

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Július Krempaský

Fyzikálne základy priamej premeny žiarivej energie na elektrickú pomocou polovodičov

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 5 (1960), No. 5, 538--562

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139855>

## 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>

## FYSIKA

### FYZIKÁLNE ZÁKLADY PRIAMEJ PREMENY ŽIARIVEJ ENERGIE NA ELEKTRICKÚ POMOCOU POLOVODIČOV

JÚLIUS KREMPASKÝ, kand. tech. vied. — inž. PAVOL MACKO.

*Katedra fyziky SVŠT, Bratislava.*

#### 1. Úvod

Myšlienka ekonomického využitia žiarivej energie a to najmä slnečnej energie je veľmi stará. Vývoj ukázal, že najlepší spôsob jej využitia by bol ten, ktorý by sa zakladal na priamej premene najprv na energiu elektrickú a až potom na iné formy energie napr. na mechanickú, tepelnú atď. V posledných rokoch sa okrem slnečnej energie objavili ďalšie zásoby doteraz málo využíva-nej energie — energie rádioaktívnych žiarení. Materiály so silnou umelou rádio-aktivitou (napr. materiály použité v atómových reaktoroch) predstavujúce zásoby obrovskej energie sa v súčasnej dobe miesto dôkladného využitia musia izolovať, aby nemohli byť škodlivé živému organizmu. Je preto celkom prirodzené, že sa problému priamej premeny žiarivej energie na elektrickú venuje na celom svete zvýšená pozornosť.

Aby sme mali predstavu o aké veľké zásoby energie sa asi jedná, uveďme niekoľko hrubých odhadov. Svetlo dopadajúce za bezoblačnej oblohy na hladinu jazera priemernej hydroelektrárne na rovine predstavuje približne výkon produkovaný samotnou elektrárnou. Rozpadom 1 kg rádioaktívneho stroncia za dobu jeho polčasu (približne 20 rokov) sa napr. získa energia asi  $10^{11}$  jouleov, čo predstavuje prácu elektrárne o výkone 5 MW za jeden deň. Podľa Hotte-la [1] prichádza každý deň na zemeguľu 30.000 krát viac energie ako dodajú za deň všetky energetické zdroje na svete s minerálnymi palivami včítane (rozumie sa rok 1942). Z toho vidieť že úspešné rozriešenie problému priamej premeny žiarivej energie na elektrickú znamenalo by súčasne rozriešenie otázky zdrojov energie vôbec.

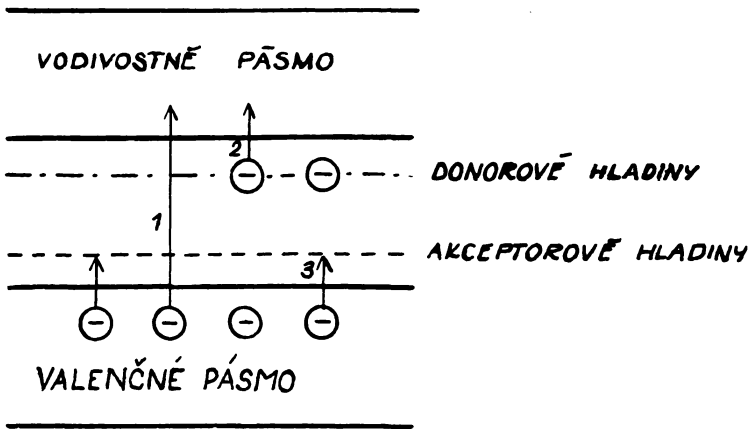
Zo súčasne známych materiálov pre bezprostrednú premenu žiarivej energie na elektrickú prichádzajú do úvahy polovodiče. Teoretické výpočty ukazujú, že účinnosť takýchto polovodičových transformátorov energie by mohla pre-výšiť účinnosť súčasne pracujúcich parných strojov. Rovnako ako aj jiný dôle-žitý parameter polovodičových meničov žiarivej energie na elektrickú — ma-ximálny výkon — závisí účinnosť od mnohých faktorov. Za určitých zjednodu-šujúcich predpokladov a na jednoduchých modeloch možno tieto závislosti aj teoreticky vypočítať. Tomuto problému sú venované nasledujúce kapitoly.

## 2. Fotoelektromotorická sila

### 2.1. Vznik fotoelektromotorickej sily

V súčasnej dobe sú známe viaceré spôsoby vzniku fotoelektromotorickej sily (v ďalšom fotoems.) v ožiarených polovodičoch. V každom prípade je nevyhnutné, aby dochádzalo k sústavnému uvoľňovaniu nosičov náboja, tj. elektrónov a diery. Uvoľňovaním treba v tomto prípade rozumieť preskok elektrónov z valenčného pásma polovodiča resp. z donorových hladín do vodivostného pásma, alebo z valenčného pásma na akceptorové hladiny (obr. 1). Prvým spôsobom sa uvoľňujú súčasne elektróny i diery, druhým len elektróny a tretím len diery.

Ak by svetelná absorpcia vznikala v homogénnom polovodiči pri homogénnom osvetlení, zvýšila by sa len vodivosť materiálu. K vzniku fotoems. v ožiarenom polovodiči je potrebné, aby nastalo preskupenie uvoľnených nosičov



Obr. 1. Schéma uvoľňovania elektrónov a diery žiarením v polovodiči.

náboja. To možno docieľiť napr. tým, že umiestnime polovodič do magnetického poľa, alebo výhodnejšie tým, že vytvoríme priamo v polovodiči za tmy vnútorné elektrické pole. V prvom prípade hovoríme o fotomagnetickom, v druhom o fotoelektrickom jave.

Fotomagnetický jav pozorovali Kikoin-Noskov [2]. Najmä pri nízkych teplotách pozorovali vznik aj značne veľkých fotoems. Fotomagnetickými javmi hlavne po stránke teoretickej sa zaoberal aj Tauc [3].

Tauc v práci [4] rozoznáva štyri základné typy fotoelektrických javov: a) kontaktný barierový, b) nekontaktný barierový, c) kontaktný nebarierový (Demberov jav [5], [6]), d) nekontaktný nebarierový (objemový).

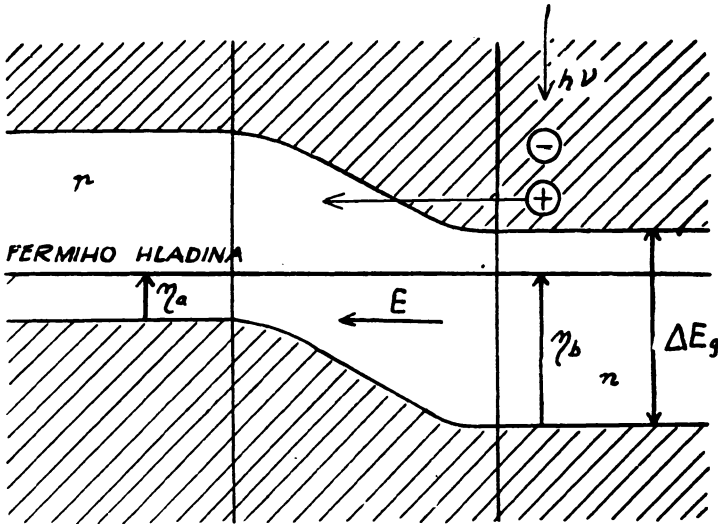
Kontaktný barierový fotovoltaiický efekt vzniká na usmerňujúcich bariérach, ktoré sa vytvárajú na rozhraní polovodiča a kovu (napr. na styku Cu a  $\text{Cu}_2\text{O}$ ). Teóriou týchto javov sa zaoberá rad prác [7–12], ktoré v podstate vychádzajú z Mottovej teórie [13].

Typickým prípadom nekontaktného barierového javu je vznik fotoems. na  $p-n$  priechodoch (teóriu  $p-n$  priechodov vypracoval Schockley [14]).

Nebarierový a nekontaktný fotovoltaický efekt pozoroval Trousil [15] a jeho teóriu vypracoval Tauc [5]. Nezávisle od týchto prác pozorovali objemový fotovoltaický efekt Laškarev a Romanov [16]. Objemový fotovoltaický jav vzniká v osvetlenom polovodiči, v ktorom jestvuje pomaly sa meniacca koncentrácia prímiesných atómov resp. porúch a v ktorých je vylúčený vplyv kontaktov resp. podmienky umožňujúce Demberov jav podľa [17]. Prakticky všetky vzorky polovodičov pripravené ťahaním z taveniny a zónovou tavbou sú nehomogénne, takže pri osvetlení vzniká v nich objemová fotoems.

## 2,2. Barierová fotoelektromotorická sila

Ak je elektrické pole  $E$  v bariére polovodiča za tmy charakterizované napätím  $V_k$ , klesne pri osvetlení jeho hodnota na  $V'_k$ , pretože uvoľnené minoritné nosiče náboja ľahko prechádzajú cez bariéru do oblasti s nábojom opačného znamienka, kým majoritné nosiče sa koncentrujú na opačnej strane bariéry



Obr. 2. Preskupovanie uvoľnených nosičov náboja pri osvetlení priechodu  $p - n$ .

(obr. 2). Fotoems. nazývame potom rozdiel obidvoch napätí meraný pri nulovom celkovom prúde, tj.

$$(1) \quad U_0 = V_k - V'_k = \int (E - E') dx .$$

Za predpokladu, že absorpcia svetla je rovnaká v celom objeme polovodiča, tj. počet párov elektrónov a dier uvoľnených v objemovej jednotke za sek. je rovnaký, odvodil Gubanov [7] pre  $U_0$  vzťah

$$(2) \quad U_0 = - \frac{kTgL}{eun^\infty E_k} \left( e^{\frac{eV_k}{kT}} - \frac{eV_k}{kT} - 1 \right) ,$$

kde  $n^\infty$  značí koncentráciu majoritných nosičov náboja v hĺbke polovodiča (ďaleko od bariéry). Potenciál  $V_k > 0$  ak sa jedna o hradlovú vrstvu a  $V_k < 0$

ak sa jedna o antihradlovú vrstvu (pozri napr. [18]). Z uvedeného vzťahu vidieť, že je omnoho výhodnejšie používať hradlovú ako antihradlovú vrstvu.

