

Karel Huml

Užití přechodu p-n v polovodičích k detekci ionisujícího záření

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 5 (1960), No. 4, 424--431

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137008>

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

UŽITÍ PŘECHODU $p-n$ V POLOVODIČÍCH
K DETEKCI IONISUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

Karel Huml, *Katedra fyziky pevných látek Mat.-fys. fak. KU*

1. Úvod

Pro měření malých intenzit záření se dnes obvykle užívá GM trubic. Pro intenzity v oboru $2 \cdot 10^3$ až 10^6 částic za sec je možno užít proporcionálních počítačů. Pro intenzity ještě větší se počínají zavádět polovodičové preparáty, které při ozáření mění svůj odpor.

Vedle těchto tří obvyklých způsobů lze k registraci ionisujícího záření užít přechodu $p-n$ v polovodičích. Nejprve krátce vysvětlíme vznik přechodu $p-n$ a jeho základní vlastnosti.

2. Náhradní elektrické schéma přechodu $p-n$

Zavedeme-li do polovodičivého monokrystalu cizí atomy s větším počtem valenčních elektronů, nežli mají atomy původní mříže, bude převažovat elektronová vodivost. Mluvíme o polovodiči typu n (negativní). Naopak mají-li příměsi méně elektronů, pak vznikne tzv. polovodič typu p (pozitivní), s vodivostí děrovou.

Dnes dovedeme vyrobit monokrystal, který má jednu část typu n a druhou typu p . Je-li změna mezi oběma typy ostrá, pak přechod $p-n$ má významné usměrňovací vlastnosti. Toho se užívá při výrobě germaniových a křemíkových usměrňovačů.

Předpokládejme nyní, že v okolí přechodu $p-n$ se absorbuje zkoumané záření. Pak každému pohlcenému kvantu energie odpovídá generace jistého počtu párů elektron—díra. Necht je krystal vyroben tak, že přechod $p-n$ leží kolmo ke směru dopadajících paprsků a pod povrchem v hloubce rovné přibližně jedné difusní délce minoritních nositelů proudu. To znamená děr v případě polovodiče typu n .

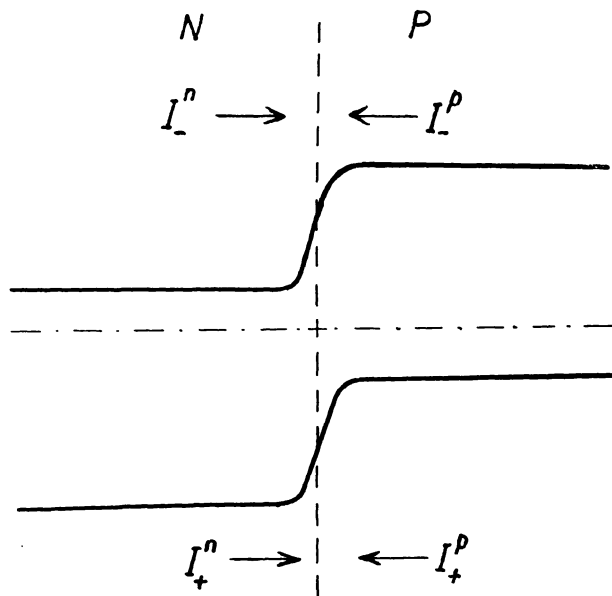
Nejprve odvodíme základní rovnici fotodiody. Užijme zkráceného výpočtu Ryvkinova [1], který vychází z diodové teorie.

Uvažujme zpočátku rovnovážný případ bez ozáření. Pak v přechodu $p-n$ bude platit

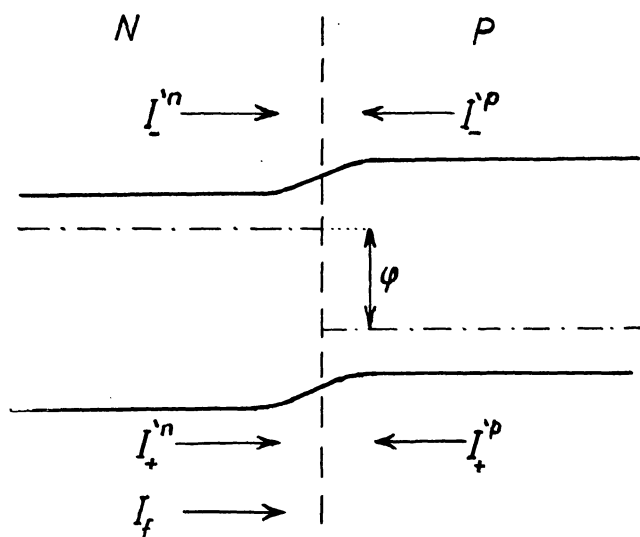
$$-I_{-}^{n} + I_{+}^{n} + I_{-}^{p} - I_{+}^{p} = 0, \quad (1)$$

kde I_{-}^{n} je elektronový proud z n oblasti do p , I_{+}^{p} je elektronový proud z p oblasti do n , I_{+}^{n} je děrový proud z n oblasti do p , a I_{-}^{p} je děrový proud z p oblasti do n .

