

1. Tamm, Tiiu
Тамм Тийу
2. Ruumlaenguga piiratud voolust CdS-monokristallides.
О токе ^{CdS}-монокристаллов, ограниченной пространственным зарядом.
3. Rosental, Arnold, ENSV TA FAI noorem teaduslik töötaja,
ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituut, pooljuhtide
füüsika sektor, Tartu
4. Annotatsioon eesti ja vene keeles on lisatud tööle

TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL

*Suban
katsmisele
17.06.1968.
J. Maaro
Eksperim.
kateeder*

Eksperimentaalfüüsika kateeder

RUUMLAENGU POOLT PIIRATUD VOOLUST

CdS-MONOKRISTALLIDES

Diplomitöö

TRÜ Nõukogu koosoleku otsusega
25. aprillist 1969. a. on käesolevale
tööle kinnitatud II auhind.

J. Maaro

Teaduslik sekretär



Töö teostaja: T. TAMM

Füüsika-Keemiateaduskonna

füüsika osakonna V kursuse

üliõpilane

Juhendaja: ENSV TA FAI n.t.t.

A.ROSENTAL

*ns Rõtšaiš
19.vi.68.*

Tartu 1968

SISUKORD

Sissejuhatus	lk.3
I. Ruumlaengu poolt piiratud vool (RPV)	5
§ 1. RPV süsteemis metall-vaakuum-metall	5
§ 2. RPV süsteemis metall-pooljuht-metall	7
1. Kontaktnähtustest	7
2. RPV tekkimise tingimused süsteemis metall-pooljuht-metall	10
3. RPV voltamperkarakteristika pooljuhi korral	12
II. RPV uurimine süsteemis In-CdS-In.....	17
§ 1. Pikaajalisest relaksatsioonist, mis kaasneb RPV-le süsteemis In-CdS-In.....	17
§ 2. Termilisest tasakaalust süsteemis In-CdS-In	21
§ 3. Oomilistest kontaktidest CdS-kristallidele	24
III. Mõõtmismetoodika ja tulemused	28
§ 1. Mõõteobjektide valmistamine	28
§ 2. Mõõteaparatuur	31
§ 3. Mõõtmistulemused	32
IV. Diskussioon	39
Kokkuvõte	46
Resümee	47
Kirjandus	48

Kui tahetakse klassifitseerida tahkeid aineid nende elektriliste omaduste järgi, siis jaotatakse nad tavaliselt ülijuhtideks, metallilisteks juhtideks, pooljuhtideks ja dielektrikuteks. Kahte esimest kategooriat iseloomustab fakt, et elektronid, mis on võimelised osa võtma juhtivusest on olemas kõikidel temperatuuridel. Kolmanda kategooria puhul tekitatakse vabu elektrone ja auke termilise või optilise stimuleerimisega, samal ajal kui neljanda kategooria puhul elektriline juhtivus on väga väike ja toimub põhiliselt ioonjuhtivuse teel. See klassifikatsioon ei arvesta üht tähtsat juhtu, nimelt vabade elektronide või aukude injekteerimist pinnalt ainesse, mis võib põhjustada küllalt suuri voolusid läbi vastavate ainete. Need, ruumlaengu poolt piiratud voolud (RPV), on olnud viimasel ajal intensiivse uurimise objektiks. See uurimistöö põhineb kahel erineval probleemide rühmal. Ühelt poolt ta võib olla tahke keha defektse struktuuri uurimise vahendiks ja selgitada metall-pooljuhi kontakti omadusi. Teiselt poolt ta võib anda uusi elektronseadmeid või parandada meie arusaamist eksisteeri-

vate seadmete tööst.

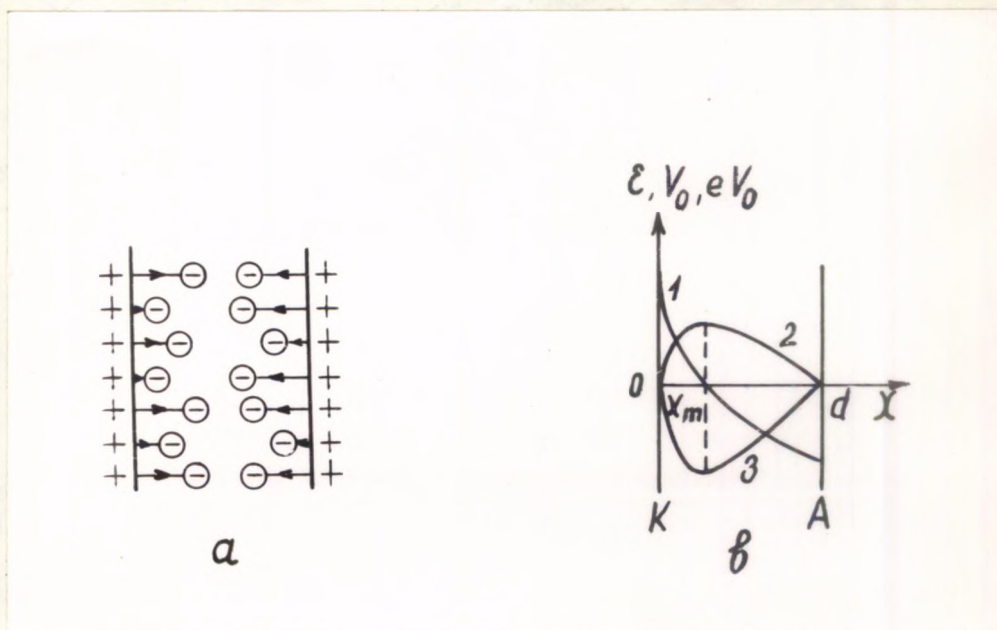
Käesoleva töö ülesandeks oli CdS-monokristallides ruumlaengu poolt piiratud voolu tekkimist kindlustavate metalliliste kontaktide valmistamise tehnoloogia väljatöötamine. Vaatamata kolmeteistkümne-aastasele ajavahemikule, mis on möödunud esimestest RPV möötmistest CdS-monokristallides, on nende kontakteerimise probleem jäänud tänapäevani kahtlematult aktuaalseks.

I. RUUMLAENGU POOLT PIIRATUD VOOL

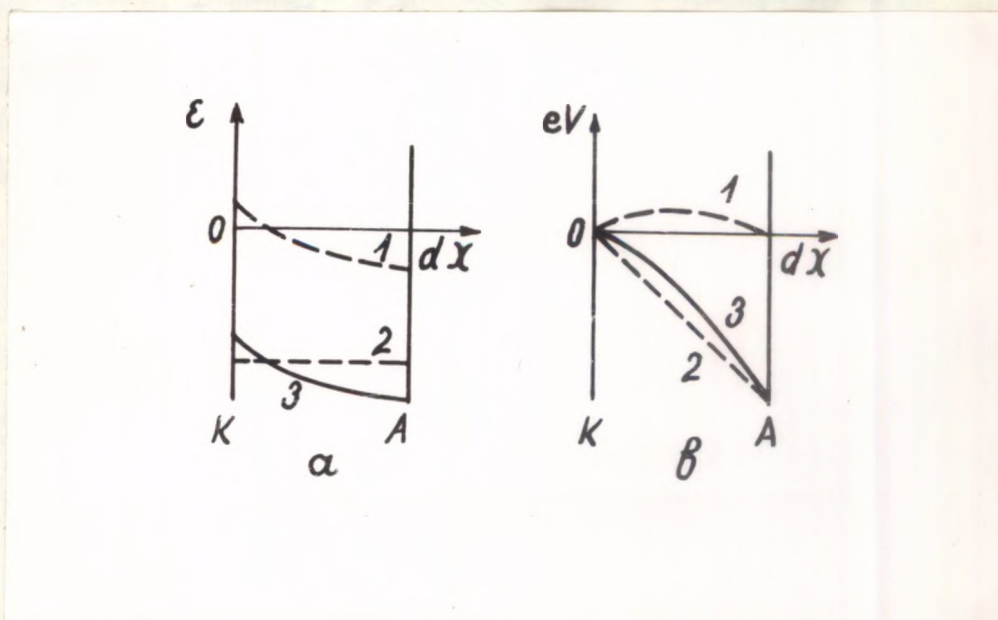
§ 1. RPV süsteemis metall-vaakuum- metall.

Vaatleme tasaparalleelsete plaatelektroodidega termo-
elektroonset vaakuumdiodi. Oletame, et väline potentsiaa-
lide vahe V_A on selline, et seesmine potentsiaalide vahe
 V_S võrdub nulliga ($V_S = V_A + V_K$, kus V_K - kontaktpotentsi-
aalide vahe kahe metalli vahel). Sel korral indutseeritakse
ühesuurune ruumlaeng nii anoodil kui katoodil. Väljatugevus
anoodi ja katoodi läheduses on suurim (vt. joonis 1a).
Siinjuures aga $E(o) > 0$ ja $E(d) < 0$. Elektrivälja tugevus on pi-
dev funktsioon x -st, seega ta peaks võrduma nulliga teatud
punktis $x = x_m$. Selles punktis potentsiaalne energia on
maksimaalne ning potentsiaal minimaalne (vt. joonis 1 b).
Seega elektronid, mis liiguvad elektroodide vahelises alas,
tekitavad potentsiaalbarjääri, mis omalt poolt avaldab mõju
nende liikumisele - piirab voolu. Katoodilt emiteeritud
elektronidest saavad anoodile liikuda ainult need, millel on
suurem energia kui potentsiaalbarjääri kõrgus - eV_m . Peab
märkima, et potentsiaali miinimumi esinemine anoodi ja ka-
toodi vahelises alas on iseloomulik omadus ruumlaengu poolt
piiratud voolule ning ta säilib ka siis, kui $V_S = 0$.

Olgu $V_S \neq 0$. Siis $E(x)$ ja $V(x)$ liituvad ruumlaengu



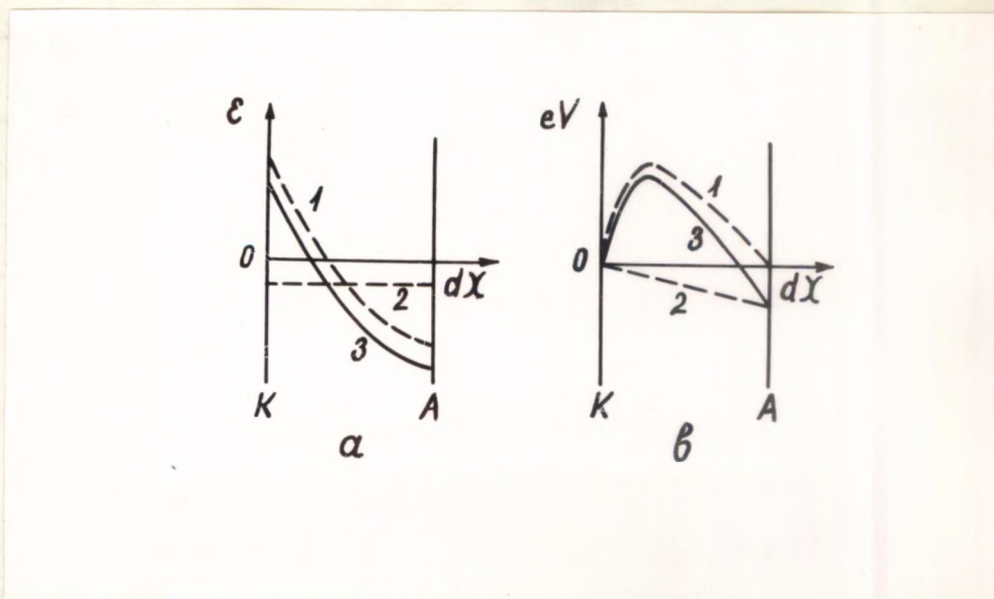
Joon. 1. Ruumlaeng süsteemis metall-vaakuum-metall kui väline rakendatud pinge kompenseerib kontaktpotentsiaalide vahe (a) ja (b) tekivad elektriväli $E_0(x)$ -1, potentsiaalne energia $eV_0(x)$ -2, potentsiaal $V_0(x)$ -3.



Joon. 2. Ruumlaeng süsteemis metall-vaakuum-metall kui elektrivälja tugevus katoodil $E(0) \leq 0$.

a - süsteemis oleva ruumlaengu poolt põhjustatud elektriväljatugevus, $E_p(x)$ -1, välise rakendatud pinge poolt tekitatud elektriväljatugevus $E_s(x)$ -2, resulteeriv elektriväljatugevus $E(x)$ -3.

b - vastavad potentsiaalsed energiad $1 - eV_p(x)$,
 2 - $\frac{eV_s}{d} x$ 3 - $eV(x)$.



Joon. 3. Ruumlaeng süsteemis metall-vaakuum-metall kui elektrivälja tugevus katoodil $E(0) > 0$.

a - süsteemis oleva ruumlaengu poolt põhjustatud elektrivälja tugevus $E_p(x)$ -1, välise rakendatud pinge poolt tekitatud elektrivälja tugevus $E_S(x)$ -2, resulteeriv elektrivälja tugevus $E(x)$ -3.

b - vastavad potentsiaalsed energiad 1 - $eV_p(x)$
 2 - $\frac{eV_S}{d} x$, 3 - $eV(x)$.

poolt tekitatud välja ning potentsiaaliga.

$$\text{Seega } E(x) = E_{\phi}(x) + E_S = E_{\phi}(x) - \frac{V_S}{d} \quad (1)$$

$$\text{ja } V(x) = V_{\phi}(x) + V_S(x) = V_{\phi}(x) + \frac{V_S}{d} x \quad (2)$$

Oletame, et $E_S < 0$, siis (1)-st ja jooniselt 1 b näeme, et E_{ϕ} ning E_S on vastasmärgilised katoodil, aga samamärgilised anoodil. Sellepärast isegi E_S olemasolu korral, mis kiirendab elektrone katoodilt anoodile, resulteeriv väli katoodil $E(0)$ võib olla nii negatiivne, null kui ka positiivne.

Kui $E(0) \leq 0$, siis arvestades (1) võime kirjutada, et $E_{\phi}(0) \leq -E_S = \frac{V_S}{d}$. Kuna $E_{\phi}(x)$ on suurim katoodil, siis kogu elektrootide vahelises alas elektronidele mõjub ainult kiirendav väli. Skemaatilisel näidatakse seda joonisel 2a, b, kus tuuakse ka vastavad potentsiaalse energia kõverad. Sel korral läbib süsteemi küllastusvool (KV).

Kui aga $E(0) > 0$, st. $E_{\phi}(0) > -E_S = \frac{V_S}{d}$, siis $E_{\phi}(x)$ väheneb katoodilt eemaldumisel ja läbib nulli, samuti käitub ka $E(x)$, aga potentsiaalne energia omab maksimumi $-eV_m$. (vt. joonis 3 a, b). Sel korral jõuavad anoodile ning põhjustavad voolu süsteemis ainult need elektronid, mille energia on küllaldane potentsiaalbarjääri ületamiseks ja süsteemis voolab ruumlaengu poolt piiratud vool.

Töös /1/ näidatakse, et vaakuumdiodis ruumlaengu poolt piiratud voolu voltamperkarakteristina (VAK) üldjuhul on järgmine

$$i = CV_S^{3/2} \quad (3)$$

kus C on süsteemi geometriast sõltuv konstant.

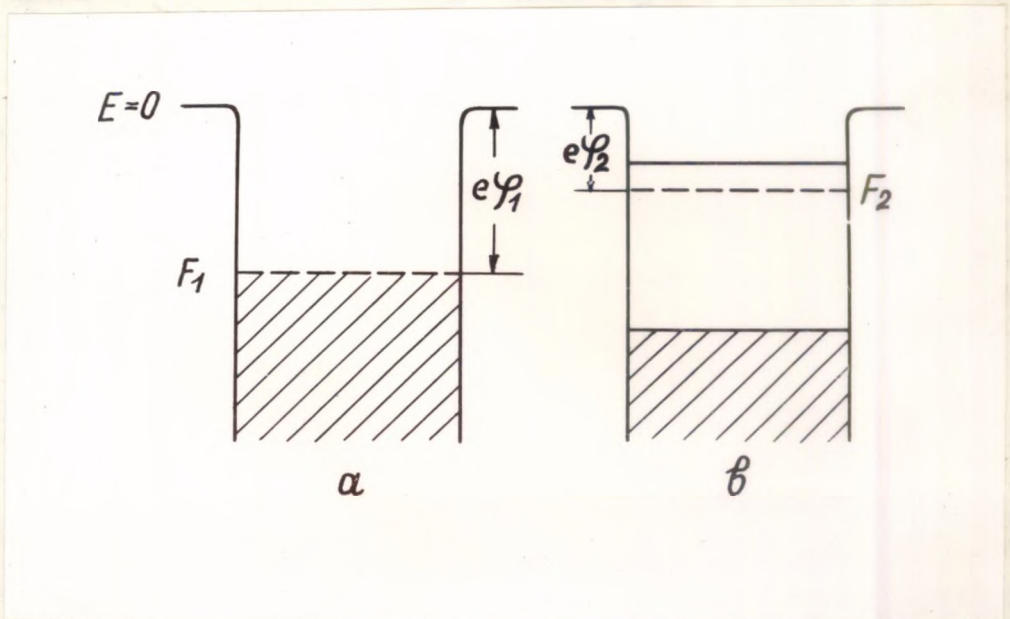
§ 2. RPV süsteemis metall-pooljuht-metall.

Vaakuum on ideaalne dielektrik. Kui asendame vaakuumi tahke kehaga, mis kujutab endast dielektrikut või pooljuhti, siis ka sellises süsteemis peaks olema võimalik jalgida RPV. Esmakordselt esitasid kaalutlusi RPV käitumise kohta tahke keha korral 1940.a. Mott ja Gurney /2/. Eksperimentaalselt leidsid need kaalutlused kinnitust alles 1955.a. Rose ja Smithi töödes /3/, kellel õnnestus luua sobiv kontakt pooljuhi ja metalli vahel.