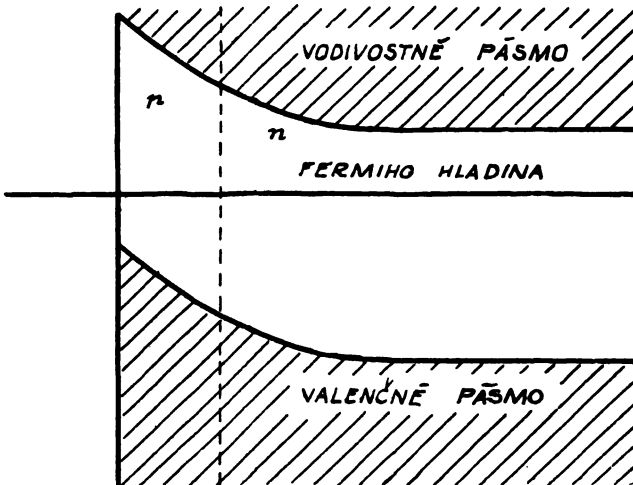
Laškarev [7] uvážil fakt, že intenzita svetla a teda aj počet uvoľnených nosičov náboja klesá exponenciálne so vzdialenosťou od povrchu polovodiča. Možno teda písať

$$(3) \quad g = g_0 e^{-\alpha x}.$$

Na základe toho dospel k vzťahu (Gubanov v [8] podáva exaknejšie odvozenie)

$$(4) \quad U_0 = - \frac{kTg_0L}{eun^\infty E_k(1 + \alpha L)} \left( e^{\frac{eV_k}{kT}} - \frac{eV_k}{kT} - 1 \right).$$

Uvedený vzťah bol odvodený za predpokladu, že  $\alpha d_0 < 1$ . Tento predpoklad je dobre splnený pre nie príliš krátke vlnové dĺžky použitého svetla.



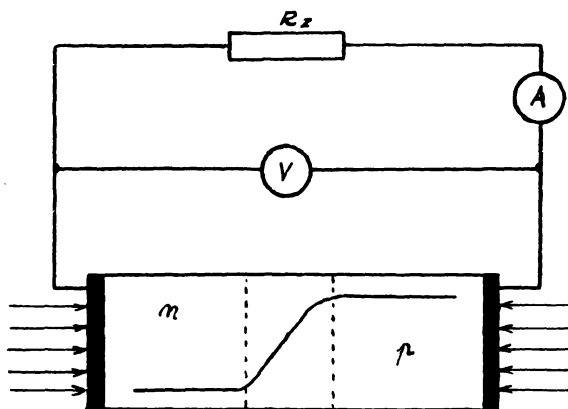
Obr. 3. Vznik inverznej vrstvy na styku kov — polovodič.

Davydov [19] riešil problém fotoems. aj pre prípad, keď navstáva absorpcia v prímesnom pásme polovodiča (tj. len uvoľňovanie elektrónov z donorových a dier z akceptorových hladín. Podobne ako Landau-Lifšic [20] dospel k záveru, že v prípade uvoľňovania len majoritných nosičov náboja je fotoems. zanedbateľne malá, naproti tomu v prípade, keď sa uvoľňujú len minoritné nosiče náboja, je fotoems. prakticky rovnaká ako keby sa uvoľňoval rovnaký počet párov elektrónov a dier. Je to zapríčinené tým, že minoritné nosiče náboja môžu ľahko preniknúť cez bariéru a spôsobiť zmenu v rozložení náboja, kým pre majoritné je tento prechod uzavretý.

Na kontakte polovodiča a kovu dochádza často k vzniku tzv. inverznej Schottkyho vrstvy (obr. 3) (pozri napr. [21]). V polovodiči daného typu vzniká pritom prechod od vodivosti typu  $p$  na  $n$  alebo naopak. To dalo podnet k vy-

tvoreníu umelých  $p - n$  priechodov. Predpovede A. F. Ioffeho o usmerňovacom účinku umelých  $p - n$  priechodov potvrdil Davydov [22] teoreticky a A. V. Ioffe experimentálne.

V prípadoch, v ktorých vzniká inverzná Schottkyho vrstva, je „sídlo“ fotovoltaiického efektu iba polovodič. Je preto zrejmé, že i na osvetlenom



Obr. 4.

umelom  $p - n$  priechode musí vznikaf fotoems. V prácach Cummerowa (23) a Taucu (24) sa pri usporiadaní znázornenom na obr. 4 uvádza pre ňu vzťah

$$(5) \quad U_0 = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{e}{kT} \frac{g(L_n + L_p)}{\frac{u_p p_N}{L_p} + \frac{u_n n_P}{L_n}} \right).$$

K rovnakému vzorcu dospel už aj Fan v práci [25]. Teoretické uzávbery odvodené pre fotovoltaiický efekt bolo možné aj experimentálne verifikovať, pretože technológia umožňuje vyhotoviť už pomerne dobre definované  $p - n$  priechody. Merania uvádzané v prácach [26–28] ukazujú dobrý súhlas s vypočítanými hodnotami.

### 2.3. Objemová fotoelektromotorická sila

Objemová fotoems. vzniká na osvetlených nehomogenitách s nie príliš prudkým gradientom vodivosti. Pri riešení možno predpokladať, že sa jedná len o stavy málo odlišné od rovnovážnych. Vnútorne elektrické pole za tmy rovnako ako pri osvetlení je malé, preto možno ohmickú časť prúdu oproti difúznej zanedbať. Za týchto predpokladov pre jednoduchý priebeh vodivosti (obr. 5a, b) odvodil Tauc [4] pre fotoems. vzťahy (polovodič typu  $n$ )

a) pre slabé osvetlenie ( $\Delta\sigma < \sigma_0$ ,  $d\varrho/dx = \text{konšt.}$ )

$$(6) \quad U_0 = -2kT u_p \tau g d_0 \frac{d\varrho}{dx},$$

b) pre silné osvetlenie ( $\Delta\sigma < \sigma_0$ ;  $\sigma = \sigma_0 + ax$ )

$$(7) \quad U_0 = -\frac{kT}{e} \frac{2}{1+b} \ln \frac{1 + \frac{e(u_n + u_p) \tau g}{\sigma_{oa}}}{1 + \frac{e(u_n + u_p) \tau g}{\sigma_{ob}}},$$

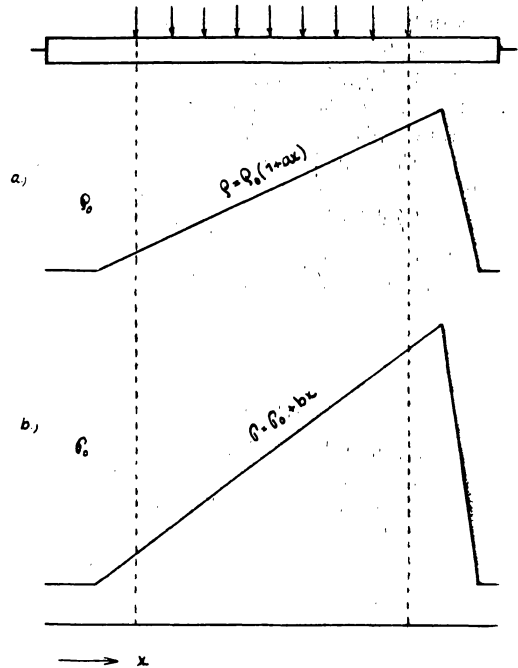
kde  $\sigma_{oa}$ ,  $\sigma_{ob}$  sú vodivosti na konci resp. na začiatku osvetlenej oblasti. Pri dostatočne silnom osvetlení, keď  $\frac{2(u_n + u_p) \tau g}{\sigma_{oa}} \gg 1$  prechádza výraz (7) do tvaru

$$(8) \quad U_0 = -\frac{kT}{e} \frac{2}{1+b} \ln \frac{\sigma_{ob}}{\sigma_{oa}},$$

čo je zrejme maximálna hodnota objemovej fotoems., pretože s ďalším zvyšovaním absorpcie sa jej hodnota už nemení.

Výsledky Taucovej teórie experimentálne potvrdil Trousil [29] a Frank [3].

Je zrejmé, že ak neuvažujeme  $p-n$  priechod, sú barierový a objemový efekt len dvoma hraničnými prípadmi obecného foto-voltaického efektu v nehomogénnych polovodičoch. Je preto účelná snaha o vypracovanie jednotnej teórie vzniku fotoems. v nehomogénnych polovodičoch, ktorá by nevyužívala zjednodušených predpokladov používaných barierovou teóriou a teóriou objemovej fotoems. Takáto teória by mohla napr. umožniť výpočet optimálneho gradientu špecifickeho odporu a šírky nehomogenity vzhľadom na maximálnu účinnosť a výkon. Zdá sa, že v niektorých prípadoch obidve optimálne hodnoty ležia práve v oblasti medzi barierovým a objemovým usporiadaním. Pokus o takúto jednotnú teóriu pre slabú absorpciu predstavuje práca [31]. Výsledky sú však pomerne zložité a preto ich tu nebudeme uvádzať. Pri uvážení podmienok platných pre barierový efekt resp. objemový efekt redukuje sa odvodený vzťah na vzorec (2) resp. (6).



Obr. 5. Predpokladané rozloženie vodivosti a špecifickeho odporu v Taucovej teórii vzniku objemovej fotoems.

## 2,4. Hraničné hodnoty fotoelektromotorickej sily

Zo vzťahu (1) vyplýva, že hraničnú hodnotu nadobúda fotoems. vtedy, ak je  $V'_k = 0$ . V tom prípade je napätie za tmy  $V_k$  úplne vykompenzované a fotoems. má hodnotu  $V_k$ . Z teórie je známe, že za tmy vzniká na nehomogenite potenciálny rozdiel určený vzťahom

$$(9) \quad V_k = (\eta_b - \eta_a)/e.$$

Jeho odvedenie možno nájsť napr. v [4], [32].

V prípade čisto elektrónového polovodiča leží Fermiho hladina medzi hladinou donorov a dnom vodivostného pásma, v čisto dierovom polovodiči medzi hladinou akceptorov a horným okrajom valenčného pásma. Excitačná energia donorov resp. akceptorov je všeobecne malý zlomok elektrónvoltu, preto pri dostatočne prudkom  $p - n$  priechode (pozri napr. obr. 2) môže výraz (9) nadobudnúť hodnotu rovnú šírke zakázaného pásma  $\Delta E_g$ . Hraničná hodnota fotoems. na  $p - n$  priechode je teda

$$(10) \quad U_0 \approx \frac{\Delta E_g}{e},$$

čo pre germánium značí  $U_0 \approx 0,7$  V, pre kremík  $U_0 \approx 1,1$  V.

Na nehomogenite, v ktorej nedochádza k zmene vodivosti (prípád objemového fotoefektu) môže byť hraničná hodnota  $V_k$  a teda aj  $U_0$  len polovica z hodnoty (10). Vyplýva to z toho, že v jednom krajnom prípade polovodiča s jedným typom vodivosti — vo vlastnom polovodiči — leží Fermiho hladina veľmi približne v strede zakázaného pásma, v druhom krajnom prípade — v polovodiči, v ktorom jestvujú len nosiče náboja jedného znamienka — v tesnej blízkosti dna vodivostného pásma resp. horného okraja valenčného pásma. Rozdiel týchto hladín je preto maximálne  $\Delta E_g/2$ .

