

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Karel Huml

Použití polovodičových fotoodporů k detekci ionisujícího záření

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 5 (1960), No. 3, 275--287

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/136997>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1960

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>

- [28] Roka E. G., Zs. Naturforsch. 5 A, 517, 1950.  
 [29] Forbush S. E., J. Geoph. Res. 59, 525, 1954.  
 [30] Trumpy B., Physica 19, 645, 1953.  
 [31] Chapman S., Bartelo J., *Geomagnetism*, Oxford 1940.  
 [32] Morrison P., Phys. Rev. 101, 1397, 1956.  
 [33] Lange J., Forbush S. E., Terr. Magn. 47, 251, 1942.  
 [34] Duperier A., Proc. Phys. Soc. 57, 468, 1945.  
 [35] Ehmert A., Zs. Naturforsch. 3 A, 264, 1948.  
 [36] Clay J., Proc. K. Ned. Acad. Wet. 52, 906, 1949.  
 [37] Berry E. B., Hess V. H., Terr. Magn. 47, 251, 1942.  
 [38] Ellison M., Nature 158, 450, 1946.  
 [39] Forbush S. E., Phys. Rev. 70, 771, 1946.  
 [40] Ellison M. A., Conway M., Observatory 70, 77, 1950.  
 [41] Forbush S. E., Stinkskomb. T. B., Shein M., Phys. Rev. 79, 501, 1950.  
 [42] Rose D. S., Phys. Rev. 78, 181, 1950.  
 [43] Dieminger et al., J. Atm. Terr. Phys. 1, 37, 1950.  
 [44] Adams N., Phil. Mag. 41, 503, 1950.  
 [45] Adams N., Braddick H. J. J., Phil. Mag. 41, 505, 1950.  
 [46] Gold T., Elliot H., *The solar cosmic ray outburst*, 1956, February 23 (collection of cosmic ray, solar, ionospheric and magnetic data relating to the event., Royal Greenwich, Observatory, 1956).  
 [47] Parker E. N., Phys. Rev. 110, 1445, 1958.

## POUŽITÍ POLOVODIČOVÝCH FOTOODPORŮ K DETEKCI IONISUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

KAREL HUML

*Katedra fyziky pevných látek Mat.-fys. fak. KU*

*Je zhruba popsán mechanismus fotovodivosti způsobené světlem, ionisujícím zářením X a gama a částicemi alfa, beta, deuterony, protony, a neutrony u polovodičů typu CdS. Jsou uvedeny některé aplikace v medicíně, v rentgenoskopii a technické dosimetrii.*

### 1. Úvod

V současné době je stále více zapotřebí jednoduchých a levných přístrojů k měření ionisujícího záření. Vedle běžných dosimetrů, jako jsou ionizační komora, GM počítač, proporcionální počítač a scintilační počítač, je možno využít i polovodičů, které jsou citlivé na dopadající záření. Ukazuje se, že většina polovodičových látek vlivem záření mění svůj elektrický odpor.

Fotovodivost, způsobená světlem, byla pozorována již asi před sto lety při osvětlení selenu viditelným světlem. Jedním z prvních pracovníků v tomto oboru byl W. Smith [1]. Později bylo zjištěno podobné chování i u jiných polovodičových materiálů. Tak na příklad Gudden a Pohl [2] roku 1920 měřili fotovodivost u ZnS, CdS a HgS v oblasti vlnových délek 7.000 až 2.500 Å.

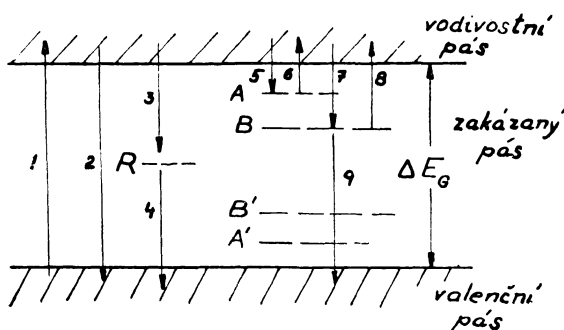
Vedle fotovodivosti vzbuzené světlem byla pozorována i fotovodivost vzniklá ozářením polovodičů částicemi alfa a beta a paprsky X a gama. Giltay a Haga [3] roku 1896 zjistili, že zvýšení vodivosti selenu může být způsobeno absorpcí paprsků X. Podobné výsledky zjistil Himstedt [4] při použití radia. Ukázalo se, že i malé intensity radioaktivního záření mohou způsobit pozorovatelnou změnu odporu polovodiče. Möglic a Rompe [5] vysvětlují tento

jev pro částice alfa vznikem lavinové ionisace atomů polovodiče při absorpci. S rozvojem výzkumu v oblasti nukleární fyziky se objevila řada prací [6], [7], ukazujících možnost užití polovodičů v dosimetrii.

Tento článek má za úkol krátce ukázat na přednosti i dosavadní nevýhody aplikace polovodičů v tomto oboru. Vzhledem k rozsáhlosti problematiky, zaměříme se hlavně na polovodiče typu CdS, které jsou v posledních letech v dosimetrii nejčastěji užívány.

## 2. Základní vlastnosti fotovodivosti

Zvýšení vodivosti polovodiče ozářením je způsobeno generací volných nositelů proudu. Uvažujme nejjednodušší případ, kdy absorbovaný foton nebo částice vyrazí elektron z valenčního pásu do pásu vodivostního (obr. 1, proces 1). K tomu je zapotřebí nejméně energie



Obr. 1.

mu je zapotřebí nejméně energie  $\Delta E_b$ , která se rovná šířce zakázaného pásu. Ve vodivostním pásu může být elektron urychlen přiloženým elektrickým polem a způsobit tak přenos elektrického náboje. V některých polovodičích, jako je na příklad germanium nebo křemík, je volně pohyblivá i díra ve valenčním pásu. Můžeme se proto na ni dívat jako na částici s kladným nábojem, která rovněž přispívá k zvýšení vodivosti.

