

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Karel Vacek

Barevná centra v alkalických a stříbrných halogenidech

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 2 (1957), No. 1, 59--66

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137155>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1957

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

## BAREVNÁ CENTRA V ALKALICKÝCH A STŘÍBRNÝCH HALOGENIDECH

### I.

#### 1. Fotochemické pochody v alkalických a stříbrných halogenidech.

Fotochemické reakce v pevných látkách jsou nám již většinou známy. I když jejich vznik a existence jsou zcela určeny třemi známými zákony (neuvažujeme-li sekundární reakce) — *Grothusovým-Draperovým*, *Bunsenovým-Roscoeovým* a *Einsteinovým* [1], přesto otevřenou otázkou zůstává ještě stále jejich výklad. Stejně je tomu tak u alkalických a stříbrných halogenidů. Trvalým základem v tomto oboru zůstaly práce *Pohlovy* [2] a jeho školy. V současné době pracuje v tomto oboru řada zahraničních pracovníků a celých škol, a proto dříve, než přistoupíme k diskusi některých experimentálních prací zmíněných pracovníků, shrneme zde úvodem některé obecně platné a známé věci [3].

Je známo, že jen takové záření může fotochemicky působit, které je absorbováno pevnou látkou. Absorpce světelné energie vede k uvolnění elektronů a jejich eventuálnímu zachycení na poruchách, a v případě, že jde o absorpci v základní mřížce, týká se to i děr. Tyto elektrony nevstupují při fotochemických procesech v plynech a kapalinách a jsou specifickou vlastností fotochemických pochodů v pevných látkách. Obecně tedy hovoříme o fotochemickém procesu jen tehdy, když tyto elektrony a díry jsou zachyceny jinými mřížkovými vazbami (poruchami) a nerekombinují mezi sebou. Tyto poruchy se mohou vytvářet jen na určitých místech mřížce, která existovala již předem, nebo která vznikla během osvětlení. Primární, vyložené optický proces, je tudíž podmíněn elektrony. V některých případech je zakončen iontovým pochodem. Závěrem lze tedy říci, že vznik fotochemické citlivosti je spojen s přítomností určitých poruch ideální krystalové mřížce. Hlavní těžkosti všech fotochemických experimentálních prací je identifikace těchto poruch.

Výzkum latentního obrazu ve stříbrných halogenidech šel až do poslední doby souběžně s výzkumem latentního obrazu v alkalických halogenidech a často, hlavně v počátečním období, byl výzkum latentního obrazu v alkalických halogenidech základem, z něhož se vycházelo a ještě mnohdy i vychází při studiu absorpčních spekter stříbrných halogenidů. Proto myslíme, že je zde třeba ve zkratce načrtnout současný stav výzkumu absorpčních spekter alkalických halogenidů. Všechny druhy ionisujícího záření vyvolávají v krystalech alkalických halogenidů optické absorpční pásy na dlouhovlnné straně hrany základní absorpce. Obsáhlý přehled tvorby a vlastností těchto pásů při změně teploty a optické excitace podal *Seitz* [4,5]. Jeho vysvětlení vzniku různých optických absorpčních pásů, vyvolávaných zahřátím v atmosféře par alkalického kovu, ionizačním zářením (paprsky X, elektrony, neutrony), elektrolysou a jinými metodami v alkalických halogenidech bylo založeno na předpokladu agregace vakancí (pozitivních a negativních), které jsou přítomny v halogenidových krystalech. Některé z nich se nacházejí v krystalu z počátku jako mřížkové poruchy a další vakance vznikají podle *Seitze* během ozáření „vypařením“ do krystalů z „přeskoků“ (*jogs*) na dislokacích. Energie, potřebná k uvolnění vakancí z přeskoků získá se podle autora interakcí excitonů s dislokacemi. V *tab. 1.* jsou shrnuty některé typy těchto center [2, 5, 6, 7].

