -119, 130, -140 salīdzinājumā ar $\Phi\Theta Y-79$ tipa konstrukcijas ierīcēm ir sliktāka laika izšķiršanas spēja vienelektronu darbības līmenī. Raksturīgi, ka bez pēcimpulsiem tiem novērojami ir arī priekšimpulsi (8.9. att.). Tiem visiem dinamisko trokšņu impulsu parādīšanās varbūtība ir lielāka, bet dažiem $\Phi\Theta Y-87$ eksemplāriem tā sasniedz pat 25 %.

Klasiskās konstrukcijas FED ar diskretām dinožu kaskādēm ir ievērojami sliktāki par FED ar mikrokanālu plāksnītēm dinamisko trokšņu ziņā. Tas izskaidrojams, kā jau tika minēts, ar to, ka mikrokanāli ir slīpi izvietoti attiecībā pret nākošās plāksnītes kanāliem, kas apgrūtina OAS, kā arī ar to, ka kanālu virsmu laukumi ir daudz mazāki, kur varētu adsorbēties palikušo gāzu molekulas, kas ievērojami samazina JAS. FED ar mikrokanālu plāksnītēm ir arī par apmēram vienu decimālo kārtu īsāks signāla kavējuma laiks un vienelektrona impulsa ilgums ir zem 1 ns. Toties klasiskie FED ir daudz lētāki un ar plašāku spektrālās jutības diapazonu. No tiem var atlasīt eksemplārus, kuriem ir ļoti mazs stacionāro trokšņu impulsa līmenis, un šādus FED var izmantot lēni mainīgas optiskās plūsmas intensitātes mērīšanai.

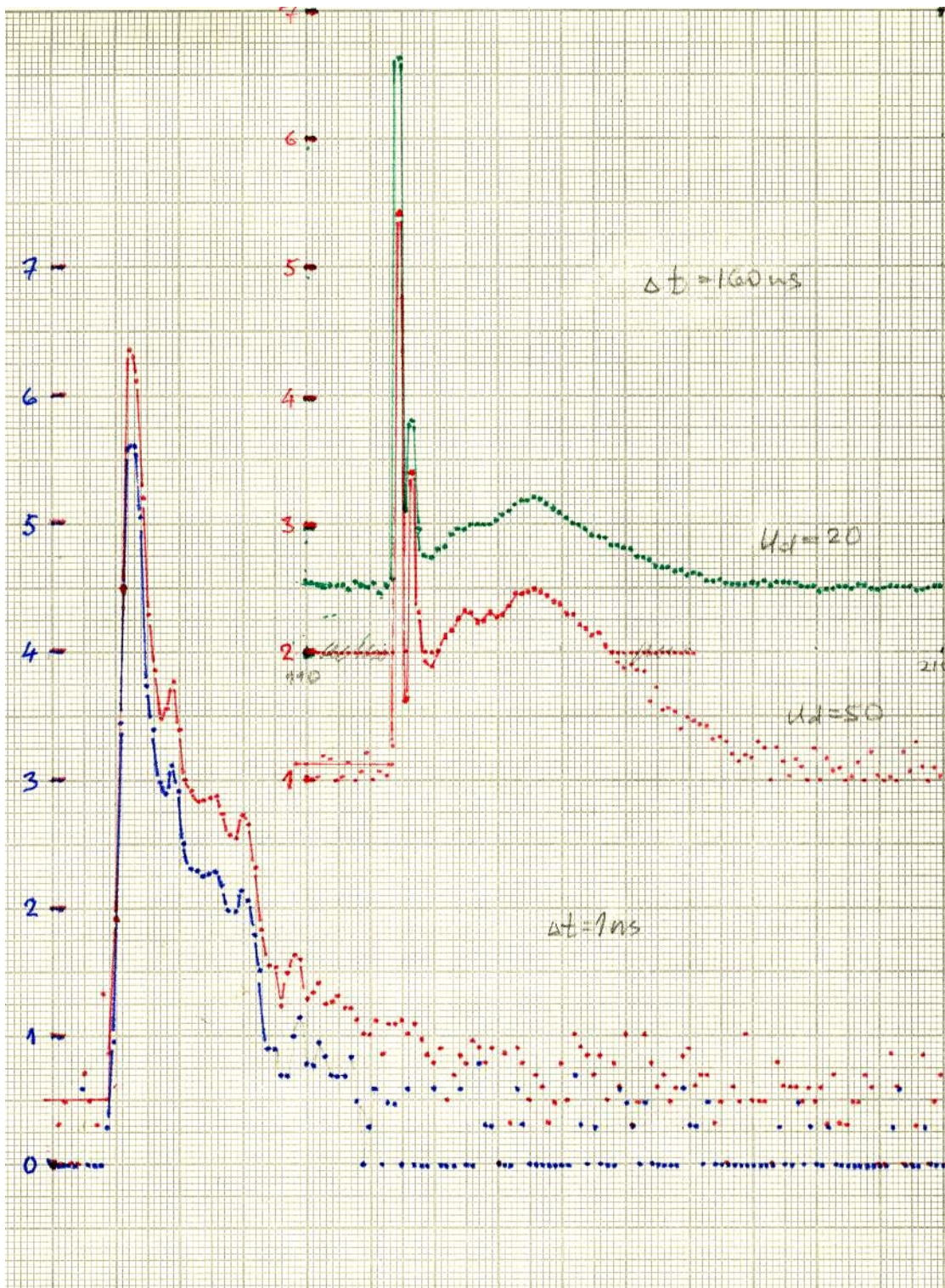


8.9. att. Dažādu tipu fotoelektronu daudzkārstotāju ($\Phi\Theta Y-87$, -119, -130, -140) laika izšķirtspēja un dinamisko trokšņu impulsu rašanās varbūtība no optiskās atgriezeniskās saites.

Turpmākajos attēlos 8.10. un 8.11. ir kā piemēri parādīti fotoelektronu daudzkārstotāja $\Phi\Theta Y-164$ raksturīgie pēcimpulsu spektri, uzņemti ar dažādu izšķirtspēju laikā un ar atšķirīgu impulsa amplitūdas diskrimināciju.



8.10. att. ФЭУ-164 pēcimpulsu sadalījumi laikā puslogaritmiskā mērogā. Augšā: laika izšķirtspēja **10 ns**; virsējā līkne – $U_d = 0,1 U_e$, apakšējā līkne – $U_d = 1,0 U_e$. Apakšā: laika izšķirtspēja **160 ns**, gaismas impulsu atkārtotānās frekvence **100 kHz** un $U_d = 0,2 U_e$. Reģistrēti līdz **3** impulsiem ciklā.



8.11. att. ФЭУ-164 pēcimpulsu sadalījumi laikā puslogaritmiskā mērogā. Augstāk: izšķirtspēja laikā 160 ns ; augšējai līknei – $U_d = 0,8 U_e$, apakšējai – $U_d = 2 U_e$; registrēti līdz 3 impulsiem ciklā. Apakšā: izšķirtspēja 1 ns ; augšējai līknei $U_d = 0,1 U_e$, apakšējai līknei – $U_d = 1,5 U_e$.

Atsauces 8. nodaļā:

1. RCA Photomultiplier Manual. – Copyright 1970 by RCA Corporation. – 192 p.
2. А. Н. Перцев, А. Н. Писаревский. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. – М.: Атомиздат, 1971. – 78 с.

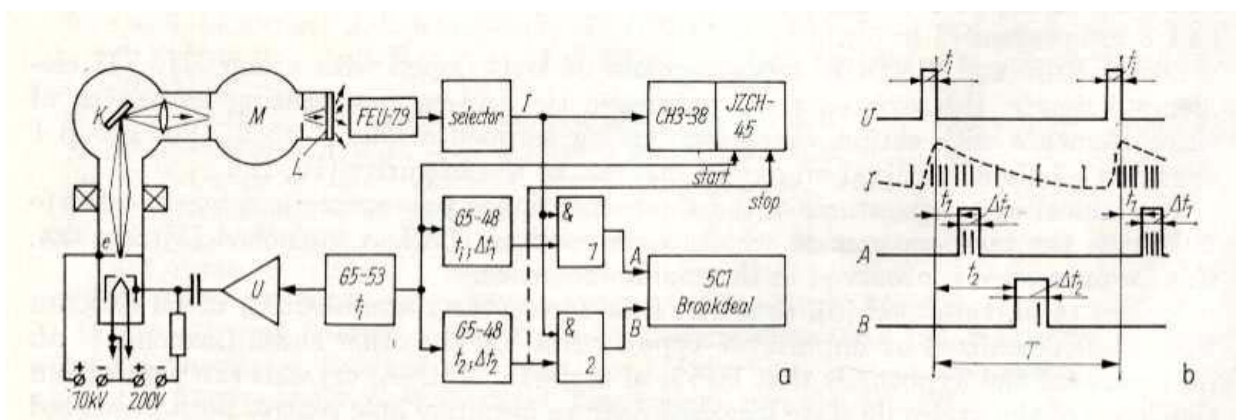
9. Fotonu skaitīšanas lietojums

Iepriekšējās nodaļās aprakstītais ieguldījums fotonu skaitīšanas metodikas attīstībā bija nepieciešams, lai varētu ar augstu jutību un precizitāti veikt vāju un ātri mainīgu optisko starojumu mērījumus dažādās eksperimentālās fizikas pētījumu jomās.

Jau 1969. gadā veiktie pētījumi, lai izstrādātu jaunu – konstantās luminiscences metodi, kristālfosforu elektronu stāvokļu enerģētisko spektru noteikšanai [1], lika domāt, ka pie maziem luminiscences reģistrēšanas līmeņiem novērojamās signāla fluktuācijas varētu būt no paša signāla stohastiskās dabas, bet nevis no mērsistēmas nepilnībām, jo, mainot fotostrāvas mērīšanas paņēmienus un novēršot iespējamus traucējumu trokšņus, signāla fluktuācijas saglabājās relatīvi tikpat lielas. Šī problēma bija pamats, lai izstrādātu Universitātes beigšanas diplomdarbu [2], kurā tika izanalizēti zināmās vājas un ātri mainīgas optiskā starojuma plūsmas mērīšanas metodes un nonākts pie secinājuma, ka visperspektīvākā ir fotonu skaitīšanas metode. Daļa no diplomdarbā iegūtajiem rezultātiem ir publicēti [3]. Turpinājumā tika izstrādāti galvenie fotonu skaitīšanas mezgli, nodibināti kontakti un noslēgts sadarbības līgums ar fotoelektronu daudzkārtotāju (FED) konstruktoriem un izgatavotājiem Maskavas Elektrovakuuma ierīču rūpnīcā (МЭИЗ). No viņiem ieguvām labākos FED eksemplārus, lai tos varētu pielietot luminiscences spektru un kinētiku pētījumos plašā spektra diapazonā, sākot no vakuuma ultravioletā līdz infrasarkanam starojumam. Šajā nodaļā ir aprakstīti oriģināli pētījumi, kuros izmantota gadu gaitā attīstītā fotonu skaitīšanas metode.

9.1. Piemaisījumu luminiscences daba MgO kristālos ultravioletajā spektra daļā

1979. gadā tika izpētīti MgO kristālu Li, Al un F piemaisījumu atomu katodluminiscences spektri un kinētikas [4]. Tad vēl nebija izstrādāts daudzkanālu kinētiku reģistrators. Tāpēc kinētikas bija jāmēra ar oriģinālu divu strobu metodi (9.1. att.).



9.1. att. Mēriekārtas struktūrshēma (a) un kinētiku mērīšanas diagramma (b).

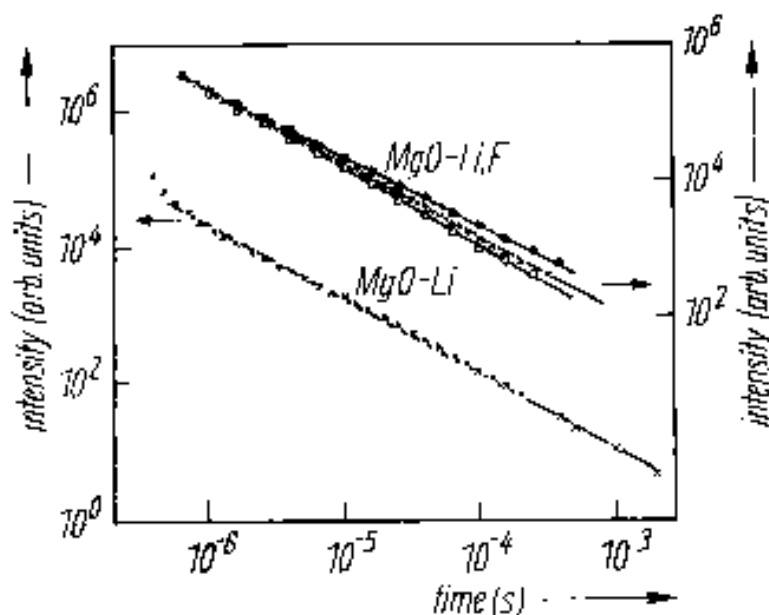
Paraugs tika ievietots šķidrā slāpekļa kriostatā K. Tas tika ierosināts ar elektronu impulsiem **300 ns** ilgiem ar impulsu krituma mazāku par **30 ns**. Luminiscences starojums tika fokusēts ar LiF lēcu monohromatora M ieejas spraugā. Aiz tā izejās spraugas bija novietots lodziņš, uz kura uznešs nātrija salicilāta plāns slānītis L. Uz tā, krītot ultravioletam starojumam, tas tika pārveidots zilas krāsas starojumā ar viļņa garumu joslas maksimumā **410 nm**.