Nechť jsou nyní v n oblasti tvořeny páry elektron–díra vlivem absorpce dopadajícího záření. Potom stoupne v n materiálu koncentrace volných nositelů proudu obojího náboje. Páry se difuzí dostanou až k přechodu p – n . Jen malé množství elektronů má však takovou energii, aby překonalo potenciálovou

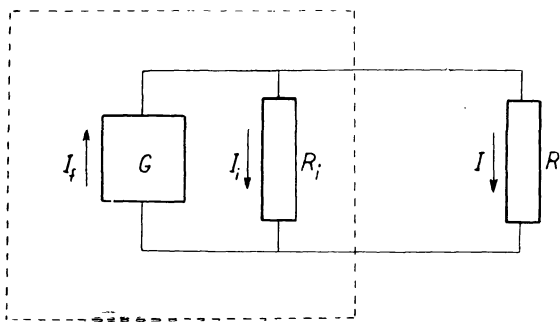


Obr. 1. Pásové schéma energií elektronů v přechodu p – n v rovnovážném případě bez ozáření.



Obr. 2. Pásové schéma energií elektronů v přechodu p – n v případě stacionárního osvětlení.

bariéru v přechodu p - n . Díry mají opačný náboj a proto po potenciálovém valu sklouznou do p části. Vzniká tak děrový proud, který nabíjí p oblast kladně. To má za následek vznik dodatečného rozdílu potenciálu φ , který snižuje výšku bariéry na takovou hodnotu, až dostatečné množství elektronů z n oblasti může překonat potenciálový val a tak kompenzovat narůstání náboje.



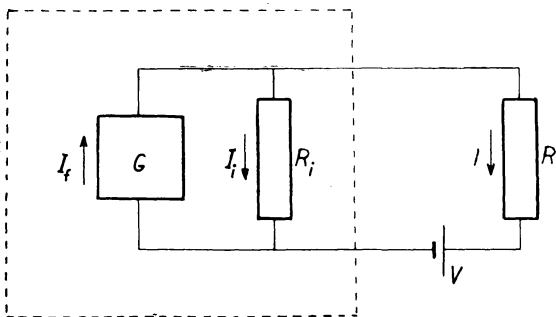
Obr. 3. Náhradní elektrické schéma fotovoltaického článku v obvodu se zatěžovacím odporem R . Fotovoltaický článek je nahrazen generátorem elektrického proudu G , který má svodový odpor R_i .

V případě stacionárního osvětlení se ustaví nová rovnováha, při čemž musí platit:

$$I_f - I'_- + I'_+ + I'_- - I'_+ = 0, \quad (2)$$

kde I_f je fotoproud vzniklý přechodem děr z n do p oblasti. Z obr. 2 vyplývá, že

$$I'_+ = I_+, \quad I'_- = I_-, \quad (3)$$



Obr. 4. Náhradní elektrické schéma fotodiody v případě záporného předpětí V . Fotodioda je nahrazena generátorem elektrického proudu G , který má svodový odpor R_i .

zatím co z podmínky Boltzmannovy rovnováhy v přechodové vrstvě plyne:

$$I'_- = I_- e^{\frac{e\varphi}{kT}}, \quad I'_+ = I_+ e^{\frac{e\varphi}{kT}}. \quad (4)$$

Označíme-li $I'_+ + I'_- = I_s$ a dosadíme-li vztah (3) a (4) do rovnice (2), dostaneme základní rovnici fotodiody

$$I_f - I_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = 0, \quad (5)$$

odkud

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_f}{I_s} + 1 \right). \quad (5a)$$

V tomto případě lze měřit množství dopadajícího záření velikostí elms φ , pracuje-li článek naprázdno. Dioda, která mění energii dopadajícího záření v energii elektrickou, se nazývá fotovoltaickým článkem.