Počet generovaných párů elektron-díra  $g$  je úměrný počtu absorbovaných fotonů nebo částic  $N$ . Lze proto napsat

$$(1) \quad g = \eta N,$$

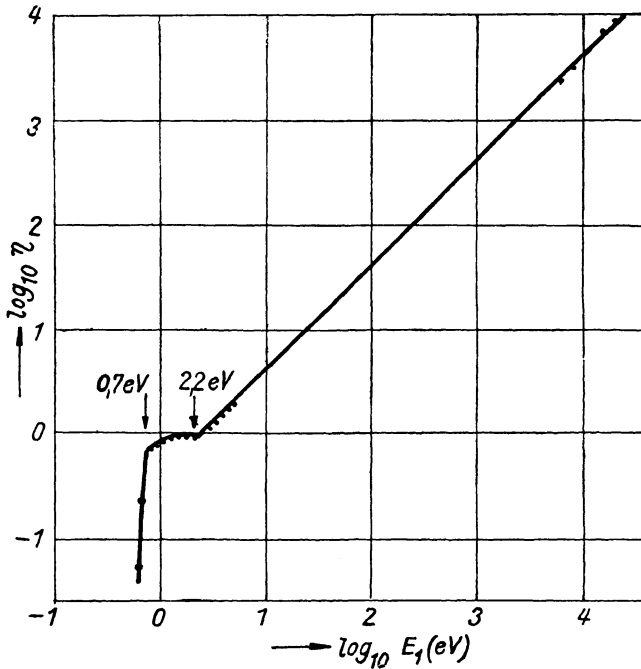
kde veličiny  $g$  a  $N$  jsou vztaženy na jednotku času a objemu. Konstanta  $\eta$  se nazývá kvantovou účinností vnitřního fotoelektrického jevu. Udává, kolik párů generuje jeden absorbovaný foton nebo částice v daném polovodiči. Tato účinnost je funkcí materiálu polovodiče a energie absorbovaného fotonu nebo částice. Měření  $\eta$  se u nás zabývali zejména Tauc, Drahoukoupil, Malkovská a Koc [8], [9], [10]. Na obr. 2 je průběh  $\eta$  v Ge jako funkce energie dopadajícího fotonu podle Tauc [10].

Z obrázku vyplývá, že bezprostředně u absorpční hrany 0,70 eV je kvantová účinnost  $\eta$  přibližně rovna jedné. Tuto hodnotu má i pro fotony větší energie až do energie  $E'_g = 2,2$  eV, kdy nastává na křivce zlom. Od hodnoty 2,2 eV k vyšším energiím je kvantová účinnost úměrná energii fotonu. V tomto oboru energií je zapotřebí na vznik jednoho páru elektron-díra energie  $\varepsilon = 2,5$  eV. To platí až do vysokých hodnot energií fotonu, takže počet generovaných párů je úměrný energii záření dopadající na povrch fotoodporu.

Určením energie nutné k vytvoření jednoho páru nositelů v Ge se zabývala řada autorů. Tak například McKay [11] bombardoval germanium částicemi alfa o energii 5,3 MeV. Z jeho měření vyplývá, že energie  $\varepsilon = 3 \pm 0,4$  eV.

Podobně při zkoumání elektronvoltaického jevu na přechodu  $p-n$  v germaniu vlivem ozáření paprsky beta, zjistil Huml [12] řádovou shodu s udávanou hodnotou pro  $\varepsilon$ .

Souhrnem lze říci, že na absorpční hraně energie fotonu nebo částice  $E_f = \Delta E_C$  stačí právě k uvolnění jednoho páru elektron-díra. Je-li energie fotonu nebo částice v oblasti  $\Delta E_C < E_f < E'_f$ , je uvolněn opět jeden pár. Rozdíl mezi energií  $E_f - \Delta E_C$  se projeví jako kinetická energie volných nositelů náboje, kterou brzy ztratí interakcí s mříží. Jestliže je  $E_f \geq E'_f$ , pak se pravděpodob-



Obr. 2.

nost interakce s mřížovými kmity stane menší, než pravděpodobnost ionisace atomu polovodiče, při níž vzniká další volný pár elektron-díra. Při interakci polovodiče s částicemi o velké energii si představujeme vznik volných nositelů proudu postupnou ionisací. Nejprve vznikne rychlý elektron, který ionisuje další atomy. Tím si vysvětlujeme proč  $\varepsilon$  vychází téměř stejně pro všechny druhy použitého záření. V oblasti vysokých energií lze předpokládat, že ztráta energie elektronu vzniklá interakcí s krystalovou mříží je velmi malá, protože je zde značný rozdíl mezi hmotou atomového jádra a hmotou elektronu. To znamená, že rychlý elektron prakticky nepředává žádnou energii atomům mřížky a téměř celá jeho energie se zužitkovává na lavinovité vytváření volných elektronů neelastickými srážkami. Teprve až energie elektronu dostatečně klesne, dostane se elektron do interakce s mříží a chová se podobně jako fotoelektron generovaný fotony malých energií.

Zvýšení počtu volných nositelů elektrického náboje má za následek zvýšení vodivosti. Stacionární přírůstek vodivosti  $\Delta\sigma$  je dán výrazem

$$(2) \quad \Delta\sigma = \Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p,$$

kde  $\Delta n$  je přírůstek koncentrace volných elektronů ( $\text{cm}^{-3}$ ),

$\Delta p$  je přírůstek koncentrace volných děr ( $\text{cm}^{-3}$ ),

$\mu_n, \mu_p$  jsou pohyblivosti volných elektronů a děr ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ ).

Pro zvětšení koncentrace volných elektronů platí vztah

$$(3) \quad \Delta n = g\tau_n,$$

analogicky pro díry

$$(4) \quad \Delta p = g\tau_p.$$

Veličina  $\tau_n$ , respektive  $\tau_p$ , je fenomenologický parametr, který má názorný význam v případě, že elektron je vyražen do vodivostního pásu a pak rekombinuje buď přímým přeskokem do valenčního pásu (obr. 1 proces 2) nebo častěji dvojitým přeskokem přes rekombinační centrum (obr. 1 proces 3, 4). Potom  $\tau_n$ , resp.  $\tau_p$ , znamenají průměrnou dobu setrvání nositelů ve volném stavu, neboli tak zvanou dobu života elektronů, resp. děr.

