

## 1. Optoelektronikai alapfogalmak

Az optoelektronika jelentősége az ipari alkalmazások valamint a számítástechnika és híradástechnika területén egyre növekszik. Az iparban alkalmazott optoelektronikai szenzorok, mérőeszközök, az informatikában elterjedt megjelenítők, adattárolók, adatátviteli eszközök vagy videó képalkotók aránya az egyéb elektronikai eszközökhöz képest jelentősen növekszik, kihasználva az ilyen eszközökben rejlő sebességi, miniatürizálási és zavarvédelemes tulajdonságokat. A jegyzet célja a jelentősebb eszközök és alkalmazásaik bemutatása.

### 1.1 Fénytani alapfogalmak

Optikai sugárzások alatt a 100 nm és 50  $\mu\text{m}$  közötti hullámhossztartományban levő elektromágneses sugárzást kell érteni. A fény megnevezés csak az emberi szem által észlelt és értékelt optikai sugárzásra vonatkozik, tehát a fény mint elektromágneses sugárzás alatt, a 0,38 - 0,76  $\mu\text{m}$  hullámhosszúságú tartományt értjük.

Az elektromágneses sugárzás lényegét vizsgálva megállapítható, hogy a sugárzás a kísérleti feltételeknek megfelelően egyszer hullámként máskor részecskék (korpuszkulák) áramaként viselkedik. Ezért a sugárzás leírásakor két szempontot kell figyelembe venni.

A sugárzás hullámszemléletén a hullámmozgásra jellemző interferencia, elhajlási és polarizációs jelenségeket értjük, amelyek könnyen megmagyarázhatók a hullámsorozat periódikus jellegével. Az elméleti fizikában az elektromágneses sugárzás terjedését a Maxwell egyenletekkel hullámfolyamatként tárgyaljuk. A fény terjedési sebessége légüres térben (vákumban), valamint megközelítően a levegőben is  $c_0 = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ . Gyakorlati számítások céljára megfelel a  $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$  kerekített érték. A fény hullámhossza meghatározható az alábbi összefüggés szerint:

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (1.1)$$

ahol: -  $\lambda$ : a fény hullámhossza  
 -  $c$ : a fény sebessége ( 300.000 km/s)  
 -  $f$ : a fény frekvenciája

A részecskeelmélet a sugárzásnak részecske jelleget tulajdonít. A fény a terjedési térben tehát nem folytonosan oszlik meg, hanem diszkrét adagokban, úgynevezett kvantumokban terjed, amelyeket fénykvantumoknak vagy fotonoknak nevezünk. Minden egyes foton nyugalmi tömeg nélküli elemi részecskének tekintünk, amely fénysebességgel mozog. Minnél rövidebb a sugárzási idő, annál inkább a részecske jelleg lép előtérbe a hullámjelleggel szemben. Egy sugárzási kvantum (foton), egy bizonyos, asugárzási frekvenciától függő energiaértéknek felel meg, kisebb értéket az adott frekvencia mellett nem vehet fel. A sugárzási kvantum energiája és frekvenciája között az alábbi összefüggés érvényes:

$$E_{\text{foton}} = h \cdot f \quad (1.2)$$

ahol: -  $h = 6.6 \cdot 10^{-34} \text{ W} \cdot \text{s}^2$ , a Plank féle állandó  
 -  $f$ : a sugárzás frekvenciája Hz-ben

Az optikai tartományban az egyes kvantumok energiámnységének a nagyságrendje olyan kicsi, hogy az ilyen sugárzás kvantumszerkezete a szokásos mérési módszerekkel és megfigyeléssel nem állapítható meg. Minden kvantum az atomok és molekulák energiaváltozásának következtében keletkezik. Az optoelektronikában a fontos sugárzások az atomok külső elektronpályáiból indulnak ki. Normál állapotban minden elektron a fizikailag lehetséges legalacsonyabb szinten helyezkedik el és itt meghatározott értékű helyzeti és mozgási energiával rendelkezik. Gerjesztés útján (pl. elektromos, hő, vagy sugárzási energia közlésével) az elektronok átmenetileg elhagyhatják alaphelyzetüket és magassabb szintet foglalhatnak el, megfelelően nagyobb energiátartalommal. Ez az állapot nem stabil, ezért a gerjesztett elektronok