Jestliže připojíme fotovoltaický článek na vnější pracovní odpor R , pak v rovnici (5) bude stát na pravé straně místo nuly proud vnějším obvodem I (viz obr. 3). Použijeme-li vztahu, že

$$I = \frac{\varphi}{R}, \quad (6)$$

dostaneme rovnici fotodiody ve tvaru

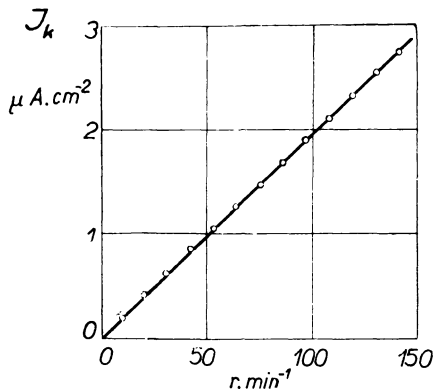
$$I_f - I_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi}{R}. \quad (7)$$

Tuto rovnici lze vyložit tak, že fotoproud I_f se rovná proudu, který teče přes zatěžovací odpor R a proudu svodovému přechodem p - n .

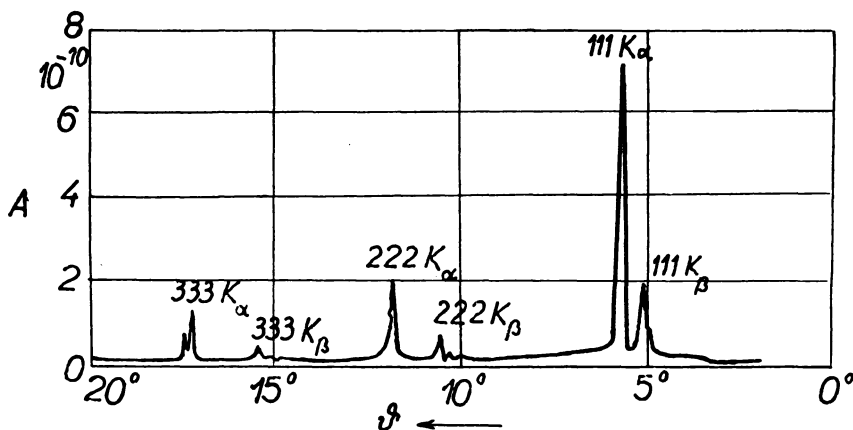
Spojíme-li fotovoltaický článek nakrátko, pak $\varphi \rightarrow 0$ a

$$I_f = I. \quad (8)$$

Potom vnější proud I bude mírou dopadajícího záření. Tím dostáváme druhý způsob, jak měřit intenzitu dopadajícího záření.



Obr. 5. Závislost proudu nakrátko J_k na intenzitě roentgenového záření pro GaAs diodu p - n podle Pfistera [2]



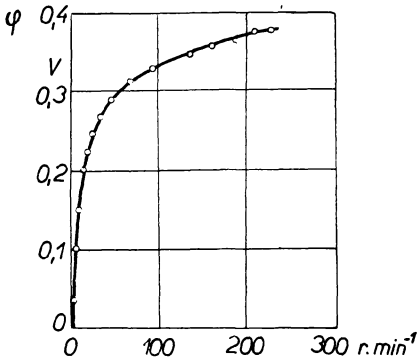
Obr. 6. Spektrogram AlSb. Anoda Mo, záření nefiltrováno. Poloměr spektrometrické kružnice 160 mm. Podle Pfistera [2]. Jako detektoru bylo použito GaAs diody p - n .

Přivedeme-li současně na diodu záporné napětí V , pak se rovnice (7) změní pouze v tom smyslu, že pod symbolem φ budeme nyní chápat efektivní napětí připadající na přechod $p-n$. Říkáme, že článek pracuje jako fotodioda. Na odporu R , který je v serii s fotodiódou, bude zbývající spád napětí $\varphi - V$.

Proud odporem R bude $\frac{\varphi - V}{R}$. Obecná rovnice fotodiody má nyní tvar

$$I_f - I_s \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi - V}{R} \quad (9)$$

Zapojení vnějšího záporného předpětí V umožní registrovat pulsy proudu, vzniklé absorpcí jednotlivých částic. Tato metoda se hodí k měření slabých intenzit silně ionisujících záření.