Jestliže však elektron, nežli rekombinuje, je několikrát zachycen mělkou pastí (hladina  $A$ ) a opět termicky excitován zpět do vodivostního pásu (obr. 1 proces 5,6), pak je jeho doba života menší nežli fenomenologická veličina  $\tau_n$ . Pobyť elektronu ve vodivostním pásu se skládá z několika samostatných období, které každé trvalo průměrně jednu dobu života volného elektronu. Totéž platí i pro díry.

Veličiny  $\tau_n$  a  $\tau_p$  jsou tedy určeny převažujícím způsobem rekombinace a dobou života volných nositelů elektrického náboje. Přímý přeskok elektronu z vodivostního pásu do valenčního pásu je málo pravděpodobný. Spíše se uplatní přeskok dvoustupňový přes rekombinační centrum (hladina  $R$ ). Jestliže leží hladiny příslušné rekombinačním centřům uprostřed zakázaného pásu, pak mají často přibližně stejnou pravděpodobnost zachycení elektronu i díry. Doba života obou druhů nositelů elektrického náboje bude v tomto případě téměř stejná.

Rekombinace může někdy nastat i přes tak zvané hluboké pasti (obr. 1 hladina  $B$  pro elektrony, hladina  $B'$  pro díry). Pro jednoduchost budeme uvažovat pouze hluboké pasti elektronové. Pravděpodobnost zachycení elektronu těchto pastí je podstatně větší nežli pravděpodobnost zachycení díry. To znamená, že zachycený elektron dlouho setrvává v zachyceném stavu, nežli je osvobozen náhodnou tepelnou excitací zpět do vodivostního pásu. Rekombinace zachycením díry na tuto hladinu je malá.

Hluboké pasti, vlivem různé pravděpodobnosti zachycení volných nositelů, způsobují vychytávání volných elektronů nebo děr. Jestliže se v polovodiči vyskytují hluboké pasti jen jednoho typu, pak je vodivost umožněna převážně pohybem zbývajícího druhu nositelů. Tak na příklad u krystalů CdS je velká hustota hlubokých pastí pro díry. Fotovodivost jest umožněna převážně jen pohybem elektronů.

Vliv hlubokých pastí na vychytávání volných nositelů a tím i na snižování fotoproudu lze částečně odstranit tak, že během měření preparát konstantně přisvětlujeme světlem o vhodné vlnové délce. Pasti tak zaplníme nositeli proudu, generovanými světlem.

Vedle unipolarity vedení proudu způsobují hluboké pasti ještě prodlužování relaxační doby narůstání a klesání fotovodivosti při zapnutí a vypnutí ozáření. Při zvětšení koncentrace volných nositelů ozářením musíme současně zvětšit i koncentraci zachycených nositelů v hlubokých pastech. Pozvolné zaplňování pastí a při vypnutí postupné termické vyprazdňování pastí může prodloužit doby relaxace až na několik hodin.

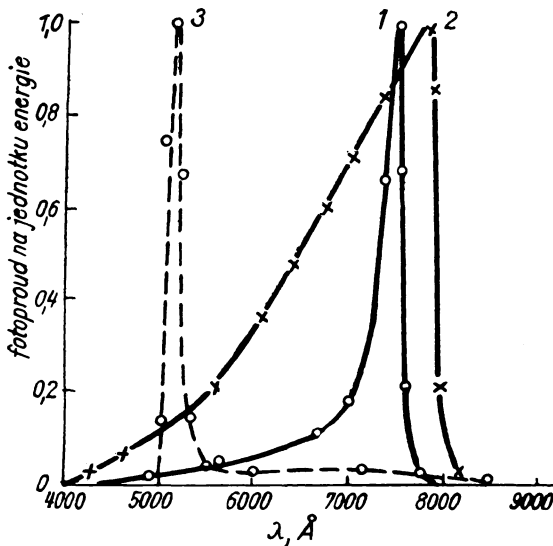
Doposud jsme se zabývali jen přeskoky, které zkracují doby  $\tau_n$  a  $\tau_p$ . V polovodiči však mohou být i poruchy, kterým přísluší hladiny v zakázaném pásu energií poblíž okrajů pásů (hladiny  $A$ ,  $A'$ ). Tyto poruchy mohou prodlužovat doby  $\tau_n$  a  $\tau_p$ . Nazýváme je mělkými pastmi.

Tak na příklad přeskok elektronu na hladinu  $A$  (obr. 1 proces 5) je obvykle rychle následován zpětnou tepelnou excitací do vodivostního pásu (obr. 1 proces 6). Celková doba pobytu  $\tau_n$  elektronu ve vodivostním pásu a tím i vodivost se zvětšují. Podobné vlastnosti mají i hladiny  $A'$  pro díry. Pravděpodobnost rekombinace přes mělké pasti jest malá.

Při konstrukci dosimetru je nutno vhodně volit doby  $\tau_n$  a  $\tau_p$  tak, abychom dostali dostatečně citlivý a při tom nepřilíš setrvačný fotoodpor. Koncentrace a poloha hladin v zakázaném pásu a tím i rekombinace jsou určeny množstvím a druhem poruch polovodičového krystalu. Nepatrnou změnou technologie fotoodporu můžeme tak podstatně změnit jeho chování. Značný rozptyl fotovodivostních vlastností polovodičů brání doposud jejich většímu rozšíření v dosimetrii.

### 3. Fotovodivé polovodiče

Mezi první materiály, u kterých byla zjištěna fotovodivost, počítáme vedle selenu halogenidy stříbra a thalia. Při pokojové teplotě vedou elektrolyticky a proto se dají použít pro dosimetrii pouze při nízkých teplotách. Tato vlastnost je jejich vážným nedostatkem a brání rozšíření v praxi. Je známo, že  $\text{AgCl}$  je



Obr. 3.

citlivý na částice alfa i beta a dále na paprsky  $X$  a  $\gamma$  [13]. Směsové krystaly  $\text{LiBr}$  a  $\text{AgBr}$  mohou registrovat neutrony v důsledku reakce  $\text{Li}(n, \alpha)$ , která nastane v krystalu absorpcí neutronu. Pro detekci částic alfa, při pokojové teplotě, se užívá  $\text{ZnS}$  a krystalů diamantu. Diamant vedle částic alfa je citlivý i na částice beta a záření  $\gamma$ . Podobně je možno užít i krystalů křemíku a germania.