Elektronu impulsus radīja elektronu lielgabals. Uz tā modulatora elektroda pastāvīgi bija padots negatīvs **200 V** spriegums. Tas turēja elektronu lielgabalu aizvērtā stāvoklī. Impulsu ģenerators G5-53 izstrādāja elektronu lielgabala palaišanas impulsus ar nepieciešamo atkārtotās frekvenci f_i ar impulsu garumu **300 ns**, kurus pastiprināja pastiprinātājs U, un padeva uz elektrona lielgabala modulatoru. Ģenerators G5-53 arī līdztekus palaida divus strādājošus ģenerаторus G5-48.

Pirmais no tiem izstrādāja stroba impulsus ar ilgumu Δt_1 un maināmu kavējumu t_1 , bet otrs – ar ilgumu Δt_2 un pastāvīgu kavējumu t_2 (skat. 9.1. att. b). Tie tika padoti uz attiecīgi divām sakrišanas shēmām &, kas pieslēgtas fotonu skaitīšanas sistēmas „Brookdeal 5C1” A un B ieejām. Uz sakrišanas shēmu otrajām ieejām padoti FED vienelektrona impulsi caur vienelektrona impulsu selektoru. Fotonu skaitītājs katrā mērījuma ciklā ar noteiktu kavējuma laiku t_1 skaita tik ilgi, līdz brīdim, kad skaitītājā B tiek sasniegts noteikts impulsu skaits $n=10^p$. Tādā veidā tiek normēti kinētikas mērījumi pret noteiktu kavējuma t_2 laiku un ņemta vērā luminiscences nestabilitāte, jo vienas kinētikas līknes uzņemšana ilga vairākas stundas.

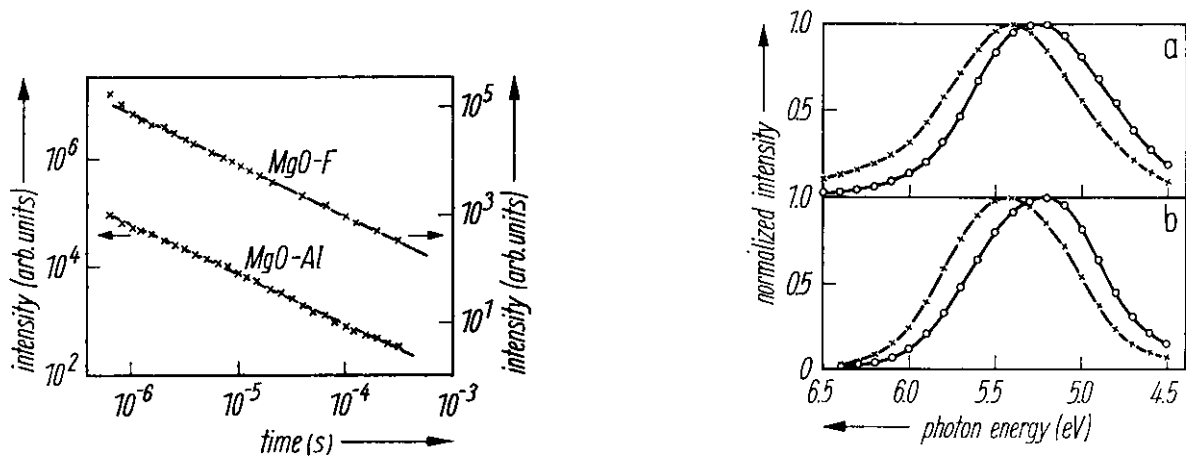
Stroba kavējums t_2 B skaitītājam parasti tika izvēlēts kinētikas krituma lejasgalā, kur impulsu sekošanas vidējā frekvence ir maza, lai iegūtu maksimālu mērījumu precizitāti. A skaitītājam stroba kavējumi t_1 tika uzstādīti pakāpeniski arvien lielāki attiecībā pret elektronu ierosmes impulsa beigām. To lielumi t_1 tika izvēlēti, ievērojot kinētikas krituma likumu un stroba ilgumu Δt_1 galīgo lielumu, tā, lai kavējuma „smaguma centrs” tam atbilstu. Vienelektron impulsu sekošanas vidējā frekvence tika kontrolēti ar impulsu frekvenčmēru CH3-38 un kavējumu t_1 un t_2 ilgumi mērīti ar tā bloku JZCH-45.

Mērījumu rezultāti parādīja, ka 80 K temperatūrā visiem MgO paraugiem ar Li, Al, F un Li+F atomu piemaisījumiem to luminiscences joslās ar maksimumiem no 5,3 līdz 6,0 eV luminiscences kritumu kinētikas ir hiperbolas ar stāvumu apm. 2 (9.2. att.). Luminiscences starojuma spektri nobīdās uz sarkanās daļas pusi, ja pieaug kavējums pēc ierosmes impulsa (9.3. att.).



9.2. att. Luminiscences krituma kinētikas 80 K temperatūrā MgO kristāliem ar Li un Li+F piemaisījumiem. Ar Li+F piemaisījumu: krustiņi – uzņemts pie 5,8 eV, aplīši – 6,1 eV, riņķīši – 5,4 eV.

Iegūtie rezultāti tika interpretēti kā tuneļluminiscence donoru-akceptoru pāru savstarpējās sadarbības dēļ. Tika izvirzīta hipotēze, ka MgO-F un MgO-F+Li kristālos izolētie F⁻ joni, kas aizvieto skābekļa jonus, var kalpot kā donori.

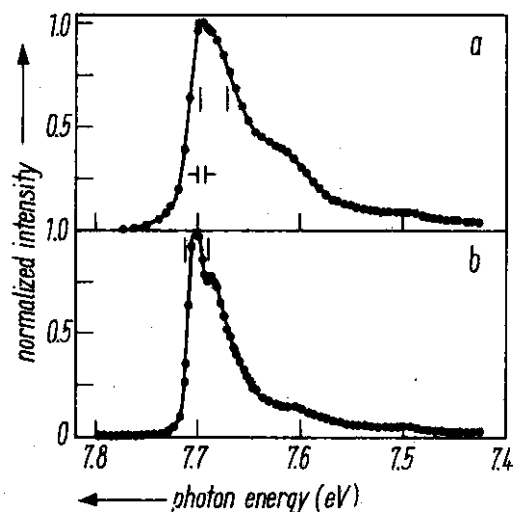


9.3. att. Luminiscences krituma kinētikas **80 K** temperatūrā MgO kristāliem ar Al un F piemaisījumiem (pa kreisi). Pa labi atainoti aizkavētie spektri: a) MgO-F un b) MgO-Al kristāliem **80 K** temperatūrā kavējumiem: krustiņi – **1 μs**, aplīši – **100 μs**.

No fizikas eksperimenta viedokļa ir jāatzīmē, ka pirmo reizi Latvijas fizikas vēsturē tika izmērītas luminiscences kinētikas ar nanosekunžu izšķirtspēju četrus decimālo laika kārtu robežās. Tas deva stimulu un pavēra perspektīvas fotonu skaitīšanas metodikas turpmākai straujai attīstībai.

9.2. MgO monokristālu eksitonu luminiscences sīkstruktūra

Neilgi pēc iepriekšējo eksperimentu veikšanas no MЭЛЗ vadošā konstruktora B. M. Gluhovskojā (*Глуховской*) sadarbības līguma ietvaros tika dabūts eksperimentāls ФЭУ-106 ar ieejas logu no MgF kristāla, kas laiž cauri optisko starojumu sākot no **115 nm** vakuuma ultravioletajā spektra daļā. Tas deva jaunu ierosmi izdarīt atkārtotus tīra MgO monokristāla malas luminiscences mērījumus joslai pie **7,7 eV**. Pirms tam tie tika izdarīti, konvertējot vakuuma ultravioleto starojumu redzamajā starojumā ar nātrija salacilāta palīdzību. Tāds paņēmieni ievērojami samazināja reģistrējamo starojuma intensitāti.



9.4. att. Tīra MgO monokristāla katodluminiscences spektrs absorbcijas malas rajonā, ja parauga temperatūra ir: a) **85 K** un b) **25 K**.

Mērijumu rezultāti parādīja [5], ka reģistrējamā luminiscences intensitāte ir pieaugusi vismaz par divām decimālām kārtām. Uzņemtajos spektros var skaidri novērot sīkstruktūru (9.4. att.). Tā skaidrojama ar eksitonu un fononu mijiedarbību kā fononu atkārtojumi.

Ieguvums – vienelektrona FED ar MgF ieejas logu pavēra daudz plašākas iespējas veikt luminiscences eksperimentālos pētījumus platzonas materiāliem vakuuma ultravioletajā spektra daļā. Sadarbojoties ar LU Spektroskopijas problēmu laboratorijas A. Ubeļa grupu, tas arī atļāva precīzi pētīt dažāda pildījuma augstfrekvences bezelektrodu lampiņu spektru līnijas un pēc tām precīzi graduēt vakuuma monohromatora viļņa garuma uzstādīšanas limbu. Jāatzīmē, ka tad 1979. gadā iegūtais FED vēl joprojām kalpo. Tā vienelektrona raksturlielumi nav mainījušies.

9.3. Mehanoluminiscences pētījumi

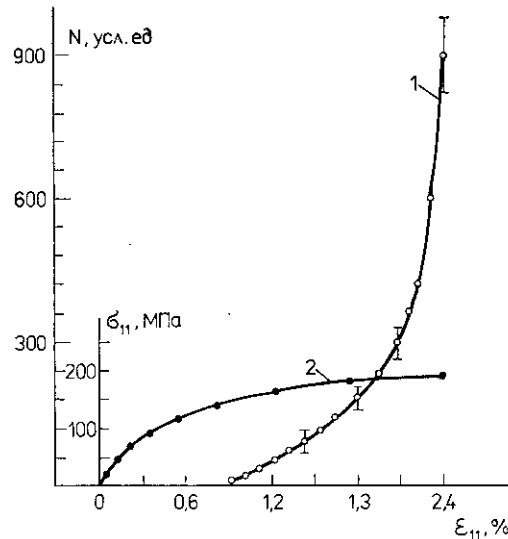
Panākumi fotonu skaitīšanas metodikas attīstīšanā bija par pamatu 10 gadus ilgai sadarbībai ar LZA Polimēru mehānikas institūta līdzstrādniekiem jaunas pētīšanas metodikas ieviešanā eksperimentālajā praksē – mehanoluminiscences reģistrēšana kompozīto materiālu slogošanas procesā, lai noteiktu to izturību un sagrūšanas procesa dabu. Sadarbības rezultāti tika publicēti kopīgos darbos [6-11] un grāmatā [12]. Tajā arī tika aprakstīta fotonu skaitīšanas metodikas pamati, jo līdz tam trūka atbilstošās literatūras.

Mehanoluminiscence rodas, mehāniski slogojot kādu materiālu, kad sākas tā sagrūšanas process. Mehāniskais slogojums var būt dažāds: spiešana, stiepšana, liekšana, vērpsana un šo vienkāršāko slogojumu veidu kombinācijas. Pētāmie materiāli bija dažādi armēti stiklplasti un organplasti, kuru mehāniskā izturība ir ļoti liela. Pētījumi tika veikti, lai noskaidrotu:

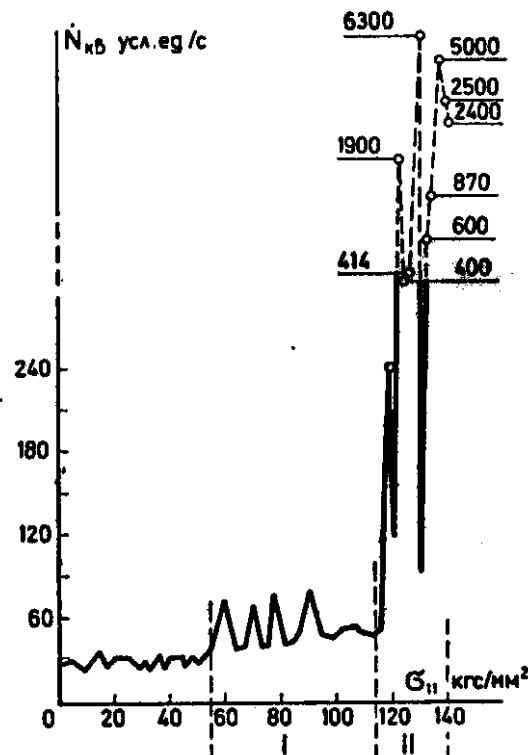
- 1) mehanoluminiscences reģistrēšanas ar fotonu skaitīšanu jutību;
- 2) mehanoluminiscences dabu un saistību ar slogojumu dažādiem kompozītiem materiāliem;
- 3) kompozīto materiālu izturības robežas prognozēšanu, lai tos nesagrautu.