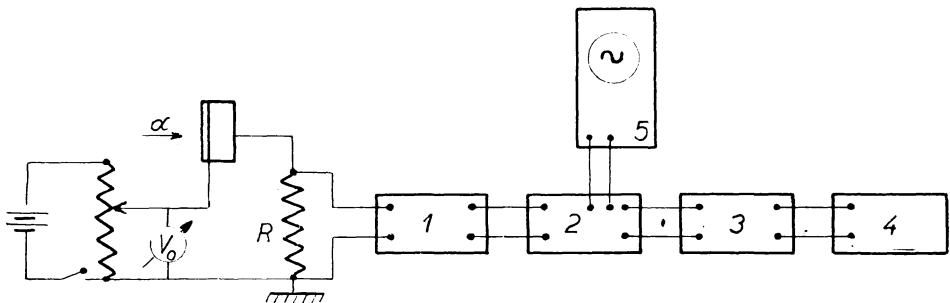
Obr. 7. Závislost napětí na prázdnou φ GaAs fotovoltaického článku na intenzitě dopadajícího záření X . Podle Pfistera [2].

V následující kapitole probereme možnosti využití všech tří metod měření dopadajícího záření.

3. Užití přechodu $p-n$ v dosimetrii

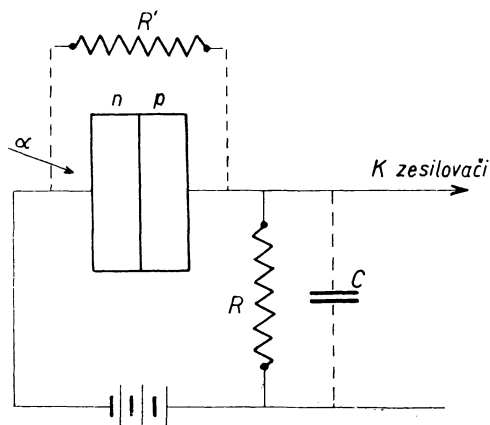
Pro měření středních intenzit záření je možno použít přechodu $p-n$ v zapojení nakrátko. Výchylka citlivého galvanoměru, s malým vnitřním odporem, je pak podle rovnice (8) přímo úměrná počtu částic dopadajících na povrch diody. Ukazuje se, že pečlivým výběrem a vhodnou výrobou diod lze dosáhnout lineární závislosti ve značném oboru intenzit. Na obrázku 5 jest Pfisterovo měření [2] závislosti proudu nakrátko I_k na intenzitě dopadajícího rentgenova záření na GaAs diodu $p-n$. Pfister

zjistil, že proud nakrátko je téměř nezávislý na změně teploty během měření. Z obr. 6 je vidět, že diody se velmi dobře hodí na příklad k pořizování spektrogramů.



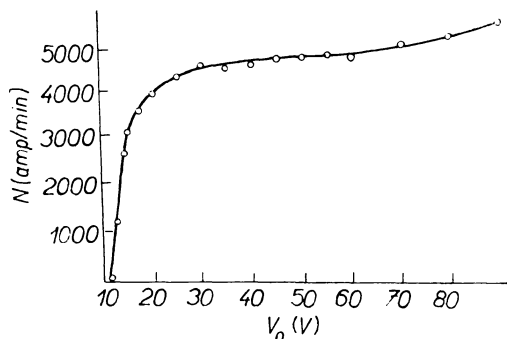
Obr. 8. Blokové schéma zapojení Ge fotodiody $p-n$ podle Arjapetance a Ryvkina [3]. 1 — předzesilovač, 2 — širokopásmový zesilovač, 3 a 4 — počítací zařízení, 5 — oscilograf.

Jestliže intenzita ionisujícího záření je malá, takže měření proudu nakrátko je nevhodné, pak lze užít metody, která využívá vzniku elms φ vlivem generace nositelů proudu zářením. Viz rovnice (5a). Nevýhodou jest nelineární závislost mezi φ a intenzitou záření. Omezíme-li se však jen na malé intenzity, lze nelinearitu zanedbat. Další nevýhodou je závislost φ na teplotě. Ukazuje se však, že saturační proud I_s má teplotní závislost opačnou, a že veličina $\varphi \cdot I_s$ je teplotně téměř nezávislá. Může proto sloužit jako míra dopadajícího záření. To lze dosáhnout vhodným uspořádáním, jak je popsal Pfister [2]. Těto metody se užívá např. v interferenční goniometrii práškových vzorků. Primární proud paprsků X se přerušuje asi 13krát za sec. Výsledný signál je zesilován úzkopásmovým zesilovačem. Podobného zapojení lze užít také pro měření reflexe roentgenových paprsků.