Významné fotovodivostní vlastnosti mají sloučeniny kadmia. Nejvíce prací je známo o  $\text{CdS}$ . Počítalo se vyrobit monokrystaly, které mají reprodukovatelné vlastnosti. Jsou velmi citlivé na všechny druhy viditelného a ionisujícího záření. Dnes je používáme na příklad pro měření intenzit jaderného

záření v medicíně nebo v rentgenoskopii. Poněkud mladší fotovodivostní materiály jsou CdSe a CdTe. Vlivem větší váhy Se a Te je maximum selektivní fotovodivosti, oproti CdS, posunuto k delším vlnovým délkám [14]. Svěčnikov [15] uvádí, že CdSe je o řád citlivější a jeho setrvačnost je o řád menší nežli u CdS. Na obr. 3 je průběh spektrální fotovodivosti CdS a CdSe.

Krystaly CdS, CdSe a CdTe se většinou vyrábějí z plynné fáze v proudu argonu při teplotách 800 až 1.200°C (teplota bodu tání Cd 321°C, S 113°C, Se 220°C, Te 450°C). Stechiometrický přebytek Cd způsobuje zvýšení vodivosti za tmy. Nedostatek kadmia ji naopak podstatně zmenšuje. Takto získané monokrystaly obvykle ještě nevykazují zvláštní fotocitlivost. Musí se dále zpracovávat temperováním ve vakuu.

Fotoodpory bývají citlivé ke světlu, ale nemusí být ještě citlivé k jiným druhům záření. Malá odchylka ve výrobě může způsobit zcela odlišné chování krystalu. Může se změnit jeho spektrální citlivost, napěťové i dosimetrické charakteristiky. Odtud vyplývá, že je nutno pečlivě dodržovat výrobní postupy, abychom dostali krystaly alespoň s podobnými vlastnostmi. V dalším odstavci si všimneme základních statických a kinetických charakteristik CdS a CdSe.

#### 4. Charakteristiky fotoodporů

V zásadě lze vycházet buď od monokrystalického nebo od polykrystalického materiálu. Oba druhy mají jisté výhody i nevýhody. Vzorek lze napájet buď proudem stejnosměrným nebo střídavým. Ukazuje se, že nejvýhodnější kombinace je monokrystal napájený stejnosměrným proudem [16] a umístěný v evakuované baňce.

U polovodičových dosimetrů nás zajímají:

1. Citlivost k jednotlivým druhům záření.
2. Dosimetrické charakteristiky, tj. závislost fotoproudu na vlnové délce, intenzitě a celkové energii dopadajícího záření při konstantním napětí na vzorku.
3. Voltampérové charakteristiky, tj. závislost fotoproudu na přiloženém napětí při konstantním ozařování.
4. Setrvačnost fotoproudu (kinetika).

##### 1. Citlivost k jednotlivým druhům záření

Vhodnou přípravou a výběrem lze získat materiál citlivý na záření X a gama a částice alfa, beta, protony a deuterony [17]. Některý krystal může být citlivý ke světlu, ale nemusí již detekovat například paprsky X. Nejlepší výsledky byly dosaženy s krystaly, které měly nejméně viditelných defektů. Jednou z metod výběru je metoda luminiscenční. Jestliže krystal jeví luminiscenci v červené oblasti spektra, pak má mnoho příměsí, jejichž hladiny leží uprostřed zakázaného pásu a mají úlohu rekombinačních center. Tyto látky mají velkou rekombinaci a tím malou dobu života volných nositelů elektrického náboje. Proto se pro registraci ionisujícího záření spíše vybírají krystaly s luminiscencí v zelené oblasti spektra, kde příměsově hladiny leží poblíž pásů a nemají takový zachytňový rekombinační průřez, jako hladiny v minulém případě.

Vlivem působení vlhkosti vzduchu a adsorbce plynů na povrchu mění se citlivost mnohých preparátů s časem. Proto je vhodné umístit dosimetr do evakuované baňky. V tomto uspořádání zachovává své vlastnosti obvykle řadu let.

## 2. Dosimetrické charakteristiky

Svěčnikov [16] uvádí, že polykrystalický vzorek CdS ozářený paprsky  $X$ , při konstantním napětí na polovodiči, splňuje lineární vztah

$$(5) \quad I_f = kI_r + I_0,$$

kde  $I_f$  je fotoproud ( $\mu\text{A}$ ),  $I_r$  proud rentgenovou lampou (mA) při konstantním napětí na lampě, a konečně  $I_0$  je proud za tmy vzorkem ( $\mu\text{A}$ ). Konstanta  $k$  má význam citlivosti.

Monokrystal nespĺňuje lineární vztah (5), ale obvykle se chová podle vztahu

$$(6) \quad I_f = AI_r^\alpha,$$

kde koeficient  $A$  a exponent  $\alpha$  jsou dány technologií monokrystalu a způsobem nanášení kontaktů. Pro CdS, ozářený paprsky  $X$ , uvádí Svěčnikov [16] hodnoty  $0,5 < \alpha < 3$ . Pro monokrystal CdSe ozářený paprsky gama má  $\alpha$  hodnotu přibližně 2 [15]. Koeficient  $A$  je dále funkcí napětí na vzorku.

## 3. Voltampérové charakteristiky

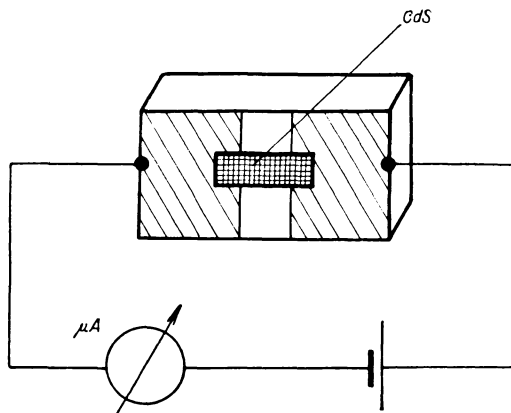
Se vzrůstajícím napětím na vzorku roste i fotoproud. Průběh fotoprodu lze aproximovat výrazem