Tabulka 1.

| Název centra či pásu | Uvažovaný původ  |
|----------------------|--|
| $F$                  | Přebytečný elektron v blízkosti aniontové vakance  |
| $F'$                 | 2 elektrony v blízkosti aniontové vakance  |
| $F_2(R_2)$           | Pár vázaných $F$ center  |
| $F_2^+(R_1)$         | Přebytečný elektron v blízkosti dvou aniontových vakancí   |
| $M$                  | $F$ centrum spojené s párem vakancí (aniontovou a kationtovou)                                   |
| $N$                  | Přebytečný elektron v blízkosti páru vakancí (kationtové a aniontové)                            |
| $\alpha$             | Excitovaný elektron aniontu v sousedství aniontové vakance                                       |
| $\beta$              | Excitovaný elektron aniontu v sousedství $F$ centra  |
| $V_1$                | Elektronová díra v blízkosti kationtové vakance  |
| $V_2$                | Elektronová díra v blízkosti 2 kationtových vakancí  |
| $V_3$                | 2 elektronové díry v blízkosti 2 kationtových vakancí  |
| $V_4$                | Elektronová díra v blízkosti kationtové vakance spojené s párem vakancí (kationtové a aniontové) |
| $H$                  | Elektronová díra v blízkosti páru vakancí (kationtové a aniontové)                               |
| $U$                  | Přidaný $H^-$ (vodíkový ion) v negativní vakanci (aniontové)                                     |
| $Z$ centra           | Vázané elektrony na vícemocných nečistotách  |

Absorpce záření v prvním ultrafialovém pásu alkalických halogenidů vede jen k přechodu elektronů z valenční slupky do vzbuzeného stavu. Měření provedená *Martienssenem* ukázala [6], že během ozařování alkalických halogenidů roentgenovým zářením vytvářejí se zprvu pásy  $\alpha$  a teprve potom barevná centra. Při vyhodnocování absorpčních křivek zjistil *Pick* [7], že plochy pod  $V$  a  $F$  pásy jsou stejné, to znamená, že i počet  $V$  center v prvním přiblížení se musí rovnat počtu  $F$  center. Těsná souvislost mezi absorpčními křivkami obou center se zvláště jasně projevila i tím, že závislost  $\nu_{\max} \cdot d^2 = \text{konst}$ , kde  $\nu_{\max}$  je frekvence v máximu pásu,  $d$  mřížková konstanta, poměrně dobře souhlasí jak pro  $V$  centra, tak i pro  $F$  centra.

S jiného stanoviska vyšel *Varley* [8], který na rozdíl od *Seitze* předpokládá, že převedení iontů z uzlu mřížky do intersticiální polohy může nastat i při dopadnutí ionisujícího záření na ion mřížky. Domnívá se, že při bombardování iontového krystalu urychlenými nabitými částicemi nastává několikanásobná ionisace iontů v krystalu. Násobná ionisace proběhne hlavně u aniontu a zanechá tento iont pozitivně nabitý v mřížkovém uzlu, kde se normálně z důvodu stability mřížky nacházel se záporným nábojem. Interakcí s coulombovským polem, vyvolaným v tomto místě všemi ostatními sousedními ionty a s tepelnými kmity mřížky, je několikanásobně ionisovaný anion buď vypuzen z normální mřížkové polohy, nebo sám před zpětnou rekombinací s odtrženými elektrony vypudí pozitivně nabitý iont kovu do intersticiální polohy. Z tohoto předpokladu vzniku vakancí krystalu odvozuje autor i své modely center. Některé z nich uvádíme v *tab. 2*:

Tabulka 2.

| Název centra | Uvažovaný původ  |
|--------------|--|
| $F$          | Zachycený elektron u atomu alkalického kovu v aniontové vakanci              |
| $K$          | Atom alkalického kovu v aniontové vakanci                                    |
| $V_1$        | Intersticiální halogenový atom   |
| $V_2$        | Elektronová díra u halogenového atomu, nacházejícího se v kationtové vakanci |
| $V_3$        | Halogenový atom, nacházející se v kationtové vakanci                         |
| $V_4$        | Intersticiální kovový ion  |
| $H$          | Elektronová díra v sousedství intersticiálního halogenového atomu            |

$\alpha$ ,  $\beta$ ,  $R_1$ ,  $M$  a  $N$  centra stejná jako u Seitze.