Pirmie mēģinājumi parādīja, ka mehanoluminiscences reģistrēšanas ar fotonu skaitīšanu jutība ir vismaz līdzvērtīga vadošajai akustiskai metodei, kā arī to, ka šī metodika ir informatīvāka par akustisko metodi un praktiski vieglāk realizējama. Akustiskās metodikas realizēšanai ir nepieciešama speciāla slogošanas iekārta, kas strādā absolūti klusi un akustiski izolētā telpā. Bet mehanoluminiscences reģistrēšanai vajag tikai to, lai eksperimentu veikšanas tilpums būtu aptumšojams. To parasti var īstenot, ja pētāmo paraugu ieslēdz gaismu necaurlaidīgā kārbā, caur kuras sienu atverēm padod vajadzīgo slogojumu uz pētāmo paraugu un reģistrē ar fotoelektronu daudzkārstāju izstaroto mehanoluminiscenci. Bez tam, optiskā starojuma emisija daudz tiešāk norāda uz materiāla mikrostruktūras izmaiņām un vietu, to slogojot, nekā akustisko viļņu rašanās un to parametru reģistrācija.

Pieaugoši slogojot kompozīto materiālu, mehanoluminiscētā starojuma gaismas summa uzrāda saišu sabrukšanas – mikrodefektu veidošanās daudzumu slogošanas gaitā (9.5. att.). Pārsniedzot kritisko slogojumu, mikrodefekti saplūst, to koncentrācija pāraug makrodefektos un sākas materiāla mehāniskās sagrūšanas stadija, kas raksturīga ar spēcīgiem mehanoluminiscences uzliesmojumiem (9.6. att.).



9.5. att. Mehanoluminiscences starojuma gaismas summas relatīvo vienību N (1) un stiepes spraiguma σ_{11} (2) atkarība no stiepes deformācijas relatīvā lieluma ϵ_{11} stikloplastam.

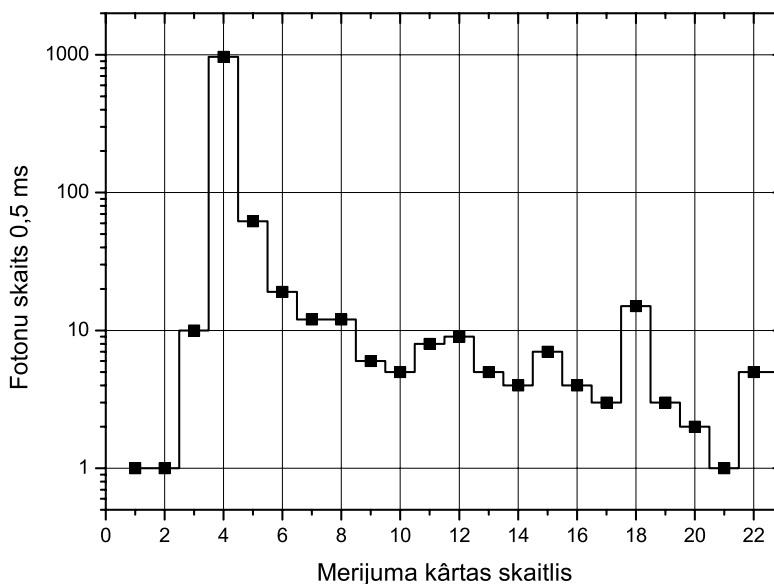


9.6. att. Mehanoluminiscences intensitātes atkarība no stiepes spraiguma stikloplastam; I – sākuma stadija, II – sagraušanas stadija.

Palielinot fotonu skaitīšanas izšķirtspēju laikā, noskaidrojās, ka mehanoluminiscences mikroakti notiek īslaicīgi – mikrosekundēs. To varēja izdarīt, pielietojot fotonu skaitīšanu ar datora palīdzību (skat. 7.3. sadaļu). Lai noskaidrotu, kurā kompozītā materiāla fāzē: matricā, armatūrā vai robežslānī, pamatā notiek saišu saraušana ar gaismas emisiju, kā arī tās raksturu, tika atsevišķi izdarīti eksperimenti matricas materiālam – epoksīda sveķiem (ЭД-10); armatūrai – stikla šķiedrām

(РБМН-10-1680) un vienvirziena armētam stiklplastam (izgatavotam no minētajiem materiāliem). Līdzīgi tika veikti eksperimenti ar organplastu (CBM šķiedras).

Atklājās, ka stiklplastam tieši kompozītā materiāla robežslānis dod izteiktus mehanoluminiscences emisijas uzliesmojumus (9.7. att.), bet atsevišķi epoksīda sveķi un stikla šķiedras dod nelielus, laikā izkliedētus uzliesmojumus. Organplastam tas nav tik izteikti.



9.7. att. Stiklplasta mehanoluminiscences uzliesmojums logaritmiskā mērogā, reģistrēts ar datorizēto fotonu skaitīšanas sistēmu. Viena mērījuma izšķirtspēja **0,5 ms**.

Datorizētā fotonu skaitīšanas sistēmas pielietojums ar submilisekunžu izšķirtspēju laikā palīdzēja pētīt kompozīto materiālu sagrūšanas visu procesu, reģistrējot vairāk par **10 000** secīgiem mehanoluminiscences mērījumiem. Tas atļāva izsekot dažādi veidoto materiālu diskrēto sagrūšanas gaitu, izdalot atsevišķus matricas, armatūras un tās atslāņošanās defektu rašanās aktus, dodot jaunus priekšstatus par kompozīto materiālu īpašībām [12].

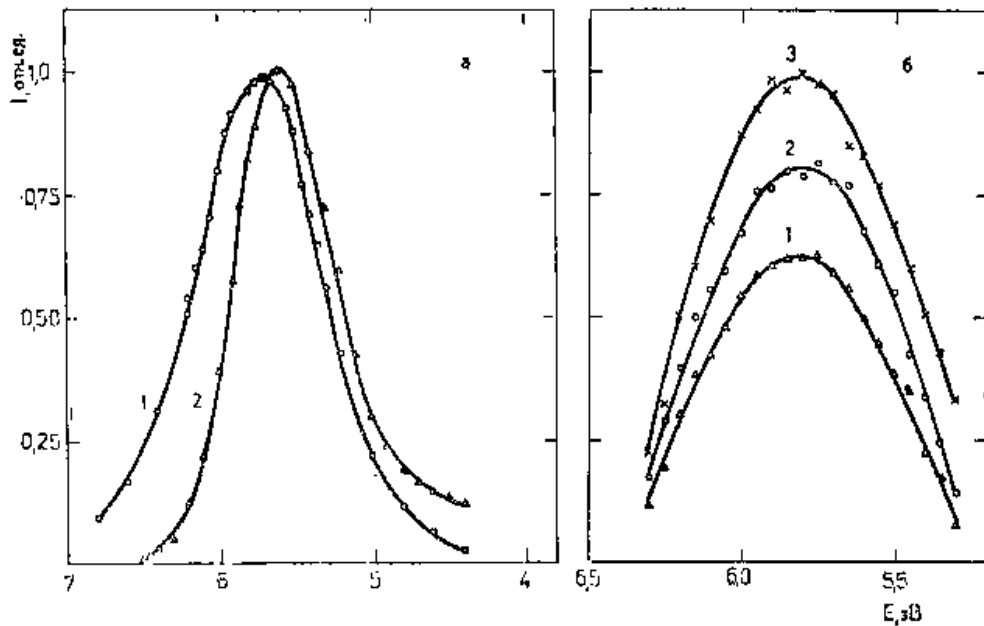
9.4. Izoelektronu un citu piejaukumu luminiscence platzonas kristālos

Tajā laikā eksperimentālā iekārta paraugu elektronu ierosmei ar vakuuma monohromatoru un fotonu skaitīšanu bija paredzēta tikai darbam vakuuma ultravioletajā un ultravioletajā optiskā starojuma spektra apgabalā, jo nebija izveidota aizsardzība pret elektronu lielgabala kvēles gaismas starojumu. Tas neatļāva izdarīt ticamus mērījumus redzamajā spektra apgabalā. Sākotnēji arī uzdevumi tika stādīti platzonu materiālu katodluminiscences pētniecībā. Parasti tie bija oksīdu materiāli, kuriem pašvielas vai piejaukumu katodluminiscence atbilda iekārtas tehniskajām iespējām.

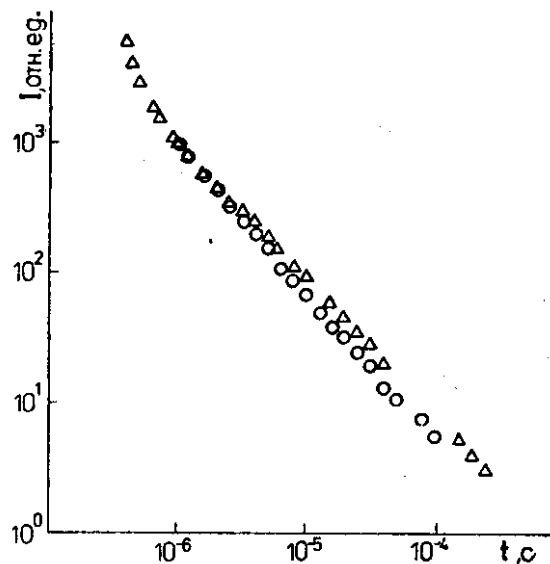
Viens no pirmajiem darbiem MgO izoelektronu piemaisījumu pētniecībā bija ar sēru [13]. Tādus paraugus varēja iegūt tikai ar augsttemperatūras ($T \sim 2100$ K) difūziju no MgS un CaS, jo stipri atšķiras O^{2-} un S^{2-} jonu rādiusi – attiecīgi **1,4 un 1,8 Å**. Katodluminiscences spektros parādījās josla ar maksimumu pie apm. **5,8 eV**, kuras novietojums praktiski nemainījās no spektra uzņemšanas laika kavējuma pēc ierosmes impulsa (9.8. att.), kā tas tika novērots MgO-Al un MgO-Li paraugiem [4]. Spektru joslu platums pusaugstumā ir apm. **1 eV** un termiskā dzēšana sākas virs **300 K**.

Katodluminiscences kinētikas ir hiperboliskas: $I \sim t^{-\alpha}$, ar stāvumu apm. $\alpha=1$ (9.9. att.). To var izskaidrot kā tuneļrekomdināciju starp donoru-akceptoru pāriem. Par akceptoriem kalpo S^- joni, bet

donori var būt anijonu vai katjonu piejaukumi MgO kristālos, kā, piemēram, Al, Si, Cl u. c., kas vienmēr nekontrolējami piejaucas kristālos.



9.8. att. a) MgO-CaS (1) un MgO-MgS (2) katodluminiscences spektri **300 K** temperatūrā; б) MgO-CaS spektru maksimumu nobīde: 1 – integrālā katodluminiscence pie **80 K**, 2 – **1 μs** kavējums pēc ierosmes impulsa, 3 – **100 μs** kavējums pēc ierosmes impulsa.

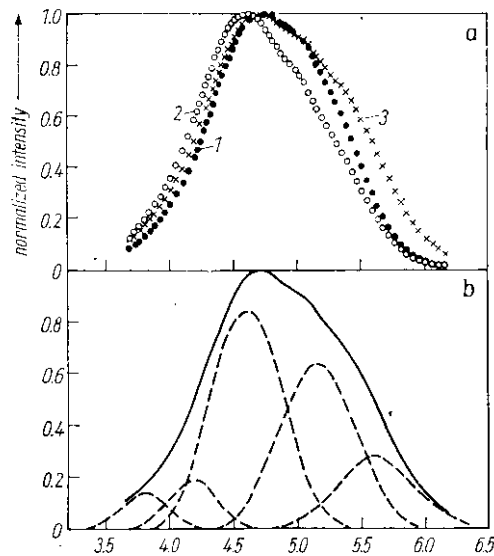


9.9. att. MgO-CaS kristālu katodluminiscences dzišanas kinētika pie **5,7 eV**: aplīši – **315 K**, trīsstūrīši – **90 K** temperatūrā.

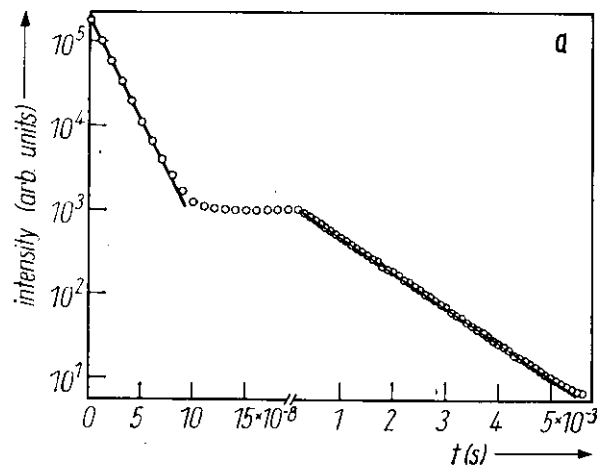
Turpmākajos darbos par piejaukumiem platzonu materiālos [14-19] fotonu skaitīšana metodiskā ziņā ar neko īpaši neizcēlās. Tika lietota katodluminiscences aizturēto spektru un

dzišanas kinētiku uzņemšanas paņēmieni, kas tika publicēti [4] darbā. Tie ļāva ar augstu precizitāti uzņemt spektrus un kinētikas, jo mērīšanas procedūras pamatā balstījās uz izstrādātajiem fotonu skaitīšanas principiem un ciparu elektronikas rūpnieciskajām mēriekārtām. Varēja patstāvīgi un pastāvīgi kontrolēt visu mezglu darbības atbilstību priekšrakstiem. Vienīgais trūkums – spektru un kinētiku mērījumus bija jāizdara rokas vadības režīmā. Tas nozīmēja, ka visi mēriekārtas mezglu iestādījumi, to skaitā monohromatora stāvoklis un stroba kavējums, kā arī tiešo mērījumu nolasiņumu pieraksti bija jāizdara ar rokām. Tas prasīja ļoti saspringtu darbu daudzu stundu garumā, lai uzņemtu vienu luminiscences spektru vai tās dzišanas kinētiku ar eksperimentam nepieciešamo precizitāti.