$$(7) \quad I_f = BU_f^\beta,$$

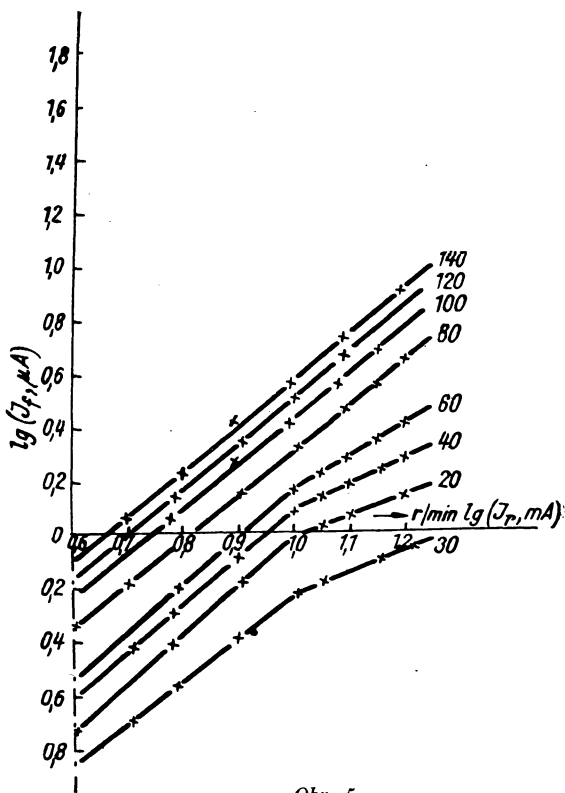
kde  $B$  je koeficient úměrnosti,  $U_f$  napětí na vzorku (V) a  $\beta$  exponent, který má pro monokrystal CdSe ozářený paprsky  $X$  nebo gama podle Svěčnikova [15] přibližně hodnotu 1,15 až 1,25. Na obr. 6 jest závislost fotoprodu  $I_f$  na přiloženém napětí  $U_f$  na fotoodporu CdS podle Svěčnikova [16].

## 4. Setrvačnost fotovodivosti (kinetika)

Rozdílné chování monokrystalických a polykrystalických vzorků se projeví zvláště v časovém průběhu fotovodivosti. Podle Svěčnikova [18] je relaxační



Obr. 4.



Obr. 5.



doba monokrystalu CdS asi  $10^{-2}$  sec, zatím co pro polykrystaly činí několik vteřin. Setrvačnost monokrystalů lze snížit přisvětlením paprsky o vlnové délce poblíž hrany vlastní absorpce. Kinetika polykrystalů se přisvětlením téměř nezmění.

Průběh narůstání fotoproudu lze přibližně aproximovat exponenciélou. Označme příslušnou relaxační dobu  $\tau_1$ . Podobně i pokles fotoproudu, při přerušení ozařování, lze aproximovat exponenciélou. Relaxační doba poklesu  $\tau_2$  není obecně rovna  $\tau_1$ .

Ukazuje se, že relaxační doby jsou funkcemi řady veličin. Tak na příklad podle Svěčnikova [18] závisí relaxační doba narůstání fotoproudu  $\tau_1$  na napětí na krystalu podle vztahu

$$(8) \quad \tau_1 = \tau_0 U_f^{a_1},$$

kde  $\tau_0$  je konstanta a exponent  $a_1$  má pro monokrystal CdSe, ozářený paprsky X, hodnotu 1,7. Svěčnikov [16] také uvádí, že krystal CdSe, ozářený paprsky X, je méně setrvačný při napájení střídavým proudem, nežli proudem stejnosměrným.

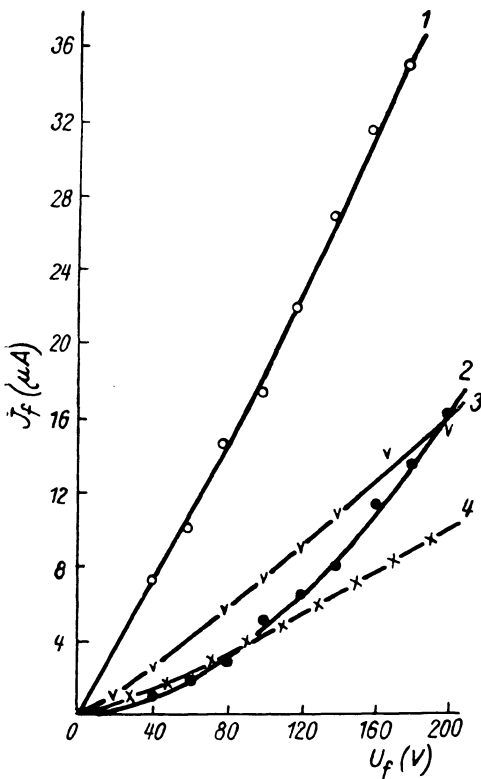
Na druhé straně zvýšení intenzity záření setrvačnost narůstání fotoproudu snižuje. Podle Svěčnikova lze tuto závislost vyjádřit pro CdSe a záření X vztahem

$$(9) \quad \tau_1 = \frac{\tau_0}{(I_r + I_{r0})^{a_2}},$$

kde  $\tau_0, I_{r0}$  jsou konstanty. Exponent  $a_2$  je přibližně roven 0,7.

Pozorovaná doba narůstání nebo spádu není vždy totožná s dobou života volných nositelů proudu. Při malých intenzitách záření se projeví podstatně vliv hlubokých pastí, které relaxaci prodlužují. Pouze při velkých intenzitách záření, kdy koncentrace volných nositelů je rovna nebo větší nežli koncentrace nositelů zachycených pastmi, bude se setrvačnost fotoproudu přibližovat době života volných nositelů.

Při podrobnějším zkoumání charakteristik, určujících vlastnosti a použitelnost jednotlivých polovodičových fotoodporů, je nutno brát v úvahu řadu dalších parametrů. Tak na příklad pro silně pronikavé záření je nutno užití silnějších vzorků, než pro záření, která se prakticky zcela absorbují již na povrchu fotoodporu. Bylo pozorováno, že snížením teploty je možno dosáhnout značného zvýšení citlivosti.



Obr. 6.