Souhrnně lze říci, že většina uvedených modelových představ center má dosti spekulativní charakter a není doposud jednoznačně experimentálně podložena. Jejich vyjmenováním jsme chtěli poukázat na rozsáhlost a skutečnou složitost absorpčních spekter alkalických halogenidů a tím i na možnost aplikace těchto názorů na absorpční spektra stříbrných halogenidů. Ačkoli historický vývoj studia optických vlastností krystalů stříbrných halogenidů šel již dříve uvedenou cestou symbiosy s výzkumem optických vlastností alkalických halogenidů, je třeba závěrem této kapitoly poukázat na to, že v podstatě tento způsob má své hranice a je třeba vždy velmi kriticky aplikovat experimentální výsledky a z nich odvozené názory na problematiku stříbrných halogenidů. Potvrdí to pohled na vazbové síly mřížky u obou druhů krystalů. Zatím co alkalické halogenidy mají čistě coulombickou mřížkovou vazbu, projevuje se u stříbrných halogenidů, podobně jako u halogenidů mědi, přechod od heteropolární vazby k vazbě homeopolární. Vlastní absorpce silně heteropolárních krystalů leží daleko v krátkovlnné oblasti, většinou v Schumannově oboru, má výraznou strukturu absorpce, sestávající z pásů, které jsou hlavně v oboru nízkých teplot velmi úzké. Hrana vlastní absorpce je velmi příkrá a posunuje se velmi s teplotou. Naproti tomu vlastní absorpce u homeopolárních krystalů leží převážně, na rozdíl od heteropolárních krystalů, u delších vlnových délek, nemá výraznou strukturu, hrana absorpce probíhá velmi pozvolna a teplotní závislost absorpce je bezvýznamná. Základ tohoto rozdílu spočívá hlavně v tom, že dalekosahající coulombovské síly heteropolární vazby vyvíjejí silnější vliv na pravidelnou mřížkovou strukturu, než na malou vzdálenost působící výměnné síly u heteropolární vazby. To znamená, že homeopolární vazbou vytvořený krystal umožňuje větší pohyblivost poruchám, než heteropolární vazbou tvořené krystaly. Tím pohyblivost elektronů a děr je při homeopolární vazbě o několik desetin procenta větší, než u čistě heteropolární vazby. Shrme-li uvedené [3, 6], můžeme říci, že pro vznik fotochemické citlivosti v alkalických a stříbrných halogenidech jsou určující tyto faktory:

- a) pro opticky uvolněné elektrony a díry musí vzniknout či být do mřížky vestavěny určití „lapači“.
- b) Těmito lapači jsou mřížkové poruchy v nejširším slova smyslu.
- c) Vnější vliv na tyto poruchy je u krystalů s homeopolární vazbou větší než u čistě heteropolárních krystalů.

## 2. Fysikální základy vzniku latentního obrazu

Výsledky studia fyzikálních a chemických vlastností iontových krystalů, jejichž začátek můžeme položit do roku 1920, nedají se jinak interpretovat, jak již bylo řečeno, než pomocí mřížkových poruch. Jsou to právě tyto poruchy, které podmiňují většinu nejdůležitějších vlastností krystalů: elektrolytické a fotolytické vlastnosti izolátorů, elektronovou vodivost polovodičů i kovů a solí s velmi kompaktní mřížkou. Tyto poruchy lze rozdělit do 7 hlavních skupin [9]:

- (1) fonony,
- (2) elektrony a díry,
- (3) excitony,
- (4) vakantní uzly a intersticiální ionty,
- (5) cizí atomy či ionty v uzlových bodech a v intersticiálních polohách,
- (6) dislokace,
- (7) poruchy, podmíněné existencí povrchu pevné látky.

Dvě nebo více poruch, patřících do téže skupiny nebo skupin různých se mohou spojit a vytvořit novou poruchu. Toto vzájemné prolínání poruch je právě tak důležité jako jejich individuální chování.

Hlubší prostudování všech sedmi skupin poruch musí vést k názoru, že všechny jmenované poruchy se nepodílejí stejnou měrou na vzniku barevných center ve stříbrných a alkalických halogenidech. Zatím co pro podstatu a vznik center jsou rozhodující především poruchy skupin (4), (5), (6), (7), uplatňují se poruchy skupin (1), (2) a (3) teprve až po předchozí absorpci záření.