Lai ilustrētu sasniegto mērījumu precizitāti, 9.10. un 9.11. attēlā atbilstoši parādīti katodluminiscences spektri un kinētika no darba par $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ kristālu Ge piejaukuma luminiscenci [20].



9.10. att. a) $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ kristāla Ge piejaukuma katodluminiscences spektri **80 K** (1), **190 K** (2) un **390 K** (3) temperatūrā; b) luminiscences spektra sadalījums komponentēs.



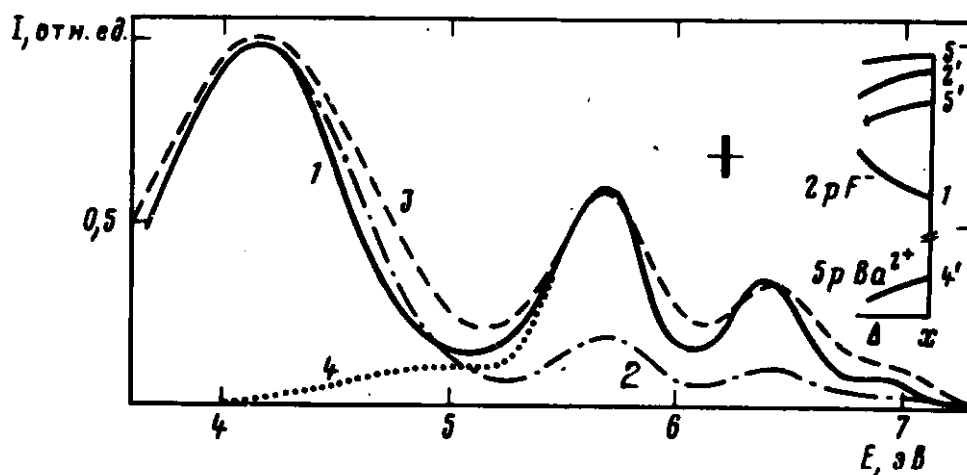
9.11. att. $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ kristāla Ge piejaukuma katodluminiscences kinētika **80 K** temperatūrā pie **4,6 eV**. Izdalīta ātrā kinētika ar dzišanas laika konstanti **15 ns** un lēnā – ar **1 ms**.

Turpmākā fotonu skaitīšanas metodikas attīstība tika veltīta, lai automatizētu spektru un kinētiku uzņemšanu, kā arī, lai uzlabotu laika izšķirtspēju un samazinātu fotoelektronu daudzkārstāju dinamisko trokšņu ietekmi.

9.5. Krosoluminiscence

1985. gada sākumā uzmanību piesaistīja nomināli tīros BaF_2 kristālos nesen atrastā luminiscences josla ar maksimumu pie **5,7 eV**, kuras dzišanas laika konstante ir mazāka par **1 ns** un tai nav novērojama termiskā dzēšana istabas temperatūrā. Atšķirībā no zināmām pašvielu luminiscences joslām jonu kristālos, tā neierosinās spektra rajonā, kur tiek radīti mazu enerģiju anjonu eksitoni un elektronu-caurumu pāri. Šīs joslas ierosmes robeža sākas aiz pirmā katijonu eksitonu rašanās maksimuma, t. i., rodoties caurumiem $5p\text{Ba}^{2+}$ zonā. Tas ļāva domāt, ka šī luminiscence ir saistīta ar elektronu pāreju no $2p\text{F}^-$ zonas uz $5p\text{Ba}^{2+}$ zonu. Tādas pārejas rentgenspektroskopijā sauc par krusteniskām pārejām. Tās tiek novērotas virknei jonu kristāliem ļoti mīkstu rentgenstaru apgabalā, kurā ir stipra reabsorbēcija. Bet BaF_2 kristālos enerģētiskais attālums starp $2p\text{F}^-$ un $5p\text{Ba}^{2+}$ zonu ir mazāks par aizliegtās zonas platumu. Tāpēc minētais starojums ir intensīva pašvielas luminiscence.

Tā kā BaF_2 kristāliem valentai zonai ir liels platumu un sarežģīta struktūra, bija nepieciešams veikt tās starojuma izpēti plašākā tās apgabalā. Tamdēļ tika veikti katodluminiscences spektru un kinētiku mērījumi diapazonā no **3,5 līdz 10 eV** uz iekārtas, kas aprakstīta darbā [4].



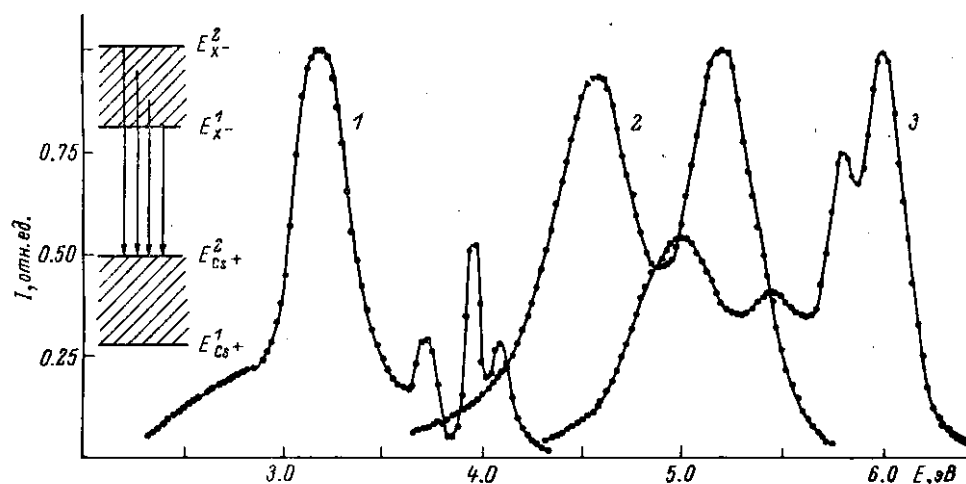
9.12. att. BaF_2 kristālu normētie katodluminiscences spektri pie dažādām temperatūrām: 1 – **80 K**, 2 – **220 K**, 3 – **300 K**. 4 – garo viļņu garuma komponents ar subnanosekunžu dzišanu. Ielikumā BaF_2 zonas struktūras daļa. **4,15 eV** josla ir visintensīvākā pie **220 K** temperatūras.

BaF_2 kristālu katodluminiscences spektros (9.12. att.) tika novērotas vēl divas joslas vakuuma ultravioletajā daļā ar maksimumiem pie **6,4** un apm. **7,0 eV**. Joslu pie **5,7**; **6,4** un **7,0 eV** intensitātes pieaug, ja temperatūra palielinās, pie tam pēdējai visstraujāk. Aiz **7,3 eV** starojumu nevar konstatēt. Joslām pie **6,4** un **7,0 eV** dzišanas laika konstante ir mazāka par **3 ns** – aparātūras mērīšanas robeža.

Minētie fakti liek domāt, ka **6,4** un **7,0 eV** joslu luminiscence ir līdzīga **5,7 eV** joslai. Tātad arī ir saistīta ar elektronu krusteniskām pārejām no $2p\text{F}^-$ zonas uz $5p\text{Ba}^{2+}$ zonu. Summāri krosoluminiscence (tā vēlāk nosauca šo parādību) ir no **4,0** līdz **7,3 eV**, kas labi atbilst $2p\text{F}^-$ zonas platumam – **3,4 eV**. Izteiktie joslu maksimumi parāda, ka $5p\text{Ba}^{2+}$ zonā caurumi aizņem samērā šauru enerģētisko diapazonu fotopāreju laikā.

Šie rezultāti tika publicēti darbā [21], kā arī hipotēze, ka krosoluminiscenci vajadzētu konstatēt arī CsF, CsCl, CsBr, BaCl₂, BaBr₂ un dažos rubidija halogenīdos un ka tā ir pašvielai raksturīga luminiscence, kas var dot detalizētu informāciju par augšējās valentās zonas struktūru. Darbi par krosoluminiscenci dažādos materiālos tika turpināti [22-35].

Izvirzītā hipotēze par varbūtējo krosoluminiscenci CsF, CsCl, CsBr kristālos tika pierādīta jau nākošajā darbā [22]. 9.13. attēlā parādīti krosoluminiscences spektri šajos kristālos. Krosoluminiscence RbF un RbCl kristālos izpētīta darbā [25]. Turpinājumā tika konstatēta krosoluminiscence daudzos jauktajos jonu kristālos, kas apkopots pēdējā darbā [35].



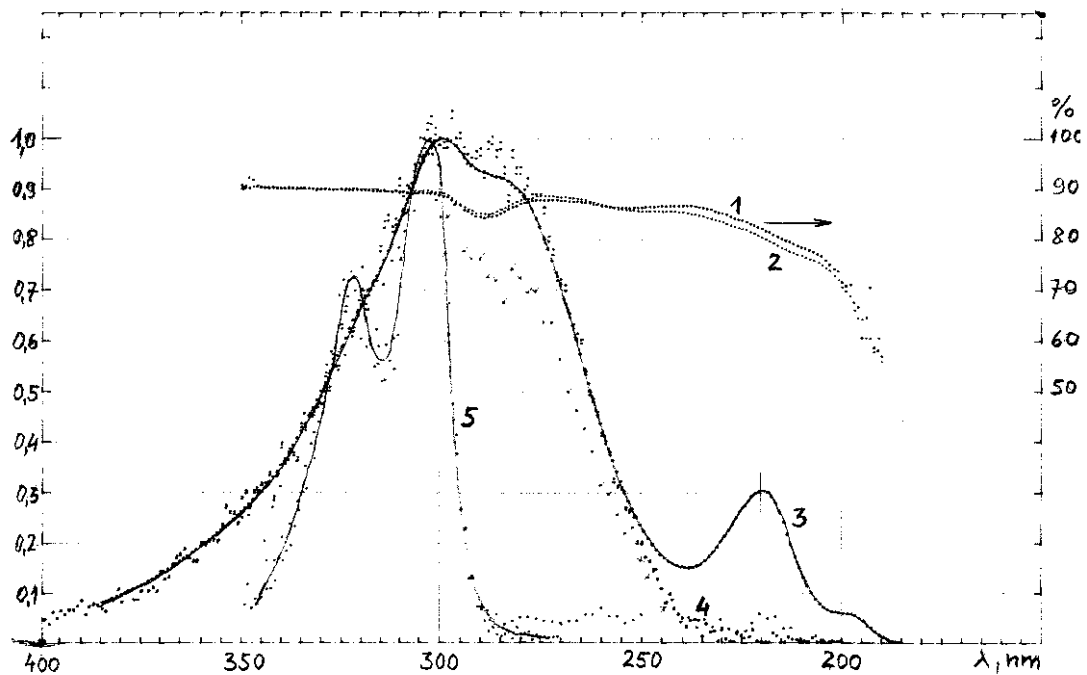
9.13. att. Katodluminiscences ar nanosekunžu dzišanu normētie spektri CsF (1), CsCl (2) un CsBr (3) kristāliem **200 K** temperatūrā. Ielikumā elektronu pāreju shēma no halogenīda valentās zonas uz $5p_{Cs^+}$ zonu.

No metodiskās puses jāatzīmē, ka eksperimentālā iekārta [4] tika papildināta ar divkanālu fotonu skaitītāju un kinētiku reģistratoru, kā arī monohromatora automatizēto izvērsi un vadošo elektronu skaitļošanas mašīnu (datoru) D3-28. Eksperimentu vadība notika programmiski no datora D3-28 ar kopējās lietošanas maģistrāles (KLM jeb HP-IB) palīdzību. Tas atļāva katodluminiscences spektrus un kinētikas uzņemt automatizēti un veikt rezultātu datorizētu apstrādi, kuras iznākumā tika iegūti grafiki noteiktā mērogā un gala rezultātu tabulas.

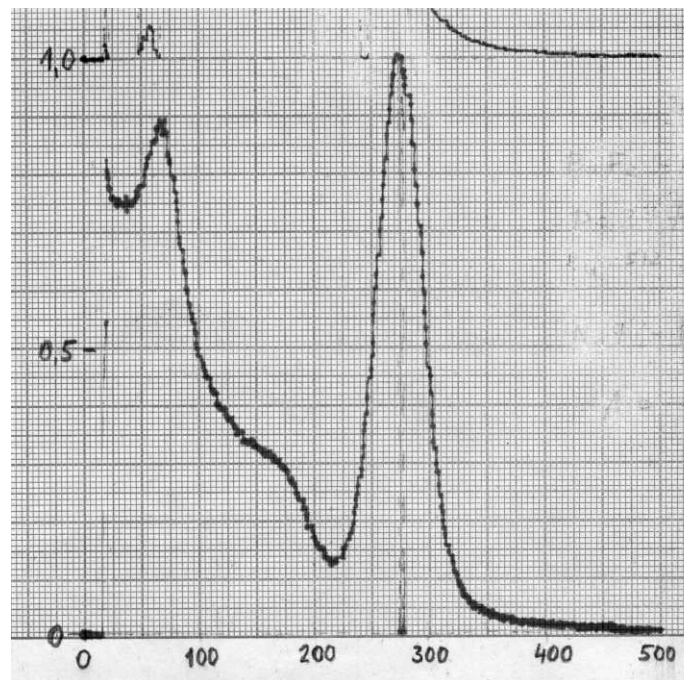
Tika uzbūvēta arī otra iekārta ar mērījumu automatizētu vadību un datu apstrādi ar citu datoru D3-28. Tajā spektru uzņemšanai izmantoja dubultmonohromatoru MDR-6. Par ierosmes avotu pielietoja impulsa rentgeniekārtu FOBOS. Tā tika iegādāta no Ļeņingradas Fizikāli tehniskā institūta, kas izstrādāja šo rentgeniekārtu kosmiskajiem kuģiem FOBOS-1 un FOBOS-2 (palaisti, lai pētītu Marsa pavadoņi Fobos). Rentgeniekārta attīstīja **110 kV** spriegumu un **10 ns** ilgus impulsus ar **100 kHz** atkaršāšanās frekvenci. Mēriekārta nebija paredzēta darbam zemās temperatūrās un vakuuma ultravioletajā spektra daļā. Kā piemērs 9.14. attēlā parādītas BaF₂ kristālam (**40x40x40 mm**) izmērītās optiskās īpašības.