Je zrejmé, že pokiaľ je rozdiel Fermiho hladín rovnaký, je aj príslušná fotoems. rovnaká a nezáleží na tom, či má charakter objemový alebo barierový.

## 3. Fotočlánok

### 3,1. Voltampérová charakteristika fotočlánku

Ak oblasť polovodiča, v ktorom pri osvetlení vzniká fotoems. spojíme do okruhu cez zaťažovací odpor, dostaneme fotočlánok. Elektróny a diery uvoľnené svetlom sa pohybujú tak, že vytvárajú v nepriepustnom smere polovodiča prúd o hustote  $i_g$ . Pri nekonečne veľkej záťaži je tento prúd vykompenzovaný prúdom o rovnakej hustote  $i_f$ , vznikajúcim v dôsledku napätia vytvoreného svetlom na polovodiči, tečúcim v priepustnom smere. Ak má zaťažovací odpor konečnú nenulovú hodnotu  $R_z$ , preteká ním prúd o hustote  $i = i_g - i_f$ . Fotoems.  $U_0$  sa zmení na  $U$  určenú napr: súčinom prúdu a zaťažovacieho odporu, tj.

$$U = SiR_z.$$

Veličiny  $i$ ,  $i_g$ ,  $i_f$  a  $U$  možno aj teoreticky vypočítať. Pri výpočte sa obyčajne vychádza zo všeobecne platných rovníc difúznej teórie, ktorú možno v širokom rozsahu použiť s úspechom na riešenie rôznych fyzikálnych zjavov v nehomogénnych polovodičoch. Majú tvar



$$\text{kde} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial t} = g_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} i_p, \\ \frac{\partial n}{\partial t} = g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} i_n, \\ i_p = eu_p \left( pE - \frac{kT}{e} \operatorname{grad} p \right), \\ i_n = eu_n \left( nE + \frac{kT}{e} \operatorname{grad} n \right), \\ i = i_n + i_p, \\ \operatorname{div} E = \frac{\rho'}{\varepsilon}. \end{array} \right. \quad (11)$$

V stacionárnom stave pri konštantnom osvetlení sa rovnice zjednodušujú, pretože  $\partial n/\partial t = \partial p/\partial t = 0$ . I potom je však systém základných rovníc (11) obecné veľmi ťažko riešiteľný. Preto sa podľa okolností zavádzajú ďalšie zjednodušujúce predpoklady. Uvedieme si len výsledky riešenia najdôležitejšieho prípadu — fotočlánku s  $p - n$  priechodom.

### 3.2. Fotočlánok s $p - n$ priechodom

Riešenie základných rovníc (11) pre fotočlánok s  $p - n$  priechodom v usporiadaní podľa obr. 4 podal Cumerow [23] a nezávisle od neho Ryvkin [33] (pozri aj Tauc [24]). Oblasť polovodiča sa pri riešení rozdeľuje na časť s prúdkou nehomogenitou a silným elektrickým poľom avšak so zanedbateľnou rekombináciou a na zbytok, v ktorom sa odohráva rekombinácia. Pri hľadaní voltampérovej charakteristiky (ďalej VA charakteristika) stačí za týchto podmienok určiť hustotu elektrónového a dierového prúdu na začiatku resp. na konci nehomogenity. Ich súčet tvorí potom celkový prúd pretiekajúci bariérou. Problém sa takto redukuje na riešenie základných rovníc v oblasti mimo bariéry, v ktorej možno navyše ohmickú časť prúdu oproti difúznej zanedbať. Konečne za predpokladu, že možno použiť Boltzmanovu štatistiku, dostáva VA charakteristika fotočlánku s  $p - n$  priechodom tvar

$$(12) \quad i = \frac{kT}{e} \left( \frac{eu_p p_N}{L_p} + \frac{eu_n n_P}{L_n} \right) \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) + eg(L_n + L_p).$$

Porovnaním tohoto vzťahu s rovnicou  $i = i_f - i_g$  dostávame

$$(13) \quad i_f = \frac{kT}{e} \left( \frac{eu_p p_N}{L_p} + \frac{eu_n n_P}{L_n} \right) \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) = i_0 \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right),$$

kde

$$i_0 = \frac{kT}{e} \left( \frac{eu_p p_N}{L_p} + \frac{eu_n n_P}{L_n} \right)$$

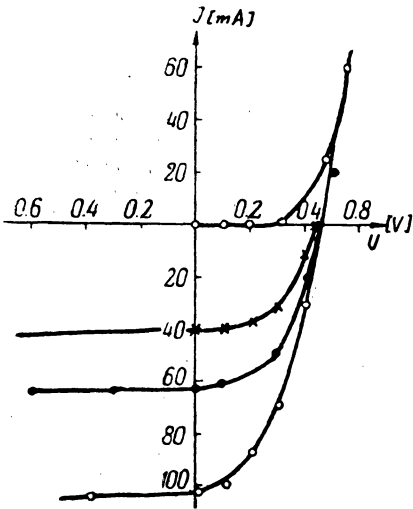
značí hodnotu nasýtenej hustoty prúdu v nepriepustnom smere fotočlánku za tmy. Závisí od materiálových konštánt polovodiča a od teploty.

Fotoelektrické napätie  $U$  sa vypočíta numerickým riešením rovnice

$$(14) \quad e^{\frac{eU}{kT}} + \frac{U}{i_0 R_z} = 1 + \frac{i_g}{i_0}.$$

Napätie naprázdno ( $R_z \rightarrow \infty, i = 0$ ) je podľa toho

$$(15) \quad U = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{i_g}{i_0} \right),$$



Obr. 6. Voltampérové charakteristiky kremíkového fotočlánku pre niekoľko rozličných intenzít osvetlenia. Krivka idúca počiatkom odpovedá nulovému osvetleniu.

čo je zrejme totožné so vzťahom (5) o čom sa môžeme presvedčiť dosadením za  $i_g$  a za  $i_0$  podľa (13).

Po označení (13) môžeme VA charakteristiku fotočlánku s  $p-n$  priechodom písať vo všeobecnejšom tvare

$$(16) \quad i = i_0 \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - i_g.$$

Merania ukázali, že tento vzťah dobre vystihuje skutočnosť v germániu, menej však v kremíku. Ukázalo sa, že pre kremík treba používať tvar

$$(17) \quad i = i_0 \left( e^{\frac{eU}{AKT}} - 1 \right) - i_g,$$

kde  $A$  = konštanta, ktorá má podľa okolnosti hodnotu 2—4. Skupina VA charakteristík kremíkového fotočlánku je na obr. 6.

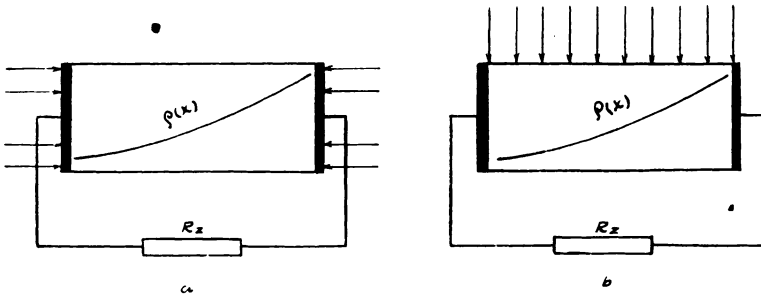
### 3.3. Fotočlánky s objemovou nehomogenitou

Teória fotočlánku s objemovou nehomogenitou nebola dosiaľ vypracovaná. Oproti fotočlánku s  $p-n$  priechodom a prudkou nehomogenitou (barierou) je tento problém značne zložitejší, pretože v oblasti nehomogenity nemožno zanedbať rekombináciu. Z hľadiska priemyselovej premeny žiarivej energie na elektrickú je objemový fotočlánok menej výhodný ako barierový a to z týchto príčin:

a) pri usporiadaní podobnom fotočlánku s  $p-n$  priechodom (obr. 7a) by vo vnútri nehomogenity nevznikali prakticky žiadne ióny, pretože hrúbka nehomogenity je značná a slnečné svetlo uvoľňuje nosiče náboja predvažne len v oblasti o hrúbke okolo  $10^{-4}$  cm, beta žiarenie v oblasti o hrúbke asi  $10^{-2}$  cm. Okrem toho sa prúd zoslabuje rekombináciou v nehomogenite.

b) pri usporiadaní podľa obr. 7b, ktoré zaručuje vznik iónov v celej oblasti

nehomogenity by bol zas nepatrný prierez, ktorým preteká fotoprúd, takže výkon by bol nepatrný.



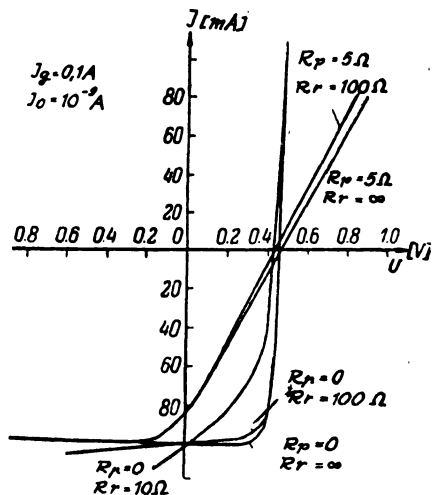
Obr. 7. Dve možnosti osvetlenia fotočlánku s objemovým fotovoltaickým efektom.

Objemový fotočlánok môže byť však výhodný napr. vo funkcii indikátora žiarenia, o čom svedčí napr. čl. patent [34]. Technológia výroby objemových fotočlánkov je jednoduchšia — gradient odporu možno jednoducho dosiahnuť napr. tepelným spracovaním.

### 3.4. Voltampérová charakteristika reálneho fotočlánku

Pri odvodení VA charakteristiky (12) neboli rešpektované niektoré okolnosti, ktoré nielen že pozmeňujú jej tvar, ale majú podstatný vplyv na účinnosť a maximálny výkon fotočlánku. Samotný  $p - n$  priebeh tvorí spravidla len nepatrnú časť polovodiča použitého vo fotočlánku. Odpor zbytku polovodiča sa pri odvodení VA charakteristiky (12) neuvažoval. To je prípustné vtedy, keď prúd tečie v nepriepustnom smere, pretože v tom prípade je odpor  $p - n$  priedochu veľmi veľký. Fotoprúd  $i$  však tečie v priepustnom smere a vtedy špecifický odpor  $p - n$  priedochu je zrovnateľný so špecifickým odporom ostatnej časti polovodiča.