Podrobný rozbor a popis citovaných poruch je obsažen v celé řadě prací zahraničních a domácích, na př. [6], [10], [11], [12], a nemělo by smyslu se jimi podrobněji zabývat. Protože obsah tohoto referátu je zaměřen hlavně k podstatě a vzniku latentního obrazu, respektive barevných center v krystalech alkalických a stříbrných halogenidů, bude třeba se krátce zastavit nyní u těch fyzikálních projevů poruch skupin (4), (5), (6), (7), kterými ovlivňují jejich vznik. Od uveřejnění Gurneyovy-Mottovy teorie je vcelku známé, že „matečnou látkou“, z níž se vytváří latentní obraz, jsou poruchy (4), v případě alkalických halogenidů t. zv. poruchy typu Schottky (aniontové a kationtové vakance), v případě stříbrných halogenidů t. zv. poruchy typu Frenkela (intersticiální ionty stříbra a po nich uvolněné uzlové body). To také potvrdila měření a výpočty mnoha autorů [13], [14], [15], [16], [17]. Souhrnně lze říci, že

1. poruchy tohoto typu mohou fungovat jako zárodky latentního obrazu,
2. vznik zárodků z těchto poruch bude silně závislý na teplotě,
3. po absorpci světelné energie probíhá růst center prostřednictvím těchto poruch.

O poruchách páté skupiny je již dávno známo, že mají důležitou úlohu při vzniku barevných center. Rozhodujícími faktory, které předurčují vliv nečistoty v krystalové mřížce, jsou

1. objem atomů či iontů nečistoty, který omezuje možnost atomů nečistoty zabudovat se do intersticiální či mřížkové polohy krystalů a zároveň vyvolává uvnitř mřížky místní její deformaci,
2. náboj iontů nečistoty, který podstatně ovlivňuje při nestejně valenci se stavebními ionty mřížky množství kationtových a aniontových vakancí.

Pokud jde o šestou skupinu poruch, vyvolaných plastickou deformací krystalů, nebylo do nedávna pro přímou existenci těchto poruch v krystalech alkalických a stříbrných halogenidů přímých experimentálních dokladů, a proto jejich význam pro tvorbu barevných center se zdál silně spekulativní. V poslední době se však objevila řada prací, které jejich skutečnou existenci v krystalech zmíněných halogenidů potvrdily [18], [19], [20], [21], [22], [23]. Shrňme-li hlavní jejich projevy, jimiž ovlivňují vznik barevných center, můžeme říci, že

1. kolem dislokačních linií nastává agregace ostatních poruch, na př. intersticiálních iontů, nečistot a pod. [24], které vytvářejí jakousi atmosféru kolem dislokace,
2. protože dislokace mohou nést náboj ( $jogs$ ) +  $e/2$  a  $-e/2$ , mohou vázat elektricky nabitě mřížkové poruchy,
3. tím, že dislokace procházejí celým krystalem a vždy končí na povrchu, mohou při svém pohybu zprostředkovat podél své osy pohyb iontů či nečistot k barevným centrům [24], [25].

Nakonec bychom se zastavili u sedmé skupiny poruch, které svou povahou nepatří již ani tak do skupiny primárních poruch — u poruch vyvolaných povrchem látky, jejichž teorii vypracoval Tamm [27]. Podle Tamma vede povrchová ohraničenost krystalu k narušení periodicity mřížky, periodicity pole mřížky a tím i k výskytu zvláštních elektronových stavů. Podle této teorie tedy musí existovat v krystalu zároveň s trojrozměrným energetickým systémem elektronových stavů i povrchový energetický systém s vlastními zónami a lokálními úrovněmi, při čemž oba systémy budou spolu navzájem spojeny vzájemnými přechody. Pro vznik barevných center budou nás zajímat hlavně dvě vlastnosti těchto povrchových lokálních stavů. Naadsorbované molekuly

(plyn, jiné látky) zmenší stupeň jejich zaplnění elektrony, čímž se zmenší i počet jim odpovídajících děr a tím se zvětší koncentrace elektronů uvnitř krystalu. To se pak projevuje zvětšenou vodivostí a zmenšenou výstupní prací. Vedle toho mohou tyto naadsorbované látky zpětně vyvolat i přídatné povrchové lokální hladiny, které fungují jako „pastě“ na elektrony, což musí vést ke změně elektrických vlastností krystalu.

