

Félvezető optika

Félvezető foton-források és foton-detektorok

Hevesi Imre
Gyémánt Iván

2013. május 16.

LEKTORÁLTA : Mikóczy Balázs és Kálmán Orsolya (MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont)



L^AT_EX-BEN SZERKESZTETTE : Dömötör Piroska

A jegyzet a **Kimenet orientált képzésfejlesztés a Dél-alföldi Régió szolgáltató egyetemén** c. projekt keretében készült.

TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1-2011-0013



Előszó

A **Félvezető optika** c. elektronikus tankönyv rövid bevezetést kíván nyújtani a félvezetők optikai tulajdonságait, a félvezető optikai készülékek működését alapfokon megismerni kívánó mérnök és fizikus egyetemi hallgatók számára a mai technika motorjaként prosperáló fotonikai eszközök fizikájába.

Az e-tananyag készítői a „**Kimenet orientált képzésfejlesztés a Dél-alföldi Régió szolgáltató egyetemén**” c. projekt keretében (TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1-2011-0013) kaptak megbízást a négy fejezetből álló oktatási anyag összeállítására, fejlesztésére.

A könyv anyagának összeállításánál, az ábrák kiválasztásánál a szerzők figyelembe vették a hazai és külföldi fotonikai és félvezető-optikai szakirodalmat, amelyre a fejezetek végén történik hivatkozás.

Az egyes fejezetek megismertetik az olvasót illetve felhasználót a félvezető eszközök működését irányító fizikai folyamatokkal, azok törvényszerűségeivel. Ezek alapján bemutatják a fotonika félvezető technológián alapuló optoelektronikai eszközeit és azok tulajdonságait. A fotonika elnevezés – az optikai rendszerekben egyre növekvő szerepet játszó félvezető anyagok és készülékek révén – az optika és az elektronika közötti szoros kapcsolatra utal. Az elektronika az elektromos töltés a vákuumban vagy az anyagban való áramlásának (fluxusának) a vezérlését (irányítását), a fotonika pedig a fotonoknak a szabad térben vagy anyagban való vezérlését foglalja magában; e két diszciplína átfedi egymást: az elektronok gyakran vezérlik a fotonok fluxusát és fordítva, a fotonok vezérlik az elektronok fluxusát: a félvezető optoelektronikai eszközök működtethetők fényforrásként (LED), erősítőként, detektorként, hullámvezetőként, modulátorként, szenzorként, továbbá egyéb nemlineáris optikai elemként is. Az elektronikai eszközök és a félvezető optoelektronikai eszközök összeépíthetősége, kompatibilitása mindkét terület fejlődéséhez hozzájárul.

A tananyag első két fejezete (I.–II.) a félvezető anyagokkal, ezek speciális – elsősorban optikai – tulajdonságaival, a fény és a félvezető anyagok közötti kölcsönhatással foglalkozik. A III. fejezetben a fénygeneráló eszközöket – az inkoherens fény generálását fényemittáló diódák segítségével, a koherens fény generálását lézerdiódák segítségével – , ill. azok jellemzőit ismertetjük. A IV. fejezetben a fotodetektorok működését és tulajdonságait mutatjuk be. A tananyagban szereplő ismeretek megértését ábrák, részletesebb és mélyebb tanulmányozását az egyes fejezetek végén található szakirodalmi listák, ill. az egyes pontokhoz kapcsolódó feladatok, példák és animációk segítik.

A tananyagfejlesztést végző szerzők köszönetet mondanak *Dr Benedict Mihály* egyetemi tanárnak (SZTE Elméleti Fizikai Tanszék) és *Dr Szatmári Sándor* egyetemi tanárnak (SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék), akik hasznos észrevételeikkel, infrastrukturális feltételek biztosításával segítették a szerződésben rögzített tananyagfejlesztői munkát. Köszönettel tartozunk *Dömötör Piroska* tudományos segédmunkatársnak (SZTE Elméleti Fizikai Tanszék), aki értékes javaslataival és lelkiismeretes munkájával nagyban hozzájárult ahhoz, hogy a tananyagfejlesztés a módszertani és tartalmi ajánlások figyelembevételével készüljön el. Köszönettel tartozunk továbbá *Szaszkó-Bogár Viktor* PhD-ösztöndíjas hallgatónak (SZTE Elméleti Fizikai Tanszék), aki a kézirat legépelését végezte.

A Szerzők

Szükséges programok

Az egyes animációk indításához a számítógépen a következő programok megléte vagy installálása szükséges:



Java környezet



Az interaktív tartalmak egy részének megjelenítéséhez szükséges a **java környezet (JRE)** letöltése és telepítése. A bal oldali linkre kattintva letölthetjük az operációs-rendszerünknek megfelelő java környezetet.

<http://www.java.com/en/download/manual.jsp>



Wolfram CDF Player



Az interaktív tartalmak másik részének megjelenítéséhez a **Wolfram CDF Player** program megléte szükséges. Ez utóbbi a bal oldali linkre kattintva letölthető.

<http://www.wolfram.com/cdf-player/>



Adobe-Flash plugin



Az swf formátumú flash animációk megtekintéséhez pedig mindenképpen szükséges a megfelelő **Adobe-Flash plugin**. Ezt a bal oldali linkre kattintva az Adobe honlapjáról tölthetjük le.

<http://get.adobe.com/flashplayer>



Adobe-Shockwave plugin



Az animációk közt van továbbá shockwave flash is, amely a megfelelő **Adobe-Shockwave plugin** megléte esetén játszható le a böngészővel.