V reálnom prípade musíme preto od fotoprúdu  $i$  odpočítať časť o ktorú ho zoslabuje odpor zbytku polovodiča (a kontaktov)  $R_p$ . Ďalšie zoslabenie prúdu je spôsobené rekombináciou a to jednak na povrchu polovodiča, jednak v samotnom  $p - n$  priedochu. Straty spôsobené povrchovou rekombináciou môžu byť ako ukázali Bir a Pikus [35] a nezávisle od nich Pfann a Roosbroeck [36] značné. Závisia od rýchlosti povrchovej rekombinácie a tá je zas funkciou kvality povrchu.



Obr. 8. Voltampérové charakteristiky kremikového fotočlánku pre niekoľko rozličných hodnôt paralelného a sériového odporu.

Všetky uvedené straty možno výhodne rešpektovať zavedením dvoch odporov: odporu  $R_p$  predstavujúceho odpor zbytku polovodiča a kontaktov zapojeného do série s  $p - n$  priechodom a odporu  $R_r$ , zapojeného paralelne. Takýto zobecnený problém riešil Prince [37]. VA charakteristiku možno vyjadriť len v implicitnom tvare

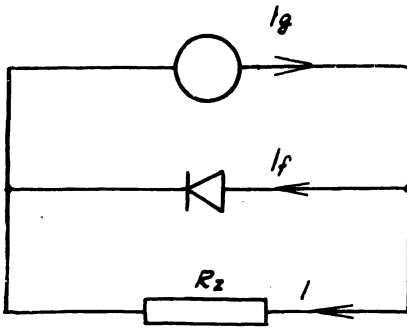
$$(19) \quad \frac{i + i_g}{i_r} - e^{\frac{e}{kT} (U - iSR_p)} = \frac{U - iSR_p}{i_r SR_r} - 1,$$

kde  $i_r$  = hustota prúdu pretiekajúceho odporom  $R_r$ .

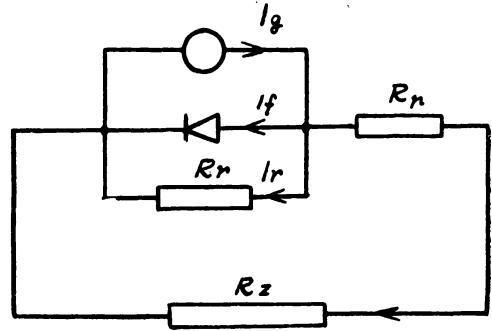
Niekoľko VA charakteristík počítaných týmto vzťahom pre niekoľko rôznych hodnôt  $R_r$  a  $R_p$  je na obr. 8.

### 3.5. Náhradné schémy fotočlánkov

Pri riešení elektrických okruhov s fotočlánkami ako aj pri výpočte ich najdôležitejších charakteristík je vhodné používať náhradné schémy. Pri ich vytváraní musíme vychádzať z príslušných teoretických výsledkov. Ekvivalentná schéma ideálneho fotočlánku musí podľa rovnice (16) obsahovať gene-



Obr. 9. Náhradná schéma ideálneho fotočlánku.



Obr. 10. Náhradná schéma reálneho fotočlánku.

rátor prúdu  $i_g$ ,  $p - n$  priechod pretiekajú prúdom o hustote  $i_r$  a zaťažovací odpor  $R_z$ . Takáto schéma, ktorú použili Pfann a Roosbroeck [36] je na obr. 9.

Náhradná schéma reálneho fotočlánku musí obsahovať okrem toho ďalšie dva odpory  $R_r$  a  $R_p$ . Je znázornená na obr. 10.

Význačné použitie má aj fotočlánok osvetlený premenlivým elektromagnetickým žiarením (fotodióda). Premenné osvetlenie zapríčiňuje aj premenlivú fotoems., preto sa pri činnosti takého fotočlánku uplatňujú aj kapacity. Miesto generátora jednosmerného prúdu o hustote  $i_g$ , musíme teraz uvažovať generátor striedavého prúdu. Závislosť fotonapätia a teda aj fotoprúdu od osvetlenia je určená charakterom pohybu uvoľnených nosičov náboja v blízkosti bariery. Vplyv tejto okolnosti môžeme v náhradnej schéme vystihnúť kapacitou  $C_g$  paralelnou k zdroju a odporom  $R_g$  zapojeným do série. Ich hodnoty závisia predovšetkým od frekvencie žiarenia.

Samotný usmerňujúci priechod charakterizujeme dvoma kapacitami: a) kapacitou  $C_b$  zodpovedajúcou rozloženiu priestorového náboja na bariere (klesá

s istou mocninou napätia na bariere [24], b) difúznou kapacitou  $C_d$  zodpovedajúcou difúzii dier do materiálu typu  $n$  a elektrónov do materiálu typu  $p$  (klesá s prvou mocninou napätia [38]).

Náhradná schéma fotočlánku pre striedavé osvetlenie je znázornená na obr. 11. Analýzou procesov prebiehajúcich za všeobecných podmienok sa zaoberá rad prác [39–41]. Pretože problematika je hodne zložitá, uspokojíme sa odkazom na literatúru.

#### 4. Maximálny výkon a účinnosť fotočlánku

##### 4.1. Ideálny fotočlánok

Ideálnym fotočlánkom budeme označovať fotočlánok, v ktorom nenastávajú Jouleove straty ani straty rekombináciou a iným mechanizmom. Jeho náhradné schéma je na obr. 9. Pomocou tejto schémy možno ľahko vypočítať optimálny odpor záťaže, maximálny výkon a účinnosť [36].

Výhodiskové rovnice podľa náhradnej schémy s ohľadom na (16) sú:

$$(20) \quad I_f = I_0 \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right),$$

$$(21) \quad I = I_g - I_f,$$

$$(22) \quad W = I^2 R_z = UI.$$

Posledná rovnica udáva výkon spotrebovaný na vonkajšom odpore  $R_z$ .

Pre maximálny výkon platí  $\frac{dW}{dR_z} = \frac{d(I^2 R_z)}{dR_z} = 0$ , z čoho

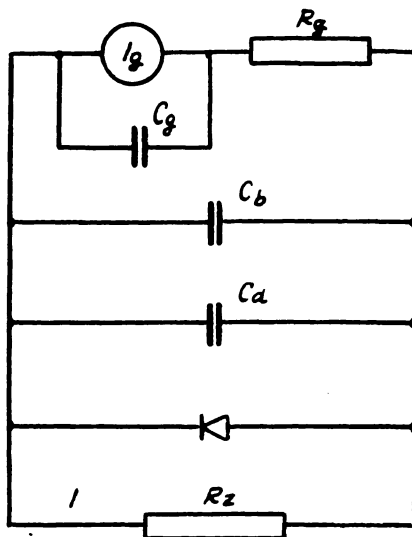
$$(23) \quad \frac{dI}{dR_z} = -\frac{I}{2R_z}.$$

Riešením rovníc (20), (21), s použitím podmienky (23) dostávame pre výpočet optimálneho odporu  $R_z$  vzťah:

$$(24) \quad R_z = \frac{kT}{eI_0} e^{-\frac{eU}{kT}}$$

a jeho dosadením do rovnice (20):

$$(25) \quad I_g = \frac{kT}{eR_z} \ln \frac{kT}{eI_0 R_z} + \frac{kT}{e} \left( \frac{1}{R_z} - \frac{eI_0}{kT} \right).$$



Obr. 11. Náhradná schéma fotočlánku pri trisedavom osvetlení.

Rovnica (25) umožňuje vypočítať optimálny odpor  $R_z$  z teoreticky vypočítateľných prúdov  $I_0$  a  $I_g$ . Ak zaťažovací odpor má hodnotu vyplývajúcu z rovnice (25), sú hodnoty prúdu  $I$  a napätia  $U$  dané vzťahmi:

$$(26) \quad I = \frac{kT}{eR_z} \ln \frac{kT}{eI_0R_z},$$

$$(27) \quad U = \frac{kT}{e} \ln \frac{kT}{eI_0R_z}.$$

Maximálny výkon potom bude:

$$(28) \quad W_{\max} = UI = \frac{k^2T^2}{e^2R_z} \left( \ln \frac{kT}{eI_0R_z} \right)^2.$$

Účinnosť  $\eta$  môžeme vyjadriť vzťahom:

$$\eta = \frac{qU}{\varepsilon_z},$$

kde  $q = e \frac{I}{I_g}$  je náboj prechádzajúci odporom  $R_z$ ,  $U$  – potenciálny rozdiel na výstupe fotočlánku, a  $\varepsilon_z$  je energie potrebná na vytvorenie jedného páru nosičov náboja. Môžeme preto poslednú rovnicu upraviť na tvar:

$$\eta = \frac{eU}{\varepsilon_z} \frac{I}{I_g} = \frac{eU^2}{\varepsilon_z R_z I_g},$$

alebo pomocou rovnice (26) a (27) na tvar:

$$(29) \quad \eta = \frac{UkT}{\varepsilon_z R_z I_g} \ln \frac{kT}{eI_0R_z} = \frac{k^2T^2}{\varepsilon_z e I_g R_z} \left( \ln \frac{kT}{eI_0R_z} \right)^2.$$

Účinnosť fotočlánku závisí od materiálu polovodiča, od teploty, lebo maximálne možné dosiahnuteľné napätie fotočlánku závisí od šírky zakázaného pásma  $\Delta E_g$ ,  $I_0$  závisí od materiálových konštánt a  $\varepsilon_z$  závisí tiež od stavby materiálu.

Ak poznáme tieto tri veličiny môžeme určiť účinnosť fotočlánku. Pre kremík a germánium zistíme, že kremíkový fotočlánok v dôsledku priaznivejšej hodnoty  $\Delta E_g$  a  $I_0$  má účinnosť zhruba dvakrát väčšiu ako germániový.

#### 4.2. Reálny fotočlánok

Náhradná schéma reálneho fotočlánku je na obr. 10. Táto schéma uvažuje s dostatočnou presnosťou všetky prídavné odpory, vplyvom ktorých sa znižuje prúd, resp. napätie v obvode zaťažovacieho odporu. Všeobecne je reálny fotočlánok popísaný v kapitole 3.4. Podobne ako u ideálneho fotočlánku budeme aj tu hľadať vyjadrenie optimálneho odporu, maximálneho výkonu a účinnosti reálneho fotočlánku.

Rovnice pre túto schému možno napísať v tvare:

$$(30) \quad I = I_g + I_f + I_r, \quad I_r = I_0 \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad U = I(R_z + R_p).$$

Riešením týchto rovníc pre maximálny výkon na základe podmienok (22) a (23) dostávame vyjadrenie optimálneho odporu záťaže  $R_z$  v tvare:

$$(31) \quad R_z = \frac{kT}{eI_0} e^{-\frac{eU}{kT}} - R_p.$$

Podľa obr. 10 prúd  $I_r$  možno vyjadriť v tvare:

$$(32) \quad I_r = \frac{kT}{eR_r} \ln \frac{kT}{eI_0(R_z + R_p)}.$$

Keď dosadíme za  $R_z$  podľa (31) do rovnice (30) s použitím vyjadrenia (32) dostávame:

$$(33) \quad I_v = \frac{kT}{e} \left( \frac{1}{R_z + R_p} - \frac{eI_0}{kT} \right) + \left( \frac{1}{R_z + R_p} + \frac{1}{R_r} \right) \ln \frac{kT}{eI_0(R_z + R_p)}.$$

Optimálny odpor  $R_z$  môžeme vypočítať buď pomocou rovnice (31), alebo častejšie pomocou rovnice (33).

