

Fényelemek konstrukciós kérdései

ETO 621.333.51

A félvezető optoelektronikus elemek és az ezekből felépülő eszközök fejlesztésének és gyártásának növekedési üteme ma már világszerte meghaladja a félvezető integrált áramkörök hasonló növekedési ütemét. Ezt a híradástechnikai és műszeripar, valamint egyre nagyobb mértékben a fogyasztói elektronikai ipar alkatrész- és eszközszükségletei magyarázzák.

A hazai kutatás és fejlesztés súlypontja elsősorban a szilícium alapú fotodetektorok területe. A következőkben ennek egyik fontos típusáról, a szilícium fényelemekről kívánunk szólni, amelyek számítógéperifériákban, optikai kapcsolókban, a fényérés és a folyamatszabályozás számos területén alkalmazhatók.

1. A konstrukció

A megvilágított $p-n$ átmenet egyenleteiből indulunk ki. Mivel a megvilágítás stacionárius, a töltéshordozók kontinuitási egyenlete a következő:

$$g - \frac{n_{pp}}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{dj_n}{dx} = 0,$$

$$g - \frac{p_{nn}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} = 0,$$

ahol az index megkettőzésével az egyensúlyon felüli töltéshordozók koncentrációját jelöltük.

A generálást a fénynyelésből számíthatjuk. Minden olyan foton, amelynek energiája nagyobb a tilos sáv szélességénél, töltéshordozó pár generálásával nyelődik el. Ebben a szemléletben van bizonyos egyszerűsítés, amennyiben elhanyagoltuk a csapdák-ból való fotogenerálás esetét, azonban ez szilíciumban, térfogati generálás esetén valóban elhanyagolható.

Így

$$g = -\frac{\partial F(\lambda, x)}{\partial x},$$

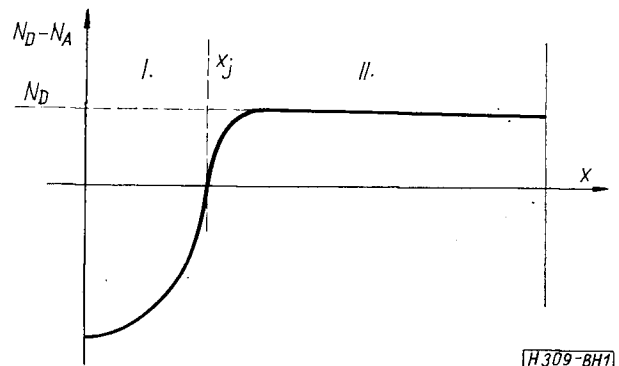
ahol $F(\lambda, x)$ a fényintenzitást adja a félvezető belsejében a felülettől mért x távolságra. Ismert, hogy ez a függvény a következő alakú:

$$F(\lambda, x) = F_0(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot x},$$

ahol $\alpha(\lambda)$ az abszorpció tényező.

A tárgyalás alapjául szolgáló struktúra az 1. ábrán látható.

Az ábra az adalékkoncentráció eloszlását mutatja. Eszerint x_j mélységig p típusú diffundáltatott réteg helyezkedik el n típusú N_D koncentrációval jellemzett homogén adalékolású kristályban. A kétféle adalékolású tartományt I., ill. II.-vel jelöltük. Ha ehhez a két tartományhoz ohmos kontaktusokat készítünk és azokat rövidre zárjuk, miközben a szerkezetet megvilágítjuk, akkor rövidzárási áram folyik. Ennek az áramnak meghatározása a fényelem karakterisztikája szempontjából döntő fontosságú.



1. ábra

A rövidzárási áramot mindkét tartományban generált kisebbségi töltéshordozók áramának eredője adja. Így az I. tartományban elektronáram, míg a II.-ben lyukáram. Ezeknek kifejezései:

$$j_n = qD_n \cdot \frac{dn_{pp}}{dx} + q\mu_n \cdot n_{pp} \cdot E_p,$$

$$j_p = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp_{nn}}{dx} + q\mu_p \cdot p_{nn} \cdot E_n,$$

E_p , ill. E_n a p , illetve n tartományban a térerősség értéke, kis megvilágításnál ez az adalékkoncentráció (N) gradiensétől függ.

$$|E| = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dx}.$$

A II. tartományban $\frac{dN}{dx} = 0$.