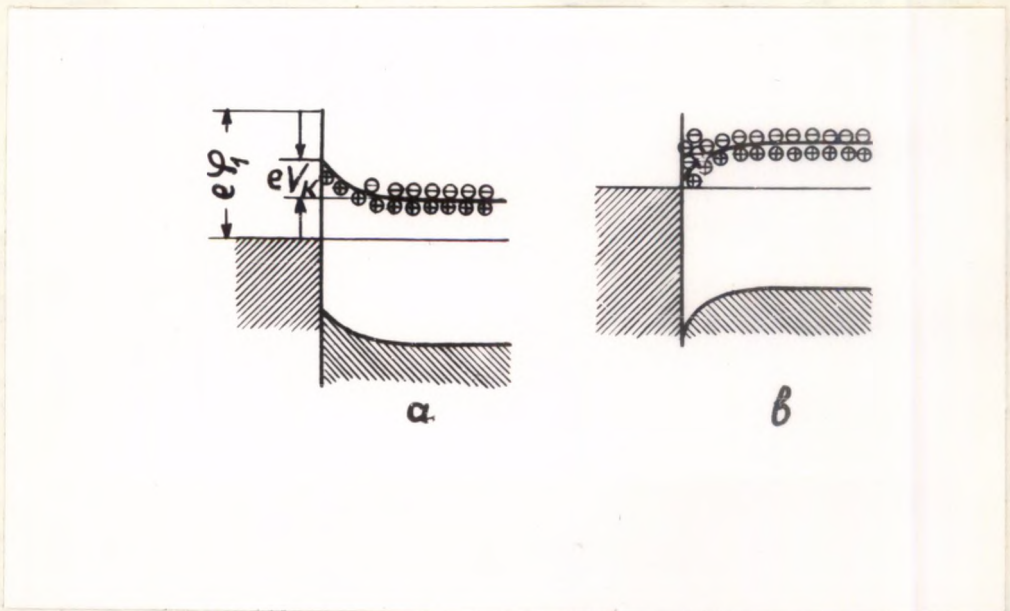
Käesolevas paragrahvis vaatleme kõigepealt tingimusi, mis valitsevad kontaktil metall-pooljuht ja mida tuleb arvestada injenteeriva kontakti loomisel, siis RPV tekkimise tingimusi pooljuhi korral ja lõpuks RPV voltamperkarakteristika iseärasusi süsteemis metall-pooljuht-metall.

1. Kontaktnähtustest.

Olgu meil süsteem metall - n-tüüpi pooljuht. Oletame, et väljumistöö metallist $e\varphi_1$ on suurem kui vastav suurus $-e\varphi_2$ pooljuhil. Joonisel 4 on kujutatud olukorda, kus metall ja pooljuht asetsevad teineteisest küllaldaselt kaugel vaakuumis. Fermie nivoo metallis F_1 ja pooljuhil F_2 ei asu ühekõrgusel. Lähendame pooljuhi ja metalli teineteisele. Siis hakkavad elektronid pooljuhist, kuna sealt on väljumistöö väiksem, üle minema metalli vabadele nivooale $E > -e\varphi_1$. Selle tulemusena metall hakkab laaduma negatiivselt ja pooljuht positiivselt, ning kontakteeruvate pindade vahel tekib potentsiaalide vahe. Et elektron jõuaks nüüd pooljuhist



Joon. 4. Kontakti mitte viidud metall (a) ja pooljuht (b) vaakuumis. Fermie nivood F_1 -metallis, F_2 - pooljuhis. Elektroni väljumistöö $e\phi_1$ - metallist, $e\phi_2$ - pooljuhist.



Joon. 5. Kontakt metall- n - tüüpi pooljuht.

a - elektroni väljumistöö metallist $e\varphi_1$ on suurem kui pooljuhist. V_k - kontaktpotentsiaalide vahe .

b - elektroni väljumistöö metallist on väiksem kui pooljuhist.

metalli pinnale, peab ta ületama potentsiaalbarjääri. Elektronide üleminek väiksema väljumistööga pooljuhist metalli kestab seni, kuni Fermie nivood ühtivad, mis vastab tasakaalu olukorrale. Sel korral ükskõik millise kontaktis oleva kahe keha pinnapunktide vahel eksisteeriks kontaktpotentsiaalide vahe V_k .

Kuna pooljuhil on elektronide kontsentratsioon suhteliselt väike, siis elektronidest vaesunud kiht ja ruumlaengu väli tungivad üsna sügavale pooljuhti. Metall ja pooljuhi kontakteeruvate pindade vahel kontaktpotentsiaalide vahest tingitud väli liitub võre aatomite väljaga. Viimane on aga tunduvalt suurem ($\sim 10^8$ V/cm) esimesest. Kontaktpotentsiaalide väli ei suuda seega muuta energetiliste tsoonide struktuuri ega väljumistööd, mis sõltuvad aatomite omavahelisest vastastikusest mõjust. Seega kõverduvad vaid elektronidest vaesunud kihi ulatuses energia tsoonid. Tekkinud olukord on kujutatud joonisel 5 a, kus eV_k on kontaktpotentsiaalide vahe ja $-e\varphi_1$ väljumistöö metallist. Vastavat kontakti nimetame tõekestavaks.

Kui oletame, et väljumistöö pooljuhist on suurem kui metallist, siis saame teistsuguse tsoonide kõverduse, mida illustreerib joonis 5 b. Sel korral tekib pooljuhi sees elektronidest rikastatud kiht. Niisugust kontakti nimetame oomiliseks.

Võrdsete väljumistööde korral on meil neutraalne kontakt.

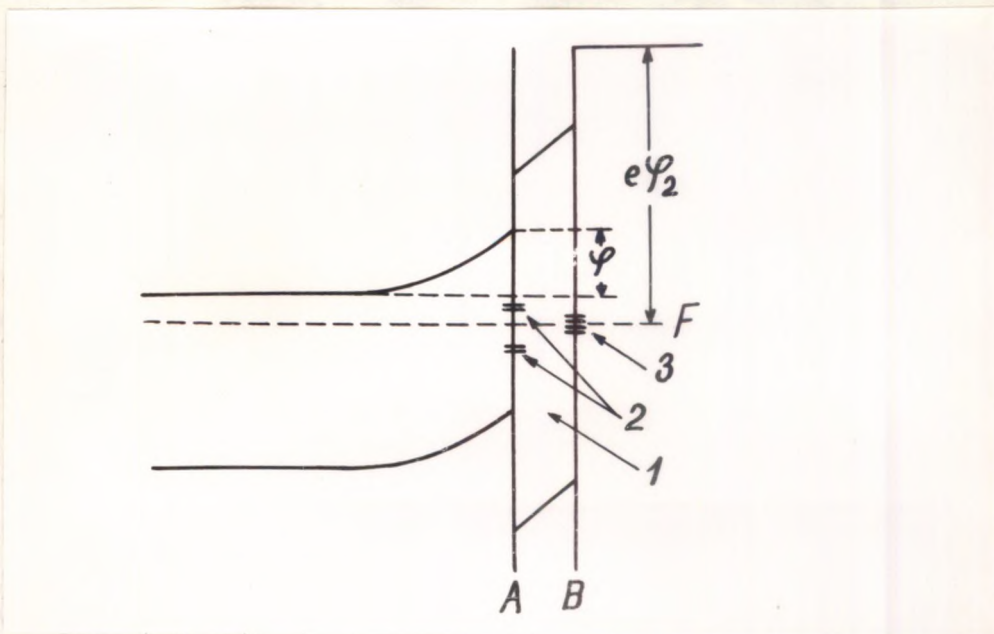
Tsoonide kõverdumise ulatusele avaldab mõju vabade laengukandjate kontsentratsioon, ja haardetsentrite olemas-

olu korral võtavad ruumlaengu moodustamisest osa ka lokaliseeritud laengukandjad. Kui lokaalsete nivoode kontsentratsioon tundub ületab vabade laengukandjate kontsentratsiooni, siis kõverdumise ulatus väheneb lokaliseeritud ruumlaengu arvel.

Kontaktnähtuste käsitlemisel me peame peale väljumistööde erinevuse arvestama ka kontakteeruvate pindade eneste struktuuri. Näiteks võivad pinda saastada adsorbeerunud lisandid. Tamm on teoreetiliselt näidanud /4/, et pindnivood võivad eksisteerida ka adsorbeerunud lisandite puudumisel pooljuhi pinnal. Neid nivoosid (Tamme nivood) põhjustab kristallvõre perioodilisuse katkemine kristalli pinnal. Tamme nivoode tihedus võrdub aatomite arvuga 1 cm^2 pinnal.

Pinnanivood võivad anda ruumi elektrone või neid sealt haarata ja tekitada ruumis auke. Selle tulemusena pind laadub, kusjuures see laeng kompenseeritakse ruumis oleva positiivse laenguga. Pindlaengu poolt tekitatud väli hoiab ruumlaengu õhukeses kihis pinnal, tekitades kaksikkihi. Elektronil väljumisel kristallist satub ta pindlaengu välja ja tema energia pinnal on erinev energiast ruumis. Tsoonskeemil kajastub see energeetiliste nivoode kõverdumisena *ef* võrra, mis on toodud joonisel 6 juhu jaoks, mille puhul kaksikkihi väli põhjustab elektrilise energia suurenemist.

Peale pindnivoode võib pooljuht olla kaetud oksüüdi või mõne teise ühendi kihiga, mis omakorda muudab olukorda kontaktil. Oksüüdikiht AB on teistsuguse ~~keel~~utsooni laiusega (vt. joonis 6). Nüüd võivad pindnivood olla nii pooljuhi pinnal kui oksüüdi pinnal. See võib suurendada elektronide



Joon. 6. Pindnivood oksüüdi või mõne teise ühendi kihiga (AB) kaetud pooljuhil. 1 - kihi AB keelutsoon, 2 - vahekihi pindnivood, 3 - välised pindnivood, $e\varphi$ - pindlaengu poolt põhjustatud potsentsiaalse energia muutus pooljuhis, $e\varphi_2$ - elektroni väljumistöö, F - Fermie nivoo.

väljumistööd $e f_2$ pooljuhist.

Metalli ja pooljuhi vahelise kontakti korral tuleb meil arvestada nende nähtuste koosmõju. Kui pindnivoode kontsentratsioon on väga suur, siis nad võivad määrata kontakti omadusi.

2. RPV tekkimise tingimused süsteemis metall-pooljuht-metall.

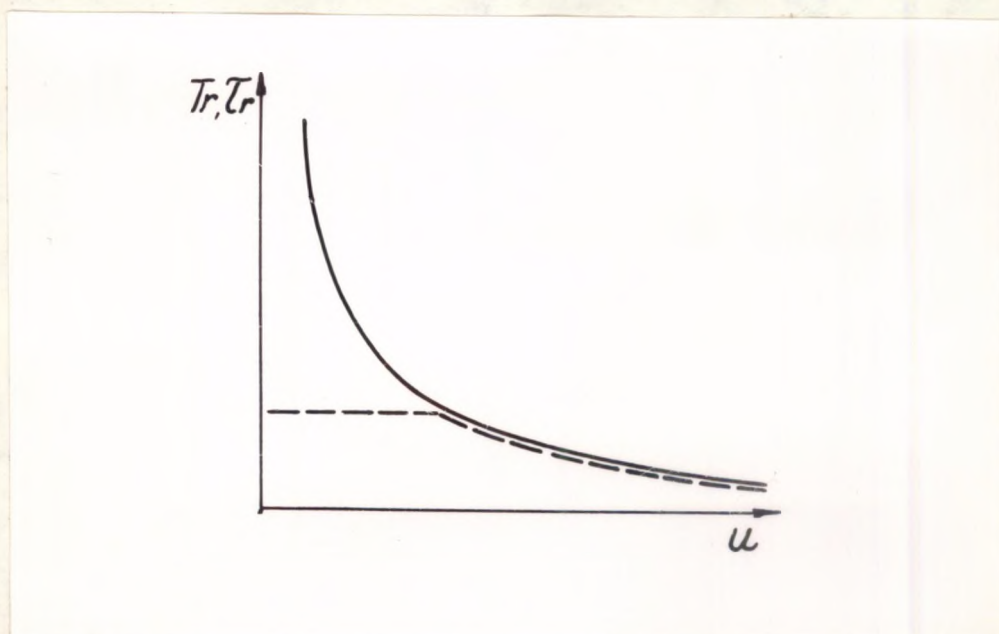
Vaatleme RPV tekkimise mehhanismi pooljuhtide korral. Kõigepealt selgitame küsimuse, millistel tingimustel võib pooljuhi ruumis eksisteerida ruumlaeng. Selleks läheb meil vaja mõisteid dielektrilise relaksatsiooni aeg τ_r ja laengukandjate läbilennu aeg T_r .

Igat ainet iseloomustab dielektrilise relaksatsiooni aeg $\tau_r = \frac{\epsilon}{\sigma}$, kus ϵ - dielektriline läbitavus ja μ - juhtivus. τ_r on määratud ajavahemikuga, mille jooksul teatud punktis tekitatud ruumlaeng väheneb e korda oma esialgsest väärtusest.

Laengukandja, mis liigub välise välja mõjul anoodi poole, kulutab pooljuhtkristalli läbimiseks teatud aega

$$T_r = \int_0^L \frac{dx}{\mu E}, \text{ mida nimetatakse läbilennu ajaks.}$$

Kui läbilennuaeg on palju suurem kui dielektrilise relaksatsiooni aeg, siis ruumlaeng dielektriku ruumis eksisteerida ei saa. Kui läbilennuaeg pooljuhile rakendatud pinge tõstmisel muutub võrreldavaks dielektrilise relaksatsiooni ajaga, siis katoodist kristalli tõmmatavad põhilised laen-



Joon. 7. Läbilennu (—) ja dielektrilise relaksatsiooni aja (---) sõltuvus pingest pooljuhi korral, millel puuduvad haardenivood.

gukandjad on võimelised moodustama pooljuhis ruumlaengut. See ongi RPV tekkimise üheks pöhitingimuseks. Märgime siin, et edasisel pinge suurendamisel läbilennu aeg ja dielektrilise relaksatsiooni aeg muutuvad võrdseteks ja vähenevad, kuna vabade laengukandjate kontsentratsioon suureneb. Dielektrilise relaksatsiooni aja ja läbilennuaja käitumise sõltuvus pingest on esitatud joonisel 7. /5/

Tingimus $\tau_r = T_r$ pole ainus tingimus, mis on vajalik RPV tekkimiseks pooljuhis. Teiseks tingimuseks on kontakti olemasolu, mis võimaldab luua ruumlaengut pooljuhi sisemuses. Kui metalli ja pooljuhi vahel on loodud oomiline kontakt, siis saame välise analoogia termoelektroonse vaakuumdiodiga. Nagu jooniselt 5 b näeme, on sel korral põhiliste laengukandjate kontsentratsioon kontakti lähedal suurem kui pooljuhi sisemuses. Pinge rakendamisel saame sellisest kontaktist injekteerida laengukandjaid.

Märgime siinkohal, et põhiliste laengukandjate injeksioon on põhimõtteliselt võimalik ka tõkestavast kontaktist (vt. joonis 5 a). Siin tagatakse see tunneleefekti või Schottky mehhanismi abil. Sellises süsteemis leidub elektrone, mis on teatud tõenäosusega võimelised tunneleerima läbi potentsiaalbarjääri, kusjuures tõenäosus pinge suurenedes tunduvalt kasvab ja me saame tekitada pooljuhi sisemuses ruumlaengu. Schottky mehhanism põhineb sellel, et osal elektronidest on energia, mis võimaldab neil ületada potentsiaalbarjääri, kusjuures see barjäär väheneb pinge suurenedes. Schottky mehhanism näib andvat suurema panuse RPV tekkimiseks tõkestava kontakti korral.

Peab alla kriipsutama, et vastavate kontaktide olemasolu korral on võimalik injekteerida üheaegselt elektrone katoodilt ja auke anoodilt /6/.

3. RPV voltamperkarakteristika pooljuhi korral.

Leiame süsteemis metall-pooljuht-metall tekkinud RPV sõltuvuse pingest lihtsaima juhu jaoks /2/. Selleks eeldame katoodkontakti, mille puhul väljumistöö metallist läheneb nullile, ei arvesta anoodkontakti mõju, tasakaalulist juhtivust, difusioonvoolu ega lokaalseid nivoosid. Elektrivälja tugevuse katoodil loeme võrdseks nulliga. Probleemi vaatleme ühemõttelisena. Poissoni võrrandi võime sel juhul kirjutada kujul

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} n, \quad (4)$$

kus n - laengukandjate kontsentratsioon.

Ohmi seaduse kohaselt voolutihedus

$$j = e\mu n E, \quad (5)$$

kus μ - laengukandjate liikuvus .

(4) ja (5) annavad diferentsiaalvõrrandi

$$E dE = \frac{j}{\epsilon\mu} dx, \text{ mille lahendamisel saame}$$

$$E = \sqrt{\frac{2jx}{\epsilon\mu}}.$$

Kasutame seost $V = \int_0^L E dx$, mis annab meile

$$V = \sqrt{\frac{2j}{\epsilon\mu}} \int_0^L x^{1/2} dx,$$

millest

$$j = \frac{9}{8} \epsilon\mu \frac{V^2}{L^3} \quad (6)$$

Valem (6) näitab, et tekkinud vool on võrdeline rakedatud pinge ruuduga. VAK-st vaakuumdiodi korral (3) me näeme, et $j \sim U^{3/2}$. Vaatamata välisele sarnasusele on siin VAK siiski erinev.

Kui me arvestame ka haardenivoosid, siis valem (6) saab teistsuguse kuju. Sel korral kontaktist injekteeritud laengukandjad jagunevad haardetsentrite ja juhtivustsooni vahel. Kuna haardetsentrite puudumisel kõik laengukandjad on ainult juhtivustsoonis, siis nüüd peaks haardumise tõttu antud pinge poolt tekitatud vool olema väiksem.