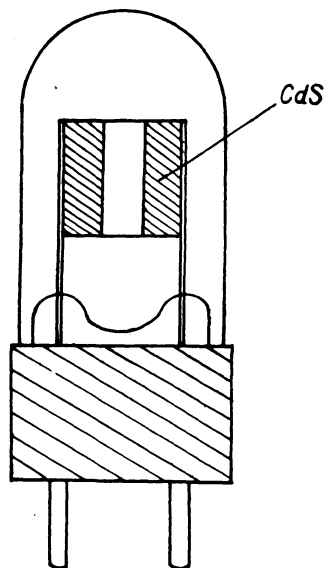
Vidíme, že chování fotoodporů je značně složité. Pro teoretické výpočty použil Svěčnikov modelu podle Laškereva. V praxi se výběr vhodného materiálu provádí obvykle experimentálně.

### 5. Užití fotoodporů

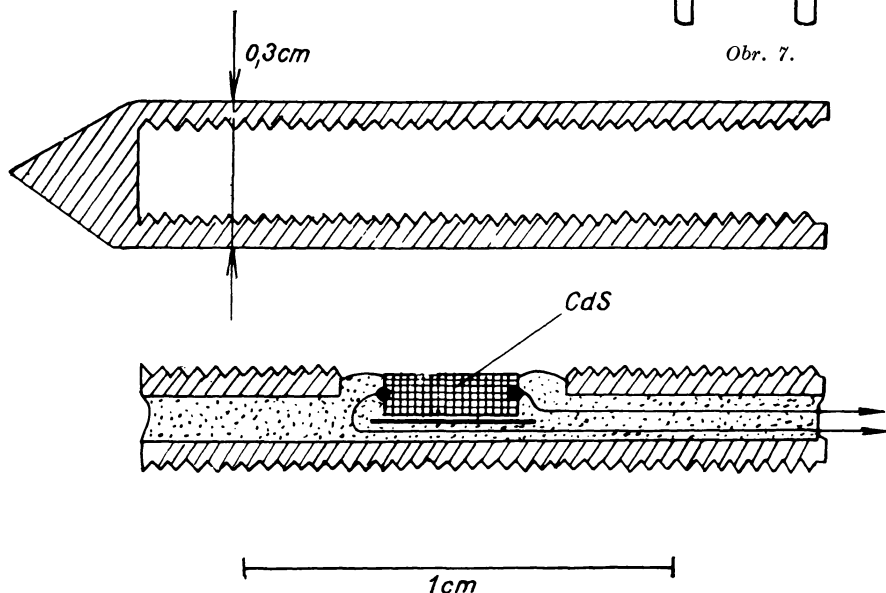
Na obr. 7 jest znázorněn obvyklý CdS fotoelement v evakuované baňce [19], [20]. Na izolační podložku opatřenou elektrodami se připevní silikonovým lakem polovodičový monokrystal. Preparát se ohřívá na 200–300°C, aby se spekl silikonový lak. Povrch krystalu čistíme iontovým nebo elektronovým bombardováním ve vhodné atmosféře. Nakonec se na krystal napaří ve vakuu obvykle zlaté nebo stříbrné elektrody. Dalším temperováním ve vakuu lze u některých krystalů fotovodivost ještě zvýšit až o 4 řády. Při tom se snažíme, aby proud za tmy zůstal dostatečně malý. Odtavením a zhotovením patice je fotočlánek připraven k registraci. Velkou výhodou tohoto uspořádání je levná výroba a stálé vlastnosti.

Velikost indikátoru je dána velikostí citlivého krystalu. Proto lze fotovodivé články užít na příklad pro vnitřní vyšetřování v medicíně. Dosimetr umístěný v jehle je podle Moose [21] znázorněn na obr. 8.

Vzhledem k malým rozměrům sondy lze užít polovodivého detektoru v rentgenoskopii [22], [23], [24],



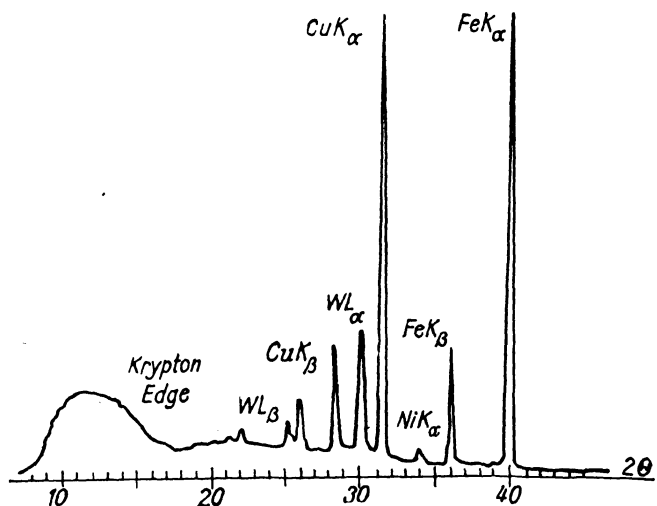
Obr. 7.



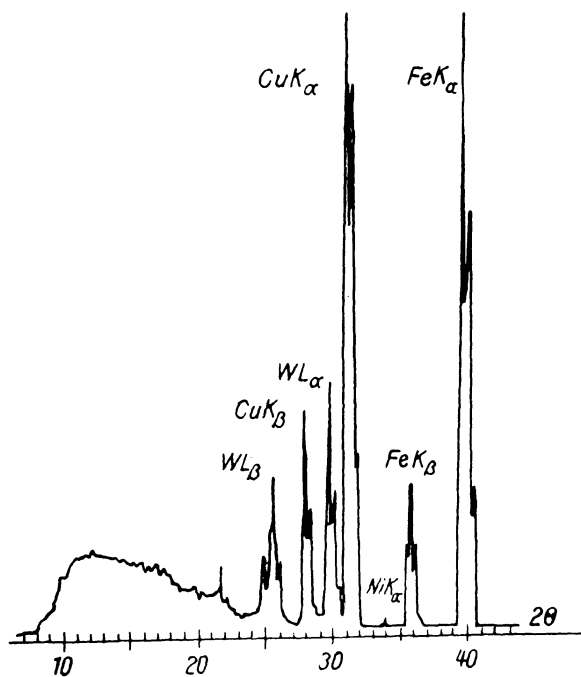
Obr. 8.

[25]. Na obr. 9 a 10 je podle Briana [23] porovnán záznam rentgenospektroskopu, užívajícího jako detektor GM trubici nebo CdS celu.