igen rövid idő múlva alaphelyzetbe térnek vissza, miközben sugárzáskvantumot bocsájtanak ki, amelynek a frekvenciája az (1.2) egyenlet értelmében a két szint között fennálló energiakülönbözetnek felel meg. Az (1.1) és (1.2) egyenletekből kiszámítható a foton hullámhossza, ha a fotonenergia  $E_f$  ismert:

$$\lambda = \frac{c \cdot h}{E_f} \quad (1.3)$$

A foton energiáját legtöbbször elektronvoltban (eV) adjuk meg. Egy elektronvoltnak felel meg az a mozgási energia, amely az 1V feszültségkülönbségű elektromos téren az elektront áthajtja. Az elektronvoltnak SI egységben való kifejezéséhez az összefüggés:

$$1\text{eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J (Ws)}$$

Az (1.3) egyenlet egyszerűsíthető, ha a konstansokat számértékükkel helyettesítjük be:

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ m} \cdot \text{Ws}^2}{E_f \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ s} \cdot \text{Ws} / \text{eV}}$$

Ebből következően a számértékegyenlet:

$$\lambda[\mu\text{m}] = \frac{1,24}{E_f[\text{eV}]} \quad (1.4)$$

Az (1.4) egyenletből megállapítható, hogy egy elektromágneses hullám hullámhosszúsága annál kisebb, minél nagyobb a foton energiája.

A fényelektromos eszközök elektromágneses sugárzást bocsátanak ki amikor áram halad keresztül rajtuk, vagy fordítva, ha elektromágneses sugárzás éri felületüket, az elektromágneses sugárzás elnyelésével elektromos mennyiségek változtatására alkalmasak. A híradástechnikához hasonlóan, a sugárforrásokat adóknak, a sugárdetektorokat vevőknek nevezzük.

## 1.2 Optikai spektrum

Az optikai sugárzások a hullámhossz függvényében három tartományra bonthatók:

- 100 nm-380 nm ultraibolya (UV) tartomány, altartományai:
  - 100-280 nm (UV-C)
  - 280-315 nm (UV-B)
  - 315-380 nm (UV-A)
- 380 nm-760 nm látható fény
- 760 nm-50  $\mu\text{m}$  infravörös (IR) tartomány, altartományai:
  - 0.76-1  $\mu\text{m}$  nagyon közeli IR (IR-A)
  - 1-3  $\mu\text{m}$  közeli IR (IR-B)
  - 3-8  $\mu\text{m}$  rövidhullámú IR (IR-C)
  - 8-14  $\mu\text{m}$  hosszúhullámú IR (IR-C)
  - 14-50  $\mu\text{m}$  távoli IR (IR-C)

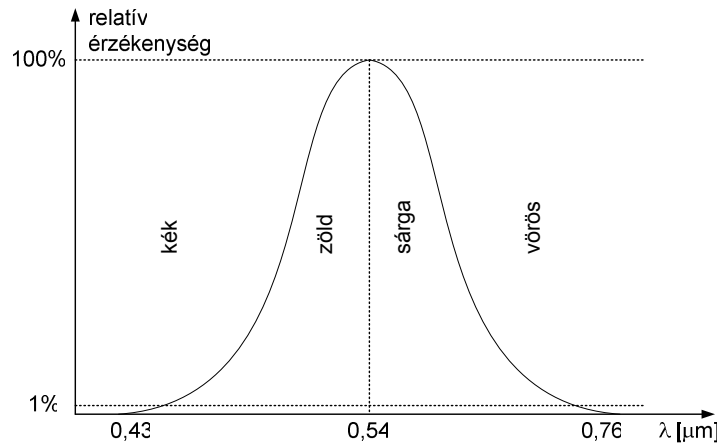
A látható fénysugarakat (0,38-0,76  $\mu\text{m}$ ) az emberi szem színek szerint érzékeli. Néhány színhez tartozó hullámtartomány:

- ibolya - 0,46  $\mu\text{m}$
- kék - 0,50  $\mu\text{m}$
- zöld - 0,56  $\mu\text{m}$
- sárga - 0,59  $\mu\text{m}$
- borostyán - 0,61  $\mu\text{m}$
- vörös - 0,66  $\mu\text{m}$

A színérzetet tehát a hullámhossz, míg a fényerősségérzetet a megvilágítás erőssége határozza meg.