Prúd tečúci za optimálnych podmienok vonkajšou záťažou a napätie na nej sú:

$$(34) \quad I = \frac{kT}{e} \frac{1}{(R_z + R_p)} \ln \frac{kT}{eI_0(R_z + R_p)},$$

$$(35) \quad U = \frac{kT}{e} \ln \frac{kT}{eI_0(R_z + R_p)}.$$

Maximálny výkon je teda:

$$(36) \quad W_{\max} = UI = \frac{k^2 T^2}{e^2} \frac{1}{(R_z + R_p)} \left[ \ln \frac{kT}{eI_0(R_z + R_p)} \right]^2.$$

Pre účinnosť vyjadrenú podobne ako v odstavci 4,1, platí:

$$(37) \quad \eta = \frac{U^2}{(R_z + R_p)} \frac{e}{\varepsilon_i I_v} = \frac{UkT}{\varepsilon_i I_v (R_z + R_p)} \ln \frac{kT}{eI_0(R_z + R_p)}.$$

Keď odpor zbytku polovodiča (a kontaktov)  $R_p$  klesá, účinnosť reálneho fotočlánku blíži sa účinnosti ideálneho fotočlánku. V prípade že  $R_p = 0$  prechádza rovnica (37) na rovnicu (29).

Prúd  $I$  pretekajúci vonkajšou záťažou je tým väčší, čím je väčšie  $R_r$ , tj. čím je menšia rekombinácia v objeme  $p - n$  priechodu, čo je pochopiteľné.

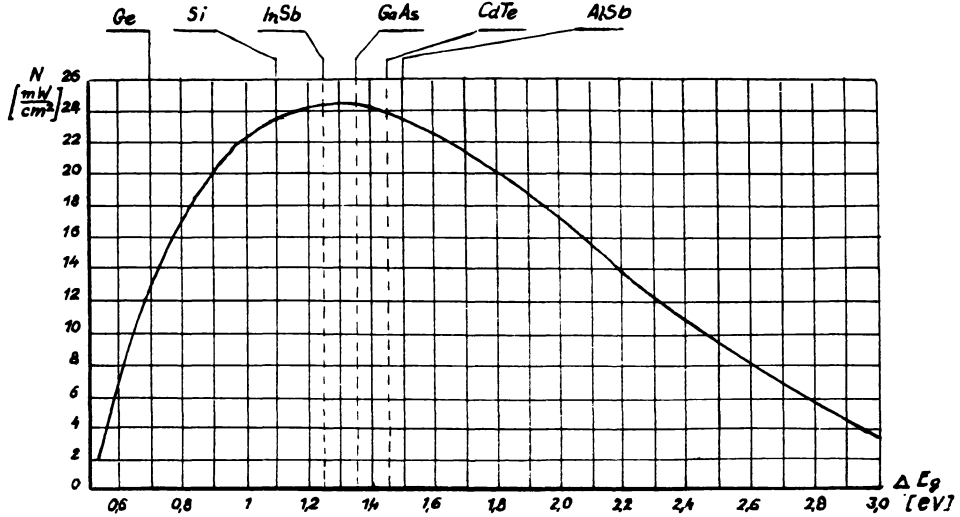
#### 4.3. Výber materiálov pre polovodiče batérie

V polovodičových článkoch premieňajúcich žiarivú energiu na energiu elektrickú, využívajú sa dnes hlavne dva druhy žiarenia:

- 1) žiarenie slnečné (slnečné batérie),
- 2) žiarenie rádioaktívne (atómové batérie).

V podstate u oboch druhov žiarenia účinnosť batérie závisí od výberu materiálu, jeho technologického spracovania, od spôsobu, akým sú urobené prírodné kontakty a pod. Ukázali sme už, že kremíkový fotočlánok má lepšiu účinnosť ako fotočlánok germaniový.

Vývojom nových druhov materiálov typu  $A^{III}B^V$ , resp.  $A^{II}B^{VI}$ , sa značne rozšírili možnosti nájsť materiál, ktorý by mal ešte lepšie vlastnosti pre výrobu (maximálny výkon a účinnosť) fotobatérií [42] [43] [44].



Obr. 12. Závislosť špecifického výkonu fotočlánku od šírky zakázaného pásma.

Výberom materiálov pre polovodičové batérie s ohľadom na otázky účinnosti sa v svojich prácach zaoberali najmä Loferski [45] a Prince [37]. Došli k názoru, že najvýhodnejšími materiálmi sú polovodiče, ktorých šírka zakázaného pásma pohybuje sa v oblasti:

$$1,0 \text{ eV} < \Delta E_g < 2 \text{ eV} .$$

Závislosť špecifického výkonu od šírky zakázaného pásma podľa [37] podáva obr. 12.

Z obrázku vidíme, že okrem Si, ktorý má veľmi dobré vlastnosti, existujú ďalšie vhodné materiály ako InSb, GaAs, CdTe, AlSb, InP, z ktorých najvýhodnejším sa javí GaAs. Vývoju nových typov polovodičov sa venuje na svete veľká pozornosť a dá sa očakávať, že sa objavia i ďalšie materiály vhodné pre výrobu fotočlánkov. Od budúcnosti čakáme najmä materiály, ktoré by sa svojimi parametrami vyrovnali kremíku, avšak ktoré by neboli také náročné na technologickú prípravu ako kremík.

## 5. Slné batérie

### 5.1. Charakteristika slnečného žiarenia

Pre správnu voľbu parametrov siete, v ktorej má pracovať slnečná batéria nutno čo najlepšie poznať všetky vlastnosti fotočlánku a tiež vlastnosti dopadajúceho žiarenia.



Medzi základné charakteristiky fotočlánku patrí celková — integrálna — citlivosť, spektrálna citlivosť a spektrálna charakteristika.

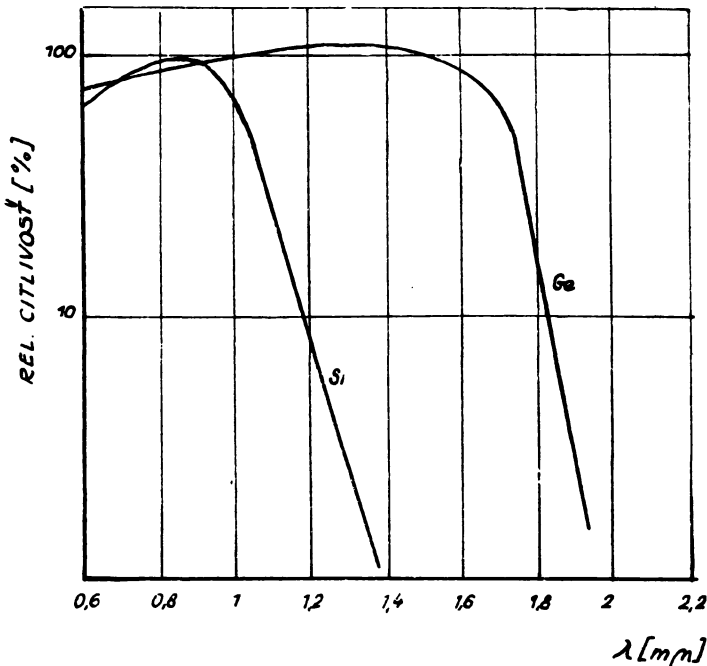
Integrálna citlivosť je definovaná veľkosťou fotoprúdu, ktorý tečie obvodom pri spojení nakrátko, ak na fotočlánok dopadá jednotkový svetelný tok žiarenia o rôznych vlnových dĺžkach, teda:  $K = \frac{I_k}{\Phi}$ .

Pri konštantnej integrálnej citlivosti je  $I_k \sim \Phi$ , avšak prúd vo vonkajšom odpore  $I$  už pri malých tokoch nie je lineárnou funkciou dopadajúceho svetelného toku. Rozbor náhradnej schémy reálneho fotočlánku podľa obr. 10 ukazuje, v čom spočíva nelinearita prúdu  $I$  v závislosti od osvetlenia fotočlánku. Pre jednoduchosť predpokladajme, že  $R_r = \infty$  ( $I_r = 0$ ). Z náhradnej schémy potom vyplýva:

$$I_o = I + I_f, I_f = \frac{I(R_z + R_p)}{R_f}, \text{ tj. } I_o = I \left( 1 + \frac{R_z + R_p}{R_f} \right), \text{ a konečne:}$$

$$(38) \quad I = \frac{K\Phi}{1 + \frac{R_z + R_p}{R_f}}.$$

Dosadili sme pritom  $I_o = K\Phi$ , lebo pri spojení nakrátko  $I_o = I_k$ ;  $R_f$  predsta-



Obr. 13. Spektrálne charakteristiky kremíkového a germániového fotočlánku.

vuje hodnotu odporu  $p - n$  priechodu v priepustnom smere pri  $U \rightarrow 0$  a je vyjadrený vzťahom:

$$R_f = \frac{kT}{eI_0}.$$

Zo vzťahu (38) vyplýva závislosť prúdu vo vonkajšom obvode od osvetlenia. Nelinearita ja tým väčšia, čím je väčší odpor záťaže  $R_z$ , odpor zbytku polovodiča a kontaktov  $R_p$ , a zväčšuje sa so vzrastom intenzity osvetlenia, lebo s osvetlením klesá odpor  $p - n$  priechodu v priepustnom smere.

Číselné hodnoty integrálnej citlivosti pre germániové fotočlánky sú 100 až 300 krát väčšie ako pre vákuové fotočlánky.

Fotočlánky vyrobené z rôznych fotovodivých materiálov majú rôzne citlivosti pre rôzne vlnové dĺžky. Teda rovnaké čo do veľkosti svetelné toky, ale od zdrojov s rôznymi teplotami, vytvárajú v obvode zaťažovacieho odporu rôzne veľké prúdy. Lepšou charakteristikou fotočlánku je preto spektrálna citlivosť  $K_\lambda$  definovaná veľkosťou prúdu nakrátko pri jednotkovom svetelnom toku dopadajúceho monochromatického žiarenia,

$$K_\lambda = \frac{I_k}{\Phi_\lambda}.$$

Inou dôležitou charakteristikou fotočlánku je jeho spektrálna charakteristika (závislosť  $I_k$  od  $\lambda$  pri konštantnom  $\Phi$ ). Podľa spektrálnych charakteristík dá sa určiť vhodnosť použitia jednotlivých fotočlánkov pre žiarenia o rôznych vlnových dĺžkach. Týmto otázkam sú venované práce [46] [47] [48]. Na obr. 13 sú spektrálne charakteristiky pre kremík a germánium.