Kā trešā tika izveidota iekārta jaunu scintilatoru materiālu parametru noteikšanai ar daudzkanālu amplitūdas analizatoru AI-1024. Par ierosmes avotiem tika izmantoti gamma un alfa starojuma avotu komplekti. Galvenie pētāmie parametri: gaismas atdeve un amplitūdas izšķirtspēja salīdzinājumā pret NaJ:Tl standartsintilatoru. Par piemēru 9.15. attēlā parādīts BaF₂ kristāliskā (**40x40x40 mm**) scintilatora amplitūdas spektrs, ierosināts ar Cs¹³⁷ gamma starojumu. Standartsintilatoram ar pielietoto ФЭУ-39А Nr. 424 amplitūdas izšķirtspēja bija **9 %**. Pētītajam BaF₂ scintilatoram – **16 %**.

Veiktie jaunu scintilatoru materiālu pētījumi un minētās aparatūras pielietojums palīdzēja atrast divus jaunus scintilatorus, kuri tika atzīti par izgudrojumiem [36, 37].



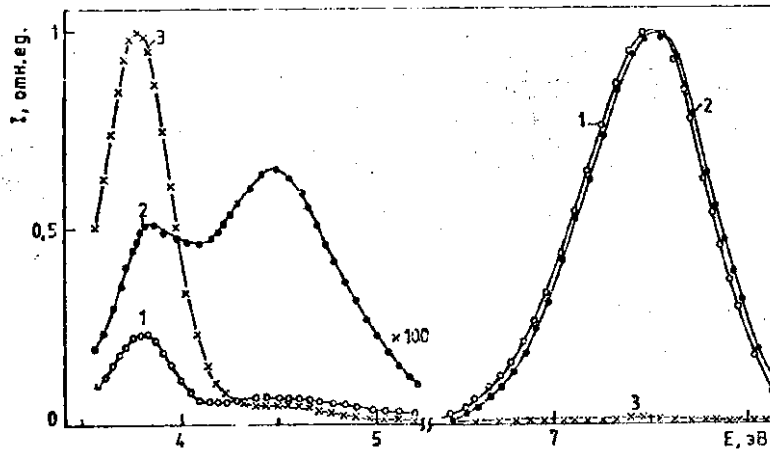
9.14. att. BaF₂ scintilatora kristālam (40x40x40 mm): 1 – caurlaidības spektrs, 2 – caurlaidības spektrs pēc rentgenizēšanas, 3 – rentgenluminescences spektrs, 4 – luminescences spektrs, ierosināts ar 5,1 MeV alfa daļiņām, 5 – rentgenluminescences lēnā komponente (termostimulētā luminescence) pēc 10 minūtēm, kad izslēgta ierosme.



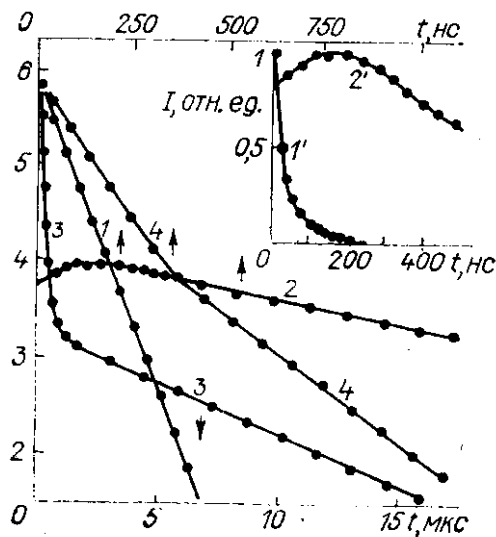
9.15. att. BaF₂ kristāliskā (40x40x40 mm) scintilatora amplitūdas spektrs, ierosināts ar Cs¹³⁷.

9.6. $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ kristālu autolokalizēto eksitonu luminiscence

Tīros $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ kristālos jau samērā sen bija zināma intensīva luminiscences josla ar maksimumu pie $7,5\text{ eV}$ zemās temperatūrās, kā arī josla ar maksimumu pie $3,8\text{ eV}$ istabas temperatūrā (9.16. att.). Izdevās izpētīt šo joslu savstarpējo sakaru un būtību [39-45].



9.16. att. Tīra $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ kristāla katodluminiscences spektri 80 K (1), 10 K (2) un 300 K (3) temperatūrā.



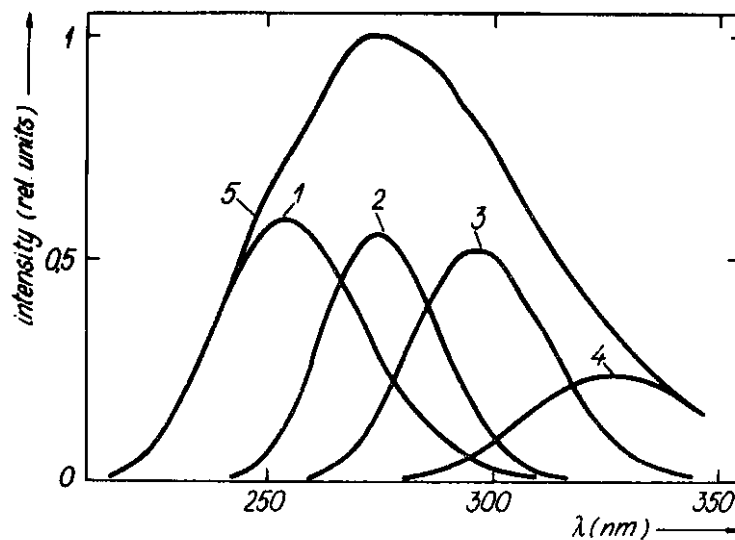
9.17. att. Tīra $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ kristāla katodluminiscences dzišanas kinētikas $7,5\text{ eV}$ joslai 80 K temperatūrā (1, 1¹) un $3,8\text{ eV}$ joslai 80 K (2, 2¹), 200 K (3) un 300 K (4) temperatūrā.

Lai to izdarītu, tika pētīti nomināli tīri, neitronu apstaroti, oksidēti un reducēti paraugi. Tiem tika nomērīti attiecīgo joslu ierosmes spektri, fotoluminiscences spektri, katodluminiscences spektri un kinētikas, polarizācijas pakāpes lielumi, termostimulētā un tuneļluminiscence. Tā rezultātā atklājās, ka spektra vietā ap $3,8\text{ eV}$ ir divas pēc izskata līdzīgas joslas: 1) F^+ centru josla un 2) autolokalizēto eksitonu josla jeb E-josla. Pēdējā ir saistīta ar zemtemperatūru joslu ar maksimumu pie $7,5\text{ eV}$ jeb A-joslu, kas arī ir autolokalizēto eksitonu josla, bet ar citu konfigurāciju.

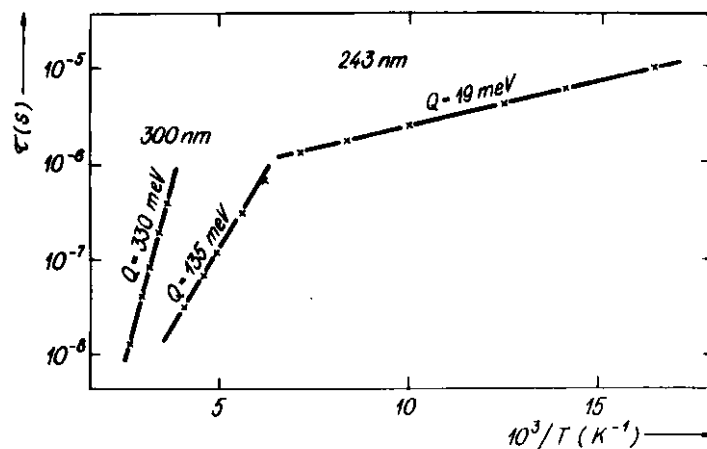
E-joslas luminiscences dzišanas kinētikā reti novērojams pieaugums temperatūrās zem **130 K** (9.17. att.) ir izskaidrojams ar enerģijas konversiju no A uz E stāvokli [42].

9.7. Itrijs alumināta kristālu spektrāli kinētiskie mērījumi

Tīriem $Y_3Al_5O_{12}$ kristāliem saliktu katodluminiscences joslu tuvajā ultravioletajā daļā izdevās sadalīt vismaz četros elementāros komponentos (9.18. att.). Analizējot luminiscences spektru temperatūras atkarības un luminiscences dzišanas kinētiku laika konstantes atkarības no temperatūras (9.19. att.), radās secinājums, ka pirmās trīs elementārās joslas var rasties no antistruktūras defektiem stehiometrijas dēļ, kad alumīnija un itrija joni ir mainījušies vietām, bet nevis saistīti ar vakancēm, un ceturtais josla visticamāk ir no nekontrolētiem piemaisījumiem [46].

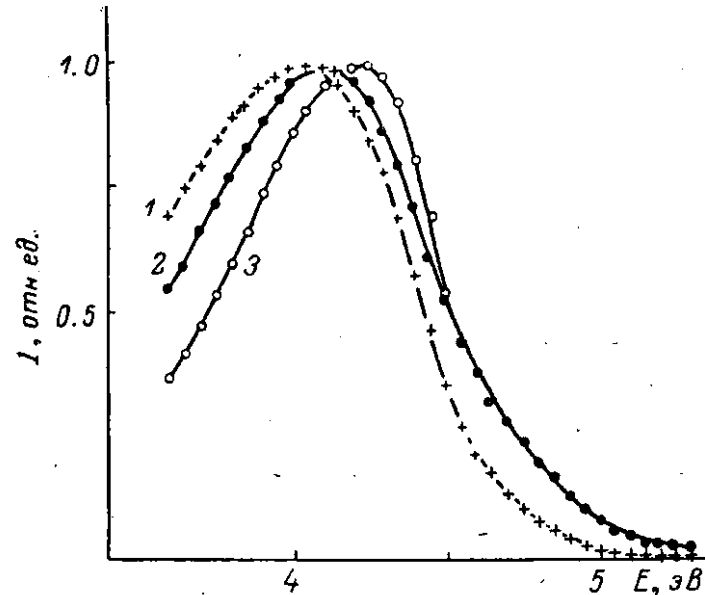


9.18. att. Tīra $Y_3Al_5O_{12}$ kristāla katodluminiscences joslas sadalīšana komponentos.

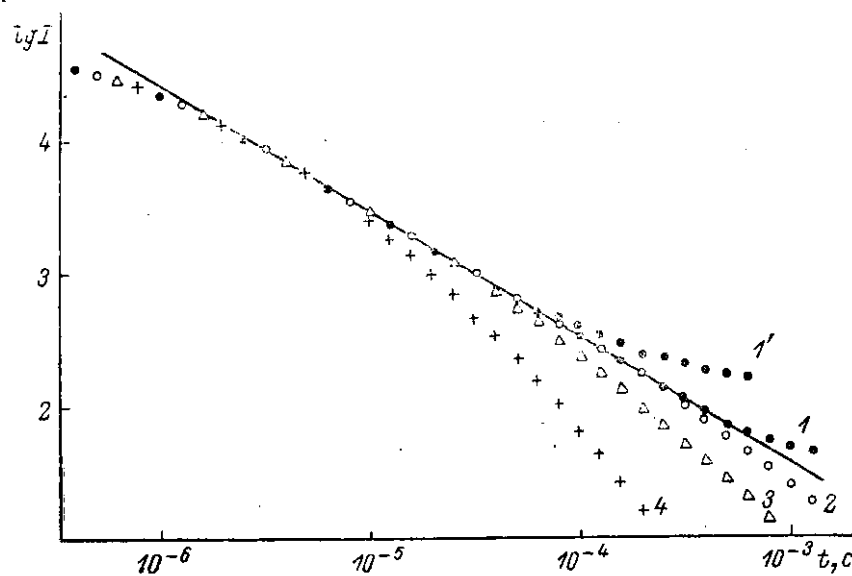


9.19. att. Tīra $Y_3Al_5O_{12}$ kristāla katodluminiscences dzišanas kinētiku laika konstantes atkarība no apgrieztās temperatūras diviem viļņu garumiem: 234 un 300 nm.