Tähistame vabade laengukandjate kontsentratsiooni $n(x)$ -ga ja haaratud laengukandjate kontsentratsiooni $m(x)$ -ga. Nende suhe monoenergeetilise haardenivoode kontsentratsiooni M korral

$$\frac{n(x)}{m(x)} = \frac{N_{CM}}{M - m(x)} = \theta,$$

kus $N_{CM} = N_C e^{-\Delta E/kT}$ ja N_C - laengukandjate kontsentratsioon juhtivustsoonis ΔE - haardenivoode sügavus. θ on antud haardenivoode sügavuse korral konstantne suurus kui $M \gg m(x)$. Sel juhul, arvestades ruumlaengu ümberjaotamist juhtivustsooni ja haardenivoode vahel saame, et voolutihedus kindla pinge korral on väiksem θ korda väärtusest, mille annab (6).

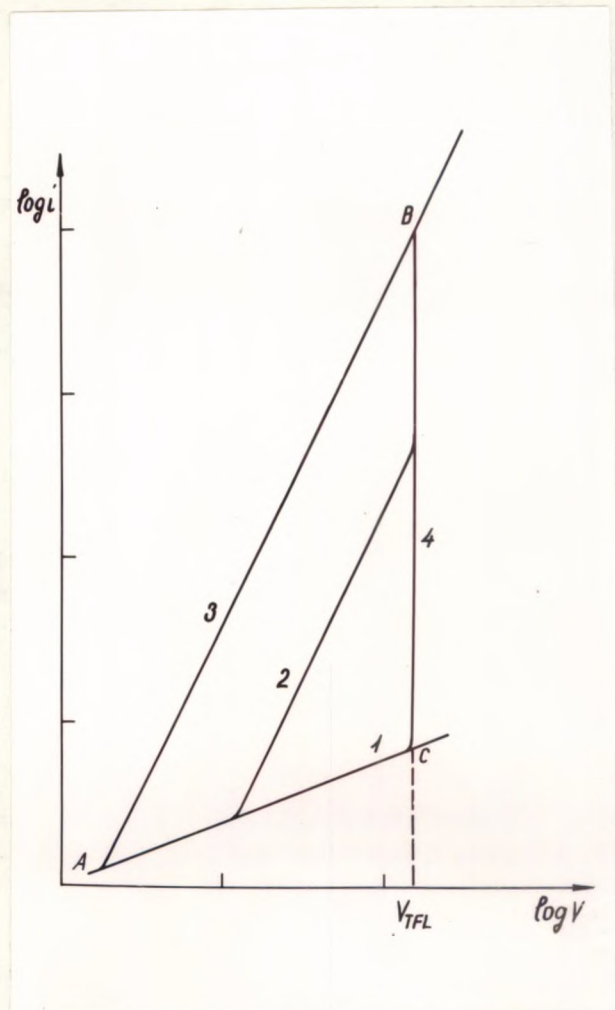
Teatud pinge korral injekteeritud laengukandjad täidavad kõik haardetsentrid. Pinge suurendamisel injekteeritud laeng jääb põhiliselt juhtivustsooni ja põhjustab voolu, mida kirjeldab (6). Kui $\theta \ll 1$, siis üleminekul tsentrite lineaarselt täitumiselt täielikule, võib vool oluliselt

suurenda, mida kujutab joonisel 8 piirkond 4. Voolu jär-
sule suurenemisele vastavat pinget nimetatakse haardetsent-
rite piirtäitumise pingeks (V_{TFL}).

Antud haardetsentrite ja madalate doonorite kontsent-
ratsiooni korral RPV voltamperkarakteristikad, olenevalt
haardenivoode sügavusest, paiknevad kõik ABC sees. Näita-
me seda. Kindla haardenivoode sügavuse korral VAK koosneb
piirkonnast 1, kus $j \sim V$ teatud pingeni. Alates sellest
pingest tekib pooljuhis RPV, kusjuures haarde tsentrid hak-
kavad täituma lineaarselt. VAK-l saame piirkonna 2, kus
 $j \sim V^2$, kusjuures voolutihedus on θ korda väiksem kui haar-
denivoodeta pooljuhi korral. Edasi järgneb piirkond 4, kus
haardenivood oluliselt täituvad ja lõpuks 3, kus nad on
täielikult täitunud ja injekteeeritud laeng jääb põhiliselt
juhtivustsooni. Köverast 2 paikneks ülevalpool madalate
haardenivoodega pooljuhile kuuluv RPV VAK ja allpool süga-
vamate haardenivoodega pooljuhile vastav VAK.

Kuna ruumlaengu injekteeerimine haardenivoodele toimub
läbi juhtivustsooni, siis on vaja löplikku ajavahemikku
statsionaarse seisundi saavutamiseks. Esimesel momendil
pärast pinge rakendamist juhtivustsooni injekteeeritud laen-
gukandjate poolt põhjustatud vool väheneb haardumise taga-
järjel kuni saavutab statsionaarse väärtuse.

Kui möödame ainult RPV statsionaarset väärtust, siis
saame VAK, mis paikneb köverast 3 allpool. Kuid me võime
mööta voolu vahetult pärast pinge rakendamist (haardumise
elueast väiksema ajavahemiku jooksul). Sel juhul saame



Joon. 8. Ruumlaengu poolt piiratud voolu voltamper-
 karakteristika. Tähistete seletus tekstis.

registreerida RPV väärtust, mis vastab haardetsentriteta pooljuhi VAK-le (köver 3).

Kui me teame RPV mõlemat voltamperkarakteristikat, nii statsionaarset kui ka algvoolule vastavat, siis on võimalik määrata haardenivoosid iseloomustavaid parameetreid. Nimelt V_{TFL} järgi saame leida haardetsentrite kontsentratsiooni

($V_{TFL} = \frac{eML^2}{2\varepsilon}$) ja kahe VAK võrdlemine lubab leida

haardenivoo sügavuse ($\Delta E = kT \ln \frac{N_c}{\theta M}$).

II. RPV UURIMINE SÜSTEEMIS In-CdS-In.

Ruumlaengu poolt piiratud voolude üleminekukarakteristika te möötmisel In kontaktidega varustatud CdS monokristallides on saadud väga erinevaid tulemusi. Möötmistel esineb nii kiiret kui ka aeglast voolu relaksatsiooni. Näiteks Marlor ja Woods oma töös /13/ näitasid, et neil oli objekte, mille puhul vool pärast pinget rakendamist langes tunde või isegi päevi, kuid samal ajal leidis ka kristalle, millel statsionaarne olek saabus mõne minuti jooksul.

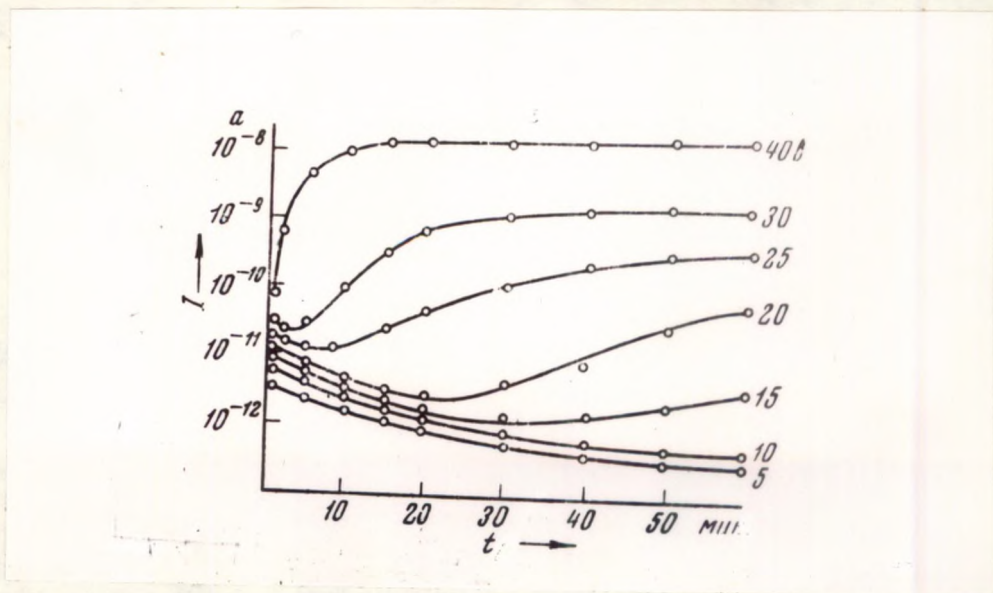
Peale langeva voolu üleminekuprotsessi on sageli täheldatud ka voolu suurenemist ajas. Esimesed viited sellise käitumise kohta leiame töös /14/. Viimasel ajal esineb kirjanduses andmeid alguses tõusva relaksatsiooni üleminekust langevaks.

Järgnevalt vaatleme mõningaid kirjanduses esinevaid tõlgendusi RPV relaksatsiooni erinevatele möötmistulemustele ja oomiliste kontaktide saamist CdS monokristallidele.

§ 1. Pikaajalisest relaksatsioonist, mis kaasneb RPFV -le süsteemis In-CdS-In.

Geršun ja Timan oma töödes /7-12/ uurivad vaakuumis aurustatud ($p \sim 10^{-5}$ mmHg) sandwich-tüüpi In-kontaktidega varustatud CdS-monokristalle, mille $\rho \sim 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ ja paksus $\sim 200 \mu$. Kontaktide aurustamisel hoiti kristalle temperatuuril 160°C . Mõõdetud voolu üleminekukarakteristikad on toodud joonisel 9. Nende kõverate analüüs näitab, et kui kristallile on rakendatud pinge V , mis on väiksem kui mõnesugune pinge V_0 , siis langeb vool aeglaselt ajas. Kui aga $V > V_0$, siis teatud aja möödumisel, mis pinge suurendamisel väheneb, hakkab vool ajas suurenema.

Töös /10/ näidatakse, et vooluringist välise pinge ära võtmisel ja kristalli lühistamisel tekib vastupidine vool. Töös /8/ uuritakse lähemalt lühisvoolu tekkimise mehhanismi. Mõõtmised näitavad, et kindla ajavahemiku jooksul pingestatud kristalli lühisvoolu järgi arvutatud laeng pinge suurendamisel kasvab ja lõpuks saavutab küllastuse. Samasugust käitumist näitab laengu sõltuvus kristalli pinge all hoidmise ajast. Paljude erinevate kontaktpindalade ja paksustega objektide uurimise tulemusena saadi, et vastuvoolu mõõtmisest leitav laeng on võrdeline kontaktide pindalaga ja ei sõltu kristalli paksusest. See lubab järeldada, et laeng ei teki mitte kogu kristallis, vaid kihis, mille paksus on väiksem kristalli paksusest. Selle kihi paksuse hindamisel saadi tulemuseks $\sim 10^{-5}$ cm.



Joon. 9. Voolu relaksatsioon süsteemis In-CdS-In erinevatel rakendatud pingetel /11/.

Autorid oletavad, et uuritavates objektides toimub välise välja mõjul pindnivoode täitumine. Pinge äravõtmisel ja kristalli lühistamisel haaratud laeng vabastatakse termiliselt pindnivoodelt, mille tulemusena tekib vastuvool.

Järgmises töös /7/ näidatakse, et tõusvale voolu relaksatsioonile kaasneb anoodi läheduses ilmuv roheline helendus, mille intensiivsus kasvab voolu kasvamisel. Helenduse tekkimist registreeritakse teatud voolutugevuse läviväärtusest alates ja sealjuures alati ainult RPV VAK mittelineaarses osas. Kui pärast helenduse ilmumist muudetakse kristallile rakendatava pinge polaarsust, siis elektroodil, mis oli varem anoodiks, toimub luminesentsi sähvatus ja mõne aja möödumisel on helendust märgata juba teise elektroodi juures.

Autorid oletavad, et helendust põhjustab aukude injeksioon anoodist.

Töös /9/ näidatakse, et vahelduvpinge kristallile rakendamisel pärast kristallil olnud alalispinget, mille juures ei esinenud kasvavat üleminekuprotsessi, vahelduvvool ei näita alaldava kontakti olemasolu. Kui aga rakendada eelnevalt alalispinge, mille juures see oli, siis vahelduvvool näitab alaldava kontakti olemasolu. Autorite arvates saab voolu ostsillogrammidest järeldada, et tõkestavaks kontaktiks on anood kontakt. Kui rakendada kristallile pinge, mille juures algul tõusvat relaksatsiooni ei ole pärast seda, kui on rakendatud pinge $V > V_0$, siis saame ajas suureneva voolu. Selline anoodi muutus jääb püsima pikemaks ajaks. Süsteemi võib tuua esialgsesse olukorda tagasi ühe tunnise kuumutamisega

200° C juures. Autorid arvavad, et anoodi muutus on seotud elektrokeemiliste protsessidega rakendatud pinge mõjul.

Kokkuvõtteks võib öelda, et autorid põhjendavad langevat relaksatsiooni polarisatsiooni efektiga ja tõusvat relaksatsiooni põhjustab nende arvates monopolaarse injektsiooni üleminek topeltinjektsiooniks.

Töodes /15-18/ jälgitakse samuti RPV aeglast relaksatsiooni CdS monokristallides, mille $\rho \sim 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ ja paksus 20-80 μ , kusjuures kontaktidena on kasutatud In, In-Ga, Ga, Al, Au. Real mõõtmistel olid sandwichtüüpi elektrodid, kuid möödeti ka kristalle, millel olid aurustatud In-elektrodid nii ruumilisteks (E_{\perp}) kui ka pindmõõtmisteks (E_{\parallel}). Mõõtmistel saadakse tõusev aeglane relaksatsioon sandwichtüüpi elektrodide korral, ning tõusev relaksatsioon üleminekuga langevaks, piluelektrodide korral.

Töös /15/ kasutatakse piluelektrodidega Ga-kontakte. Siin saadakse enamusel möödunud kristallidest teatud pingest alates tõusev relaksatsioon. Nagu töös /10/, nii ka siin, täheldatakse lühistamisel vastupidist voolu.

Autorid oletavad, et välise välja mõjul lisandi ja adsorbeerunud gaasi ioonid difundeeruvad katoodi suunas ning moodustavad elektroodi läheduses ruumlaengu, kus langeb põhiline pinge. Tugeva välja mõjul võib seal haardenivoodelt toimuda elektronide vabastamine välja poolt või elektronide arvu suurendamine tõukeionisatsiooni tagajärjel, mille tulemusena vool suureneb.

Töös /18/ tehakse kindlaks, et tõusva relaksatsiooniga olid enamuse In ja In-Ga sulami piluelektrodidega kristallid,

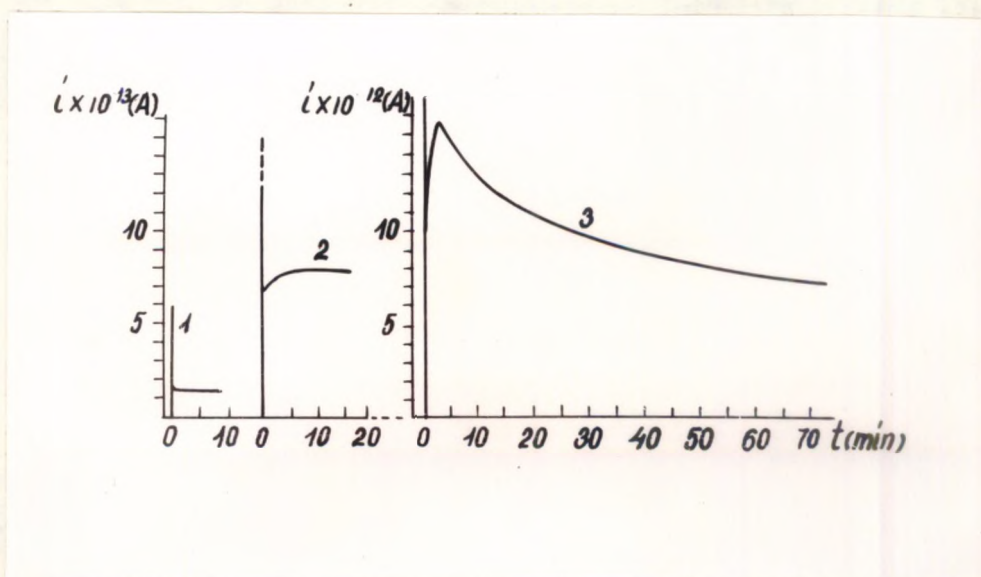
kuna aga Al ja Au ei andnud tõusvat relaksatsiooni pingete piirkonnas 1-300 V.

Voolu relaksatsiooni kõver, mis on toodud joonisel 10, näitab, et tõusule järgnevat langust saab kirjeldada seadusega $i = A + B \ln t$, mis on iseloomulik pindnähtustele. Esialgset teravat väljalööki seletatakse põhiliste laengukandjate injeksiooniga juhtivustsooni ja sellele järgnevat langust - injekteeritud laengukandjate haardumisega. Edasist tõusu seletavad autorid injekteeritud ruumlaengu ümberjaotumisega ruumi ja pinna vahel. Kuna aga eksisteerib väga aeglasi pindnivoosid, siis nende haardumise pikaajalisus põhjustab aeglase langeva relaksatsiooni (vt. joonis 10 kõver 3).