### 5.2. Straty ovplyvňujúce účinnosť slnečnej batérie

Energia dopadajúceho žiarenia sa mení z čiastky na energiu nosičov náboja a vzniká elektrický prúd v obvode vonkajšej záťaže, zbytok energie sa mení na iné formy energie (tepelnú), predstavujúce straty fotočlánku.

Z hľadiska účinnosti slnečnej batérie môžeme straty [49] rozdeliť na dve hlavné skupiny:

A) Straty dopadajúceho svetelného toku na deje, ktoré sú neužitočné pre prácu fotočlánku.

B) Straty energie už vytvorených elektrónov a dier pri ich pohybe vo vnútri polovodiča.

Straty skupiny A — svetelné straty — predstavujú celkove asi 20 až 30% z dopadajúcej energie a môžeme ich deliť na straty

- 1) odrazom od povrchu aktívnej plochy fotočlánku (predstavujú 10 až 20%),
- 2) prechodom určitého množstva fotónov do zadnej elektródy a pohltenie v nej (asi 2%),
- 3) fotoelektricky neaktívnym pohltením v polovodiči (10—20%).

Straty skupiny B môžeme rozdeliť na straty:

1) prúdové (25%), spôsobené buď rekombináciou elektrónov a dier na povrchu, v objeme polovodiča, alebo v  $p - n$  priechode,

2) napäťové (30%), tvorené buď prechodom vytvorených elektrónov a dier v tej istej zóne na nižšie ležiace hladiny, pri ich zrážke s atómami mriežky, alebo prechodom nosičov náboja cez vlastný odpor polovodiča a kontaktov.

Percentuálne vyjadrenie vzťahuje sa na kremíkovú slnečnú batériu pracujúcu za optimálnych podmienok.

Rozbor svetelných strát (skupina A) ukazuje, že hlavný podiel na nich majú straty tvorené odrazeným svetlom. Intenzita odrazu závisí od stavu povrchu a materiálu  $p - n$  priechodu. Aby nastal čo najmenší odraz, je nutné voliť také materiály, v ktorých sa žiarenie pohlcuje v značne väčšej hrúbke, ako je dĺžka vlny dopadajúceho žiarenia. Aj pri tom všetkom odraz od povrchu polovodiča je okolo 30%, pre viditeľnú oblasť v Ge a Si až 40%.

Straty fotočlánku dajú sa zmenšiť špeciálnou úpravou povrchu aktívnej časti fotočlánku, napríklad vytvorením priepustných vrstiev na povrchu fotočlánku. Tým sa dajú znížiť straty odrazom na 7 až 10%.

Čo sa týka strát energie prechodom do zadnej elektródy, tie závisia od hrúbky pracovnej oblasti polovodiča a sú tvorené len malou časťou dlhovej oblasti aktívnej časti spektra.

Časť z dopadajúcej energie sa pohltí bez úžitku tým, že sa vytvoria excitóny. Otázka týchto strát zatiaľ nie je kvantitatívne vyriešená.

Pri použití kremíkoveho fotočlánku až 20% dopadajúcich kvantov svetelnej energie má hodnotu menšiu ako šírka zakázaného pásma a neaktívne sa pohlcuje.

Pri stratách skupiny B časť tvoria straty rekombináciou. Aká časť z vytvorených nosičov náboja rekombinuje, závisí od hĺbky  $p - n$  priechodu, od rozmerov oblasti v ktorej vznikajú páry elektrón - diera. Aby sa rekombinácia zmenšila, je nutné, aby oblasť kde vznikajú páry, bola vzdialená od  $p - n$  priechodu menej ako je difúzna vzdialenosť.

Pre Si s rýchlosťou povrchovej rekombinácie  $s = 5000$  cm/sec pri hrúbke  $n -$  oblasti  $l_n \doteq 3 \cdot 10^{-4}$  cm a difúznej vzdialenosti  $L_p = 10^{-3}$  cm až 30% nosičov náboja vytvorených svetlom zaniká na povrchu. Straty spôsobené rekombináciou v objeme polovodiča mimo bariery sú obyčajne menšie. Pikus [35] uvádza, že vo fotočlánku s  $p - n$  priechodom o dĺžke napr. elektrónovej oblasti  $l_n$  za jednotku času pri spojení nakrátko časť

$$N \frac{s \cdot l_n}{D_p} - \text{zaniká rekombináciou na povrchu,}$$

$$N \frac{l_n^2}{2L_p^2} - \text{zaniká rekombináciou v objeme polovodiča a}$$

$$N \left( 1 - \frac{s \cdot l_n}{D_p} - \frac{l_n^2}{2L_p^2} \right) - \text{prechádza cez bariery.}$$

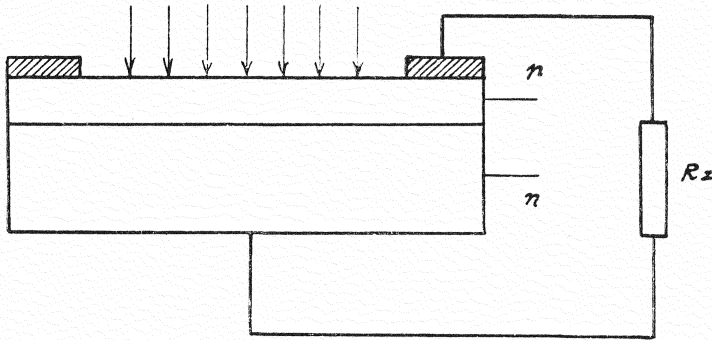
V uvedenom príklade pripadá na straty povrchovou rekombináciou 30%, na straty v objeme 5%, prúd nakrátko vytvára len asi 65% z celkove vytvoreného prúdu.

Vplyv rekombinácie mimo oblasti  $p - n$  priechodu je čiastočne zahrnutý v prvom člene rovnice (17). Vidieť, že čím menší je prúd nasýtenia  $I_0$ , tým menší je pri danom napätí prvý člen rovnice. Z toho dôvodu napätie naprázdno vyjadrené vzťahom (13) bude sa zväčšovať so znižovaním  $I_0$ . Prúd  $I_0$  je úmerný vlastnej vodivosti polovodiča. Čím je väčšia šírka zakázaného pásma, tým je menšia vodivosť aj tok nasýtenia  $I_0$ .

Ak závislosť od šírky zakázaného pásma je viac zvýraznená, ako závislosť od iných parametrov, potom táto veličina je najdôležitejším faktorom pri

výbere materiálu pre slnečné batérie, čo potvrdzuje úvahy v odseku 4,3. Úvahy plne potvrdzujú experimentálne pokusy.

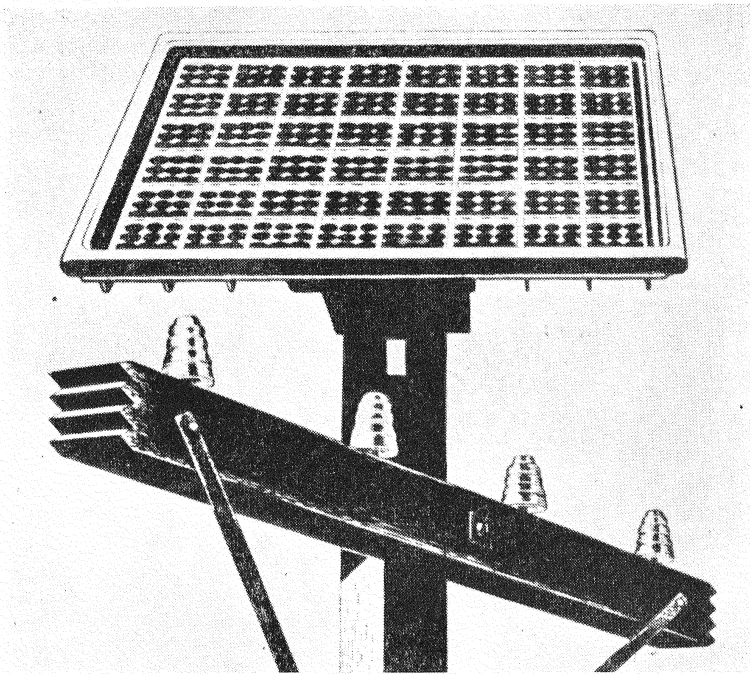
V súčasnosti vyrobené slnečné batérie z kremíka majú účinnosť do 8%. Ďalšie zvyšovanie účinnosti je možné znižovaním odporu  $R_p$ . Z toho dôvodu



Obr. 14. Rez fotočlánku s elektródou tvaru medzikružia na aktívnej časti polovodiča.

boli vyvinuté dva typy horných elektród (tj. elektród cez ktoré prechádza slnečné žiarenie) na slnečných bateriách:

- 1) elektróda vo forme polopriepustnej kovovej fólie,
- 2) elektróda tvaru medzikružia na aktívnej časti polovodiča.



Obr. 15. Kremíková slnečná batéria určená na napájanie telefónnych kanálov.

Prvý typ sa javí nevýhodnejším, lebo prechodom slnečného svetla cez kovovú fóliu nastávajú v nej nežiadúce straty, ktoré bývajú často väčšie, ako straty vplyvom väčšieho  $R_p$ .

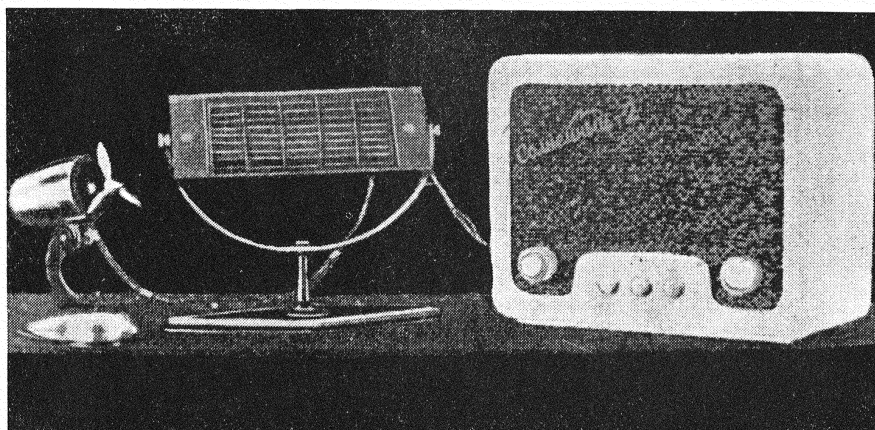
Rez fotočlánkom s elektródou druhého typu je na obr. 14. Podľa [37] pri znížení  $R_p$  zlepšovaním kontaktov z  $6,1 \Omega$  na  $2,7 \Omega$  vzrástol výkon na optimálnej záťaži 2,2 krát.