### 1.3 Az emberi szem érzékenysége

A teljes látható fény tartományban a szem relatív érzékenysége nem egyenletes. Látható az alábbi görbéből, hogy a szem kb. 540 nm hullámhossz környékén a legérzékenyebb, ami a sárga/zöld szín határának felel meg.



1.1 ábra Relatív érzékenység

### 1.4 Detektálási küszöbök

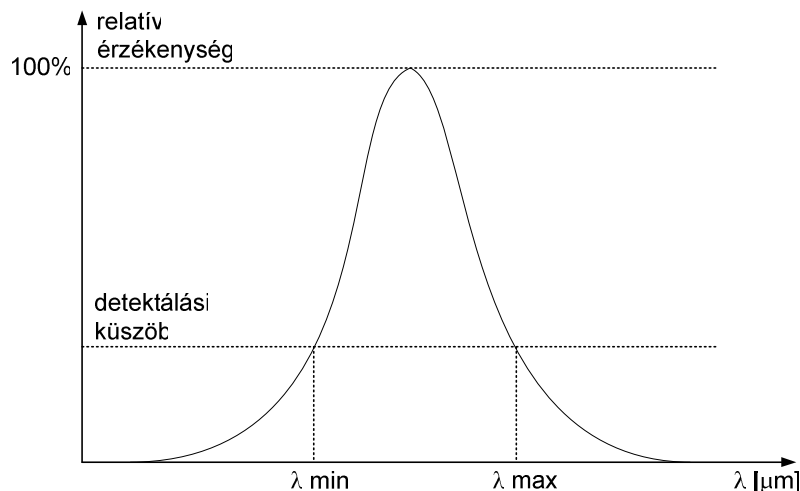
A detektorok a rendszerben fellépő zajok feletti jeltartományt tudják csak detektálni. A detektálási küszöb meghatározására szolgál a NEP (noise equivalent power), vagyis a zajjal egyenértékű jelteljesítmény, amely azt a hasznos jelet mutatja, ami felett a detektálás már végrehajtható. Ez a paraméter azonban nem tartalmazza a sávszélesség ( $B$ ) és a detektálási felület ( $A_d$ ) hatását, ezért csak az azonos elven működő szenzorok jellemzésére alkalmas. A NEP-ből meghatározható a detektálási küszöb:

$$D = \frac{1}{NEP}$$

A különböző fajtájú szenzorok összehasonlítására a normalizált detektálási küszöbérték ( $D^*$ ) alkalmas, amely figyelembe veszi a fent jelzett paramétereket is:

$$D^* = D \cdot \sqrt{B \cdot A_d}$$

mértékegysége:  $[\text{mHz}^{1/2} / \text{W}]$ .



1.2 ábra Detektorok detektálási tartománya

A detektor csak a küszöbérték felett, egy meghatározott hullámhossz tartományban képes a jelet detektálni.

**Hőmérséklet hatása:** a becsapódó fotonok hatására lyuk-elektron párok generálódnak. Ugyanez a folyamat játszódik le a hőmérséklet hatására is. A két jelenség nehezen elválasztható egymástól ezért az optoelektronikai eszközök erősen hőmérséklet-függők.

**Öregedés jelensége:** az optoelektronikai eszközök jelentős részénél megfigyelhető a paraméterek változása (romlása) az idővel. Ezt a jelenséget nevezzük öregedésnek.