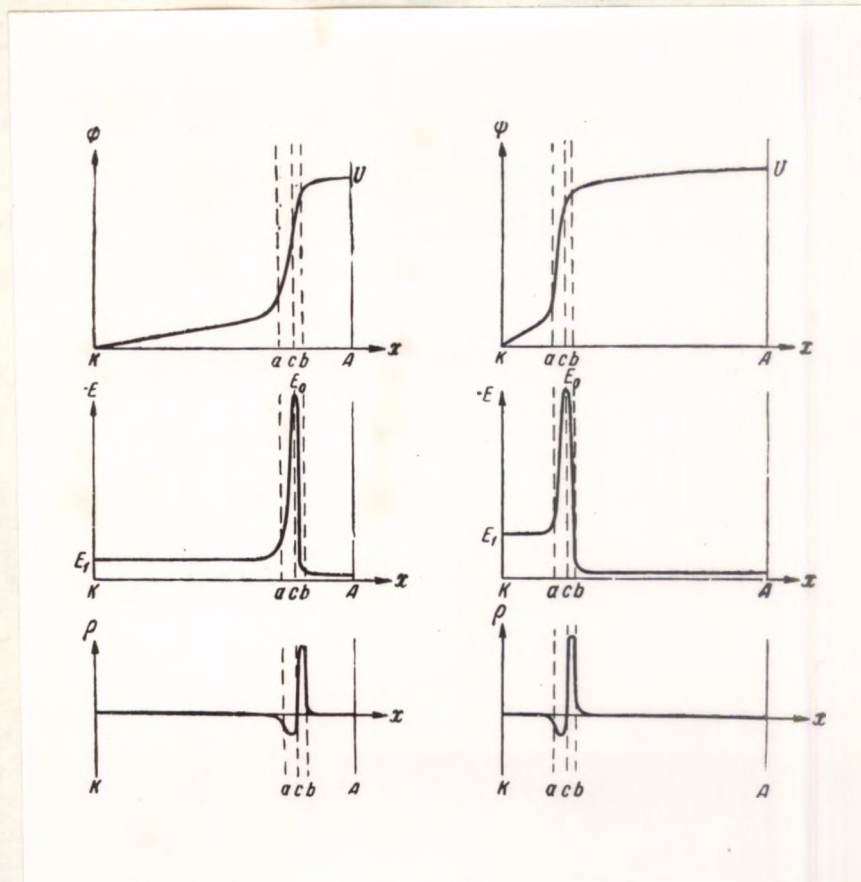
Töös /16/ vaadeldakse ühel ja samal In-elektroodidega kristallil nii ruumilist kui ka pindjuhtivust. E korral saadi mõnel kristallil joonisel 10 toodud kõveraga 3 analoogne voolu relaksatsioon. Sandwich-tüüpi elektroodidega kristallidel saadi ainult tõusev üleminekuprotsess, mis algas teatud pingel.

Samuti nagu töös /19/ põhjendatakse ka siin ruumilise juhtivuse korral voolu tõusu töödes /20-22/ esitatud seisukohtadega. Nendes töödes näidatakse, et tänu kristalli mittehomogeensusele tekib pingestamisel temas tugeva välja piirkond, mis hakkab katoodi poole liikuma. Liikumist põhjendatakse järgmiselt.

Olgu meil pooljuht, millel mittehomogeensuse tagajärjel tekkis piirkonnas ab (vt. joonis 11) väli, mis ületab keskmise väljatugevuse pooljuhhis. Elektrone tõmmatakse välja



Joon. 10. Voolu relaksatsioon süsteemis Ga-CdS-Ga erinevatel rakendatud pingetel. 1 - $V = 1V$, 2 - $V = 6V$, 3 - $V = 40V$ /18/.



Joon. 11. Potentsiaali (φ) väljatugevuse (E) ja ruum-
 laengu tiheduse ρ jaotus mittehomoogeense ala
 esinemise korral pooljuhis pinge rakendamise
 momendil (a) ja statsionaarses olekus (b).
 K - katood, A - anood, a ja b tugeva välja-
 tugevuse äärepunktid, c - maksimaalse välja-
 punkt. /22/

möjul katoodi poolt piirkonda ab, samuti vabastatakse elektrone haardetsentritelt. Rekombinatsiooni ja välja möjul toimub elektronide kontsentratsiooni vähenemine vahemikus cb. Tugevates väljades on määravaks viimane protsess. Selle tulemusena piirkonnas cb suureneb positiivne ruumlaeng, mis viib välja vähenemisele selles piirkonnas ja väljatugevuse suurenemisele c-st vasakul pool. Seega E_{\max} nihkub katoodi poole, mis peab lõppema sel momendil kui väljatugevus katoodil saavutab väärtuse, mille puhul katoodist algab autoemissioon. Autoemissioon suurendab voolu läbi kristalli ja selle tulemusena tekib voolu relaksatsioonil tõus.

Kokkuvõtteks võib öelda, et Kutšerov, Šianovski ja Zmudski saavad piluelektroodidega In-kontaktiga varustatud CdS-monokristallide korral voolu relaksatsiooni möötmistel maksimumiga üleminekukarakteristika, mida nad põhjendavad injekteeritud ruumlaengu ümberjaotumisega pindnivoodele. Samal ajal sandwich-tüüpi elektroodide korral nad põhjendavad tõusvat voolu relaksatsiooni kristalli mittehomogeensuse poolt põhjustatud tugeva välja piirkonna liikumisega katoodi poole, mis põhjustab autoemissiooni katoodist.

§ 2. Termiline tasakaal süsteemis In-CdS-In.

Töodes /23, 24/ uuritakse RPV möötmiseks vajaliku termilise tasakaalu saabumisega seotud küsimusi. Möötmistel kasutatakse sandwich-tüüpi In-kontaktidega CdS monokristalle, paksusega 20-50 μ ja $\rho \sim 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$.

Tavaliselt arvatakse, et kui objekt on olnud pimedas

mõned päevad, siis juhtivus langeb püsivale tasemele, mis ongi tema väärtus termilises tasakaalus.

Töös /23/ näidatakse, et kui pole kasutatud sobivat ettevalmistust RPV möötmisel termilise tasakaalu saavutamiseks, siis pimevool on palju suurem kui termilise tasakaalu korral. Suure takistusega "puhastes" CdS-monokristallides RPV möötmise ajal termiline tasakaal ei saabu üldiselt mõistliku ajavahemiku jooksul, eriti kui objekti on eelnevalt hoitud valguse käes. Möötmiste kiirendamiseks soovitatakse /24/ kristalli eelnevalt kuumutada $80-90^{\circ}\text{C}$ juures, kuni vool muutub püsivaks (rakendatakse pinge $\leq 1\text{ V}$). Osutub, et läbi kuumutatud objekti pimejuhtivus on suurusjärke madalam kui enne kuumutamist. Seda põhjendatakse järgmiselt. Suure takistusega fototundlikus CdS monokristallis on tundlikkuse tsentriteks sügavad haardenivood aukudele. Juhtivustsooni ja haardenivoode vahel jaotunud elektronid rekombineeruvad halvasti aukudega tundlikkuse tsentritel. Kuumutamiseega on võimalik kiirendada aukude vabastamist ja soodustada nende rekombineerumist kiirete rekombinatsioonitsentrite kaudu, mis vähendab tunduvalt kvaasistatsionaarset pimejuhtivust pärast kristalli valgustamist.

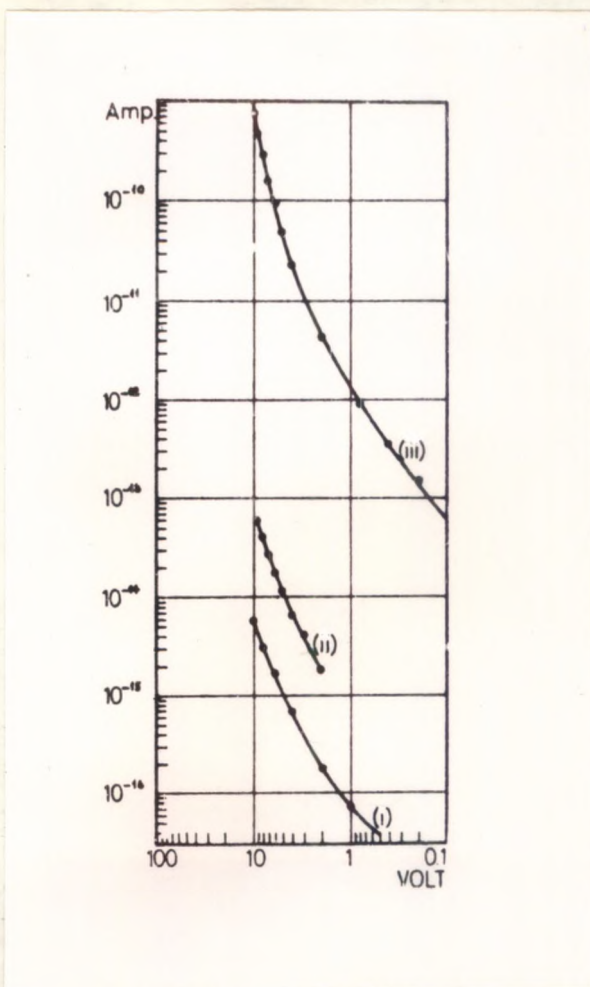
Töös /24/ on lisaks eelpool öeldule juhitud tähelepanu sellele, et üle 120°C kuumutamisel toimub kristallides pöördumatu juhtivuse suurenemine, mida võib märgata ka madalamatel temperatuuridel (90°C), aga väga aeglase kiirusega. 120°C juures saavutab vool oma uue püsiva väärtuse 6 tunni jooksul, kusjuures see võib olla esialgsest 3-5 suurusjärku kõrgem. Näib, et seda põhjustab sügavate aktseptorite vähe-

nemine.

RPV möötmistel eelnev kuumutamine temperatuuril 80° - 90° C ei anna siiski alati häid tulemusi. Töös /23/ näidatakse seda. Autor teeb järgmised katsed. Enne möötmiste läbiviimist kuumutab ta kristalle 1,5 tundi 90° C juures. Edasi rakendab ta pinget 90° C juures. Hoides konstantsena järk-järgult alla lastavat temperatuuri registreerib ta statsionaarseid voolu väärtusi antud pinget korral. Järgmise, suurema pinget rakendamine toimub pärast objekti kuumutamist 90° C-ni. Voolu väärtuste saamiseks toatemperatuuril ta ekstrapoleerib rakendatud pinget korral kõrgematel temperatuuridel saadud voolu väärtused toatemperatuurini.

Köver 1 joonisel 12 illustreerib selliselt saadud VAK. Võrdluseks on joonisel toodud köverad, mis on saadud järgmiselt. Köver 2 kujutab 90° C juures eelnevalt läbi kuumutatud kristalli VAK-i, kusjuures möötmine toimub toatemperatuuril. Köver 3 kujutab kolm ööpäeva pimeduses toatemperatuuril hoitud kristalli VAK-i. Köverale 3 vastavad suurimad voolud, köverale 1 aga väiksemad.

Saadud tulemusi seletatakse kahe, suhteliselt sügava haardenivooga mudeli abil. Madalam nivoo, mille sügavuseks autor saab 0,85 eV, on suurema haarderistlõikega elektronile kui sügavam (0,95 eV). Kui tõstame pinget toatemperatuuril, siis esmalt haaratakse elektronid madalamale nivoole. Et saavutada statsionaarset voolu, peavad haaratud elektronid ümber paigutuma sügavamale nivoole, mis on aga väga aeglane protsess. Seetõttu peaaegu statsionaarse voolu väärtused annavad kövera 2. Suurendades pinget kõrgel tempera-



Joon. 12. CdS-kristalli VAK-d, mis on möödetud 1 - termilises tasakaalus, 2 - toatemperatuuril pärast eelnevat kuumutamist 1,5 tundi 90°C juures, 3 - pärast 3 ööpäevast toatemperatuuril pimeduses hoidmist.

tuuril, täidame sügavama nivoo statsionaarse täitumise astmeni väga kiiresti ja saame kövera 1. Kövera 3 puhul pole aga kristall termilises tasakaalus enne möötmiste alustamist.

Seega voolu langeva relaksatsiooni pikaajalisuse vältimiseks RPV VAK möötmisel soovitab Harnik kristalle eelnevalt kuumutada $80-90^{\circ}\text{C}$ juures kuni vool muutub statsionaarseks. Parema tulemuse annab aga eelnevalt läbikuumutatud kristallile pinge rakendamine kõrgemal temperatuuril ja viimase järkjärguline allalaskmine, kusjuures möödetakse tekkinud statsionaarset voolu. Voolu väärtus ekstrapoleeritakse toatemperatuurile kõrgematel temperatuuridel saadud statsionaarsete voolude järgi.

§ 3. Oomilised kontaktid CdS kristallile.

CdS jaoks tuntakse kahte, oluliselt erinevat meetodit oomiliste kontaktide saamiseks. Rose ja Smith poolt väljatöötatud meetodi korral /27/ kasutatakse elektroodina III valentseid metalle In, Ga. Buttler ja Muscheid kasutasid elektroodideks mitmesuguseid metalle, kuid töötlesid kristalli pinda vahetult enne kristallile elektroodi pealeaurustamist gaaslahenduses /28/.

Arvatakse, et esimesel meetodil tagab oomilisuse III valentne metall, mis difundeerub kristalli, moodustades madala doonornivoo. Väikese elektronide väljumistööga metallid suurendavad seda efekti /27/.

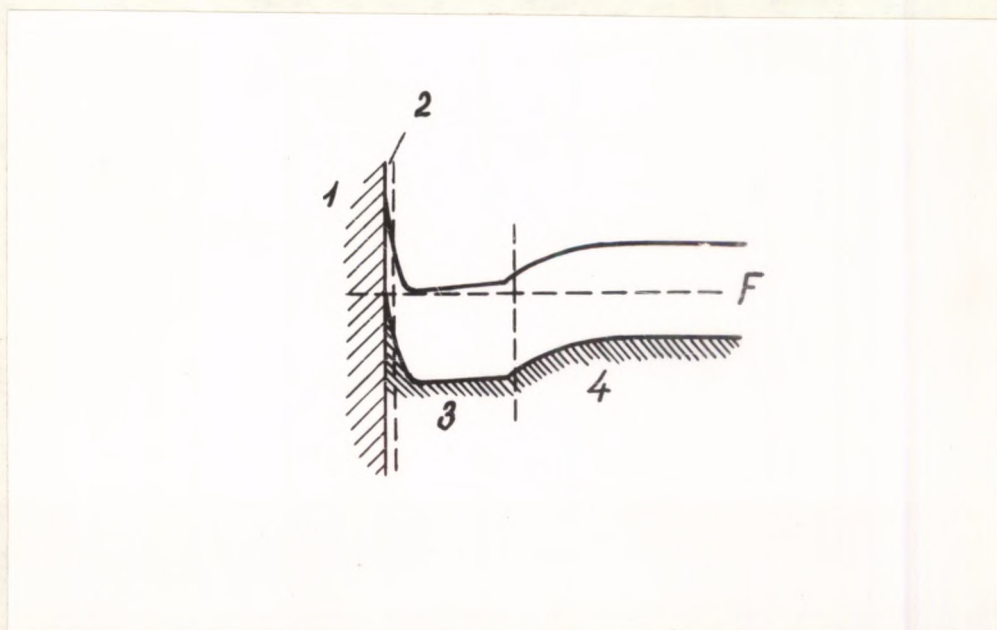
Selle menetlusega ei saa aga alati oomilisi kontakte. Näiteks töös /25/ uuritakse In ja Ga kontakte ning peale

selle Al, Au ja Cd kontakte ja tehakse järeldus, et paremaid tulemusi annab küll In ja Ga, kuid mitte alati.

Gaaslahenduse mõju CdS kristallidele uurib Fassbender töös /26/. Ta töötleb kristalle mitmesuguste ajavahemike jooksul gaaslahenduses, mis näitab, et juba 5 min. pärast on kristallide pimevool tunduvalt tõusnud. Tekitades gaaslahendust erinevates atmosfäärides, märkas ta, et oksüdeerivates gaasides (õhk, O_2) tõusis pimejuhtivus aeglasemalt kui N_2 -s ja H_2 -s. Pimevoolu tõusu võib põhjustada uue madala doonornivoo tekkimine. Uue nivoo tekkimist soodustab neutraalse ja redutseeriva atmosfääri olemasolu, ning takistab oksüdeeriv atmosfäär. Seega tekitab gaaslahendus elektronide reservuaari CdS kristallis kontakti lähedases alas (vt. joonis 13).

Schnürer oma töös /29/ töötles kristalle gaaslahenduses kahes etapis. Ta asetab kristallid puhtast Al-st anoodile, mis oli 9 cm kaugusel Al-katoodist. Vastavalt süsteemi geometriale asus siis anood negatiivse pimeruumi serval. Kristalle töödeldi algul 45 min. rõhul $2 \cdot 10^{-1}$ mmHg pinge 550V ja voolutugevuse 10 mA juures ning siis veel 45 min. rõhul $5 \cdot 10^{-2}$ mmHg 1,2 kV ja 10 mA juures. Sellise töötamise esimesel etapil sai kollase värvusega CdS monokristalle muuta pruuniks, kusjuures Cd liiaga kasvatatud kristallidel muutus värvus kiiremini. Seega toimuvad gaaslahenduse jooksul pindkihis muutused, mille puhul, kooskõlas töös /26/ esitatud seisukohtadega, tekitatakse kristallvõres väävlivakantse.

Kahjuks mõlemat tüüpi oomilised kontaktid on ebastabiilsed kõrgematel temperatuuridel. Gaaslahenduse meetodil valmistatud kontaktid võivad kaotada oma oomilisuse $100^\circ C$



Joon. 13. Gaaslahenduses töödeldud CdS-kristalli kontakt metalliga. 2 - metalli ja pooljuhi pindkihi väljumistööde vahe poolt määratud ala, 3 - madalate doonornivoode poolt rikastatud kiht, 4 - töötlemata kristalliosa, F - Fermie nivoo.

juures. Samuti hakkavad In ja Ga samal temperatuuril difundeeruma kristalli, muutes tema elektrilisi omadusi. /30/

Teised meetodid oomiliste kontaktide saamiseks on tunnustatud ebarahuldavateks tehniliste raskuste ja taastamatus tõttu. Töös /31/ esitavad Sihvonen ja Boyd meetodi elektrodide valmistamiseks, mis on raskesti teostatav. Selle meetodi puhul lastakse oomiliste kontaktide saamiseks läbi kristalli küllalt tugev vooluimpulss, nii et kontakti loov metall sulaks.

Töodes /25, 32, 33/ on uuritud In- ja Ga- asemel Al-kontakti CdS-monokristallidele. Leitakse, et võib valmistada oomilisi kontakte, mis peavad vastu soojendamisele kuni 350°C , kaotamata oomilisust ja difundeerumata CdS kristalli. Siiski on üsna raske saada Al-CdS kontakti nii, et ei tekiks isoleeriv Al_2O_3 vahekiht CdS pinnale adsorbeerunud hapniku tõttu.