Ďalšia možnosť zníženia strát je voľba materiálu s malým špecifickým odporom pri dostatočne veľkej šírke zakázaného pásma.

Rešpektovaním týchto zásad, ako je prehľadne uvedené v práci [50], možno dosiahnuť účinnosť do 15% z ideálnej 24% účinnosti pre kremíkový fotočlánok.

### 5.3. Typy slnečných batérií

V úvode tohoto článku bol urobený odhad energie, ktorú predstavuje dopadajúce slnečné žiarenie. Podľa [36] dopadá na  $1 \text{ m}^2$  pri bezoblačnom nebi



Obr. 16. Sovietská slnečná batéria určená na napájanie tranzistorových rádioprijímačov.

$0,89 \text{ kWh}$ . Jej premenou na energiu elektrickú pri dosiahnuteľnej 10% účinnosti dostávame na výstupe  $89 \text{ Wh}$  z jedného  $\text{m}^2$  aktívnej plochy polovodiča.

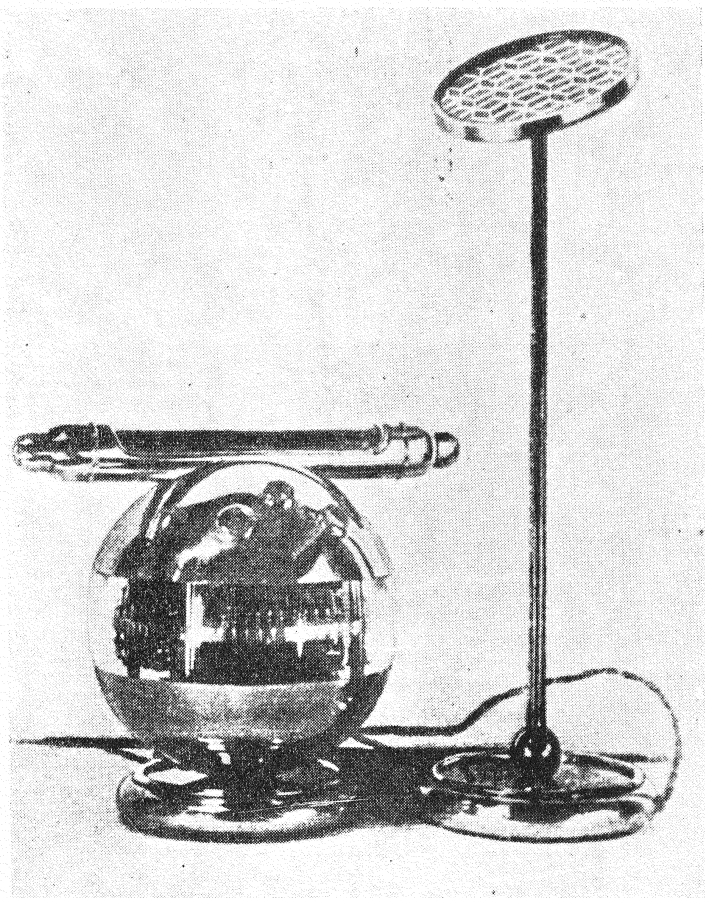
V SSSR a USA boli skonštruované rôzne typy slnečných batérií.

Slnečné batérie v SSSR boli použité ako napájacie zdroje prístrojov v umelých družiciach. V tomto prípade je nutné uvážiť zmeny pracovnej teploty takejto batérie.

Firmou Bell bola vyvinutá slnečná batéria, znázornená na obr. 15. Zložená je z 432 kremíkových fotočlánkov. Používa na napájanie niekoľkých telefonných kanálov a súčasne na nabíjanie akumulátorov pre prácu aparátúry v noci. Uzavretá je do skrinky z organického skla, aby boli vylúčené poveternostné vplyvy.

Slnečné batérie sú vhodné ako napájacie zdroje tranzistorových prijímačov. Na obr. 16 je typ sovietskej batérie, ktorá napája prijímač pracujúci s 9 tranzistormi. Musí dodávať výkon  $0,3 \text{ W}$  pre prijímač a  $0,2 \text{ W}$  pre chladiaci ventilátor. Pracovný povrch batérie je  $36 \text{ cm}^2$ .

Na obr. 17 je zobrazená kremíková batéria, ktorá je napájacím zdrojom počítača častíc kozmického žiarenia. Bola vystavená na Svetovej výstave v Bruseli. Jej účinnosť je 6%.



Obr. 17. Sovietská kremíková batéria určená na napájanie počítača častie kozmického žiarenia.

## 6. Atómové batérie

### 6,1. Zdroje rádioaktívneho žiarenia

Podobne ako energiu slnečného žiarenia, aj energiu rádioaktívneho žiarenia možno prostredníctvom  $p - n$  priechodu premieňať na energiu elektrickú.

Materiál  $p - n$  priechodu polovodiča, v ktorom sa mení dopadajúce rádioaktívne žiarenie na elektrický prúd, musí jednak spĺňať podmienky kladené na materiál pre slnečné batérie, jednak musí byť vybraný s ohľadom na možnosť rozrušenia kryštalickej mriežky časticami o vysokej energii.

Z takýchto hľadísk treba robiť výber žiaričov pre atómovú batériu. Hlavná pozornosť sa venuje typu žiarenia, energii, poločasu rozpadu a aktivite.

Zo zdrojov  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — žiarenia, prvé miesto zaujímajú čisté  $\beta$  žiariče, ktoré majú vhodnú energiu, aktivitu a dosť dlhý poločas rozpadu. Pomerne ľahko možno pre ne urobiť ochranné kryty.  $\beta$  — žiarenie sa silne pohlcuje v materiále polovodiča, napr.  $\beta$  — častice s energiou 0,5 MeV sú pohltené vrstvou Ge o hrúbke 0,03 cm.

$\gamma$  — žiarenie je menej vhodné preto, že jeho prenikavá schopnosť je veľmi veľká a málo sa v materiále pohlcuje. Pri niektorých procesoch však vytvára  $\beta$  žiarenie a to ďalej dáva vznik párom elektrón — diera. Ochranné kryty pre  $\gamma$  — žiariče sú dosť hrubé a ťažké.

Aj  $\alpha$  — žiariče môžu byť použité ako zdroje rádioaktívneho žiarenia, no ich veľkou nevýhodou je, že veľmi narúšajú kryštalickú stavbu mriežky ožiareného materiálu.

Aby sme dosiahli u atómových batérií vysokú účinnosť a maximálny výkon, bolo by výhodne voliť ako zdroje rádioaktívneho žiarenia žiariče s vysokou energiou. No životnosť takejto batérie by bola veľmi malá, lebo by dochádzalo k silnému rozrušeniu mriežky. Horná hranica energie ionizujúcich častíc má byť rovná energii, pri ktorej už dochádza k vytvoreniu defektov v mriežke. Táto energia  $E_i$  pre germánium je 0,63 MeV a pre kremík 0,3 MeV. Dolná hranica energie je určená energiou potrebnou na vytvorenie jedného páru nosičov náboja  $\epsilon_i$ . Táto je pre Ge 3 eV a pre Si 3,6 eV.

Žiariče vhodné pre konštrukciu atómových batérií sú podľa [36] a [54] uvedené v tabuľke 1.

Tabuľka 1  
Niektoré vlastnosti vhodných rádioaktívnych žiaričov

Prvok	Poločas rozpadu	Maximálna energia MeV	Špec. hmota g/cm <sup>3</sup>	Hfška prenikania častíc v Al g/cm <sup>2</sup>	Ideál. špec. aktivita curie/g	Pravdep. špec. aktivita curie/g
Co <sup>60</sup>	5,3 rok.	0,31 ( $\beta$ ) 1,17; 1,33 ( $\gamma$ )	8,9	0,083	1,15 · 10 <sup>3</sup>	1, 10
Sr <sup>89</sup>	53 dní	1,5 ( $\beta$ )	2,55	0,68	2,8 · 10 <sup>4</sup>	3000
Sr <sup>90</sup>	20 rok.	0,54 ( $\beta$ )	2,55	0,22	200	16
Y <sup>90</sup>	62 hod.	2,2 ( $\beta$ )	5,5	1,06	200	16
Pm <sup>147</sup>	2,6 rok.	0,22 ( $\beta$ )		0,049	500	50
Tl <sup>204</sup>	2,7 rok.	0,78 ( $\beta$ )	11,9	0,30	650	65
Ca <sup>45</sup>	180 dní	0,25 ( $\beta$ )	1,54	0,06	1,6 · 10 <sup>4</sup>	1600
Cs <sup>137</sup>	33 rok.	0,5 ( $\beta$ ) 95% 1,2 ( $\beta$ ) 5%	1,9	0,16 0,51	79	11
Ba <sup>137</sup>	2,6 min.	0,66 ( $\gamma$ )	3,5		79	11

Z tabuľky vyplýva, že najviac používanými zdrojmi rádioaktívneho žiarenia sú  $\beta$  žiariče s pomerne vysokou špecifickou aktivitou vyrobené vo forme tenkých fólií, aby nenastávalo zbytočné pohltienie žiarenia ešte v materiále žiariča.

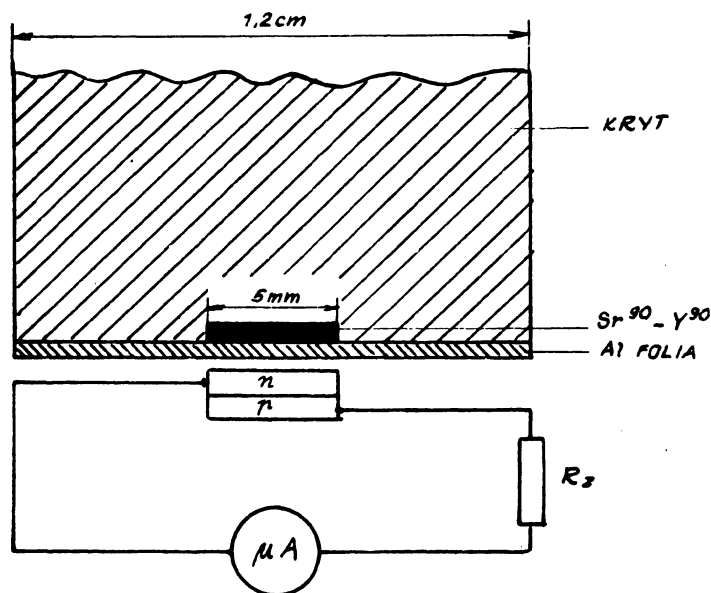
### 6,2. Vplyv rádioaktívneho žiarenia na fotočlánok

Rádioaktívne žiarenie vytvára v obvode zaťažovacieho odporu elektrický prúd, ktorého intenzita rastie s aktivitou aj energiou žiariča. Nežiadúcim

javom je narušenie kryštalickej mriežky a s tým spojené ďalšie straty energie. Účinnosť fotočlánku s rádioaktívnym žiaričom závisí od veličín opísaných v kapitole 5, no rekombinácia býva značne väčšia v dôsledku vytvorenia rekombinačných centier  $\beta$  — časticami o vysokej energii. Aby vznik rekombinačných centier bol obmedzený na minimum, materiál pre konštrukciu fotočlánku sa žíha. Napríklad, ako udáva Pfann a Roosbroeck [36], kremíkový fotočlánok, ktorého prúd nakrátko vplyvom proušenia mriežky klesol na 62% pôvodnej hodnoty, po nasledujúcom žíhaní pri 110°C po dobu 24 hodín vrátil se na pôvodnú hodnotu.