Pro malé intenzity je nutno vybírat krystaly pokud možno s největší citlivou plochou. Lze užít též zapojení řady malých krystalů nalepených na společné podložce [20].



Obr. 9.



Obr. 10.

Rozsah citlivosti dosimetry je dán jednak fotodoporem, a za druhé volbou registračního přístroje. Zapojení dle obr. 4 je velmi jednoduché [17], [19], ale nehodí se pro měření malých intenzit záření. Slabý proud ionisujících paprsků lze však přeměnit v pulsy rotující clonkou a signál zesilovat úzkopásmovým zesilovačem. Princip je znázorněn na obr. 11. Sihvonen [26] měřil závislost fotoproudu CdS cely na pulsujícím záření X v oboru frekvencí od 100 c/s až 100 kc/s.

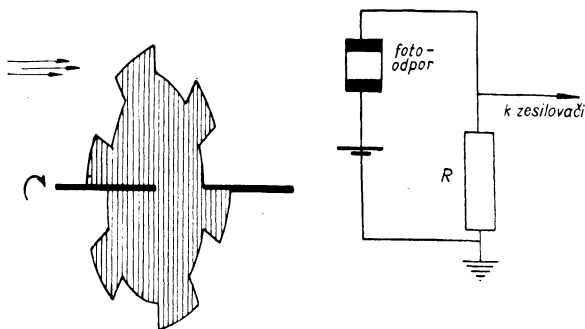
Jestliže intenzita záření je tak malá, že vlastně registrujeme jednotlivé částice, pak lze užít zapojení z obr. 11, ovšem bez rotujícího kotouče. Každá

částice jest registrována jako napěťový puls na pracovním odporu  $R$ . Tohoto zapojení užíli například Zicco a Platt [27] pro registraci záření  $X$  a beta. Výška a trvání pulsu jsou dány vhodnou volbou  $RC$  konstanty dosimetru [28], která závisí na vlastnostech fotoodporu a zesilovače.

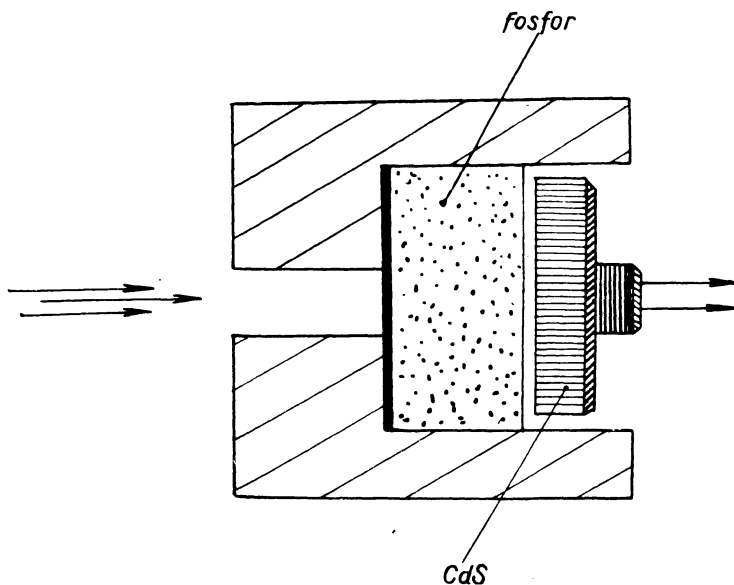
Zvýšení citlivosti lze dále dosáhnout současným přisvětlením krystalu  $CdS$  modrým nebo zeleným světlem. Tento efekt se vysvětluje zvětšením doby života nerovnovážných nositelů, vzniklých absorpcí ionisujícího záření. Stöckmann [29] předpokládá, že světlo způsobuje zaplnění pastí elektrony, což vede ke zvětšení doby života nositelů elektrického náboje. Na druhé

straně z prací Ryvkinových [28] a [30] vyplývá, že vliv konstantního přisvětlování na citlivost k záření  $X$  je způsoben zvětšením vodivosti. Takto lze zvýšit citlivost asi o jeden řád [20], [30], [31].

Polovodičové detektory jsou vhodné pro měkká záření. Jsou však málo citlivé k tvrdým paprskům, jako jsou paprsky gama ze zdroje  $Co^{60}$ . Proto se detekce kvant gama obchází pomocí fosforů. Do proudu paprsků gama je vsunut fosfor, vyzařující světlo vlnové délky ležící v blízkosti maximální citlivosti polovodičového materiálu. Fotoodpor registruje pak toto světlo. Margó-



Obr. 11.

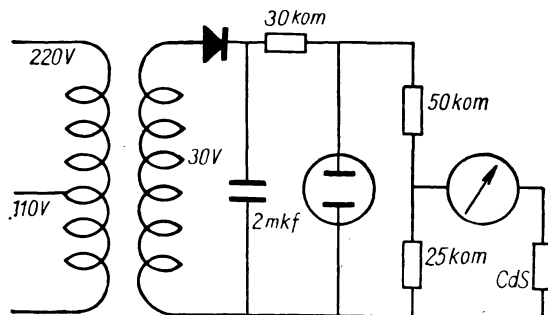


Obr. 12.

lin [32] uvádí, že užitím fosforu NaI (Tl) se zvětší citlivost CdS cely k záření gama 169krát. Schéma uspořádání je na obr. 12.

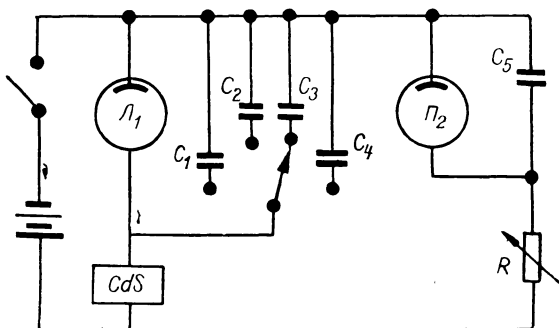
Závěrem si uvedme jednoduché zapojení dosimetru napájeného ze sítě [17].