Töös /30/ tehakse ettepanek mitmekihiliste kontaktide valmistamiseks Al-kontaktide loomisel CdS-monokristallidele. Kasutatakse järjestikust aurustamist kolmes etapis: ettevalmistav metall, aktiivne metall ja vajaduse korral kattev metall. Sellisel meetodil valmistatud kontaktidest osutus kõlblikuks oomiliseks kontaktiks CdS-le ainult Ti-Ti-Al-Pt kontakt. Ettevalmistav metall Ti peab autorite arvates ära hoidma Al oksüdeerumise kontakteerimisprotsessis, kattev metall Pt aga kindlustama hilisema kontakti stabiilsuse.

Kokkuvõtteks võib öelda, et oomiliste kontaktide val-

mistamiseks CdS-*le* näib olevat kõige sobivam kasutada
In elektroode, kusjuures kristalli pinda tuleb eelnevalt
töödelda gaaslahenduses.

III. MÖÖTMISMETOODIKA JA -TULEMUSED

§ 1. Mõõteobjektide valmistamine.

Nagu valemist (6) on näha, avaldab RPV suurusele väga olulist mõju elektrodide vaheline kaugus L , mis ligikaudu võrdub kristalli paksusega sandwich-tüüpi elektrodide paigutuse korral. Kui $\theta \ll 1$, siis suure eritakistusega kristallide puhul pingete vahemikus, kus toimub haardetsentrite lineaarne täitumine, tekib väga väike RPV. Suurema voolu saamiseks peame kasutama õhemaid kristalle. Teiselt poolt aga selleks, et kristallide voltamperkarakteristikat mõõta pingetel $V \gg V_{TFL}$ isotermilises režiimis, on vaja piirata eralduvat võimsust. Nimetatud pingetel, nagu joonisel 8 näeme, toimub voolu järsk suurenemine. Töös /34/ näidatakse, et diodil eralduv võimsus haardetsentrite täieliku täitumise momendil $jU \sim M^3 L^3$. Kui näiteks $M = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $L = 1 \mu$, siis $jU = 1,47 \cdot 10^{-6} \frac{W}{\text{mm}^2}$ ja kui aga $M = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $L = 100 \mu$, siis $jU = 1,47 \frac{W}{\text{mm}^2}$. Et eralduv võimsus oleks väike, on vajalik pingete piirkonnas $V \gg V_{TFL}$ kasutada õhukesti kristalle. Arvestades ülalöeldut valiti käesolevas töös mõõteobjektideks kristallid paksusega alla 200μ .

Kristalle kontakteeriti kahel meetodil - vaakuumaurus-

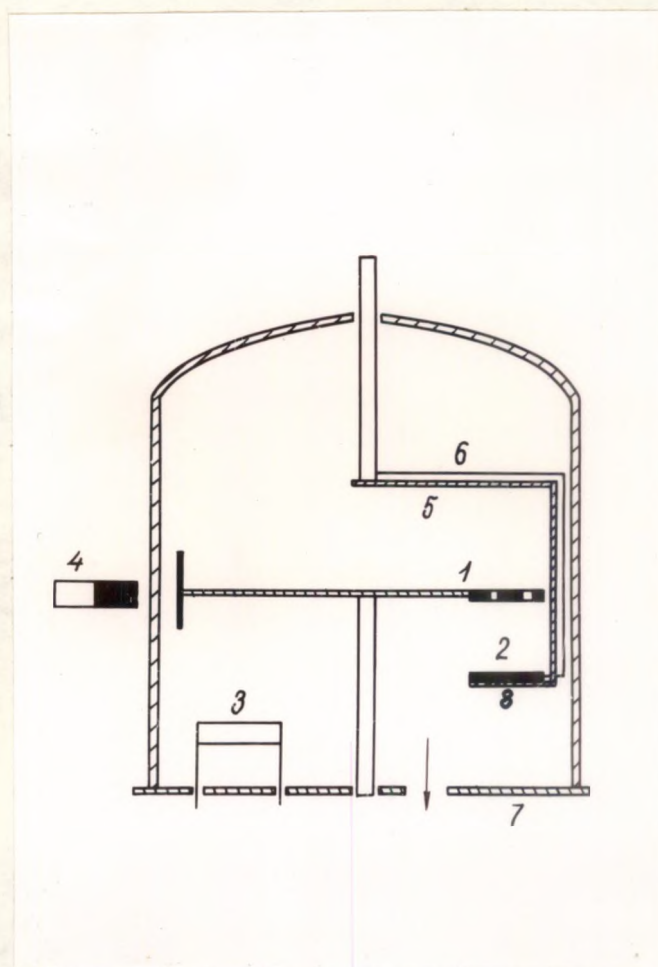
tamise ja vaakuumsulatamise teel.

Kristallidele kontaktide aurustamiseks valmistati Al-mask 10 avaga. Kõige optimaalsem oli valmistada avad diameetriga 1 mm, millest suuremaid ei saanud kasutada, sest kättesaadavad kristallid olid väikese pindalaga ($S \sim 4 \text{ mm}^2$) ja millest väiksemate kasutamise piiras pingestamistraadikeste kinnitamiseks vajalik pindala (vähemalt $0,2 \text{ mm}^2$). Aurustamisel kasutati vaakuumseadet YBP-2, millega töötamisel täideti hoolikalt seadme dokumentatsioonis esitatud ettevaatusabinõusid. Seade oli hoolikalt maandatud, ümbritseval pörandal oli kummiriie, eelvaakuumpump oli ümbritsetud kattega mürade vähendamiseks ja vaakuumkuplit ümbritses metallvõre. Aurustamine toimus rõhul 10^{-4} mmHg .

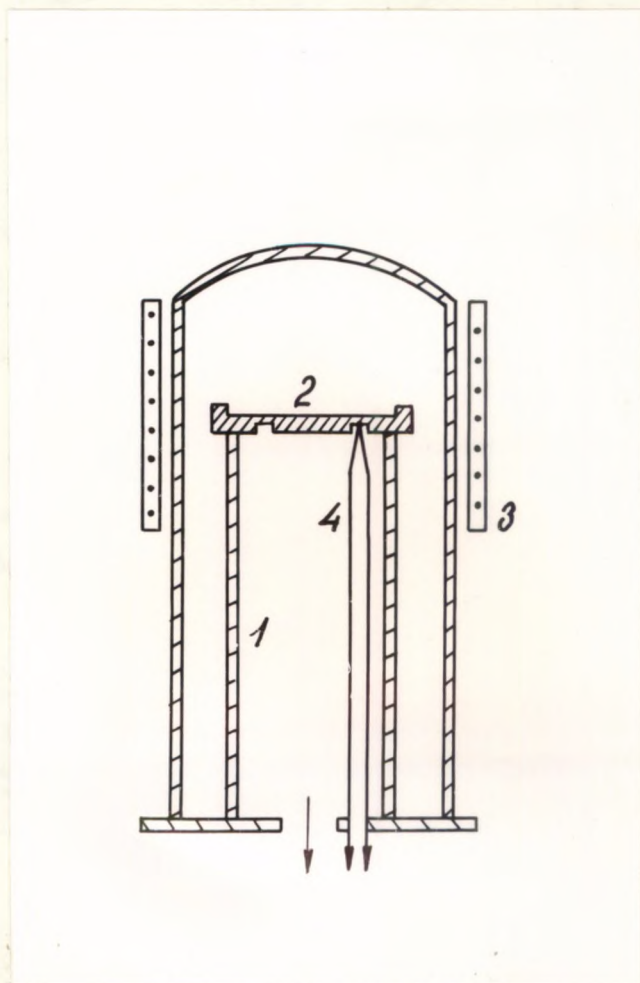
Enne aurustamist töödeldi kristalle 1 tunni jooksul gaaslahenduses rõhul 10^{-1} mmHg . Anoodiks kasutati Al-maski 1 (vt. joon.14), mille peale asetati kristallid, ja katoodiks 2 Al-ketast, mis oli valmistatud alumiiniumist AB-000. Et gaaslahendus ei tekiks metallist aluse 7 ja katoodi vahel, paigutati viimane isoleerainest (keraamika) alusele 5, ning pingestati traadi 6 abil, mida ülejäänud süsteemist eraldas pleksiklaasist hoidja 8, gaaslahenduse kuju parandamiseks. Elektroodide vaheline kaugus valiti töö /29/eeskujul selline, et kristallid asuksid gaaslahenduse negatiivse piimeruumi serval.

In aurustamine (aurustumistemperatuur 952°C) toimus W-laevukesest 3. Aurustamise ajaks pöörati mask kristallidega laevukese kohale magneti 4 abil.

Peale In aurustati veel Ag (aurustamistemperatuur



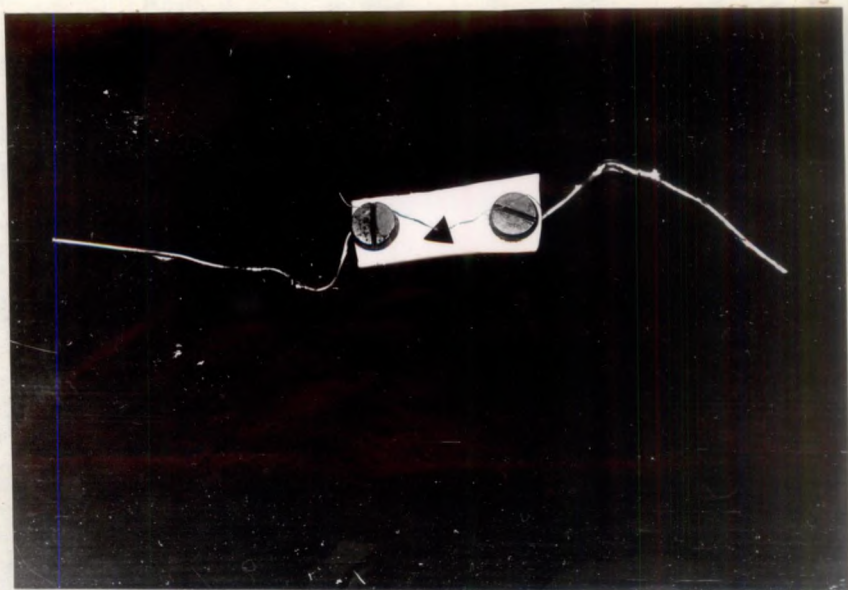
Joon. 14. Vaakuumseadme skeem CdS-kristallidele kontakti-
de aurustamiseks. 1 - anood, 2 - katood, 3 - lae-
vuke, 4 - magnet, 5 - keraamiline alus, 6 - traat,
7 - metallist alus, 8 - pleksiklaasist hoidja.



Joon. 15. Vaakuumseadme skeem CdS-kristallidele kontaktide sulatamiseks.

1 - kvartstoru, 2 - kristallihoidja,

3 - ahi, 4 - termopaar.



Joon. 16. Vaade aurustatud kontaktidega mööteobjektist.

1047° C) Ta-traadist ja Au (aurustumistemperatuur 1465° C) W-traadist korvikestest.

Kontaktide vaakuumisulatamine toimus samuti rõhul 10^{-4} mmHg. Selleks kasutatud seade on kujutatud joon. 15. Väikese vaakuumkupli alla on asetatud kvartstoru 1 koos grafiidist kristallidehoidjaga 2. Kontaktide saamiseks asetati kristallihoidjale väike õhuke In-killuke, sellele CdS-kristall ja kristallile teine In-killuke. In sulamiseks (sulamistemperatuur 152° C) ja teatud määral kristalli pindkihtidifundeerumiseks vajalik temperatuur tagati kupli ümber oleva ahju 3 abil. Operatsioon kestis 4 min. temperatuuril 200° C. Temperatuuri kontrolliti termopaariga 4.

Nii aurustatud kui ka sulatatud metallelektroodidele kinnitati kontaktooliga (juhtiv liimsegu polüvinüülatsetaatlaki ja molekulaarse Ag baasil) Ag-traadikesed (läbimõõt 0,1 mm) ning traadikestega varustatud kristall omakorda kontaktooli abil fluoroplast-isolatsiooniga (ϕ m-4) hoidjasse (joon. 16).

Liimsegu lahustamisel kasutati toluooli. Laboratuuriuuringis tagati niisugune ventilatsioon, et toluooli kontsentratsioon õhus ei ületaks töös /35/ ettenähtud piirväärtust $50 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$.

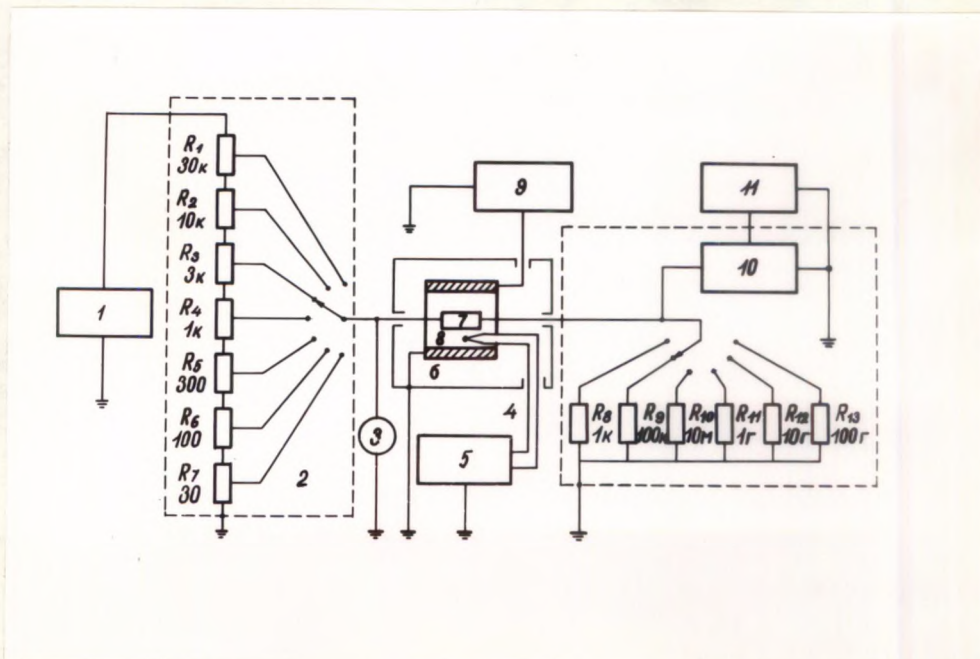
Kuna kasutatud kristallid olid küllaltki haprad, siis prepareerimisel paljud neist purunesid. 104-st kristallist õnnestus valmistada 52 mõõteobjekti.

§ 2. Mõõteaparatuur.

Statsionaarsete VAK mõõtmiseks kasutatud aparatuuri plokkskeem on esitatud joonisel 17. Mõõteobjekt 7 asetati valguskindlasse metallkassetti 6, kuhu oli paigutatud väike ahi 8 kristalli kuumutamiseks. Ahju toideti stabiliseeritud alaldist BC-26 (9). Kuumutamise ajal mõõdeti konstantsena hoitavat temperatuuri ^{termo}paariga 4, kusjuures näit registreeriti isekirjutaja ПС1-02 (5) abil. Kristallile anti pinge stabiliseeritud alaldist YHH-1 (1) läbi logaritmilise potentsiomeetri 2, mis võimaldab pinge täpset reguleerimist vahemikus 0,1 - 250 V mistahes pinge juures ja pinge pidevat suurendamist. Rakendatud pinget mõõdeti voltmeetriga M 253 (3). Voolu mõõtmiseks kasutati dünaamilise kondensaatoriga lampvoltmeetrit TR-1501 (10). Signaali muutumist ajas registreeriti isekirjutajaga ПСР1-16 (11). Isekirjutajal kasutati kõige aeglasemat diagrammlindi liikumise kiirust (20 mm/tunnis), mis oli tingitud väga aeglaste voolu relaksatsioonide esinemisest meie kristallidel.

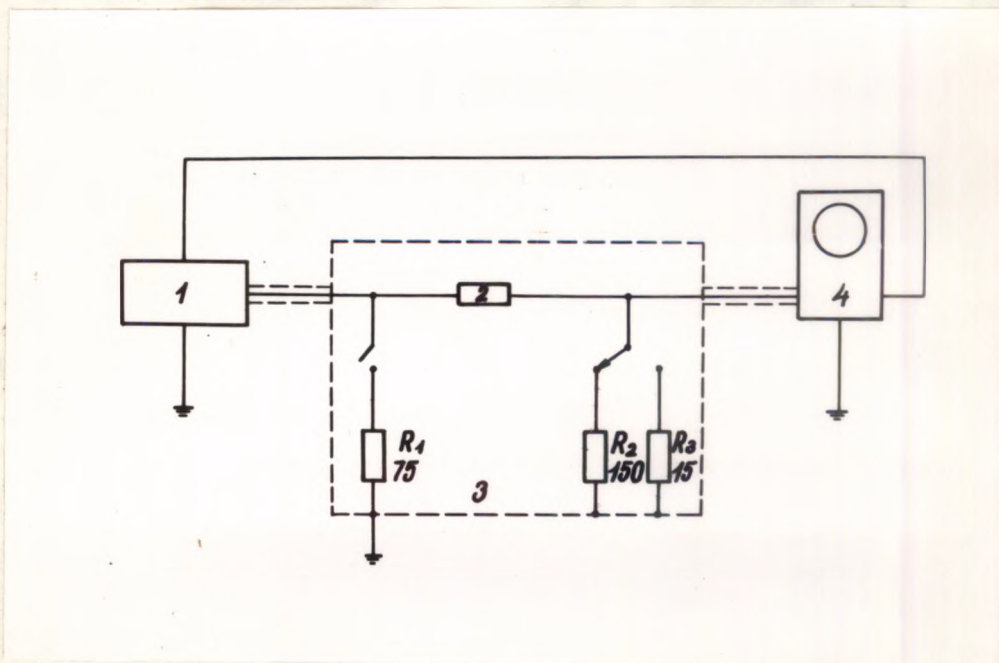
Kuna registreeritav vool võib olla väike, isegi alla 10^{-14} A, siis on mõõtmistel suure tähtsusega häirepingete kõrvaldamine. Mõõteaparatuur maandati hoolikalt. Elektriliste ühenduste isolatsioonmaterjalina kasutati polüstürooli. Süsteemi geomeetriliste nihete kõrvaldamiseks ühendati metallkassett mõõteobjektiga ja elektromeeter omavahel jäigalt mõlemate kinnitamiseks metallrelsile.