Obr. 9. Zjednodušené schéma zapojení Ge fotodiody $p-n$ podle Arjapetance a Ryvkina [3].

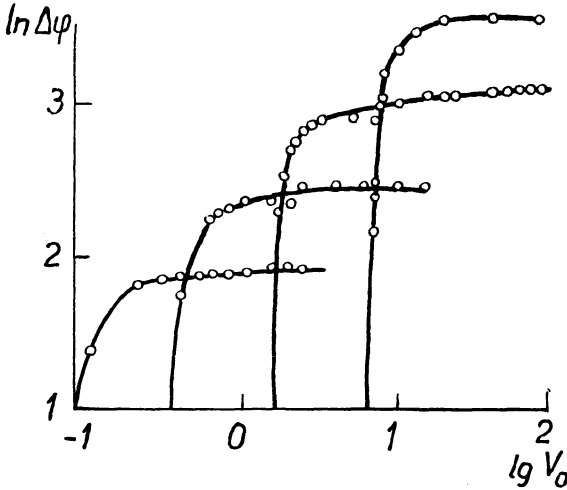
V případě, že jde o měření jednotlivých pulsů, vzniklých absorpcí těžkých, elektricky nabitých částic, je možno užít zapojení, které popsal Arjapetjanc a Ryvkin [3]. Pro snazší představu je vhodné schéma zapojení zjednodušit, jak je znázorněno na obr. 9. Odpor R je vnějším zatěžovacím odporem obvodu. Kapacita C pak v sobě zahrnuje kapacitu přechodu $p-n$ a vnějších vodičů. Je zřejmé, že vlastnosti počítače budou nyní závislé na velikosti záporného předpětí V_0 , kapacity C a pracovního odporu R . Ryvkin zjistil na germaniové diodě $p-n$, že začíná účinkovat jako počítač až při jisté hraniční hodnotě záporného předpětí V_0 . Pak počet pulsů rychle roste až do nasycení. Další zvětšování předpětí V se téměř neprojevuje. To je výhodné, neboť počítač má tak velmi dobré pracovní plató. Jestliže zvětšujeme pracovní odpor R , pak výška pulsů se zvětšuje, ale zároveň se posouvá i hraniční předpětí V_0 k vyšším hodnotám.



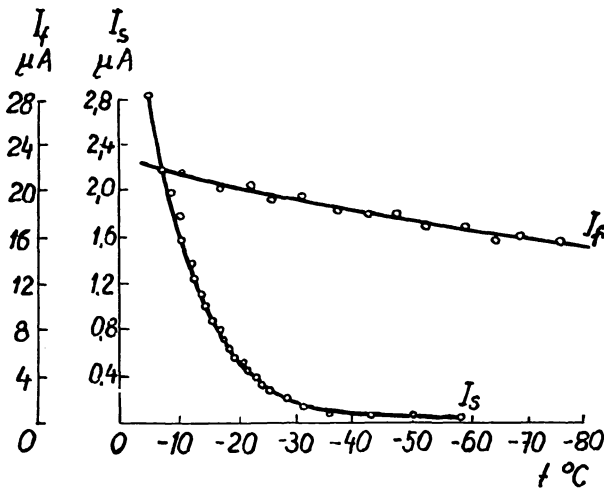
Obr. 10. Závislost počtu pulsů za minutu na předpětí V . Ge fotodioda $p-n$ ozářena částicemi alfa. Podle Arjapetance a Ryvkina [3].

Kapacita C s odporem R určují časovou konstantu obvodu RC . Průběh pulsů bude záviset, jednak na konstantě RC , ale i na vlastnostech přechodu $p-n$. Kinetika přechodu je dána dvěma veličinami: 1. dobou života minoritních nositelů proudu τ , 2. efektivní dobou průletu minoritních nositelů proudu od místa vzniku do přechodu $p-n$ t_0 . Obvykle se užívá materiálu s velkým τ ,

takže platí $\tau \gg t_0$. Pro naše výpočty pak stačí omezit se na dvě veličiny a to t_0 a RC . Ryvkin uvádí například pro $R < 200 \text{ k}\Omega$, $C = 26,5 \text{ pF}$ že vychází $t_0 = 10^{-5} \text{ sec}$. Podrobnější diskusí obecné rovnice fotodiody lze dokázat, že v případě $RC \gg t_0$ je vzestupná hrana pulsu dána dobou t_0 a sestupná část se řídí podle exponenciálního zákona s časovou konstantnou RC . V opačném případě je puls dán tvarem proudu přes přechod p - n .