## 1.5 Fénytechnikai alappmennyiségek

A fény mennyiségi jellemzésére használt fontosabb mennyiségek a következők:

### 1.5.1 A fényáram

A fény terjedésére merőleges, tetszőleges nagyságú felületen időegység alatt áthaladó fényenergia mennyiség. Dimenziója tehát teljesítmény. Jele  $\Phi$  (fluxus), fénytechnikai mértékegysége a lumen (lm). Néhány fényforrás fényárama :

- 60W-os izzó: 0,71 klm
- 36W-os fénycső: 3klm
- 250 W-os nátriumlámpa: 27,5 klm

### 1.5.2 A fényerősség

Pontszerű fényforrás fényerőssége az a fényenergia mennyiség, amelyet meghatározott irányban, időegység alatt az 1m sugarú gömb 1m<sup>2</sup> felületén át (egységnyi térszögbe) kisugároz:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}, \quad \Omega = \frac{A}{r^2}$$

ahol  $\Omega$  a térszög nagysága, mértékegysége a szteradián (sr),  $r$  - a fényforrás és a gömbfelület közötti távolság,  $A$  - a gömbfelület nagysága. A fényerősség jele  $I$ , mértékegysége a candela (cd). 1 cd = 1 lm/sr. Definíció szerint 1 cd = 1/60 cm<sup>2</sup> felületű, a platina dermedési hőmérsékletével azonos hőmérsékletű feketetest kisugárzása.

### 1.5.3 A megvilágítás

A megvilágítás erőssége a szemlélő előtt megjelenő, megvilágított  $A$  felület világosságára jellemző és a sugárzott teljesítmény és a besugárzott felület elemi hányadosa:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta A}$$

Jele  $E$ , mértékegysége a lux (lx). 1 lx = 1 lm/m<sup>2</sup>. Jellemző értékek:

- a napfény megvilágítási erőssége nyitott területen, délben, nyáron:  $\approx 100.000$  lux
- telihold tiszta égbolt esetén:  $\approx 0,2$  lux
- irodai munkahely megvilágítási erőssége:  $\approx 500$  lux
- közvilágítás: 10 - 30 lux

## 1.6 A fényelektromos jelenség

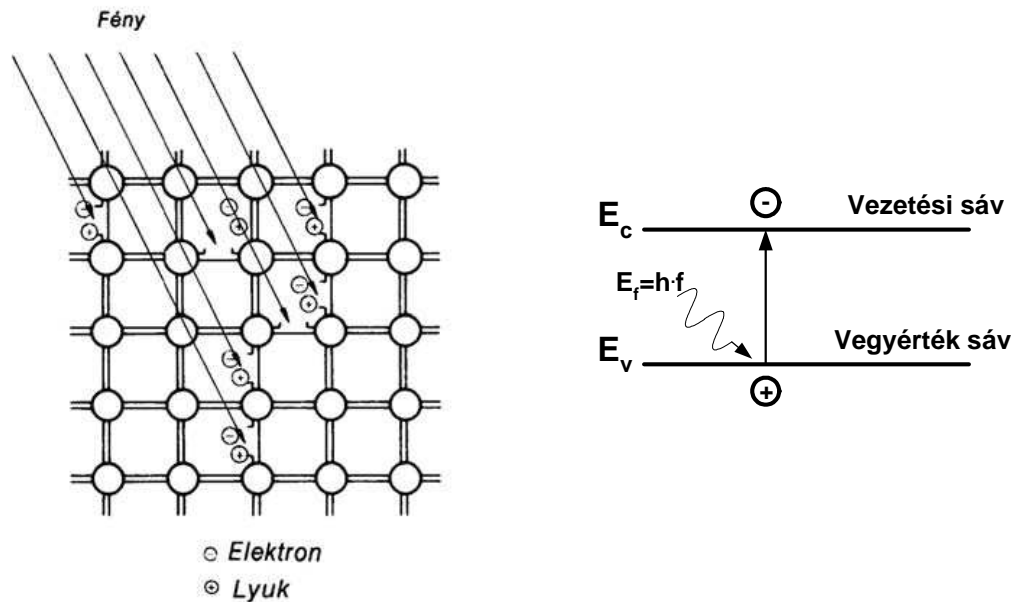
A sugárzási jelenségek és a később tárgyalandó fotonemisszió fizikai magyarázatához szükséges az atom- és sávmodell ismerete (lásd: Bevezető áttekintés - Félvezető anyagok fizikája). Az atommodell a legegyszerűbb formában írja le az atom térbeli felépítését. A sávmodell az elektronok energiájáról ad felvilágosítást mind az egyes atomokban, mind több atom kapcsolatában. A bennünket érdeklő tartományok: a vegyértékkötési (valenci) sáv, a vezetési sáv és a kettő között elhelyezkedő tiltott sáv.