Az I. tartományban a töltéshordozók futási ideje olyan rövid a kis behatolási mélységű diffúziós réteg

következtében, hogy a rekombinációt elhanyagolhatjuk. Így az I. tartományban generált elektronáram

$$j_{ni} = q(F_0 - F_j),$$

ahol F_j a fény intenzitása az x_j helyen. A második tartományra felírva a kontinuitási egyenletet és behelyettesítve az áramvezetés egyenletét, a következő differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{d^2 p_{nn}}{dx^2} - \frac{p_{nn}}{L_p^2} = -\frac{\alpha F_0}{D_p} e^{-\alpha x}.$$

A rövidzárás miatt $p_{nn} = 0$, ha $x = x_j$.

Ha a kristály eléggé vastag, akkor $p_{nn} = 0$, ha $x = \infty$.

A kapott $p_{nn}(x)$ függvényt behelyettesítve az áram-egyenletbe, az x_j -nél folyó áram (amely az áram kontinuitása miatt egyenlő a kapcsolokon folyó árammal):

$$j = j_n(x_j) + j_p(x_j) = -q \cdot F_0 \cdot \left[1 - e^{-\alpha(\lambda) \cdot x_j} \cdot \frac{1}{1 + \alpha(\lambda) \cdot L_p} \right].$$

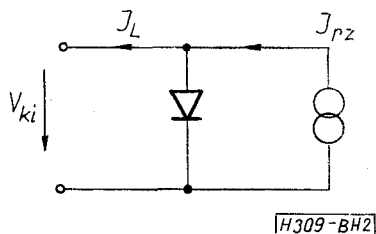
A rövidzárási áram maximális értéke — elvileg — qF_0 . Ez akkor áll elő, ha $\alpha(\lambda) \cdot L_p \ll 1$. Ez monokromatikus fénynél viszonylag könnyen teljesíthető, napfény vagy izzólámpa esetén azonban α hullámhosszfüggése miatt csak bizonyos hullámhossztartományban. T_s hőmérsékletű sugárzó esetén a Planck-formulával írhatjuk le a fotonszám frekvencia szerinti eloszlását. Így a rövidzárási áram

$$j_0 = k \cdot q \cdot \frac{2\pi}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT_s}} - 1} \left[1 - e^{-\alpha(\nu) \cdot x_j} \cdot \frac{1}{1 + \alpha(\nu) \cdot L_p} \right] d\nu,$$

ahol a K konstansban vesszük figyelembe a megvilágítás luxban kifejezett intenzitását.

Az integrált közelítően megoldva $T = 2850$ °K-os sugárzóra 1000 lux megvilágítás és $L_p = 50$ μm esetén $j_0 = 2,7 \cdot 10^{-4}$ A/cm². Ez 32%-os kvantum hatásfoknak felel meg, ha csupán az 1 μm-nél rövidebb hullámhosszúságú fotonokat vesszük számításba, ahol $\alpha(\lambda) = \approx 5 \cdot 10^3$ cm⁻¹.

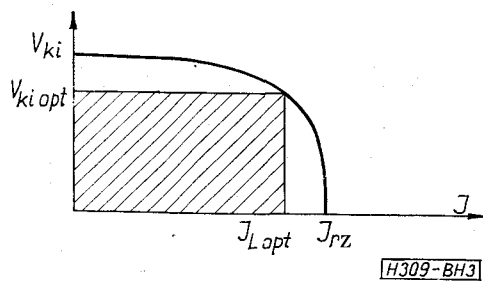
Megszüntetve a rövidzárt, a diódán nyitóirányú feszültség keletkezik. Üresjárásban akkora ez a nyitóirányú feszültség, hogy a rövidzárási árammal egyenlő nyitóáramú áramot hajt át a diódán. A dióda elméleti helyettesítő képe a 2. ábrán látható.



2. ábra

Az ebből számított kimenő karakterisztika:

$$I_L = I_{Rz} - I_s \cdot \left(e^{\frac{qV_{ki}}{kT}} - 1 \right).$$



3. ábra

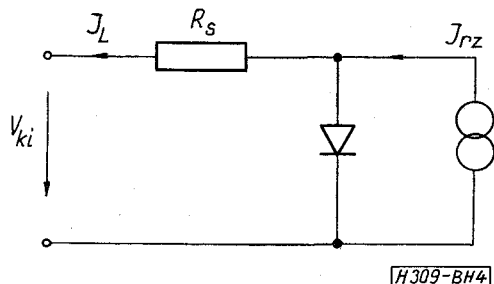
Grafikusan ábrázolva ezt a karakterisztikát, a 3. ábrát kapjuk