## II.

### Experimentální metody studia latentního obrazu ve stříbrných a alkalických halogenidech

Experimentální studium latentního obrazu ve stříbrných a alkalických halogenidech zahrnuje dnes prakticky většinu moderních experimentálních metod, používaných u iontových krystalů, resp. polovodičů. Z nich se budeme zabývat jen hlavními fyzikálními metodami.

Používané fyzikální metody lze zhruba rozdělit do několika souborů:

- A) Způsob přípravy vzorků.
- B) Fotoelektrické metody.
- C) Optické metody.
- D) Elektrické metody.
- E) Ostatní metody.

V dalším bychom probrali stručně podstatu zmíněných metod a jejich další rozdělení. Tento přehled doložíme některými pracemi, které byly na stříbrných a alkalických halogenidech těmito metodami provedeny.

#### A

Všech shora uvedených experimentálních metod se používá na vzorcích stříbrných a alkalických halogenidů; dosažené výsledky jsou zcela závislé na vlastnostech a stavu těchto vzorků, čili na jejich biografii. Je si třeba uvědomit, že právě tato biografie studovaných vzorků často rozhoduje o kvalitě výsledků a že zahrnuje celou řadu faktorů. Na hlavní faktory bychom chtěli poukázat. Jsou to hlavně tyto: způsob přípravy vzorků, čistota vzorků, způsob temperace vzorků, mechanické vlastnosti vzorků, způsob barvení či ozařování vzorků.

Na většinu těchto faktorů upozorníme v dalším. Mnoho prací bylo věnováno tomu, že zvolenou metodou byl právě studován vliv těchto faktorů, zejména vliv čistoty, temperace a mechanických vlastností vzorků. Zvláště na poslední jmenovaný faktor, na vliv mechanických vlastností vzorků, je třeba zvláště upozornit, protože většina prací, provedených v tomto oboru do r. 1945, tyto vlastnosti zcela opomíjela. A přece výsledky ukazují, že značně ovlivňují jak iontovou vodivost (práce Gyulaie [29]), tak absorpci (práce Uety a Känziga [30]), tak luminiscenci (práce Brauna [31]) i ostatní vlastnosti krystalů.

#### B

Tato skupina metod studia fotoelektrické vodivosti a jevů s tím souvisejících se v posledních letech u alkalických a stříbrných halogenidů velmi rozrostla. Z nich vybrali jsme ty nejznámější:

1. měření fotovodivosti,
2. měření fotoemise,
3. kondensátorová metoda,
4. vliv ionisujícího záření.

1. Vnitřní fotoefekt v solích stříbrných halogenidů byl studován v řadě prací, počínaje Kirillovem [32] a Pohlem [33]. Z novějších prací, zabývajících se studiem kinetiky fotovodivosti zmíníme se o třech: Je to předně metoda Žuze a Ryvkina [34], kteří pomocí uvedené aparatury měřili stacionární fotovodivost na kuprozu. Dále je to zařízení Laškareva [35], který jím studoval kinetiku fotovodivosti u PbS. K zobrazení používal oscilografu, k buzení periodicky se opakujících světelných impulsů. Zařízením byl Laškarev schopen registrovat děje od  $10^{-4}$  až  $10^{-1}$  sek (obr. 1). Konečně je to metoda  $\tau$ -metru, propracovaná Tolstojem a Feofilovem [36], jejíž schema vidíme na obraze 2. S upraveným zařízením (levá větev) se dá touto aparaturou studovat i zhášení luminescence. Uvedená zapojení umožňují jednak detailní studium narůstání a poklesu fotovodivosti, jednak ve spojení se změnou teploty vzorku i rozlišení primárního fotoproudu od sekundárního.