Ďalšie experimentálne práce potvrdili tieto vývody a dospelo sa k názoru, že viacnásobné opakovanie žíhania, alebo práca fotočlánku za zvýšenej teploty v značnej miere obmedzí narušenie mriežky elektrónami o vysokej energii.

Zníženie strát rekombináciou v dôsledku žíhania, resp. zvýšenie pracovnej teploty je však veľmi nevýhodné, lebo pri tom klesá odpor  $p - n$  prechodu, a tým aj účinnosť fotočlánku. Práve naopak, pri germániových fotočlánkoch pri znížení pracovnej teploty z 25°C na - 10°C došlo k 24-násobnému zvýšeniu maximálneho výkonu a tým aj k zvýšeniu jeho účinnosti.



Obr. 18. Rez atómovým fotočlánkom so stroncium-ytriovou rádioaktívnou fóliou.

Vhodnejší spôsob ako ochrániť materiál od rozrušenia mriežky, je zamedziť vnikanie  $\beta$  — častíc o vysokej energii do polovodiča.

Zatiaľ sa ako zdroj rádioaktívneho žiarenia v batériach najviac používa zložený  $\beta$  — žiarič  $Sr^{90} - Y^{90}$ . Maximálna energia  $Y^{90}$  je 2,2 MeV. Vložením Al fólie o hrúbke 0,248 cm zníži sa maximálna energia na 0,94 MeV. Tým značne klesne aj rýchlosť vytvárania poruchových centier v mriežke.



### 6.3. Typy atómových batérií

Teoretickými a experimentálnymi problémami týkajúcimi sa fotočlánkov pracujúcich s rádioaktívnymi látkami sa zaoberá rad prác, napr. [36—53].

Na obr. 18 je schématicky znázornený fotočlánok, v ktorom ako zdroj rádioaktívneho žiarenia bol použitý  $\text{Sr}^{90}$ — $\text{Y}^{90}$  s aktivitou 0,05 Curie (špec. aktivita 4 Curie/g). Žiarič bol od  $p$ — $n$  priechodu odtienený kovovou fóliou hrúbky  $100 \text{ mg/cm}^2$  tak, že prepúšťala len asi 16% beta žiarenia  $\text{Y}^{90}$ .

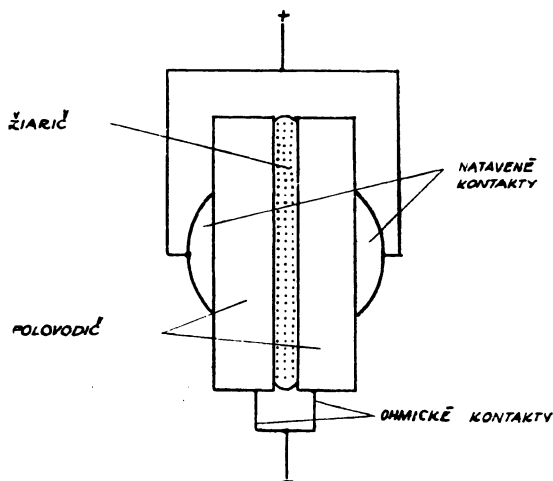
Správna voľba geometrických rozmerov a usporiadania žiariča a  $p$ — $n$  priechodu umožňuje optimálne využitie energie beta žiarenia. Pretože žiarenie vychádza zo zdroja na všetky strany, je výhodné umiestniť žiarič medzi dva  $p$ — $n$  priechody, ako je to znázornené na obr. 19.

Veľmi výhodným sa javí usporiadanie, v ktorom sa striedajú za sebou  $p$ — $n$  priechody a fólie s rádioaktívnymi látkami, takže každý  $p$ — $n$  priechod je ožiarený z oboch strán. Tým je zaručené maximálne využitie energie žiarenia.

Ako vyplýva z teoretických úvah je ideálny koeficient účinnosti kremíkovej atómovej batérie asi 18%. Súčasne existujúce germániové atómove batérie majú účinnosť asi 0,5%, kremíkové asi 3% [53].

V porovnaní so snečnými batériami majú atómove batérie nevýhodu vo vysokej cene zdrojov ionizujúceho žiarenia (u  $\text{Sr}^{90}$  je to 2 doláre za 1 curie), v nutnosti zabezpečiť ich pred škodlivými účinkami žiarenia na organizmus a v menšej účinnosti elemetov. Ich veľkou výhodou je použiteľnosť vo dne aj v noci.

Atómove batérie sú v počiatočných fázach vývoja, a keď sa ako zdrojov žiarenia použije zatiaľ nevyužitých odpadových materiálov z reaktorov, značne klesne aj ich cena.



Obr. 19. Výhodné usporiadanie atómoveho fotočlánku.

#### Literatúra:

- [1] Hottel H.: Ann Report Smitsonian Inst., (1942), 151.
- [2] Kikoin I. L.: Noskov M. M.: Phys. Z. Sow. 51 (1934), 586.
- [3] Tauc J.: Čs. Čas. Fyz. 6 (1956), 390.
- [4] Tauc J.: Čs. čas. fys. 5 (1955), 34.
- [5] Dember H.: Phys. Z. 32 (1931), 554, 856.
- [6] Dember H.: Naturwiss. 20 (1932), 758.
- [7] Laškarev V. E.: ŽETF 18 (1948), 917.
- [8] Gubanov A. J.: ŽETF 25 (1953), 307.
- [9] Davydov V.: Tech. Phys. 9 (1936), 427.
- [10] Lehovce K.: Z. Naturforsch. 2a (1947), 397.
- [11] Lehovce K.: Phys. Rev. 74 (1948), 463.

- [12] Mott N. F., Guernsey L.: *Electronic processes in ionic crystal*, Oxford 1940.
- [13] Mott N. F.: Proc. Roy. Soc. A 171 (1939), 281.
- [14] Shockley W.: Bell S. T. J. 28 (1949), 435.
- [15] Troušil Z.: Czechosl. J. Phys. 6 (1956), 96.
- [16] Laškarev V. E., Romanov V. A.: Trudy inst. fiz. AN SSSR, Kijev, 7 (1956), 50.
- [17] Laškarev V. E., Kosogonova K. M.: ŽETF 16 (1946), 786. ŽETF 18 (1948), 927.
- [18] Ioffe A. F.: *Fizika poluprovodnikov*, INN SSSR, M—L, 1957.
- [19] Davydov A. F.: Techn. Phys. USSR 5 (1938), 79.
- [20] Landau L., Lifšic E.: Phys. Z. Sow. 9 (1936), 477.
- [21] Tauc J.: Slaboproudý obzor 13 (1952), 10.
- [22] Davydov B. J.: ŽTF 8 (1938), 3.
- [23] Cummerow R. L.: Phys. Rev. 95 (1954), 16.
- [24] Tauc J.: Čs. čas. fys. 4 (1954), 158.
- [25] Fan H. J.: Phys. Rev. 75 (1949), 1631.
- [26] Sosnowski L.: Phys. Rev. 72 (1947), 641.
- [27] Benzer S.: Phys. Rev. 72 (1947), 1267.
- [28] Becker M., Fan H. Y.: Phys. Rev. 78 (1948), 301.
- [29] Troušil Z.: Čs. čas. fys. 5 (1955), 709.
- [30] Frank H.: Čs. čas. fys. 5 (1955), 536.
- [31] Krempaský J.: Čs. čas. fys. 9 (1959) — v tlači.
- [32] Tauc J., Závětová M.: Čs. čas. fys. 9 (1959), 241.
- [33] Ryvkin S. M.: ŽTF 25 (1955), 21.
- [34] Prousil Z.: Čsl. patent 86 964, pat. trieda 21 g 20/10.
- [35] Bir G. L., Pikus G. E.: ŽTF 27 (1957), 467.
- [36] Pfann W., Roosbroeck W.: J. of Appl. Phys., 25 (1954), 1422.
- [37] Prince M.: J. of Appl. Phys. 26 (1955), 534.
- [38] Shockley W.: *Electrons and Holes in Semiconductors*, Toronto—New-York—London, 1950.
- [39] Ryvkin S. M.: ŽTF 27 (1957), 1676.
- [40] Ryvkin S. M., Makovskij L. L., Strokan N. B.: Doklady konferencii po fotoelektričeskim javleniam v poluprovodnikach, Kijev, 1957.
- [41] Adirovič Ž., Kolotilova B. T., Malin B. V.: Radiotěchnika i elektronika 1 (1956), 1058.
- [42] Ross I. M., Saker E. W.: Journ. Electronics 1 (1955), 223.
- [43] Abraham A., Czechosl. J. Phys., 6, (1956), 724.
- [44] Jenny D. A., Loferski J. J., Rappaport P.: Phys. Rev. 101 (1956), 1208.
- [45] Loferski J. J.: J. of Appl. Phys. 27 (1956), 777.
- [46] Schultz M. L., Morton G. A.: Proc. IRE 43 (1956), 1819.
- [47] Bube R. H.: Proc. IRE 43 (1955), 1836.
- [48] Frederikse H. P. R., Blunt R. F.: Proc. IRE 43 (1955), 1828.
- [49] *Poluprovodniki v nauke i tehnike*, II tom, Moskva 1958.
- [50] Vavilov V. S., Maloveckaja V. M., Galkin G. N., Landsman A. P.: UFN 63 (1957), 123.
- [51] Rappaport P.: Phys. Rev. 13 (1954), 246.
- [52] Engineering 419 (1955), 4678.
- [53] Vavilov V. S.: UFN 56 (1955), 111.
- [54] Hollander J. M., Perlan. I., Seaborg G. T.: *Table of Isotopes*, ruský preklad: *Tablica izotopov*, Moskva 1956.