A fényelektromos jelenség alapja az, hogy az elektromágneses sugárzás energiát ad át a sugárzásnak kitett test elektronjainak. A megnövekedett energiájú elektron a vezetési sávba kerül

és mozgó töltéshordozóvá válhat a félvezető belsejében (belső fényelektromos jelenség), vagy a kilépési munkának megfelelő fékezéspotenciált leküzdve, ki is léphet a test belsejéből. Ez az elektronemisszió (külső fényelektromos hatás).

### 1.6.1 Belső fényelektromos hatás

A félvezető anyagok saját vezetőképességgel rendelkeznek, melynek értéke igen alacsony. A saját vezetőképesség nő energiabevezetés útján (pl. melegítés, sugárzás, elektromos áram). Az anyag felmelegedése a hőrezgések felerősödéséhez vezet, ezáltal több kristálykötés szakad fel, és több vezetési elektron keletkezik. Ezek a töltéshordozók részt vehetnek az áramvezetési folyamatban, és növelik az anyag vezetőképességét. Az anyag többletenergiahoz juthat megvilágítás révén is, mivel a fényt alkotó fotonok (ha megfelelő energiával rendelkeznek) szétzúzzák a kristálykötéseket és elektron-lyuk párok keletkeznek, az alábbi ábra szerint.



1.4 ábra Elektron-lyuk párok keletkezése megvilágított félvezetőben

Feltételezve, hogy egy foton elnyelődése egy sáv-sáv átmeneten (1.4 ábra) keresztül következik be, ez szükségessé teszi, hogy a fotonok legalább akkora energiájúak legyenek, ami megfelel az  $E_c - E_v$  sávtávolságnak (vezetési sáv - vegyértéksáv):

$$E_f = h \cdot f \geq E_c - E_v$$

Szilícium esetében (a sávtávolság.  $E_c - E_v = 1,106 \text{ eV}$ ) a fény minimális hullámhossza:

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{f} = \frac{c \cdot h}{E_c - E_v} = 1,1 \text{ } \mu\text{m}$$

Tehát szilícium alapú félvezetőkben ahhoz, hogy meginduljon a töltéshordozó párok keletkezése, a fény hullámhosszának  $\lambda < 1,1 \mu\text{m}$  értékűnek kell lennie (germánium alapú félvezetők esetén:  $\lambda < 1,85 \mu\text{m}$ ). A fényerőséget növelve a keletkező szabad elektronok és lyukak száma szaporodik, és nő az anyag vezetőképessége.

Azt a jelenséget, amely során egy félvezető anyag saját vezetőképessége fénysugárzás hatására megnő, belső fotoelektromos hatásnak nevezzük.

A p-n átmenetű félvezetőknél úgynevezett záróréteg fényelektromos hatás keletkezik, amely elméletileg ugyancsak belső fényelektromos hatás.

A fénysugárzás kisebb-nagyobb mértékben minden félvezető alkatrész elektromos viselkedését befolyásolja. Ezért ahol a jelenség nem kívánatos, általában fényzáró tokozást

alkalmaznak. A belső fotoelektromos hatás jelenségét felhasználjuk fényérzékeny félvezető elemek készítésére.