Tika pētīta arī $Y_3Al_5O_{12}$ kristāla ar Sc jonu piejaukumu katodluminiscences spektra josla ar maksimumu pie apm. $4,1 \text{ eV}$ (9.20. att.). No termostimulētās luminiscences atkarības un katodluminiscences dzišanas kinētikām (9.21. att.) varēja droši secināt, ka minētā luminiscence rodas no donoru un akceptoru pāru tuneļpāreju rekombinācijas. Bet vai pārejas notiek starp Sc^{4+} un Sc^{2+} pāriem, vai arī kāds no partneriem ir nekontrolēts piemaisījums vai arī režģa defekts, jautājums palika atklāts [47].



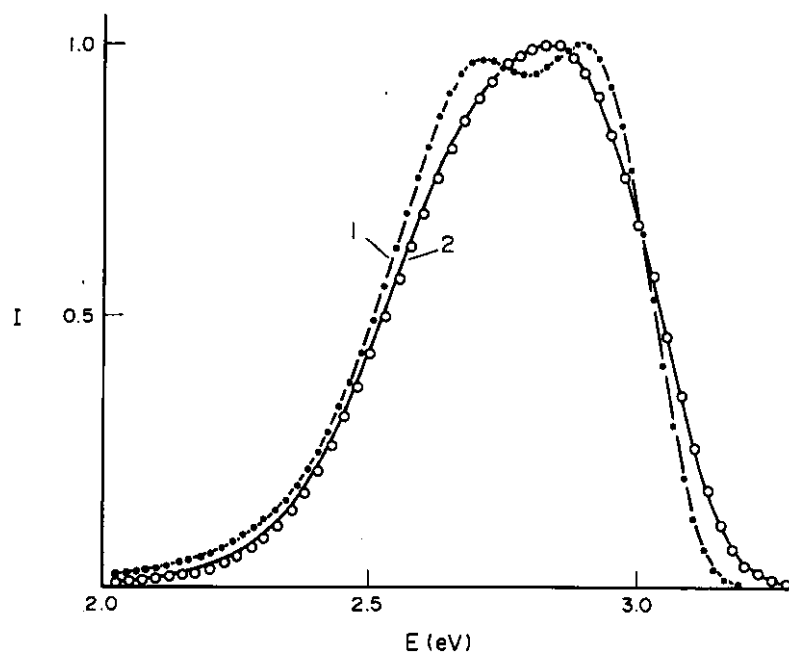
9.20. att. $Y_3Al_5O_{12}$ kristāla ar Sc jonu piejaukumu katodluminiscences spektri: 1 – 80 K, 2 – 350 K temperatūrā un 3 – 40 ns strobā pēc ierosmes impulsa 80 K temperatūrā.



9.21. att. $Y_3Al_5O_{12}$ kristāla ar Sc jonu piejaukumu katodluminiscences dzišanas kinētikas 80 K (1), 220 K (2), 250 K (3), 330 K (4) temperatūrā un kad ierosmes atkārtοšanās frekvence ir 1 kHz (1^l). Nepārtrauktā līnija ir hiperboliskā atkarība $I \sim t^{-\alpha}$, ja $\alpha=0,97$.

9.8. Katodluminiscence Gd_2SiO_5 kristālā ar Ce piejaukumu

Gd_2SiO_5 kristāli ar Ce piejaukumu ir ātri scintilatori, kuru luminiscences spektrs ir ar vienu joslu istabas temperatūrā (9.22. att.). Tā sakrīt ar FED jutības maksimumu.

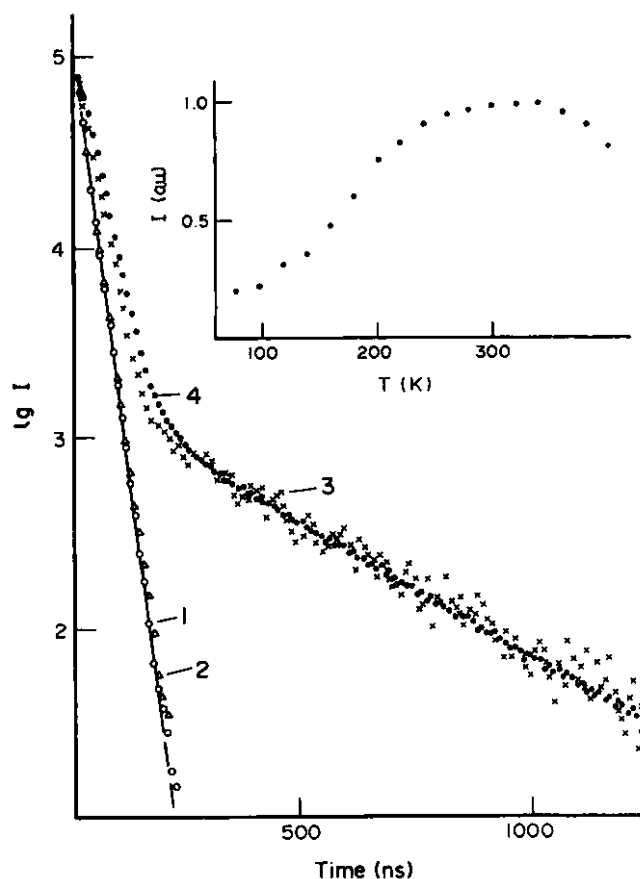


9.22. att. Gd_2SiO_5 kristāla ar Ce piejaukumu katodluminiscences spektri 80 K (1) un 295 K (2) temperatūrā.

Pētot šos kristālus, radās jautājums, kāpēc literatūrā dotā luminiscences dzišanas kinētika, ierosināta ar N_2 lāzeru, atšķiras no kinētikas, ko uzņēmām, ierosinot ar elektroniem (9.23. att.). Pirmajā gadījumā dzišanas kinētikas laika konstante ir **25 ns**. Otrajā gadījumā novērojamas divas eksponentes ar laika konstanti **40 ns** un **300 ns**. Lai to noskaidrotu, bija optiski jāierosina luminiscence absorbcijas malas rajonā, kur ir izteiktas absorbcijas joslas pie **5,7** un **6,1 eV**. Tad vēl nebija pieejams impulsu eksimera pārskatījamais lāzers. Tāpēc izmantojām krosluminiscenci no BaF_2 kristāla joslai ar maksimumu **5,7 eV** un no $CsBr$ pie **6,1 eV**, ko ierosināja ar elektrona lielgabala impulsiem. Tā kā Gd_2SiO_5 kristālam istabas temperatūrā ir tikai viena josla (9.22. att.), tad to varēja novietot pie FED fotokatoda, bet ierosmes impulsus padot uz to caur monohromatoru.

Izrādījās, ka, ierosinot Gd_2SiO_5 kristālu ar Ce piejaukumu ar **5,7 eV** starojuma impulsiem, luminiscences dzišanas kinētikai ir tikai viena eksponente kā tas ir, ja ierosina ar N_2 lāzera impulsiem. Bet, ierosinot ar **6,1 eV** starojuma impulsiem, kinētikai ir divas eksponentes, kā tas ir, ja ierosina ar elektroniem (9.23. att.).

Vispār starojums rodas, elektroniem pārejot no $5d^2 E$ konfigurācijas uz $4f$ konfigurāciju Ce^{3+} jonam. Pie ierosmes ar starojumu **<6,1 eV**, kad novēro luminiscences dzišanu ar vienu eksponenti, tā rodas lādiņiem tieši rekombinējot no $5d^2 E$ konfigurācijas. Ja ierosina ar **6,1 eV** un lielākas enerģijas starojumu, tad parādās vēl viens lēnāks rekombinācijas process, ko arī var aprakstīt ar eksponenti. Tātad ir divpakāpju rekombinācija. Lēnākais rekombinācijas process var rasties divos ceļos: 1) caur Ce^{3+} jona $6s$ līmeni, kas atrodas vadītspējas zonā; 2) caur lokalizētu līmeni, kurš rodas Ce^{3+} jonam perturbējot pamatrežģi. Minētie rezultāti, spriedumi un secinājumi izklāstīti darbos [48-51].



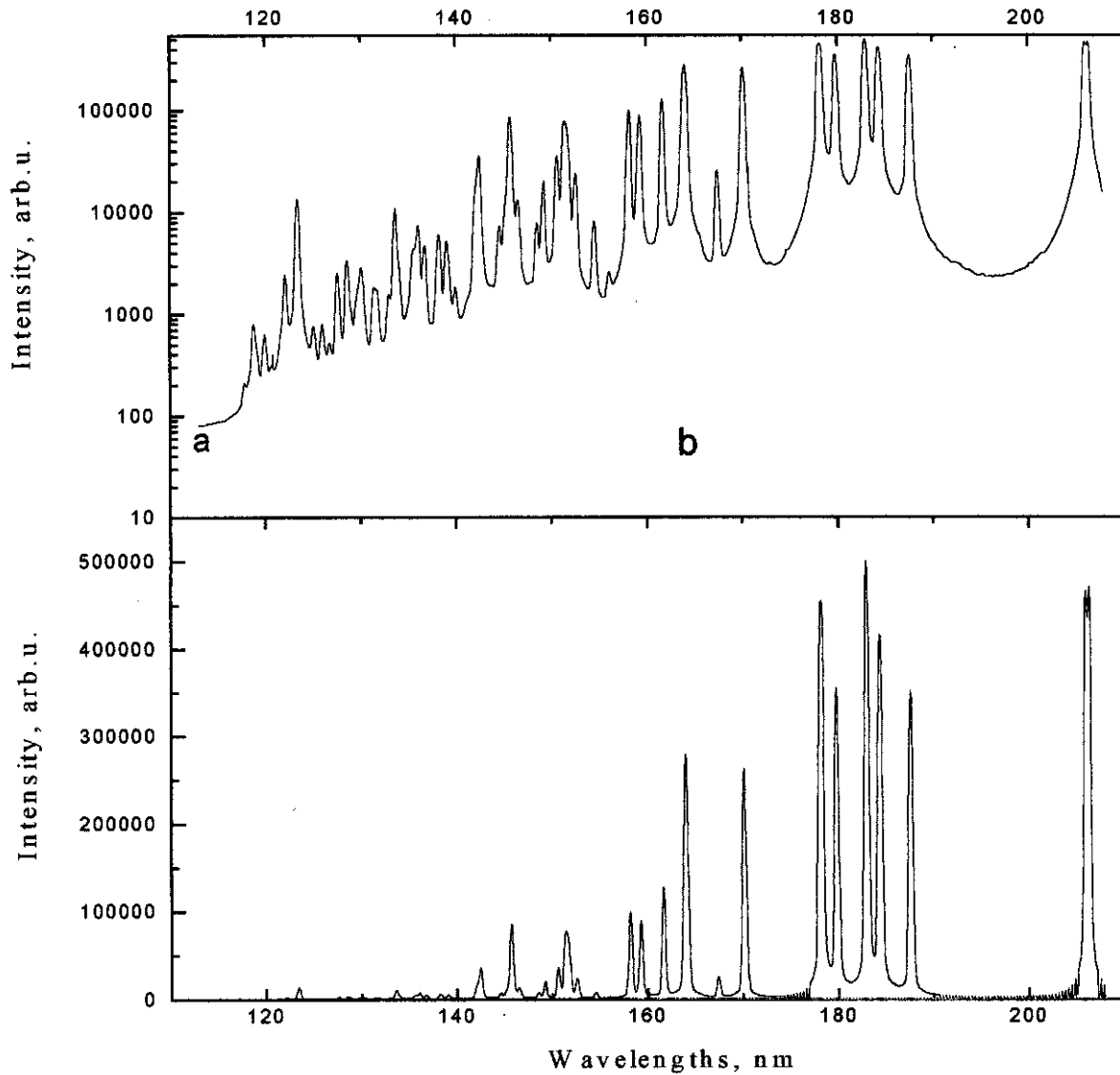
9.23. att. Gd_2SiO_5 kristāla ar Ce piejaukumu katodluminiscences dzišanas kinētikas: 1 – fotoierosme ar N_2 lāzeru, 2 – ar 5,7 eV, 3 – ar 6,1 eV, 4 – ierosme ar elektronu lielgabalu. Ielikumā katodluminiscences intensitātes atkarība no temperatūras.

No eksperimentu veikšanas viedokļa interesanti ir tas, ka luminiscences dzišanas kinētikas tika mērītas, ierosinot $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ kristālus absorbcijas joslās pie 5,7 un 6,1 eV ar krosluminiscenci no BaF_2 un CsBr kristāliem.

9.9. Augstfrekvences bezelektrodu lampiņu spektru noteikšana

Sadarbībā ar Latvijas Universitātes Atomfizikas un spektroskopijas institūtu tika noteiktas viņu izstrādāto augstfrekvences bezelektrodu lampiņu spektri vakuuma ultravioletajā daļā. To varēja izdarīt ar grūtībām, jo no parastas bezelektrodu lampiņas, kas atrodas vakuumā, siltums tiek atvadīts tikai starojuma ceļā. Tas sarežģīja lampiņas darba režīma iestādīšanu un stabilizēšanu. Dažu pildījumu lampiņas tā nevarēja darbināt. Tās tika izgatavotas speciālas formas ar „asti”, kuru ievietoja īpašā termostabilizatorā. Darbi tika publicēti [52-54]. Kā piemērs 9.24. attēlā parādīts spektrs augstfrekvences bezelektrodu lampiņai ar MgF logu, kas pildīta ar joda tvaikiem.