Obr. 11. Závislost velikosti pulsů $\Delta\varphi$ na napětí V pro různé zatěžovací odpory. 1 — 8 k Ω , 2 — 18 k Ω , 3 — 75 k Ω , 4 — 470 k Ω . Ge fotodioda p - n ozářena částicemi alfa. Podle Arjapetance a Ryvkina [3].



Obr. 12. Závislost závěrného proudu J_s a fotoproudu J_f na teplotě. Ge fotodioda p - n ozářena částicemi alfa. Podle Arjapetance a Ryvkina [3].

Správným poměrem veličin R , C , t_0 lze dosáhnout vhodného tvaru pulsu. Ryvkinova měření ukazují, že experimentální výsledky jsou ve velmi dobré shodě s teorií.

4. Závěr

Využití fotodiody k registraci záření je doposud malé. Starší polovodičové diody měly většinou značný saturační proud I_s a k dosmetrii se nehodily. Fluktuace proudu I_s totiž způsobuje značný šum. Jest však možno vlastnosti diody podstatně zlepšit, pracuje-li za snížené teploty. Fotoproud I_f je teplotně málo závislý, zatím co I_s rychle klesá k malým hodnotám. Na obr. 12 je znázorněna závislost I_f a I_s na teplotě podle Arjapetance a Ryvkina [3].

Dnešní diody vyrobené z materiálu jako je Si, Ge, GaAs a jiné mají tak malý závěrný proud I_s , že spolehlivě pracují i za pokojové teploty. Polovodičové počítače p - n mají oproti jiným dosimetrům řadu předností.

Při metodě, která vychází z měření proudu nakrátko nebo napětí naprázdno, jsou to zejména tyto výhody:

1. Linearita proudu nakrátko pro značný obor záření.
2. Statistická chyba počítače $p-n$ je o řád menší nežli u trubice GM.
3. Krystal má značnou absorpční schopnost.
4. Jednoduchost zapojení a spolehlivost v provozu.
5. Nejeví únavu ani během několikaměsíčního provozu.
6. Některé typy lze užít bez ochranných nátěrů a bez jakýchkoliv zvláštních krytů.
7. K utvoření jednoho páru iontů v proporcionálním počítači je potřeba energie 30 eV. Na jeden pár nositelů proudu v GaAs diodě pouze 3 eV a germaniové diodě 2,5 eV.

Při registraci jednotlivých pulsů, za použití záporného předpětí V , vykazuje přechod $p-n$ tyto výhody:

1. Velikostí pulsů se germaniová dioda $p-n$ vyrovná dielektrickému počítači.
2. Má velmi dobré pracovní plató.
3. Lze užít i při pokojové teplotě, na rozdíl od dielektrického počítače, který musí být silně chlazen.
4. Doba narůstání pulsu je asi 2 až 10 μsec .
5. Přechod $p-n$ v germaniu netrpí polarisací.

Vzhledem k intenzivnímu výzkumu a zdokonalování technologie lze očekávat, že v brzké budoucnosti se objeví i na našem trhu polovodičové dosimetry.

Našly by jistě rychlé uplatnění v řadě odvětví našeho výzkumu i průmyslu.

Závěrem práce dovoluji si poděkovat doc. dr. E. Klierovi za mnoho cenných rad a upozornění.

Literatura

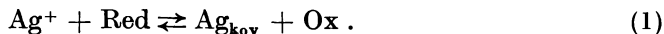
- [1] Ryvkin S. M., ŽTF 25, (1955) 21.
 [2] Pfister H., Zf. Angew. Phys. 11 (1959) 290.
 [3] Arjapetjanc A. V., Ryvkin S. M., ŽTF 27 (1957) 95.

VZTAHY MEZI ZČERNÁNÍM VYVOLANÉ FOTOGRAFICKÉ VRSTVY A KONCENTRACÍ VYREDUKOVANÉHO STŘÍBRA

Z. Staněk, J. Trousil, *Přírodovědecká fakulta KU, Praha*

1. Studium průběhu vyvolávání

Při vyvolávání dochází ke změnám jak v citlivé vrstvě, tak ve vyvolávacím roztoku. Bromid stříbrný, přítomný v citlivé vrstvě, se redukuje na kovové stříbro a redukční látka ve vývojce se oxýduje. Schematicky lze vystihnout průběh vyvolávání takto:



V praxi používané vývojky převádějí stříbrné halogenidy irreversibilně na stříbro. Oxýdovaná forma redukční látky v upotřebené vývojce není obvykle