A leadott villamos teljesítmény akkor maximális, ha a vonalkázott terület maximális. Ennek feltétele a következő egyenlet teljesítése:

$$\ln \frac{I_{Rz} - I_{Lopt}}{I_s} = \frac{I_{Lopt}}{I_{Rz} - I_{Lopt}}.$$

$$V_{opt} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{I_{Lopt}}{I_{Rz} - I_{Lopt}}.$$

A fényelem által leadott teljesítményt jelentősen csökkenti a belső áramutakból adódó soros ellenállás. Így a gyakorlati fényelem helyettesítő képét ki kell egészíteni ezzel az R_s soros ellenállással (4. ábra).



4. ábra

2. A kísérletek

A konstrukcióról szóló fejezetben ismertetett elvi megfontolások realizálása a következő technológiai kísérletekkel történt:

Gyakorlati követelményeknek megfelelően nagy felületű, 1,8 mm × 3,4 mm aktív területű fényelemet készítettünk, mely alkalmas a p-n átmenet homogenitásának vizsgálatára is.

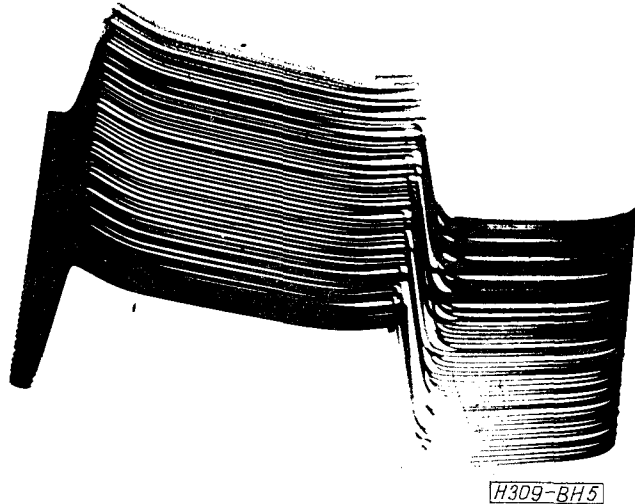
A p-n átmenetet kb. 5 ohmcm fajlagos ellenállású, n-típusú alapanyagban állítottuk elő bór diffúziójával, a szokásos planártechnika segítségével. Az említett soros ellenállás csökkentése érdekében a diffúziós réteg ellenállását 10–15 ohm értékűre választottuk. Hogy az átmenetbe a fény minimális abszorpciós veszteséggel érekezzék, a p-n átmenet mélységét (x_j) 1 és 1,5 μm közé állítottuk be.

Tekintve, hogy izzólámpás berendezésekben kívánjuk a fényelemeket hasznosítani, melyek sugárzási karakterisztikája zömmel a közeli infravörös tartományban van, hasznosítanunk kell az 1 μm fe-

letti hullámhosszúságú fényt is (a Si tiltott sáv szélessége 1,1 eV). E tartományban az abszorpciós tényező erősen lecsökken (kb. 10^2 cm^{-1} értékre), az abszorpciós úthossznak 300–400 μm -nek kell lennie. Az alakristállyal szemben tehát még egy követelmény lép fel, mégpedig az, hogy a kisebbségi töltéshordozók diffúziós úthossza is legalább a fenti érték legyen. Ennek biztosításával a fényelem vastagságát 300 μm -re választhattuk.

Az elkészült mintapéldányok jellemző tulajdonságaiként mértük a fényelemek üresjárási feszültségét ($U_{\bar{u}} \cong 250 \text{ mV}$), és rövidzárási áramát ($I, \cong 40 \mu\text{A}$) 1000 lux megvilágítás erősség hatására.

A spektrális érzékenység maximuma 0,9 μm -nél volt (a mérést 2850 °K-os színhőmérsékletű normál izzóval végeztük). A p – n átmenet behatolási mélységének laterálisan igen egyenletesnek kell lennie, ugyanis erre a kvantumhatásfok igen érzékeny, hiszen az x_j mélységérték az exponensben szerepel. Az egyenletességet foto-letapogató mikroszkóp segítségével vizsgáltuk. A bemutatott ábra szerint — amelyen a görbesereg lényegében a rövidzárási



5. ábra

áramnak felel meg — az átmenet elhelyezkedésének megoszlása megfelelőnek tekinthető (5. ábra).