Jāatzīmē, ka minētās augstfrekvences bezelektrodu lampiņas ar dažādu elementu pildījumu palīdzēja ļoti precīzi graduēt vakuuma monohromatora viļņa garuma uzstādīšanas limbu.



λ , nm	El
119.085	I*
120.022	I*
122.089	I*
123.406	I*
125.056	I*
125.951	I
126.789	?
1277.19	I*
128.940	I
130.034	I
131.395	I
131.754	I
133.019	I*
133.652	I*
135.510	I
136.097	I
136.822	I
138.322	I
139.075	I
140.001	I
142.549	I
144.626	I
145.798	I
146.583	I
148.614	?
149.289	I
150.704	I
151.868	I
152.645	I
1545.97	?
156.070	C
158.269	I
159.358	I
161.760	I
164.214	I
167.515	?
170.207	I
178.276	I
179.909	I
183.038	I
184.445	I
187.641	I
206.238	I

9.24. att. Joda augstfrekvences bezelektrodu lampiņas ar MgF logu spektrs.

9.10. Dažādu plāno kārtiņu luminiscences pētījumi

Plānām, optiski caurlaidīgām kārtiņām pietiekami lielu luminiscenci ir grūti ierosināt ar rentgenstarojumu, jo tas maz absorbējas plānā vielas slānī. Efektīvāk to var izdarīt ar elektronu starojumu. Tāpēc tika veikti daudzi plāno kārtiņu luminiscences spektru un kinētiku pētījumi [piem., 55-58].

9.11. Silīcija oksīda pētījumi

Pirmo reizi tika pētīti tīra silīcija dioksīda kristālu modifikācijas: štihovīti (oktaedriskā struktūra) un koesīti (tetraedriskā struktūra), luminiscences spektri un kinētikas [59]. Tādas struktūras kvarca kristālus var iegūt pie ļoti augstiem spiedieniem. Tie dabā ir sastopami zemes garozas lielā dziļumā (~10 km).

Kvarca stiklam ar fluora piejaukumu uzlabojas optiskā caurlaidība spektra ultravioletajā daļā. Taču pētījumi parādīja, ka luminiscences spektri un kinētikas neatšķiras no raksturīgā tīram kvarca stiklam [60].

Kvarca stikls, kas satur lielu alumīnija oksīda piejaukuma koncentrāciju, tomēr smērā labi laiž cauri optisko starojumu spektra ultravioletajā daļā. Tam tika atrasta alumīnija piejaukuma luminiscences josla, kas ir samērā plata (2,5-3,8 eV) un salikta. Atrasta šīs luminiscences optiskās ierosmes josla un izpētīta kinētika [61].

Pētot tīra α -kvarca kristālu katodluminiscences spektru zemās temperatūrās ar dubultmonohromatoru, tika atrasta relatīvi vāja luminiscences josla ar maksimumu pie 5,0 eV. Tā pieaug atkarībā no apstarošanas ilguma ar elektronu staru kūli. Tika noskaidrots, ka tā rodas no pašvielas defektiem [62]. Šajā spektra rajonā ir arī luminiscences joslas no piejaukumiem (Al^{3+} , Li^{+} , Na^{+} , Cu^{+}), kurām luminiscences dzišanas kinētikas ir hiperboliskas ar stāvumu $\alpha=1$ – tuneļrekombinācijas procesi. Turpretim pašvielas defektu luminiscencei pie 5,0 eV dzišanas kinētika atšķiras no raksturīgās tuneļluminiscencei. Turpinājumā tika izpētīti pašvielas defekti štihovītā salīdzinājumā ar α -kvarca kristālu [63].

Atsauces 9. nodaļā:

1. А. А. Гаилитис, Я. Л. Янсонс и И. К. Витол. Новый метод исследования энергетического спектра электронных состояний в кристаллофосфорах. – Известия АН СССР, серия физическая, т. XXXIII, № 6, 1969, с. 977 – 979.
2. J. Jansons. Fotonu skaitīšanas metode luminiscences spektrāli kinētiskajos mērījumos. – LVU diplomdarbs, Rīgā, 1973., 91 lp.
3. Я. Л. Янсонс. Метод и некоторые результаты исследования амплитудных распределений одноэлектронных импульсов ФЭУ. – В кн.: Сенсibilizированная флуоресценция смесей паров металлов., Рига, 1973, с. 137 – 144.
4. J. L. Janson and Z. A. Rachko. Nature of Impurity-Induced UV Luminescence of MgO Crystals. – Phys. Stat. Sol. (a), 53, 1979, p. 121 – 126.
5. J. L. Janson, Z. A. Rachko and J. A. Valbis. Fine Structure of the Exciton Luminescence in MgO Single Crystals. – Phys. Stat. Sol. (b), 96, 1979, p. K29 – K31.
6. У. Э. Крауя, З. Т. Упитис, Г. А. Тетерс, Я. Л. Янсонс. Исследование разрушения композитных материалов методом механолюминесценции. – Тезисы докладов постоянного семинара по проблемам прочности. Ленинградский ФТИ, 11 – 13 марта 1980 г.
7. З. Т. Упитис, У. Э. Крауя, Я. Л. Янсонс. Механолюминесценция стеклопластиковых труб при плоском напряженном состоянии. – Механика композитных материалов, 1980, №3, с. 552 – 556.
8. У. Э. Крауя, З. Т. Упитис, Р. Б. Рикардс, Г. А. Тетерс, Я. Л. Янсонс. Исследование процесса разрушения стеклопластика методом механолюминесценции. – Аннотации докладов 4 Всесоюзной конференции по механике полимерных и композитных материалов, Рига, Институт механики полимеров АН ЛССР, 29 – 31 октября 1980 г., с. 49 – 50.
9. У. Э. Крауя, З. Т. Упитис, Р. Б. Рикардс, Г. А. Тетерс, Я. Л. Янсонс. Исследование процесса разрушения стеклопластика методом механолюминесценции. – Механика композитных материалов, 1981, №2, с. 325 – 331.

10. У. Э. Крауя, З. Т. Упитис, Я. Л. Янсонс. Механолюминесценция при нагружении стеклопластика. – Тезисы докладов 8 Всесоюзного симпозиума по механоэмиссии и механохимии твердых тел. Таллин, 1-3 сентября 1981 г., с. 49 – 50.
11. У. Э. Крауя, З. Т. Упитис, Я. Л. Янсонс. Характер механолюминесценции при нагружении некоторых композитных материвлов. – Механика композитных материвлов, 1983, N#5, с. 914-919.
12. У. Э. Крауя, Я. Л. Янсонс. Механолюминесценция композитных материалов: Методы, аппаратура и результаты исследований. – Рига: Зинатне, 1990. – 152 с.
13. Я. А. Валбис, И. Э. Лацис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Люминесценция монокристаллов окиси магния с примесью серы. – Известия АН Лат.ССР, серия физических и технических наук, 1979, N#6, с. 117 – 119.
14. Я. А. Валбис, И. Э. Лацис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Излучательная рекомбинация в монокристаллах MgO с изоэлектронными анионными и катионными примесями. – Тезисы докладов 27 Всесоюзного совещания по люминесценции. Эзерниеки, 1980, с. 148.
15. Я. А. Валбис, И. Э. Лацис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс, П. И. Бутлерс. Изоэлектронные примеси как центры излучательной рекомбинации в оксидных кристаллофосфорах. – Тезисы докладов 10 Уральского совещания по спектроскопии. Свердловск, 1980, с. 57.
16. J. A. Valbis, I. E. Lacis, Z. A. Rachko J. L. Jansons, P. I. Butlers. Isoelectronic Impurities as Centers of Radiative Recombination in Wide Band-Gap Oxides. – Defekts in Insulating Crystals. Proceedings of the International Conference, Riga, May 18-23, 1981, p. 744.
17. Я. А. Валбис, И. Э. Лацис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс, П. И. Бутлерс. Изоэлектронные примеси как центры излучательной рекомбинации в широкощелевых окислах. – Тезисы докладов Всесоюзного совещания по люминесценции С. И. Вавилова. Ленинград, 1981, с. 111.
18. Я. А. Валбис, И. Э. Лацис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Люминесценция кристаллов MgO и CaO с изоэлектронными примесями. – В кн.: Точечные дефекты и люминесценция в кристаллах окислов. Рига, 1981, с. 59 – 82.
19. Я. А. Валбис, И. Э. Лацис, Я. Л. Янсонс. Люминесценция монокристаллов MgO и CaO с примесью галлия. – Известия АН Латв. ССР, серия физических и технических наук, 1980, N#3, с. 63 – 69.
20. J. L. Jansons, P. A. Kulis, Z. A. Rachko, M. J. Springis, I. A. Tale and J. A. Valbis. Luminescence of Ga-Doped α -Al₂O₃ Crystals. – Phys. Stat. Sol. (b), 120, 1983, p. 511 – 518.
21. Я. А. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Коротковолновая ультрафиолетовая люминесценция кристаллов BaF₂, обусловленная перекрестными переходами. – Письма в ЖЭТФ, 1985, том 42, вып. 4, с. 140 – 142.
22. Я. А. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Люминесценция, обусловленная электронными переходами между валентными зонами в галогенидах цезия. – Оптика и спектроскопия, 1986, т. 60, вып.6, с. 1100 – 1102.
23. Я. А. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. ВУФ-люминесценция галогенидов тяжелых металлов, обусловленная электронными переходами между валентными зонами (кросслюминесценция). – Тезисы докладов 7 Всесоюзной конференции по физике вакуумного ультрафиолета и его взаимодействию с веществом „ВУФ-86”. Рига, 1986, с. 14.
24. Я. А. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс, О. Т. Антоняк, А. С. Волошиновский. Кросслюминесценция кристаллов CsCaCl₃ и CsSrCl₃. – В кн.: Радиостимулированные процессы в широкощелевых материалах. Рига, 1987, с. 72 – 80.
25. J. L. Jansons, V. J. Krumins, Z. A. Rachko and J.A.Valbis. Luminescence Due to Radiative Transitions between Valence Band and Upper Core Band in Ionic Crystals (Crossluminescence). – Phys. Stat. Sol. (b), 1987, 144, p. 835 – 844.
26. Я. А. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Монокристаллы простых и сложных фторидов - перспективные материалы для сцинтилляционной техники. – 7 Всесоюзный симпозиум по

- химии неорганических фторидов. Тезисы докладов. Полевской 25-27 августа 1987 г. Москва, изд. Наука, с. 80.
27. J. L. Jansons, V. J. Krumins, Z. A. Rachko, J. A. Valbis. Crossluminescence of KF and relate compound. – Sol. Stat. Comm., 1988, v. 67, p. 183 – 185.
 28. J. A. Valbis, Z. A. Rachko, J. L. Jansons. Luminescence caused by electronic transitions between core bands in cesium halides. – Sov. Opt. Spectr., 1988, v. 60, p. 1100 – 1102 (in Russian).
 29. Я. А. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Вакуумная ультрафиолетовая катодолюминесценция кристаллов KF, KMgF₃ и KCaF₃ (кросслюминесценция). – Опт. и спектр., т. 64, в. 5, 1988, с. 1196 – 1197.
 30. А. Ф. Бузулуцков, В. Г. Васильченко, Л. К. Турчанович, В. Я. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс, Н. М. Хайдуков. Изучение характеристик кристаллических сцинтилляторов в ВУФ-области. – Серпухов, препринт ИФВЭ 89 – 155, 6 с.
 31. A. F. Buzulutskov, J. L. Jansons, Z. A. Rachko, J. A. Valbis, N. M. Khaidukov. Investigation of the crystal scintillations in the VUV region. – Nuclear Instr. and Methods in Phys. Research, 1990, A 228, p. 659 – 661.
 32. А. Ф. Бузулуцков, В. Г. Васильченко, Л. К. Турчанович, Я. А. Валбис, З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс, Н. М. Хайдуков. Изучение характеристик кристаллических сцинтилляторов в области вакуумного ультрафиолета. – Приборы и техн. эксперимента, 1990, 5, с. 71 – 74.
 33. Z. Rachko, J. Jansons, J. Valbis. Crossluminescence in Some Fluorine and Chlorine Crystals with Intrinsic and Extrinsic Defects. – Sixth Europhys. Ion Conf. Latt. Def. in Ion Mat., Groningen, 1990.
 34. Z. Rachko, J. Jansons, J. Valbis. Crossluminescence in Some Fluoride and Chloride Crystals with Intrinsic and Extrinsic Defects. – Radiation Eff. and Def. in Solids. 1991. Vols. 119 – 121. p. 93-98.
 35. J. Jansons, Z. Rachko, J. Valbis, J. Andriessen, P. Dorenbos, C.W.E.van Eijk. The Influence Strukture on the Crossluminescence Spektra of Halide Materials. – International Conference on Def. in Insulating Materials, Schloss Nordkirchen, 1992, p. 385.
 37. J. A. Valbis, Z. A. Rachko, J. L. Jansons, N. I. Silkin, M. V. Mitjagin, L. L. Vistin. Monocrystalline scintillator. AS SU No.1508780, 15.05.1989 (in Russian).
 38. J. A. Valbis, V. P. Sobolev, E. A. Krivandina, Z. A. Rachko, V. M. Reiterov, A. L. Samohina, J. L. Jansons. Inorganic scintillator. AS SU No. 1494739, 15.03.1989 (in Russian).
 39. П. А. Кулис, З. А. Рачко, М. Е. Спрингис, И. А. Тале, Я. Л. Янсонс. Механизм рекомбинационной люминесценции в α -Al₂O₃. – Тезисы докладов 30 Всесоюзного совещания по люминесценции. Ровно, 1984, с. 126.
 40. П. А. Кулис, З. А. Рачко, М. Е. Спрингис, И. А. Тале, Я. Л. Янсонс. Рекомбинационная люминесценция неактивированной окиси алюминия. – В кн.: Электронные процессы и дефекты в ионных кристаллах. Рига, 1985, с. 85 – 123.
 41. П. А. Кулис, З. А. Рачко, М. Е. Спрингис, И. А. Тале, Я. Л. Янсонс. Люминесценция автолокализованных экситонов в α -Al₂O₃. – Тезисы докладов 7 Всесоюзной конференции по физике вакуумного ультрафиолета и его взаимодействию с веществом „ВУФ-86”. Рига, 1986, с. 53.
 42. П. А. Кулис, З. А. Рачко, М. Е. Спрингис, И. А. Тале, Я. Л. Янсонс. Люминесценция автолокализованных экситонов в α -Al₂O₃. – Известия АН Латв. ССР, серия физических и технических наук, 1987, N#2, с. 30 – 33.
 43. P. Kulis, Z. Rachko, I. Tale, M. Springis, J. Jansons. Selftrapped holes and excitons in Al₂O₃. – Proc. Internat. Conf. of Def. in Insul. Cryst., Parma, 1989, p. 183 –184.
 44. P. Kulis, Z. Rachko, I. Tale, M. Springis, J. Jansons. Defect assisted intrinsic luminescence in Al₂O₃ crystals. – 6-th Europhys. Top Conf. Lat. Def. in Ion Mat., Groningen, 1990, p. 385 – 386.
 45. P. Kulis, Z. Rachko, M. Springis, I. Tale, J. Jansons. Defect Assisted Intrinsic Luminescence in Al₂O₃ Crystals. – Radiation Eff. and Def. in Solids, 1991, Vols. 119 – 121, p. 963 – 968.