Plokkskeem impulssmõõtmiste aparatuuri kohta tuuakse joonisel 18. Mõõteobjekt 2 asetati valguskindlasse metall-



Joon. 17. Aparatuuri plokskeem statsionaarseteks RPV mõõtmisteks.

- 1 - stabiliseeritud alaldi, УНП-1
- 2 - potentsiomeeter,
- 3 - voltmeeter M 253,
- 4 - termopaar, 5 - isekirjutaja ПС1-02,
- 6 - metallkassett, 7 -mõõteobjekt, 8 -ahi,
- 9 - stabiliseeritud alaldi BC-26,
- 10 - dünaamilise kondensaatoriga lampvoltmeeter TR-1501, 11 - isekirjutaja ПСР1-16.



Joon. 18. Aparatuuri plokskeem RPV impulssmõõtmisteks.

1 - impulssgeneraator ГН-4М,

2 - mõõteobjekt, 3 - metallkassett,

4 - elektronostsillograaf C1-8A,

R_1 - toiteliini koormustakisti

R_2, R_3 - koormustakistid voolu mõõtmiseks.

kassetti 3. Kristallile anti pingele impulssgeneraatorist ГИ-4М (1). Impulssvoolu mõõtmiseks kasutati elektronostsillograafi С1-8А (4). Süsteem maandati hoolikalt.

Mõlemate süsteemide maandamisel täideti ka töös /36/ esitatud nõudeid.

Impulssmõõtmistel mõõdeti tekkinud voolu, kui kristallile rakendati täisnurkseid pingeleimpulsse. Impulsside kestvus oli vahemikus 1-10 μ sek. Voolu relaksatsioonikõverate analüüsist saadud voltamperkarakteristikat nimetame edaspidi impulss-VAK-ks.

§ 3. Mõõtmistulemused.

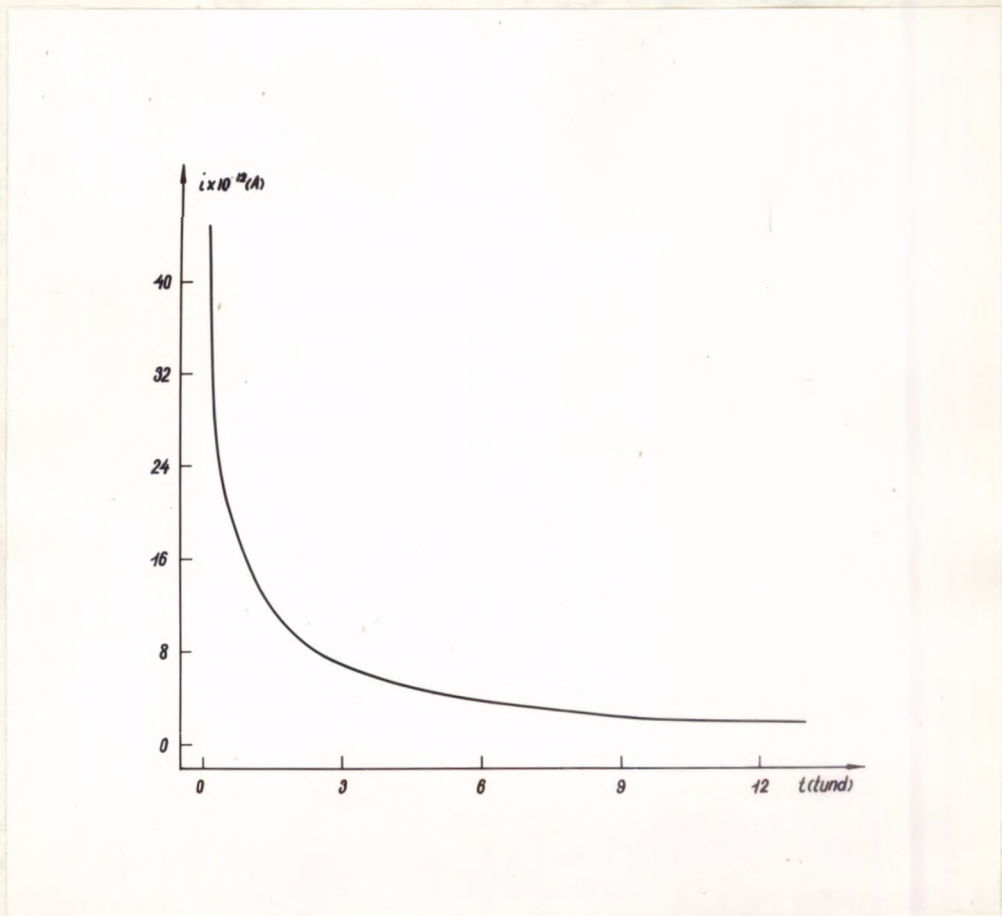
Käesolevas paragrahvis vaatleme tüüpilisi voolu relaksatsiooni protsesse ja voltamperkarakteristikaid, mis esinesid eespool kirjeldatud viisil valmistatud süsteemides In-CdS-In.

Vaatleme algul voolu relaksatsiooni pärast pingele rakendamist. Peab kohe märkima, et eksperiment annab väga erinevaid üleminekukarakteristikaid. Ainult üksikud kristallid olid kiire relaksatsiooniga, kusjuures vool saavutas vähenedes statsionaarse väärtuse kümnekonna minuti jooksul pärast pingele rakendamist. Esines langevaid väga pikaajalisi üleminekukarakteristikaid. Üksikutel kristallidel vool suurenes teatud pingetel kuni statsionaarse väärtuse saabumiseni. Kuid enamusel valmistatud objektidest tõusev relaksatsioon läks üle langevaks. Voolu suurus võis muutuda üleminekuprotsessi ajal mitmeid suurusjärke.

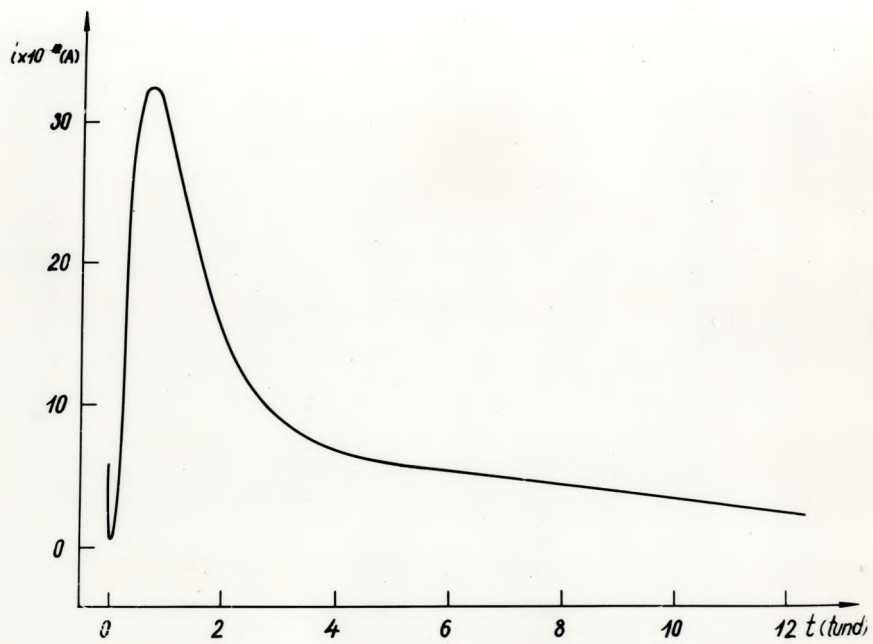
Pikaajalist langevat relaksatsiooni sai muuta kiiremaks kui kuumutati kristalli eelnevalt 100°C juures. Mõnedel kristallidel hakkas vool teatud aja möödumisel pärast kuumutamise algust suurenema (näiteks I-2, I-38, I-46). Enamusel ta aga langes kuni statsionaarse väärtuseni. Voolu muutumisel statsionaarseks lõpetatigi kuumutamine. Kuumutamine lõpetati ka siis kui vool hakkas suurenema teatud aja möödumisel pärast kuumutamise algust.

Langevat pikaajalist relaksatsiooni illustreerib joon. 19, millel on kujutatud voolu relaksatsioon kuni statsionaarse väärtuse saabumiseni kristallil II-27. Kövera analüüs näitab, et üleminekukarakteristikat ei kirjelda ei üks eksponentfunktsioon ega töös /18/ toodud logaritmfunktsioon. Vool muutub statsionaarseks kiiremini, kui antud objektile rakendada kõrgemaid pingeid. Sealjuures suureneb voolu müra.

Kristallil I-9 tekkis voolu üleminekukarakteristikal maksimum alates pingest 3V. Voolu tippväärtus pinge suurendamisel suurenes. Joonisel 20 on toodud voolu relaksatsiooni kõver 30V juures. On näha, et kohe pärast pinge rakendamist vool väheneb, kuid mõne minuti möödumisel hakkab kiiresti suurenema, saavutab tippväärtuse 45 min. möödumisel ja edasi langeb. Statsionaarset väärtust ei saabu aga ka 12 tunni möödumisel. Valge valgusega valgustamine võimaldas maksimumi kaotada ja registreerida ainult pikaajalist langevat relaksatsiooni kuni pingeni 100V. Pinge $V = 100\text{V}$ rakendamisel, kui varem oli kristallile hetkeks antud pinge 128 V, mille puhul vool hakkas jälle suurenema, saadi maksimumiga relaksatsioon. Pärast seda kuumutati kristalli, mis taastas tema



Joon. 19. Voolu relaksatsioon kristallil II-27.



Joon. 20. Voolu relaksatsioon kristallil I-9 ($V = 30V$).

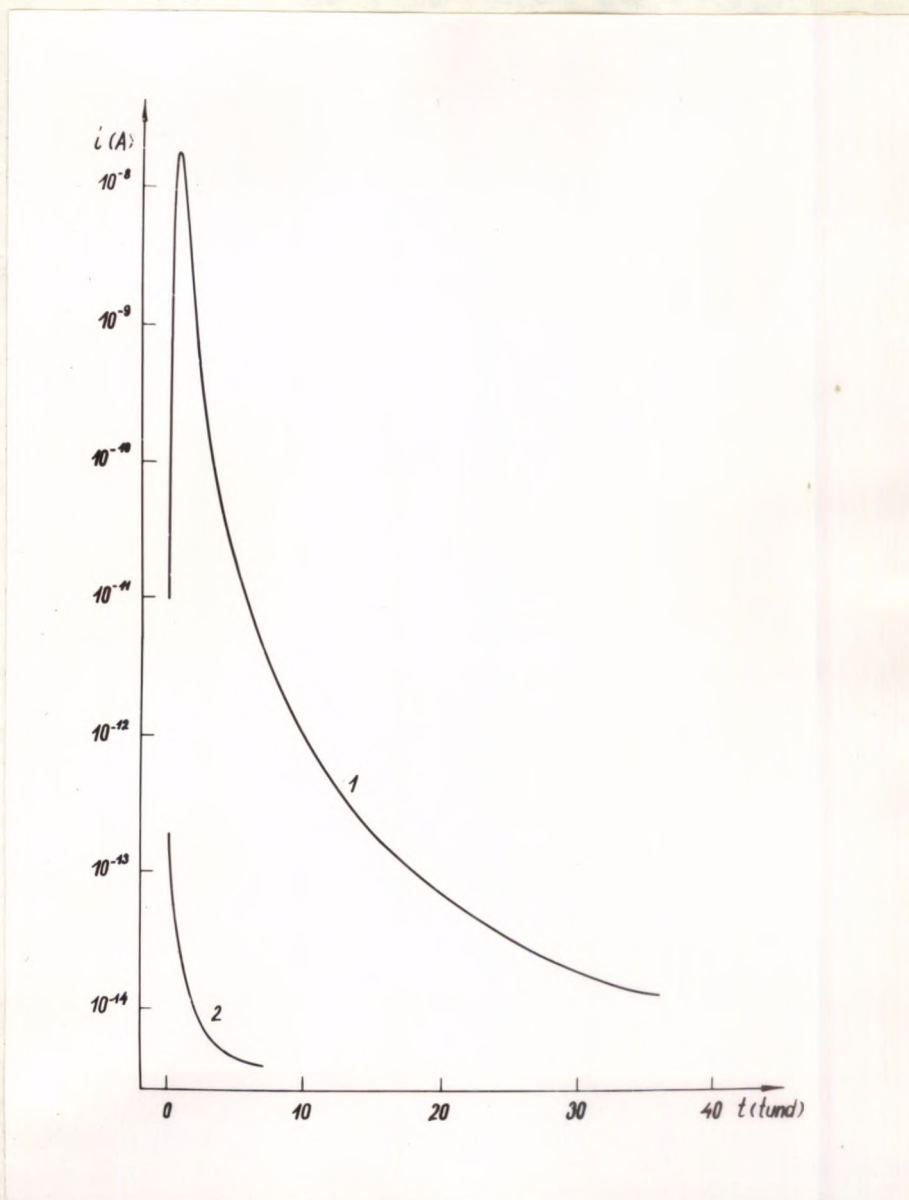
esialgse oleku, mille puhul üleminekukarakteristikal esines maksimum juba väikestel pingetel.

Joonisel 21 on toodud analoogse kujuga voolu relaksatsiooni kõver 1 kristallile I-2 rakendatud pinge $V = 5$ V korral. Jooniste 21 ja 20 võrdlemisel näeme, et vahetult pärast pinge rakendamist võis kristallil I-9 registreerida voolu vähenemist, samal ajal kui kristallil I-2 vool hakkab kohe suurenema. Statsionaarne voolu väärtus ei saabu kristallil I-2 isegi 36 tunni möödumisel pinge $V = 5$ V rakendamise momendist. Vool langeb mitmeid suurusjärke .

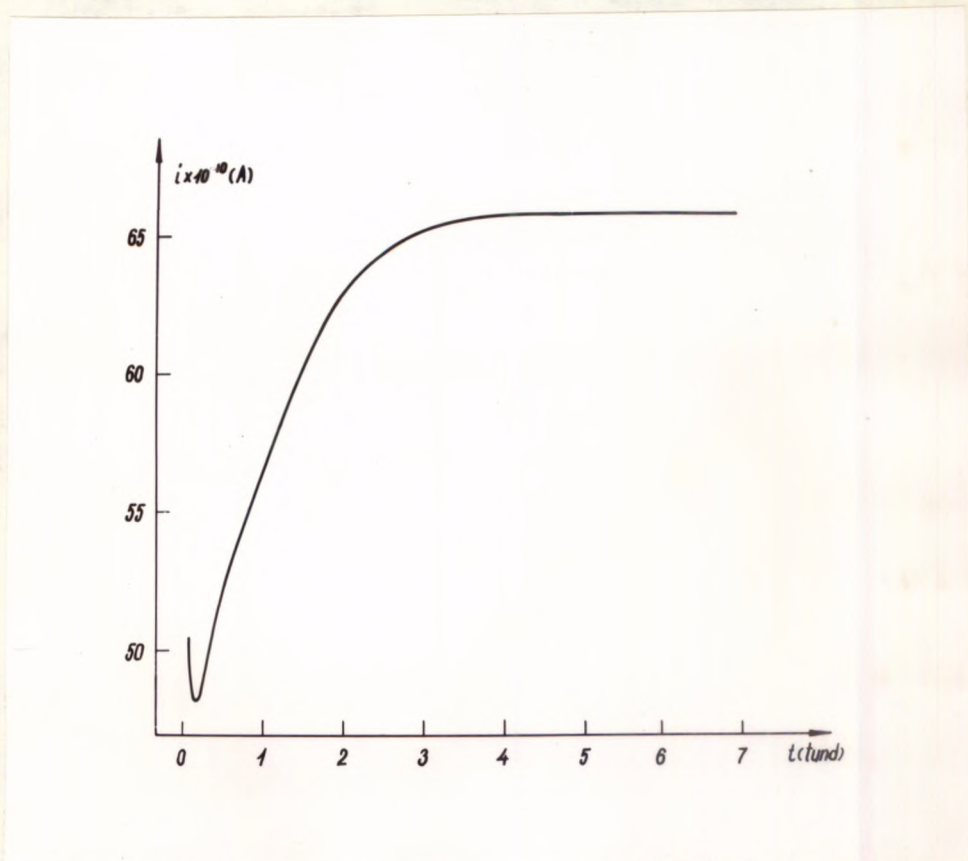
Joonisel 21 kõver 2 kujutab eelnevalt 36 tundi 5V all olnud kristalli I-2 vastuvoolu, kui väline pinge kõrvaldati vooluahelast. Vastuvool relakseerub küllalt kiiresti. Tuleb märkida, et vastuvoolu algväärtus väheneb kristalli pingestamise aja vähendamisel, kuid isegi siis, kui kristalli hoiti ainult 30 sek. pinge all 5V, tekkis märgatav vastuvool.

Kristalli I-2 iseloomustas veel see, et kui samaaegselt täisnurksete impulssidega pingestamisel kristalli valgustada, siis vool suurenes tunduvalt, võrreldes pimevooluga. Sealjuures fotovoolu iseloomustas langev relaksatsioon. Suure sagedusega (üle 700 Hz) pingeimpulsside rakendamisel fotovool vähenes. Vastupidise polaarsusega pingeimpulsside rakendamisel kordus sama pilt. Peab märkima, et kristalli pimevoolule kaasnesid väga suured voolutõuked impulsi alguses ja lõpus, mida põhjustav kristalli geomeetrilise mahtuvuse laadimine.