### 1.6.2 Külső fotoelektromos hatás

Ha az elektromágneses sugárzás - esetünkben optikai sugárzás - beeső fotonjainak az energiája nagyobb, mint a besugárzott anyag elektronjainak a kilépési munkája, akkor az anyagból szabad elektronok léphetnek ki. Azt a legkisebb energiaértéket amely a kilépési munkának felel meg, fényelektromos küszöbértéknek nevezzük. A sugárzás hullámhosszúsága az (1.4) egyenlet alapján az  $E_f$  fotonenergia függvénye. Ha a képletbe az  $E_f$  helyébe a  $W_{ki}$  kilépési munka értékét helyettesítve kiszámítható az a  $\lambda_h$  határhullámhosszúság, amely alatt a besugárzott anyag a sugárzásra érzékennyé válik és szabad elektronokat ad le:

$$\lambda[\mu m] \leq \frac{1,24}{W_{ki}[eV]}$$

Az alkáli fémek egy vagy több betöltött héjon kívül egy további, csak egyetlen elektront tartalmazó héjjal rendelkeznek. Ennek az egyetlen elektronnak a kilépéséhez egészen kis gerjesztési energia is elég (pl. Na esetén 2,28eV, Li esetén 2,2eV, Cs esetén 1,94eV). Az alkáli fémek tehát előnyösen használhatók ott, ahol külső fényelektromos hatás elérése kívánatos.

Monokromatikus sugárzásnál a kibocsájtott elektronok száma a sugárzás erősségével arányosan növekszik, ha a fotonok energiája nem kisebb a kilépési munkánál. A fotoenergia és a kilépési munka közötti különbséget  $E_m$  mozgási energiaként átveszi az elektron és annak megfelelő sebességgel mozog a térben:

$$E_m = E_f - W_{ki} = \frac{h \cdot c}{\lambda} - W_{ki}$$

Jellemző példák a külső fényelektromos hatásra: fotokatód, fotosokszorozó, képcsövek.

### 1.7 A p-n átmenet viselkedése fényhatás esetén

Az 1.5 ábra a p-n átmenet egyszerűsített felépítését mutatja. A donorral szennyezett n sáv körülveszi az akceptorral szennyezett p sávot. Külső feszültségforrás nélkül a szabad elektronok és lyukak állandó rendezetlen termikus mozgásban vannak. Ennek a mozgásnak az a következménye, hogy a zárórétegen keresztül néhány elektron a p zónába, és fordítva, néhány lyuk az n zónába jut, ahol az ellentétes töltéshordozókkal rekombinálódik. Ezáltal a határfelület mindkét oldalán egy keskeny sáv mozgó töltéshordozó szegénnyé válik és csak a kristályrácsban erősen kötött pozitív donorionok (az n tartományban) illetve negatív akceptorionok (a p tartományban) maradnak vissza.

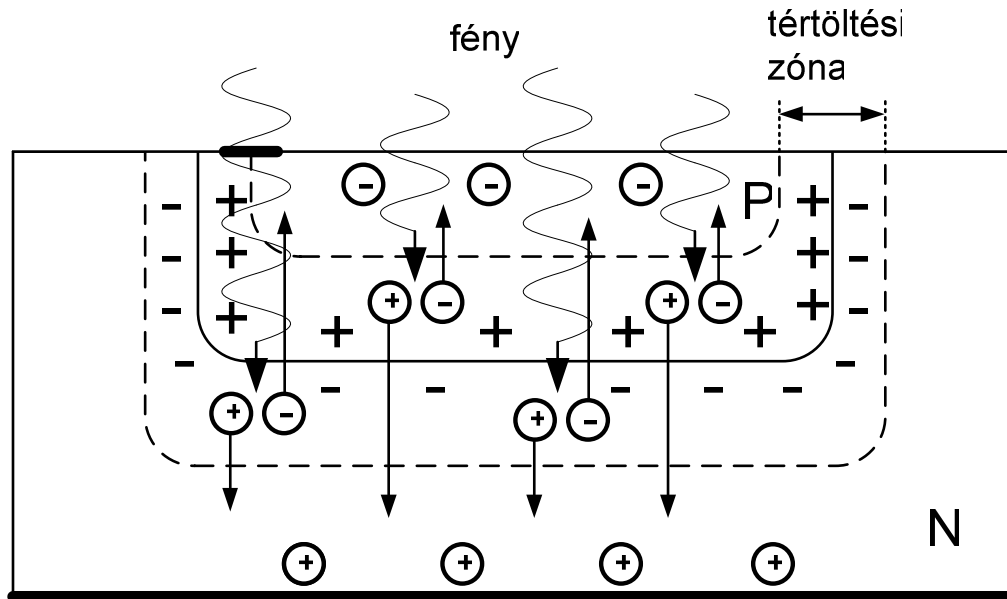
Ezek az ionok a lyuk- és elektronszegény zárórétegen tértöltést hoznak létre, amelynek az elektromos tere egyre jobban hátráltatja a töltéshordozók difundálását a határfelületeken keresztül. A folyamat végén egyensúlyi állapot keletkezik: a diffúziósáram és az elektromos tér által keletkező szivárgásiáram (driftáram) egyensúlyban van. Ebben az állapotban a külső kivezetéseken mérhető feszültség nem keletkezik.