46. A. V. Pujāts, L. M. Kuzmina, Z. A. Rachko and J. L. Jansons. Spektral-Kinetic Properties of the Near Ultraviolet Luminescence in Nominally Undoped $Y_3Al_5O_{12}$ Crystals. – Solid State Communications, 1985, Vol. 54, N#1, pp. 61 – 64.
47. З. А. Рачко, Я. Л. Янсонс. Тунельная люминесценция кристаллов $Y_3Al_5O_{12}-Sc$. – Оптика и спектроскопия, 1987, т. 63, вып. 1, с. 110 – 113.
48. Z. A. Rachko, J. L. Jansons, S. F. Burochas, V. D. Ryzhikov. Cathodoluminescence Mechanism of Crystalline $Gd_2SiO_5:Ce$. – In: Abstr. Intern. Symp. Lumdetr'91, Riga, 1991. B17.
49. Z. Rachko, I. Tāle, J. Jansons, V. Ryzhikov, S. Burochas. Cathodoluminescence Mechanism of Crystalline $Gd_2SiO_5:Ce$. – CFI 7. zin. konf. Rīgā, 1991. g. 11.- 15. februārī, ref. tēzes, 57. lpp.
50. Z. Račko, J. Jansons, I. Tāle, S. Buročas, V. Rižikovs. $Gd_2SiO_5:Ce$ luminescences mehanisms. – LU CFI 8. zin. konf. ref. tēzes, Rīga, 1992. g. 17.-21. februārī, 44. lpp.
51. Z. Rachko, J. Jansons, I. Tale, V. Ryzhikov, S. Burochas. Cathodoluminescence Mechanism of Crystalline $Gd_2SiO_5:Ce$. – Nucl. Tracks Radiat. Meas., Vol. 21, No. 1, pp. 121 – 124, 1993.
52. U. Gross, A. Ubelis, J. Jansons. Iodine and mercury resonance lamps and their spectrum in far UV. – ADOM-2 International Conference Advanced Optical Materials and Devices, Book of Abstracts, Vilnius, Lithuania, 16-19 August, 2000, p. 24.
53. U. Gross, A. Ubelis, J. Jansons. Iodine and mercury resonance lamps and their spectrum in far UV. – In Smart Optical Inorganic Structures and Devices S. A. Ašmontas, J. Gradauskas Editors, Proc. SPIE, Vol. 4318, 2001, p. 84 – 88.
54. E. Smalins, U. Gross, J. Jansons, A. Ubelis. Atomic Spectra from RF Electrodeless Discharge Sources for UV and VUV Spectrometry and Analytical Measurements. – Measurement Science Review, 2005, Volume 5, Section 3, p. 94 – 97.
55. A. N. Trukhin, M. Goldberg, J. Jansons, H.-J. Fiting, I. A. Tale. Silicon dioxide thin film luminescence in comparison with bulk silica. – Journal of Non-Crystalline Solids, 223 (1998), 114 – 122 p.
56. T. Barfels, J. Jansons, H. J. Fitting, I. A. Tāle, A. N. Truhins, Influence of oxygen and silicon implantation on silicon dioxide thin film cathodoluminescence. – 17. CFI LU Zinātniskās konferences referātu tēzes, Rīga, Latvija, 19. – 23. Februāris 2001, 57. lpp.
57. T. Barfels, H.-J. Fitting, A. Gulans, J. Jansons, M. Springis, H. Stolz, I. Tale, and A. Veispals, Luminescence and electron transport properties of GaN and AlN layers. - Radiation Measurements, Vol. 33, 2001, p. 709 – 713,.
58. A. N. Trukhin, J. Jansons, H.-J. Fitting, T. Barfels and B. Schmidt Cathodoluminescence decay kinetics in Ge^+ , Si^+ , O^+ implanted SiO_2 layers. – Journal of Non-Crystalline Solids, 331 (2003), p. 91 – 99.
59. A. N. Truhins, J. L. Jansons, T. I. Dyuzheva, L. M. Lityagina, N. A. Bendeliani. Luminescence of different modifications of crystalline silicon dioxide: Stishovite and coesite. – Solid State Communications, Vol. 127(2003), p. 415 – 418.
60. A. N. Trukhin, J. Jansons, T. A. Ermolenko, I. I. Cheremisin. Luminescence of fluorine doped silica glass. – Journal of Non-Crystalline Solids, Vol. 332 (2003), p. 219 – 228.
61. A. N. Trukhin, J. L. Jansons, K. Truhins. Luminescence of silica glass containing aluminum oxide. – Journal of Non-Crystalline Solids, Vol. 347 (2004) p. 80 – 86.
62. A. Trukhin, P. Liblik, Ch. Lushchik, J. Jansons. UV cathodoluminescence of crystalline α -quartz at low temperatures. – Journal of Luminescence, Vol. 109 (2004), p. 103 – 109.
63. A. Trukhin, P. Kulis, J. Jansons, T. Dyuzheva, L. Lityagina and N. Bendeliani, Host-defect luminescence of stishovite. – Phys. Stat. Sol. (c) 2, No. 1 (2005), p. 584 – 587.

Kopsavilkums

1. Darbā izklāstīta fotonu skaitīšanas metodikas būtība vāju un ātri mainīgu optiskā starojuma plūsmu reģistrēšanai un šīs metodikas lietošana vielu optisko īpašību un parādību pētīšanā. Izklāstītās ziņas ir nepieciešamas, lai fotonu skaitīšanas metodiku pilnvērtīgi izmantotu, jo tā ir samērā sarežģīta salīdzinājumā ar fotoelektronu daudzkārstāju vidējās strāvas mērīšanas paņēmieniem. Taču ļauj iegūt daudz lielāku signāla reģistrēšanas jutību, dinamisko diapazonu un izšķirtspēju laikā. Šis darbs ir pirmais tik plašs ziņu apkopojums par fotonu skaitīšanu latviešu valodā, kas balstīts uz autora 35 gadu darba pieredzi un vairāk par 70 publicētajiem darbiem minēto pētījumu jomā.
2. Fotoelektronu daudzkārstāju trokšņi ir izdalīti divās galvenajās sastāvdaļās: 1) statistiskie un 2) dinamiskie trokšņi. Statisko trokšņu daudzums samazina tikai fotonu skaitīšanas metodes jutību, bet dinamisko trokšņu – arī ātri mainīgu fotonu plūsmu kinētikas mērījumu precizitāti un pat ticamību, jo tie ir laikā korelēti ar pētāmo signālu sarežģītā veidā.
3. Izstrādāts vienkāršs paņēmiens un ierīce, lai automatizēti noteiktu fotoelektronu daudzkārstāju stohastisko impulsu vidējās amplitūdas lielumu. Tas kalpo, lai mērītu vienelektrona impulsu vidējo amplitūdu – pamatparametru, kas raksturo elektronu daudzkārstāja pastiprinājumu un attiecībā pret kuru ir jāiestāda vienelektrona impulsu amplitūdas selekcijas līmeņi, lai iegūtu optimālo signāls/troksnis attiecību.
4. Izmantota stohastisko impulsu plūsma no fotoelektronu daudzkārstāja, lai ar „Monte Karlo” metodes, izstrādātā datorskaitītāja un programmas palīdzību modelētu un pētītu elektronu daudzkārstāju izejas impulsu amplitūdas sadalījumus. Tika parādīts, ka tie pakļaujas saliktiem Puasona sadalījumam.
5. Izstrādāts kinētiku reģistrators „KR-256”, kuram, lietojot vienfotona statistisko metodi, ir iespējams reģistrēt vienā mērījuma ciklā līdz trim fotoelektronu daudzkārstāja izejas impulsiem astoņos režīmos. Parādīts, ka vismazākās kinētiku mērīšanas kļūdas iespējamas, ja reģistrē tikai tos gadījumus, kad vienā mērīšanas ciklā pienāk tikai viens fotoelektronu daudzkārstāja izejas impulss, pie tam, ja impulsu amplitūdas apakšējais diskriminācijas līmenis ir minimāls.
6. Pateicoties dažādu vielu optisko īpašību pētīšanā lietotajai fotonu skaitīšanas metodikai, kurai ir visplašākais mērīšanas dinamiskais diapazons gan laikā, gan pēc amplitūdas, bija iespējams izdalīt laikā hiperboliski dziestošās tuneluminiscences komponentus no iekšcentru relaksācijas saliktajiem eksponenciālajiem komponentiem un ļāva atklāt krosoluminiscences parādību lielai jonu kristālu grupai, kā arī ar eksitoniem saistītās parādības.
7. Izstrādātie vienelektronu impulsu selektori „VIS”, automatizētie fotonu skaitīšanas bloki un kinētiku reģistratori „KR-256” ir plaši ieviesti eksperimentālajā praksē, kas atļauj ar augstu ticamību veikt vielu optisko īpašību pētniecību.

Pielikums

1. tabula.

**NORMĀLAS ACS SPEKTRĀLĀS JUTĪBAS SADALĪJUMA PA VIĻŅU GARUMIEM
TABULĒTĀS VĒRTĪBAS DIENAS (PHOTOPIC) UN KRĒSLAS (SCOTOPIC) REDZEI**

Light Measurement Handbook © 1998 by Alex Ryer, International Light Inc

λ nm	Photopic	Photopic	Scotopic	Scotopic					
	Luminous Efficiency	lm / W Conversion	Luminous Efficiency	lm / W Conversion					
					555	1.000000	683.000	.402000	683.000
					560	.995000	679.585	.328800	558.960
					570	.952000	650.216	.207600	352.920
					580	.870000	594.210	.121200	206.040
380	0.000039	0.027	0.000589	1.001	580	.870000	594.210	.121200	206.040
390	.000120	0.082	.002209	3.755	590	.757000	517.031	.065500	111.350
400	.000396	0.270	.009290	15.793	600	.631000	430.973	.033150	56.355
410	.001210	0.826	.034840	59.228	610	.503000	343.549	.015930	27.081
420	.004000	2.732	.096600	164.220	620	.381000	260.223	.007370	12.529
430	.011600	7.923	.199800	339.660	630	.265000	180.995	.003335	5.670
440	.023000	15.709	.328100	557.770	640	.175000	119.525	.001497	2.545
450	.038000	25.954	.455000	773.500	650	.107000	73.081	.000677	1.151
460	.060000	40.980	.567000	963.900	660	.061000	41.663	.000313	0.532
470	.090980	62.139	.676000	1149.200	670	.032000	21.856	.000148	0.252
480	.139020	94.951	.793000	1348.100	680	.017000	11.611	.000072	0.122
490	.208020	142.078	.904000	1536.800	690	.008210	5.607	.000035	.060
500	.323000	220.609	.982000	1669.400	700	.004102	2.802	.000018	.030
507	.444310	303.464	1.000000	1700.000	710	.002091	1.428	.000009	.016
510	.503000	343.549	.997000	1694.900	720	.001047	0.715	.000005	.008
520	.710000	484.930	.935000	1589.500	730	.000520	0.355	.000003	.004
530	.862000	588.746	.811000	1378.700	740	.000249	0.170	.000001	.002
540	.954000	651.582	.650000	1105.000	750	.000120	0.082	.000001	.001
550	.994950	679.551	.481000	817.700	760	.000060	0.041		
555	1.000000	683.000	.402000	683.000	770	.000030	0.020		



J. Jansons ar noķerto 5 kg smago līdaku Daugavas augštecē 2006. gada augustā.