Kristallile I-36 kuuluv voolu üleminekukarakteristika pingel 32 V tuuakse joonisel 22. Näeme, et pinge rakendamisel



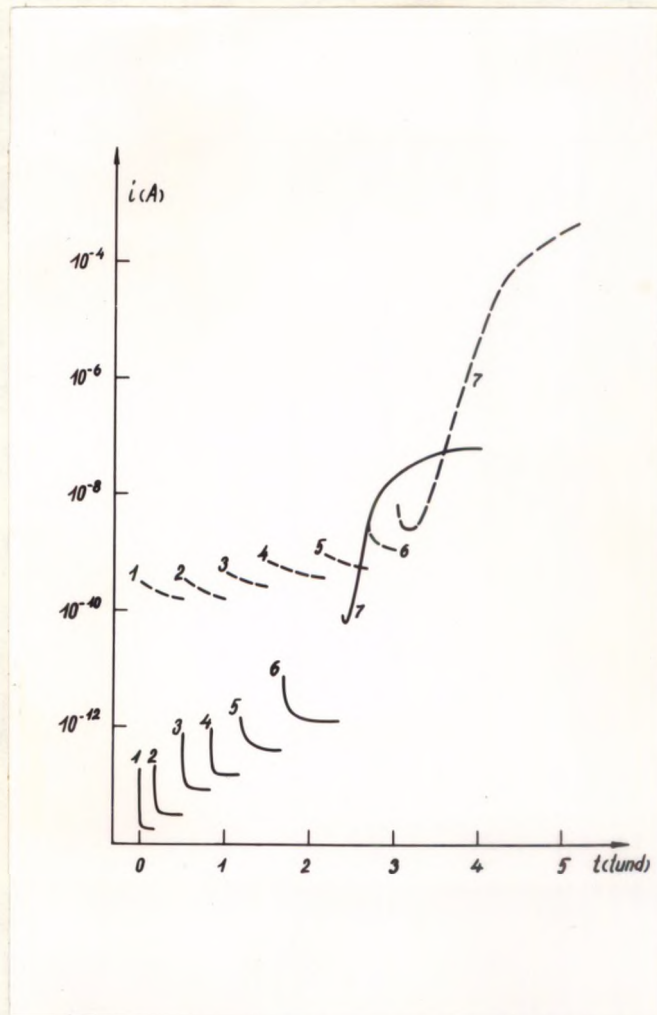
Joon. 21. Voolu relaksatsioon kristallil I-2 ($V=5V$) - 1
ja vastuoolu relaksatsioon pärast kõvera mööt-
mist - 2.



Joon. 22. Voolu ralaksatsioon kristallil I-36 ($V = 32 \text{ V}$).

tekib vool, mis ajas langeb ja 10 min. möödumisel hakkab suurenema, kusjuures ta suureneb võrreldes minimaalse väärtusega ainult 14%. Võrdluseks märgime, et joonisel 21 näidatud suurenemine kristalli I-2 korral oli 300%. Kristalli I-36 iseloomustab suhteliselt kiire langev relaksatsioon teistel rakendatud pingetel (muidugi pärast kristalli eelnevat kuumutamist) ja see, et joonisel toodud voolu käitumine esines ainult pingetel, mis on lähedased väärtusele $V = 32V$, ning ei esinenud teiste pingete puhul vahemikus 1-256 V. Kristalli möödeti 5 korda ja alati saadi ainult 32 V läheduses tõusev voolu relaksatsioon, mis tekkis ka pingete vähenemisel alates maksimaalselt rakendatud pingest. Vool terves rakendatud pingete vahemikus oli võrdeline pingega, kusjuures väikesed kõrvalekaldumised esinesid ainult piirkonnas, kus voolu relaksatsioon oli tõusev.

Järgmisena tuuakse kristalli I-38 voolu relaksatsiooni kõverad (joon.23) enne ja pärast kuumutamist järk-järgult suurendatava pinge rakendamisel. Kohe on näha, et pärast kuumutamist muutus voolu relaksatsioon palju kiiremaks ja voolu absoluutväärtused väiksemaks. Kuid tõusev relaksatsioon algab mõlemal juhul 64 V juures, kusjuures ta esineb ka iga sellest kõrgema rakendatud pinge korral. Joonisel 23 kõver 7 näitab ainult suurenevat voolu. Kui mööta aga kauem (üle 7 tunni), siis läheb tõusev relaksatsioon üle pikaajaliseks languseks, mida võib täheldada nii enne kui pärast kuumutamist. Vastupidise polaarsusega pinge rakendamisel saame antud kristalli korral madalamatel pingetel samuti langeva voolu relaksatsiooni. Kuid vool hakkab sel juhul



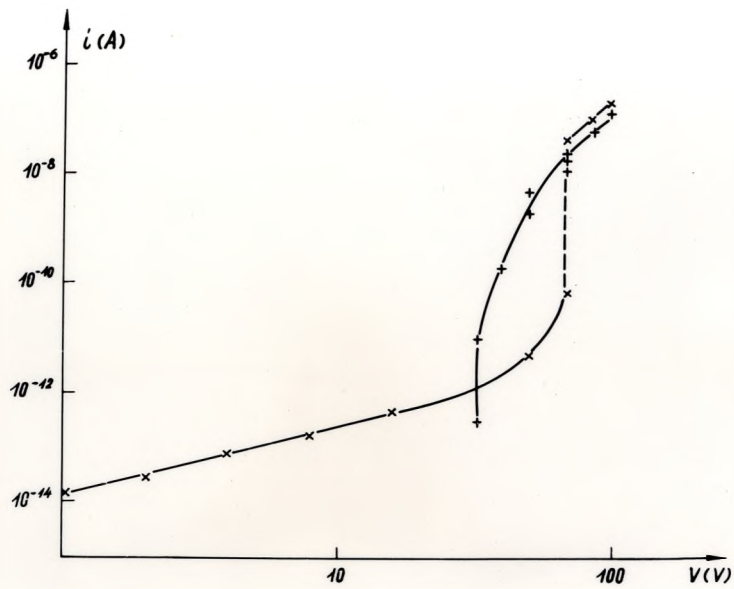
Joon. 23. Voolu relaksatsioon kristallil I-38 enne (---) ja pärast kuumutamist (—). 1-V = 1V, 2-V = 2V, 3 - V = 4V, 4-V = 8V, 5 -V = 16V, 6 - V = 32 V, 7 - V = 64 V.

suurenema juba $V = 35 \text{ V}$ juures.

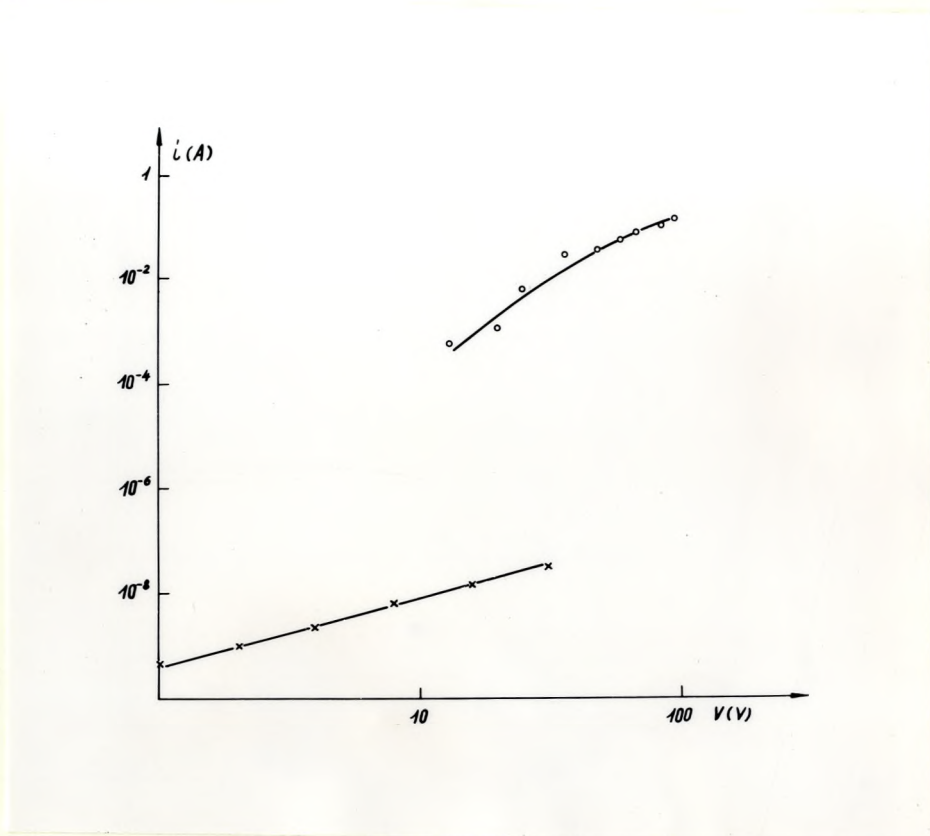
Kristalli I-38 iseloomustab veel see, et kui rakendada algul kõrgemaid pingeid ja siis madalamaid ning mööta voolu sõltuvust pingest, siis saame, võrreldes pinge suurendamisel möödetuga, erineva VAK, mida iseloomustavad joonisel 24 toodud köverad. Jooniselt näeme, et pingete piirkonnas 1-4 V $j \sim U$, suurematel pingetel toimub VAK muutumine superlineaarseks ja 64 V juures, kus esines tõusev relaksatsioon, vool suurenes ajas võrreldes algväärtusega 250 %. Sellest pingest suuremate pingete korral, nagu eespool märgitud, saime suureneva üleminekukarakteristika ja siin on VAK-le kantud voolu relaksatsiooni algväärtused, mis annavad sõltuvuse $j \sim V^4$. Kui nüüd mööta voolu, järk-järgult pinget vähendades, siis võrreldes suurendatavale pingele vastava esialgse VAK-ga, nihkub uue VAK järsk osa väiksemate pingete poole ja löikub esialgse köveraga.

Joonisel 25 tuuakse kristallile I-44 vastav statsionaarne ja impulss VAK. Jooniselt näeme, et impulssrežiimis möödetud VAK-le vastav vool on 4 suurusjärku suurem statsionaarsest voolust. Statsionaarsel VAK-l $j \sim V$ kuni pingeni 4V ja vool oli suhteliselt kiire relaksatsiooniga (umbes 30 min.) Piirkonnas 4-32 V $j \sim V^{1,2}$. Impulssrežiimis möödetud VAK-l $j \sim V^m$, kus $m > 2$, kui $V \leq 50 \text{ V}$ ja $j \sim V^2$ kui $V > 50 \text{ V}$.

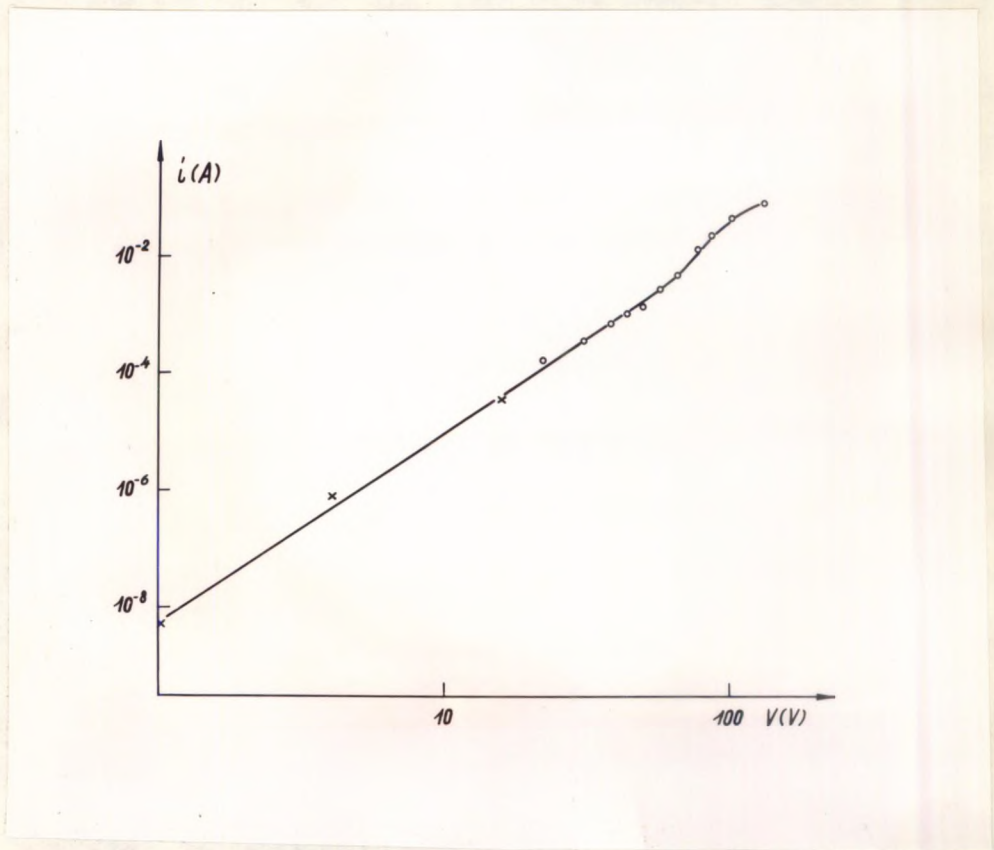
Joonisel 26 on esitatud kristallile I-37 kuuluv VAK nii statsionaarses kui impulssrežiimis. Siin $j \sim V^3$ mõlemal juhul. Tuleb märkida, et statsionaarne VAK on ehitatud voolu relaksatsiooni alguspunktide järgi, mis on saadud pärast kuumutamist, kusjuures relaksatsioon ei muutunud kuumutamisega



Joon. 24. Kristalli I-38 VAK rakendatava pinge suurendamisel (— x — x —) ja vähendamisel (— + — + —).



Joon. 25. Kristalli I-44 statsionaarne (— x — x —)
ja impulss (— o — o —) VAK.



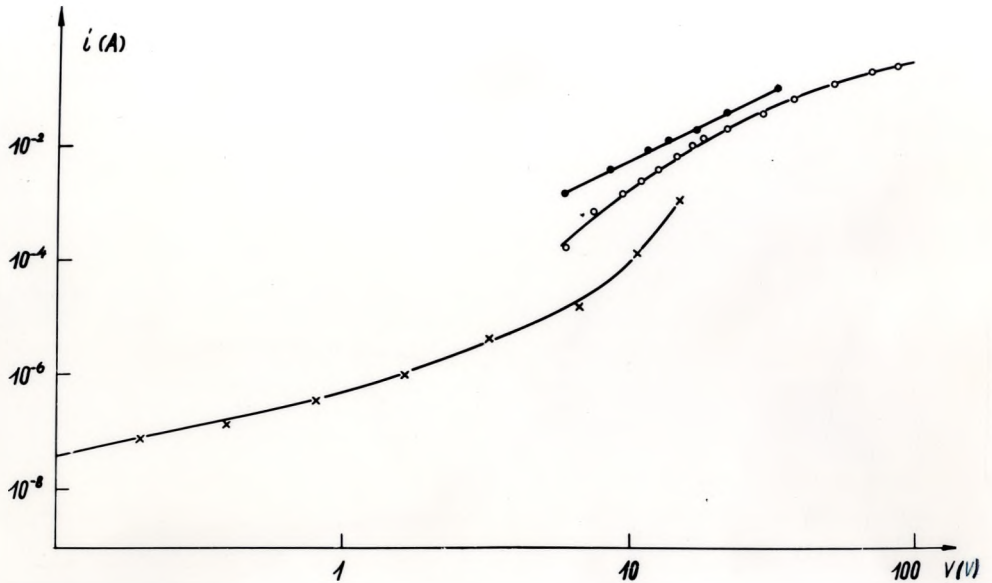
Joon. 26. Kristalli I-37 statsionaarne (— x — x —)
ja impulss (— o — o —) VAK.

kiiremaks ja ei esinenud ülejäänud kristallidele vahetult pärast pinge rakendamist iseloomulikku voolu kiiret langust.

Kristalli I-43 VAK-d tuuakse joonisel 27. Statsionaarselt VAK-lt näeme, et piirkonnas $0,1-1 \text{ V } j \sim V$, ja vahemikus $1-6 \text{ V}$, $j \sim V^2$ ning edasisel pinge suurendamisel toimub voolu järsem suurenemine. Pinge suurendamisel muutus langev üleminekuprotsess kiiremaks. Suurematel pingetel saabus statsionaarne voolu väärtus isegi 10 min. jooksul. Alates pingest $25,6 \text{ V}$ tekkis kiiresti suurenev voolu relaksatsioon. Mootmistulemused olid korduvad ka vastupidise polaarsusega pinge rakendamise korral ja kõrgemate pingete poolt madalamate poole möötmisel. Kui väline pinge võeti vooluringist ära ja kristall lühistati, siis vastuvoolu ei registreeritud.

Impulssmootmistel saadi ajas vähenevad vooluimpulsid, mille relaksatsiooni ajakonstant on $0,5 \mu \text{ sek}$. Kontrollimisel osutus, et need ei ole vooluimpulsid, mis on seotud kristalli geomeetrilise mahtuvuse (C) laadimisega. Viimase korral oleks pidanud impulsi ajakonstant (τ) koormustakistuse (R) vähendamisel vähenema, sest $\tau = RC$. Impulsspinge rakendamise korral kristalli valgustamine ei avaldanud mingisugust mõju.

Joonisel 27 on toodud impulss - VAK nii $3 \mu \text{ sek}$ pikkusega vooluimpulsi algus- kui ka lõpp-punktide järgi. Aluspunktide järgi ehitatud VAK-le vastab maksimaalne vool. Sel korral $j \sim V^{2,2}$, kuna aga impulsside lõpp-punktide järgi ehitatud VAK-l $j \sim V^m$ ($m > 2$) pingete vahemikus $6-25 \text{ V}$ ja $j \sim V^2$ vahemikus $25 - 90 \text{ V}$.



Joon. 27. Kristalli I-43 statsionaarne VAK (—x—x—).
 Vooluimpulsside alguspunktide järgi (—o—o—)
 ja lõpp-punktide järgi ehitatud (—•—•—)
 VAK.

Antud kristallil möödeti impulss - VAK ka temperatuuril 100° C. Saadud VAK langeb kokku toatemperatuuril möödetuga.