Studované látky mohou být podle této metody rozděleny do dvou skupin:

1. Exponenciální fotoodpory,
2. hyperbolické fotoodpory.

K první skupině patří ty látky, u nichž relaxace fotovodivosti probíhá podle exponenciely

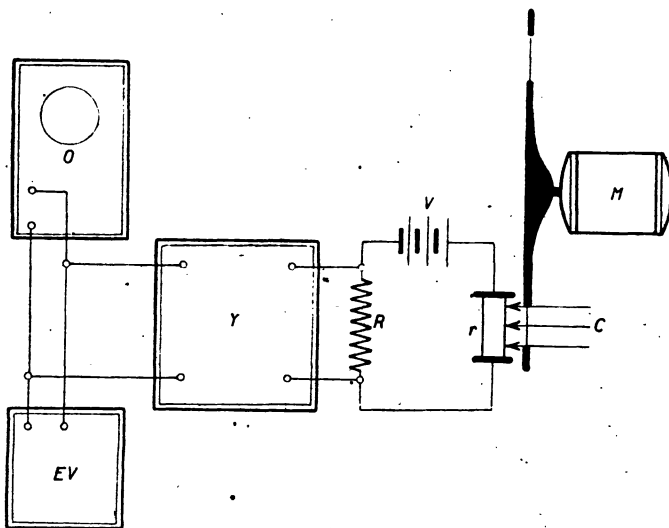
$$\Delta \sigma \sim E e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{klesání}), \quad (1)$$

$$\Delta \sigma \sim E (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (\text{narůstání}), \quad (2)$$

kde  $E$  je osvětlení,  $t$  doba osvětlení a  $\tau$  relaxační doba. Přitom stacionární fotovodivost  $\Delta \sigma_0$  je úměrná osvětlení  $E$ , zatím co  $\tau$  nezávisí na  $E$ .

Ve druhé skupině jsou ty látky, u nichž pokles fotovodivosti probíhá podle hyperbolického zákona

$$\Delta \sigma \sim \frac{\sqrt{E}}{(1 + at)^a} \quad (3)$$



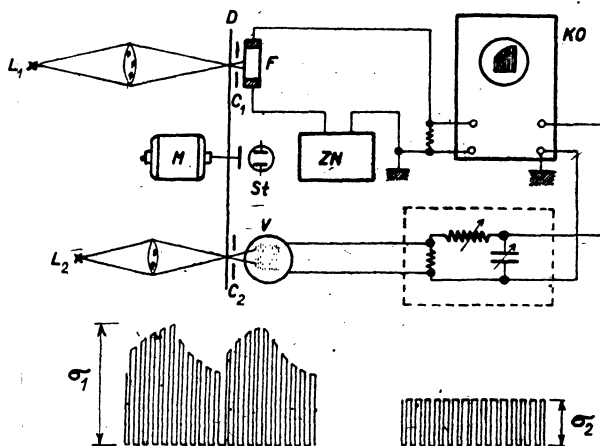
Obr. 1.

$r$  — vzorek,  $R$  — odpor,  $V$  — baterie,  $O$  — oscilograf,  $EV$  — elektronkový voltmetr,  $Y$  — zesilovač,  $M$  — motor,  $C$  — světlo.

a narůstání fotovodivosti obyčejně exponenciálně

$$\Delta \sigma \sim \sqrt{E} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (4)$$

Při tom  $\Delta \sigma_0 \sim \sqrt{E}$  a  $\frac{1}{\tau}$  v (4) závisí na  $E$  vztahem  $\frac{1}{\tau} \sim \sqrt{E}$ .



Obr. 2.

$L_1, L_2$  — světelné zdroje,  $C_1, C_2$  — clony,  $M$  — motor,  $D$  — rotující disk,  $V$  — vzorek,  $St$  — stroboskop,  $F$  — fotonásobič,  $ZN$  — zdroj napětí,  $KO$  — oscilograf.