Jako jednoduchý přenosný dosimetr může sloužit fotoodpor v zapojení dle Rubyho [33]. Princip měření spočívá na změně odporu CdS cely při ozáření



Obr. 13.

ionisujícími paprsky. Přes CdS fotoodpor se nabíjí kondensátor, který je zapojen paralelně k neonce  $N1$ . Kondensátor se nabíjí až do dosažení zápalného napětí lampy. Neonka  $N2$  se zapaluje současně s  $N1$  jen v tom případě, jestliže posuvný odpor  $R$  má stejnou hodnotu jako fotoodpor. Odpor  $R$  lze okalibrovat ve vhodných dosimetrických jednotkách. Volbou kondensátorů  $C_1, C_2, C_3, C_4$ , dostaneme různé rozsahy přístroje. Vlastnosti dosimetru jsou nezávislé na napětí baterie, protože je užito nulové metody, porovnávající dva ekvivalentní obvody. Tento přístroj je vhodný pro měření radioaktivity odpadových materiálů z reaktoru.



Obr. 14.

## 6. Závěr

Nákladná zapojení a složité aparatury mohou být v řadě případů nahrazeny jednoduchými polovodičovými fotoodpory. Jejich rozšíření bylo doposud značně brzděno obtížnou technologií polovodivých

materiálů. Další nevýhodou je, že časová konstanta polovodivého počítače je o řád horší nežli u plynových počítačů. Stárnutí povrchu, různá místní citlivost povrchu, značná teplotní závislost a vznik objemového náboje byly příčinou nestálých vlastností dosimetrů.

Přesto však mají řadu předností [13], které je řadí na úroveň ostatních běžných počítačů.

Jejich hlavní výhody jsou:

1. Značná absorpční schopnost, ve srovnání s plynovými počítači.
2. Výška pulsu je úměrná energii dopadajících částic.
3. Jednoduché zařízení bez složité elektroniky.
4. Miniaturní rozměry sondy.

Závěrem bych si dovolil poděkovat doc. dr. Klierovi za řadu cenných upozornění a rad v této práci.

## Literatura

- [1] Smith W.: Ann. Journ. Sci. 5 (1873) 301.
- [2] Gudden B., Pohl R.: Z. Phys. 2 (1920) 181; Z. Phys. 2 (1920) 361.
- [3] Giltay J. W., Haga H.: Nature 54 (1896) 109.
- [4] Himstedt D.: Ann. Phys. 4 (1901) 535.
- [5] Möglich F., Rompe R.: Z. tech. Phys. 21 (1940) 304.
- [6] Van Heerden P. J.: Physica 16 (1950) 505, 517.
- [7] Hofstadter R.: Nucleonics 4 (1949) 2; Nucleonics 4 (1949) 29; UFN 39 (1949) 426; Proc. I. R. E. 38 (1950) 726.
- [8] Drahokoupil J., Malkovská M., Tauc J.: Čs. Čas. Fys. 7 (1957) 21.
- [9] Koc S.: Čs. Čas. Fys. 6 (1956) 668.
- [10] Tauc J.: Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 308.
- [11] McKay K. G.: Phys. Rev. 84 (1951) 829.
- [12] Huml K.: Diplom. práce na MFF KU Praha, 1958.
- [13] Chynoweth A. G.: Amer. J. Phys. 20 (1952) 218.
- [14] Frerichs R.: Phys. Rev. 72 (1949) 594.
- [15] Svěčnikov S. V.: ŽTF 27 (1957) 2492.
- [16] Svěčnikov S. V.: ŽTF 27 (1957) 656.
- [17] Deev J. C.: Atom. energia 7 (1959) 458.
- [18] Svěčnikov S. V.: ŽTF 27 (1957) 2502.
- [19] Simon H.: Ann. Phys. 12 (1953) 45.
- [20] Konozenko J. D.; Ustjanov V. J.: FTT 1 (1959) 89.
- [21] Moos W. S., Spongberg F.: Nucleonics 6 (1955) 88.
- [22] Broser I., a další: Z. Naturforsch. 5a (1950) 214.
- [23] Brother Brian H., Cole H.: Rev. Sci. Instr. 30 (1959) 90.
- [24] Simon H., Haimendahl M.: Ann. Phys. 20 (1957) 355.
- [25] Drahokoupil J.: Kand. disert. práce 1959, ÚTF Praha.
- [26] Sihvonen J. T.: Rev. Sci. Instr. 27 (1956) 330.
- [27] Zizzo S. G., Platt J. B.: Phys. Rev. 76 (1949) 704.
- [28] Ryvkin S. M.: ŽTF 26 (1956) 2667.
- [29] Stöckmann F.: Naturwiss. 36 (1949) 82.
- [30] Arjapetjan A. V., Ryvkin S. M.: ŽTF 27 (1957) 106.
- [31] Svěčnikov S. V.: ŽTF 22 (1952) 1305.
- [32] Margolin S. D., Fakidov I. G.: Fiz. metall. 1 (1955) 379.
- [33] Ruby L.: Nucleonics 5 (1956) 101.

## NOVÉ PŘEDSTAVY O ELEKTRONU<sup>1)</sup>

Člen kor. AV SSSR D. I. BLOCHINCEV,  
*Spojený ústav nukleárních výzkumů, Dubno*

V. I. Lenin, ač nebyl fysikem, podivuhodně hlubokým a jasným způsobem rozebral ve svém díle *Materialismus a empiriokriticismus* složitou situaci ve fysice a filosofii přírodních věd své doby. Vzpomeňme, že to bylo v období přelomu, kdy se přecházelo od mechanické fysiky k fysice elektromagnetické.

Lenin, vycházející z dialektické teorie poznání, vyslovil pozoruhodné myšlenky o nevyčerpatelnosti elektronu, zejména myšlenku, že se ve vědeckém studiu elektronu pūjde stále hlouběji a že toto studium bude přinášet nové a nové výsledky. Tato myšlenka spočívala na představě, že každá realita je nevyčerpatelná a že naše poznávání je postupné, že se naše vědění stále prohlubuje a rozšiřuje. Leninova myšlenka o nevyčerpatelnosti elektronu prošla velkým vývojem, byla mnohostranně potvrzena a je dnes velmi aktuální.

<sup>1)</sup> Член-корр. АН СССР Д. И. Блохинцев, Объединенный институт ядерных исследований (Дубно). *Новые представления об электроны, Priroda* 9 (1959).