Lõpuks puudutame paari sõnaga Ag- ja Au- ning sulatatud kontaktidega kristallide möötisel saadud tulemusi. Ilmnes, et õhukese pealeaurustatud Ag-kihi takistus suurenes pikaajalisel õhu käes hoidmisel. Näiteks ühel kristallil muutus ta 30Ω -st kuni 200Ω -ni. Au-kontaktide omadused aja jooksul küll ei muutunud, kuid nende korral kaasnes voolule väga suur müra. Nii Ag- kui ka Au-kontaktidega varustatud kristallid andsid valdavas enamikus maksimumiga pikaajalise relaksatsioonini.

Suurte müradega aeglaselt muutuva üleminekuvoolu andsid ka vaakuumisulatatud In-kontaktidega kristallid.

IV. DISKUSSIOON

Selles peatükis analüüsime möötmistulemusi ja kõrvutame neid kirjanduses esinevate analoogsete tulemustega ning esitame lõpuks selle põhjal meetodi oomiliste ja tõkestavate kontaktide eristamiseks ruumlaengu poolt piiratud voolu möötmise jaoks valmistatud objektidel.

Kõigepealt peatume kontaktide valmistamise probleemil mööteobjektidele. Käesolevas töös tehti kindlaks, et oomiliste In-kontaktide valmistamisel CdS-monokristallidele on otstarbekohane kristalli pinda eelnevalt töödelda gaaslahenduse negatiivsete osakeste voos, õhurõhul 10^{-1} mmHg.

Kirjanduses esineb erinevaid seisukohti gaaslahenduse mõju kohta CdS-monokristallide pindadele. Arvatakse ühelt poolt /37/, et põhilist mõju avaldab positiivsete ioonidega pommitamine. Teiselt poolt on esitatud tõendusid /29/ vaid negatiivsete osakestega pommitamise kasulikkuse kohta oomiliste kontaktide loomisel.

Antud töös registreeritud voolu relaksatsiooni kõverate analüüsimise tulemusena võib öelda, et gaaslahenduses katoodile paigutatud kristallidel, oli voolu muutus ajas pärast pinget rakendamist In-elektroodidega varustatud kristallidel aeglasem ja neile oli suhteliselt palju

iseloomulik maksimumiga relaksatsioon, kui töötlemata kristallidele. See nagu näidatakse hiljem on iseloomulik tõkestavate kontaktidega kristallile.

Küll aga andis häid tulemusi töö /29/ eeskujul kristallide hoidmine gaaslahenduses katoodist kõige kaugemal olevas negatiivse pimeruumi osas. Sel korral võis märgata kristalli pinna luminesentsi intensiivsuse vähenemist teostatava lahenduse mõjul. Meil õnnestus kindlaks teha ka töödeldud pinna juhtivuse suurenemine, mis kinnitab töö /26/ seisukohta, et gaaslahendusega tekitatakse CdS-kristallis väävli vakantse, mis annavad madala doonornivoo.

Töös /29/ väidetakse, et õlgkollaste CdS-kristallide värvus muutub gaaslahenduses töötlemise tagajärjel pruuniks. Meie võisime jälgida niisugust muutust ainult paaril korral. Seega võib öelda, et värvuse muutust kristallidel ei saa pidada gaaslahenduse mõju absoluutseks näitajaks.

Edasi näitavad läbiviidud mõõtmised, et üliaeglast langevat voolu relaksatsiooni pärast pinge rakendamist kristallile saab tunduvalt kiirendada kuumutamise temperatuuril 100° C kuni voolu statsionaarse väärtuse saabumiseni. Seda illustreerib joonis 23. Meie tulemused ühtivad töödes /23, 24/ saadutega, mis näitab, et CdS-kristalli termodünaamilise tasakaalu viimise vajalikkust pimevoolu mõõtmisel. Seda asjaolu ignoreeritakse väga sageli.

Meie katseandmetest nähtub, et enamusel mõõdetud kristallidest tekkis kindla rakendatud pingega väärtuse korral voolu relaksatsioonil tõus, mis hiljem läks üle languks. Kristallil I-38 tekkis näiteks voolu üleminekukarak-

teristikal tõus 64 V juures. Autorite kollektiiv Zmudski, Kutserov, Šianovski registreeris samuti voolu relaksatsioonil tõusu ja sellele järgnevat langust, kuid neil esines see nähtus piluelektroodidega varustatud CdS-monokristallide korral. Tuletame meelde, et meie kasutasime ainult sandwich-tüüpi elektroode. Maksimumi esinemist põhjendasid nimetatud autorid laengukandjate ümberjaotusega ruumist pinnale, mille üheks kinnituseks nad lugesid atmosfääri mõju mõõtmistele. Meil pindjuhtivuse nii tugevat mõju kui piluelektroodide korral tõenäoliselt olla ei saa, sest sandwich-tüüpi elektroodide korral on tingimused tema domineerimiseks palju halvemad kui piluelektroodide korral.

Märgime siinkohal, et Kutserov jt. ei ole järjekindlad aeglaselt suureneva voolu üleminekukarakteristika interpreteerimisel. Nimelt oma varasemas töös /15/ põhjendavad nad voolu tõusu adsorbeerunud gaasi ioonide triiviga välise välja mõjul katoodi suunas, mis põhjustab lokaalse tugeva välja ja tõukeionisatsiooni tekkimise katoodi lähedal.

Nagu peatükis II märgitud, registreerisid Gersun ja Timan sandwich-tüüpi elektroodidega CdS-kristallides voolu suurenemise ajas alates teatud pingest./12/ Nad oletavad, et tõusu tekitab monopolaarse injektsiooni üleminek topeltinjektsiooniks. Kõige kaalukam argument selle kasuks on luminesentsi registreerimine anoodil suureneva voolu ajal./7/.

Ühes oma töös näitavad samad autorid, et pärast suure pinge rakendamist jääb kristall pikaks ajaks uude olekusse, mis avaldub selles, et madalamate pingete rakendamisel

saadakse kiirem üleminek tõusvale voolu relaksatsioonile võrreldes üleminekuga enne suure pinge rakendamist. Käsitledes seda nähtust kui anoodkontakti kvalitatiivset muutust elektrokeemiliste protsesside toimel pinge rakendamise ajal, toovad Geršun ja Timan üheks argumendiks niisuguse muutuse kasuks, läbi uues olekus kristalli voolava alaldatud vahelduvvoolu ostsillogrammi analüüsimisest tehtava järelduse, et tõkestavaks muutub just anoodkontakt. Jääb arusaamatuks, kuidas vahelduvvoolu ostsillogrammide järgi saab seda kindlaks teha. Pole ka selge, mida nimetatud autorid mõtlevad väitega, et topeltinjektsiooni tekkimiseks hädavajalik tugev väli anoodi lähedal /7/.

Väikeste rakendatud pingete korral Geršun ja Timan said oma objektidel langeva aeglase relaksatsiooni, mis esines ka meil. Nad põhjendavad seda kristalli polariseerumisega, mis on tingitud elektronide haardumisest pindnivoodele. Kui võrrelda kõrgematel pingetel ja madalamatel pingetel saadud möötmistulemustele tõlgendusi, siis näeme, et autoritel ei ole ühtset mudelit, mis seletaks ühe nähtuse üleminekut teiseks. Vaatleme seda lähemalt.

Polarisatsioon saab tekkida ainult mitteoomiliste kontaktide puhul. Kui eeldada, et elektronid haaratakse pindnivoodele, siis ei saa metalli ja kristalli kontakti käsitleda kui vahetut. Neid peab eraldama mingi kolmas materjal. Seega Geršuni ja Timani mööteobjektidel ei tekkinud mitteoomilised kontaktid ainult suurte pingete rakendamisel, vaid olid juba möötmistele alguses.

Kirjanduses on andmeid, et CdS-monokristallide korral registreeritakse ainult kiiret langevat voolu relaksatsiooni, see tõestab oomiliste kontaktide valmistamise võimalikkust, mille puhul kristalli polarisatsiooni ei tohi esineda, kui kristalli sees ei toimu tsentrite ümberjaotumist välise välja mõjul.

Käesolevas töös õnnestus valmistada mööteobjekte, kus polarisatsiooni ei esinenud (näiteks kristall I-44, I-43). Selle rühma kristallide möötmistulemuste analüüsimine näitab, et nende korral

- 1) ei esine depolarisatsioonivoolu,
- 2) valgustamine valge valgusega nende korral ei mõjustanud impulssvoolu väärtust,
- 3) temperatuuril 100 °C möödetud impulssvool ei muutunud, võrreldes toatemperatuuril möödetuga,
- 4) impulssvoltamperkarakteristikat iseloomustab sõltuvus $j \sim V^m$, kus $m \sim 2$.

Kuna eespool loetletud omadused iseloomustavad RPV möötmiseks vajalikku oomilist kontakti, siis me võime väita, et meil õnnestus saada ühele rühmale CdS-monokristallidest oomilisi kontakte. Möödetud VAK-d toetavad seda väidet. Märkisime juba p.4 all impulsskarakteristika ruutsõltuvust pingest. Kui aga vaatleme joonisel 25 ja 27 kristallide I-44 ja I-43 statsionaarseid voltamperkarakteristikaid, siis näeme, et nad on mitu suurusjärku madalamal kui impulss-VAK, mis on paratamatu haardetsentrite olemasolu tõttu reaalses kristallis.

Alaldavate kontaktidega kristallidele võib meie mõõtmiste põhjal lugeda iseloomulikuks järgmisi nähtusi:

- 1) esines depolarisatsiooni vool,
- 2) impulssvool vähenes ajas,
- 3) impulssmõõtmistel tulevad ilmsiks geomeetrilise mahtuvuse laadimisega seotud voolud,
- 4) impulssvoltamperkarakteristikaid iseloomustab sõltuvus $j \sim V^m$, kus $m > 2$.

Peale selle esines näiteks kristalli I-38 VAK-1 hüsterees (joon.24),

Alaldavate kontaktidega kristalli korral kogunevad välise pinge rakendamisel elektronid anoodi lähedale, mis on aga tõkestav. Seega kristall polariseerub. Pinge äravõtmisel ja kristalli lühistamisel toimub elektronide liikumine anoodilt katoodile, mis põhjustabki depolarisatsiooni voolu. Samuti näitab polarisatsiooni esinemist impulssfotovoolu vähenemine ajas, mida aga eelmise rühma kristallidel ei esinenud. Sama paksusega teise rühma kristallidel oli impulsspimevool palju väiksem kui oomiliste kontaktidega objektidel. Samuti olid erinevad impulss-VAK-d. Järelikult impulss- ja impulssfotovoolude käitumiste erinevus lubab määrata RPV mõõtmiseks kasutatavate objektide kontaktide kvaliteeti.

Eelmises peatükis räägitakse, et kristallil I-43 toimus alates $V = 25,6$ V voolu suurenemine ajas. See võib olla seotud kristalli kuumenemisega, mida põhjustab teda läbiv vool. Kui me arvestaksime, et seda kristalli läbiks ühe tunni jooksul vool 10^{-3} A, suureneks kristalli temperatuur

ligikaudu 400°C võrra ümbritseva keskkonnaga soojusvahetuse mitteamistamisel.

Kristallidel I-43 ja I-44 impulssvoolu sõltuvust pingest kajastab seos $j \sim V^m$, kus $m \sim 2$, kuid ideaalsel juhul peaks olema $m = 2$. Arvatavasti põhjustab niisugust kõrvalekaldumist asjaolu, et me ei möötanud algvoolu kasutatava pingeimpulsi löpliku tõusuaaja tõttu, sest kontrollimisel stroboskoopilise ostsillograafiga C1-21 selgus, et impulsi tõusuaeg on $0,1 \mu\text{sek}$.

KOKKUVÖTE

Käesolevas töös konstrueeriti ja valmistati aparatuur CdS-monokristallidele metallkontaktide vaakuumaurustamiseks koos eelneva töötlemisega gaaslahenduses ja seade metallkontaktide vaakuumsoolatamiseks. Samuti konstrueeriti ja valmistati aparatuur ruumlaengu poolt piiratud voolu stationaarseteks möötmisteks ja möötmisteks täisnurksete pingimpulssidega vahemikus 0,5-10 μ sek.

Töös esitatakse meetod, mis lubab eristada oomilisi ja tõkestavaid kontakte RPV möötmisteks valmistatud süsteemidel metall-pooljuht-metall. Näidatakse, et oomiliste kontaktide loomiseks CdS-monokristallidele on tulemusrikkam In-elektroodide kasutamine koos kristalli pinna eelneva töötlemisega gaaslahenduses. Töestatakse, et CdS töötlemisel gaaslahenduses on vajalik objekt paigutada lahenduse negatiivse pimeruumi servale. Selliselt gaaslahenduses töödeldud kristallidel võib märgata pinna luminesentsi intensiivsuse vähenemist ja pindjuhtivuse suurenemist.

Samuti näidatakse, et statsionaarse RPV möötmisel CdS-monokristallides on hädavajalik kristalli viimine termodünaamilisse tasakaalu enne möötmiste algust, mis ühtib Harniku /24/ seisukohaga.

Täna oma juhendajat n.t.t. A.Rosentali väärtusliku
abi eest, mida ta osutas mulle diplomitöö teostamisel ja
vormistamisel. Samuti täna FAI pooljuhtide füüsika sektori
juhatajat J.Kirsi, kes võimaldas mul diplomitöö teostada
tema sektori laboratooriumis.

РЕЗЮМЕ.

Настоящая работа посвящена исследованию тока, ограниченного объемным зарядом /ТООЗ/, в монокристаллах сульфида кадмия.

В работе предлагается метод, позволяющий различать омические и запирающие контакты в системах металл - полупроводник - металл, предназначенных для измерения ТООЗ. Результаты измерения показывают, что для создания омических контактов к монокристаллам *CdS* целесообразно использовать *In* - электроды, причем для обработок поверхности кристаллов следует использовать помещение их на границу второго катодного свечения тлеющего разряда.

Такая обработка увеличивает поверхностную проводимость кристаллов и уменьшает интенсивность поверхностной люминесценции.

Показано также, что при измерении стационарного ТООЗ в монокристаллах *CdS* необходимо приводить образец в термодинамическое равновесие до начала измерения.

K I R J A N D U S .

1. I. L a n g s h u i r, Phys. Rev., 21, 419, 1923.
2. Н. М о т т, Р. Г е р н и, Электронные процессы в ионных кристаллах, М., 1950.
3. R.W. S m i t h, A. R o s e, Phys, rev., 97, 1531, 1955.
4. И.Е. Т а м м, ЖЭТФ, 3, 34, 1933.
5. А. Р о у з, Основы теории фотопроводимости, М., 1966.
6. М.А. Л а ш р е р т, Rep. Progr. Phys., 27, 229, 1964.
7. А.С. Г е р ш у н, В.Л. Т и м а н, ФТТ, 9, 935, 1967.
8. А.С. Г е р ш у н, Л.А. С ы с о е в, В.Л. Т и м а н, ФТТ, 8, 3712, 1966.
9. А.С. Г е р ш у н, В.Л. Т и м а н, ФТП, 2, 488, 1968.
10. А.С. Г е р ш у н, Л.А. С ы с о е в, В.Л. Т и м а н, ФТТ, 8, 1633, 1966.
11. А.С. Г е р ш у н, В.Л. Т и м а н, Докл. АН СССР, сер. мат. физ., 173, 310, 1967.
12. А.С. Г е р ш у н, Л.А. С ы с о е в, В.Л. Т и м а н, ФТТ, 8, 3116, 1966.
13. G.A. M a r l o r, J. W o o d s, Proc. Phys. Soc., 81, 1013, 1963.
14. R.W. S m i t h, Phys. Rev., 105, 900, 1957.
15. И.Я. К у ч е р о в, А.З. Ж м у д с к и й, В.И. Ш и я н о в - с к и й, ФТТ, 4, 1376, 1962.
16. И.Я. К у ч е р о в, В.И. Ш и я н о в с к и й, УФЖ, 12, 2073, 1967.
17. В.К. Д у б о в о й, И.Я. К у ч е р о в, В.И. Ш и я н о в - с к и й, УФЖ, 11, 383, 1966.

18. О.З. Жмудський, М.Я. Кучеров, В.И. Шияновський, УФЖ, 11, 389, 1966.
19. Э.И. Адирович, Л.А. Дубровский, Л.В. Сувадалкина, ФТТ, 7, 943, 1965.
20. К.В. Бёр, Изв. АН СССР, 24, сер. физ., 36, 1960.
21. К.В. Бёр, Изв. АН СССР, 24, сер. физ., 43, 1960.
22. Э.И. Адирович, Изв. АН СССР, 24, сер. физ., 49, 1960.
23. E. H a r n i k, J. Appl. Phys., 36, 3850, 1965.
24. E. H a r n i k, Solid-State El., 8, 931, 1965.
25. K.W. B ö e r, K. L u b i t z, Z. N a t u r f, 17a, 397, 1962.
26. J. F a s s b e n d e r, Z. Phys., 145, 301, 1956.
27. R.W. S m i t h, A. R o s e, Phys. Rev., 92, 857, 1953.
28. W.M. B u t t l e r, W. M u s c h e i d, Ann. Phys., 14, 215, 1954.
29. E. S c h n ü r e r, phys. stat. sol., 3, 1594, 1963.
30. K.W. B ö e r, R.B. H a l l, J. Appl. Phys., 37, 4739, 1966.
31. I.T. S i h v o n e n, D.R. B o y d, J. Appl. Phys., 29, 1143, 1958.
32. W.G. S p i t z e r, C.A. M e a d, J. Appl. Phys., 34, 3061, 1963.
33. A.M. G o o d m a n, J. Appl. Phys., 35, 573, 1964.
34. E. G r a y, Brit. J. Appl. Phys., 14, 374, 1963.
35. Санитарные нормы проектирования промышленных предприятий
СН 245-63, М., Стройиздат, 1963.
36. Elektriseadmete ehituse eeskirjad I, Tln., "Valgus", 1966.
37. G. S c h u b e r t, phys. stat. sol., 12, 137, 1965.

Partus, jūni, 1968. o.

P. Pann