Veličina  $a$  je rovněž úměrná  $\sqrt{E}$ . Podle toho tedy stacionární a relaxační zákony fotoodporů první skupiny mohou být vyjádřeny funkcí

$$\Delta \sigma = E \varphi(t) \quad (5)$$

a stacionární a relaxační zákony fotoodporů druhé skupiny — funkcí

$$\Delta \sigma = \sqrt{E} f(t \sqrt{E}). \quad (6)$$

Relaxační zákony fosforescence spočívají podobně potom v tom, že zhášení luminiscence se řídí zákonem

$$I \sim \frac{E}{(1 + bt)^\beta}, \quad (7)$$

kde  $I$  je okamžitá intenzita záření a  $b$  závisí na osvětlení:  $b \sim \sqrt{E}$ . Hodnoty  $\alpha$  a  $\beta$  v (3) a (7) v jednoduchých případech nezávisí na osvětlení:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial E} = 0, \quad \frac{\partial \beta}{\partial E} = 0. \quad (8)$$

Závislosti (7) a (3) získali Tolstoj a Feofilov pro rozmezí času  $0-10^{-3}$  sek, při čemž v intervalu  $0-10^{-4}$  sek byly pozorovány odchylky. Při srovnávání relaxace fotovodivosti a fosforescence je třeba si uvědomit, že veličina  $\Delta \sigma$  je úměrná počtu vzbuzených elektronů  $n$ , a veličina  $I$  je úměrná rychlosti úbytku vzbuzených elektronů  $dn/dt$ . Proto je třeba srovnávat vzájemně veličiny  $\Delta \sigma(t)$  a  $L(t)$ , kde



$$L(t) = \int_t^{\infty} I(t) dt = - \int_t^{\infty} \frac{dn(t)}{dt} dt = n(t) \quad (9)$$

a značí okamžitou hodnotu celkové intenzity luminiscenčního záření. Při integraci (7) a za předpokladu, že  $\alpha > 1$ , dostaneme

$$L(t) \sim \int_t^{\infty} \frac{E dt}{(1+bt)^\beta} = \frac{E}{b \cdot (\beta-1)} \cdot \frac{1}{(1+bt)^{\beta-1}}, \quad (10)$$

nebo, vzhledem k (8)

$$L(t) \sim \frac{\sqrt{E}}{(1+bt)^{\beta-1}}. \quad (11)$$

Výraz (11) je strukturně shodný s (3), t. zn., že zákonitost zhášení luminiscence souhlasí se zákonitostí klesání fotovodivosti. Výraz (4) použitím vztahu  $\Delta\sigma_0 \sim \sqrt{E}$  lze napsat ve tvaru

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (12)$$

Logaritmováním a jednoduchou úpravou dostaneme vztah

$$\lg \left( 1 - \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_0} \right) = \frac{t}{\tau(t)}. \quad (13)$$

Grafem závislosti  $\lg \left( 1 - \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_0} \right)$  na  $t$  je přímka, která v bodě  $\lg \left( 1 - \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_0} \right) = 0$  protne vodorovnou osu. Tangenta úhlu sklonu této přímky se rovná  $-0,434 \tau^{-1}$ , odkud se i stanoví hodnota  $\tau$ .

Pro krystalickou vrstvu AgBr dostal Mejklar [43] tři hodnoty:  $3 \cdot 10^{-3}$  sek,  $7,4 \cdot 10^{-2}$  sek a  $1,8 \cdot 10^{-2}$  sek. Pokles fotovodivosti lze vyjádřit použitím (3) a  $\Delta\sigma_0 \sim \sqrt{E}$  vztahem

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 (1 + at)^{-\alpha}.$$

Logaritmováním dostaneme

$$\lg \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_0} = -\alpha \lg(1 + at). \quad (14)$$

Derivováním (14) dostaneme

$$-\frac{d(\lg \Delta\sigma)}{dt} = \frac{\alpha a}{1 + at}. \quad (15)$$

Další úpravou získáme

$$Q = \frac{\Delta\sigma}{\frac{d\Delta\sigma}{dt}} = - \frac{dt}{d(\lg \Delta\sigma)} = \frac{1}{\alpha} t + \frac{1}{\alpha a}. \quad (16)$$

Zobrazíme-li závislost  $Q = \frac{\Delta\sigma}{\frac{d\Delta\sigma}{dt}}$  na  $t$  graficky, dostaneme přímku, jejíž tangenta

se rovná  $\frac{1}{\alpha}$ . Pro krystalickou vrstvu AgCl získal Mejklar [37] hodnoty  $\alpha = 0,48$  a  $a = 2,31 \cdot 10^3$ . (Pokračování)