Ha a p-n záróréteget kívülről optikai sugárzás éri, és megfelelő energiával rendelkező fotonok hatolnak be a p-n átmenetbe, akkor a belső fényelektromos hatás következtében helyi töltéshordozó párok keletkeznek. A tértöltés tartományban jelen levő elektromos erőter a keletkezett töltéshordozó párokat szétválasztja, ahogy az 1.5 ábrán is látható. Az újonnan keletkezett elektronok az n tartományba, a lyukak a p tartományba kerülnek. Ennek az az eredménye, hogy a félvezetőben a besugárzatlan állapothoz viszonyítva megváltoznak a potenciálviszonyok és a besugárzott félvezető réteg külső kapcsain feszültség mérhető. A szétválasztott töltéshordozók kifelé folyó áramként megjelenhetnek a külső áramkörben.

A megvilágított p-n átmenet nem csak generátorként alkalmazható. Záróirányú külső feszültség hatására a záróréteg sugárdetektorként viselkedik. Besugárzás nélkül a zárórétegen

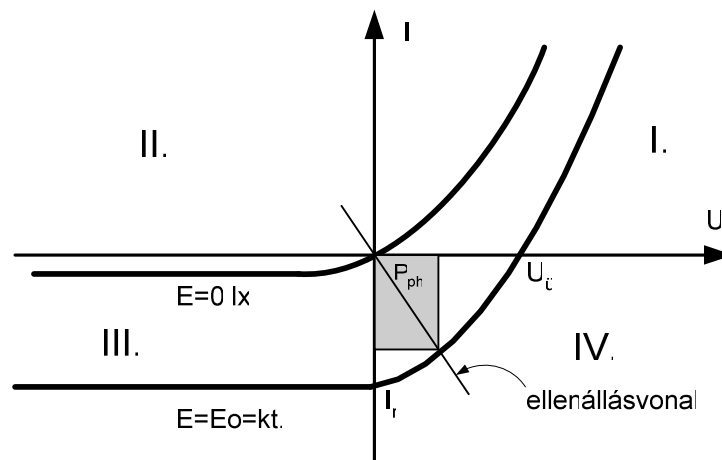
elhanyagolható záróirányú áram folyik. A záróréteg besugározásával az említett módon növekszik a szabad töltéshordozók száma és a záróáram érezhetően megnő.

Az 1.6 ábra a megvilágított p-n átmenet jelleggörbéjét szemlélteti. A fotoáram mind nyitóirányú, mind záróirányú külső feszültség esetén is záróirányban folyik.



**1.5 ábra** Megvilágított p-n átmenet

Ennek következtében a megvilágított p-n átmenet jelleggörbéje ( $E=E_0$ ) a megvilágítás nélküli jelleggörbéhez ( $E=0$ ) képest lefelé tolódik el, ahogy az ábrán is látható.



**1.6 ábra** Megvilágított p-n átmenet jelleggörbéje

Ha a p-n átmenet az I. vagy a III. tartományban üzemel, fotodiódáról beszélünk. A IV. tartományban a p-n átmenet generátor üzemben dolgozik és ilyenkor fotoelemnek nevezzük. A fotoelem egy bizonyos megvilágításnál  $P_{ph}$  hatásos teljesítményt ad le (az ábrán, a szürke tartomány) amelynek értéke a megvilágítás erősségétől, hullámhosszától és a munkapont megválasztásától függ.