<http://get.adobe.com/shockwave>

Tartalomjegyzék

Előszó	iii
I. Félvezetők	1
1. Félvezető tulajdonságok	2
1.1. Energiasávok félvezetőkben: megengedett és tiltott sávok	2
1.2. Töltéshordozók félvezetőkben: elektronok és lyukak	4
1.3. Az energia és az impulzus közötti összefüggés	4
1.4. Az effektív tömeg	5
1.5. Direkt és indirekt tiltott sávú félvezetők	6
Feladatok, példák	7
2. Félvezető anyagok	10
2.1. Elemi félvezetők	10
2.2. Félvezető vegyületek	11
2.3. Adalékolt félvezetők; n- és p-típusú félvezetők	14
2.4. Szerves félvezetők	15
Feladatok, példák	16
3. Elektronok és lyukak koncentrációja félvezetőkben	19
3.1. Állapotsűrűség	19
3.2. Állapotok betöltési valószínűsége	20
3.3. Töltéshordozók koncentrációja termikus egyensúlyban	22
3.4. A tömeghatás törvénye	24
3.5. Töltéshordozók koncentrációja kvázi-egyensúlyban	25
Feladatok, példák	26
4. Töltéshordozók keltése, rekombinációja és injekciója félvezetőkben	27
4.1. Töltéshordozók keltése és rekombinációja termikus egyensúlyban	27
4.2. Elektron-lyuk injekció	28
4.3. Belső kvantum-hatásfok	29
Feladatok, példák	30
5. Félvezető átmenetek	31
5.1. p-n átmenet	31
5.2. Előfeszített p-n átmenet	33
5.3. p-i-n átmenetű dióda	35
5.4. Heteroátmenetek	35
5.5. Kvantum-korlátozott struktúrák	37
Feladatok, példák	43

II. Félvezetők optikai tulajdonságai	47
6. Optikai állandók	47
6.1. Optikai jellemzők és állandók	47
6.2. Optikai állandók meghatározásának kísérleti módszerei	50
Feladatok, példák	56
7. Fotonok kölcsönhatása töltéshordozókkal	57
7.1. Foton-kölcsönhatások tömbi félvezetőkben	57
7.2. Az abszorpciós együttható változása a fotonenergiával; kísérleti eredmények	58
7.3. Az abszorpció és az emisszió létrejöttének feltételei	60
8. Abszorpció, emisszió és erősítés tömbi félvezetőkben	65
8.1. Betöltési- és átmeneti valószínűségek	65
8.2. Emisszió- és abszorpció átmeneti sebességek	66
8.3. Spontán emisszió spektrális intenzitása termikus egyensúlyban	67
8.4. Erősítési tényező kvázi-egyensúlyban	68
8.5. Az abszorpciós együttható termikus egyensúlyban	69
8.6. Foton kölcsönhatások kvantumosan korlátozott struktúrákban	71
Feladatok, példák	72
III. Félvezető foton-források	75
9. Világító diódák	75
9.1. Injekciós elektrolumineszcencia	77
9.2. LED karakterisztikák	80
9.3. LED anyagok és szerkezetek	84
Feladatok, példák	87
10. Lézer-diódák	89
10.1. Félvezető optikai erősítők	89
10.2. Lézer-diódák (LD) általános jellemzői	99
10.3. Kvantum-korlátozott félvezető lézerek	103
Feladatok, példák	106
IV. Félvezető foton-detektorok	111
11. Fotoelektromos detektorok	111
11.1. Külső és belső fotoeffektusok	112
11.2. Félvezető fotodetektorok tulajdonságai	115
11.3. Fotovezető detektorok	119
Feladatok, példák	123
12. Fotodiódák	124
12.1. A p-n és a p-i-n fotodiódák	124
12.2. Heteroszerkezetű fotodiódák	128
12.3. Lavina fotodiódák	129
12.4. Zaj fotodetektorokban	130
Feladatok, példák	132

I. fejezet

Félvezetők



Bevezetés:

Ebben a fejezetben azokat a félvezető-fizikai alapismereteket elevenítjük fel, amelyekre a félvezetők optikai tulajdonságainak (lásd II. fejezet), illetve e tulajdonságok két fontos alkalmazási területének (lásd III. és IV. fejezetek) a bemutatásához feltétlenül szükség van. Az igényelt általános-, ill. előismereteket a következő pontokba foglalva tekintjük át:

- Félvezető tulajdonságok
- Félvezető anyagok
- Elektronok és lyukak koncentrációja félvezetőkben
- Töltéshordozók generálása, rekombinációja és injektálása
- Félvezető átmenetek



Előismeretek:

Elektroniai, kvantummechanikai, és szilárdtestfizikai alapismeretek.

Előismeretként hasznos kurzusok: Elektromosságtan (FBN304E), Elektronika (FBN434E), Kondenzált anyagok fizikája (FBN506E), Kvantumfizika alapjai (FBN425E).

Félvezetők közé soroljuk azokat a kristályos vagy amorf szilárd anyagokat, amelyek vezetőképessége – jellemző módon – a **fémekre** megadott alsó és a **szigetelőkre** megadott felső határ értékek közé esik. Szobahőmérsékleten tehát a félvezetők $10^4(\Omega\text{cm})^{-1}$ és $10^{-10}(\Omega\text{cm})^{-1}$ közötti fajlagos vezetőképességgel rendelkeznek. Megjegyezzük, hogy a vezetőképesség helyett az anyagokat a vezetési elektronok számával is jellemezhetjük. Fémekben a vezetési elektronok koncentrációja – szobahőmérsékleten – általában nagyobb, mint 10^{22} cm^{-3} , míg félvezetőkben ennél jóval kisebb; egy jól vezető germániumban pl. 10^{13} cm^{-3} , egy rosszul vezető szilíciumban pedig 10^{10} cm^{-3} nagyságrendű.

A fajlagos vezetőképesség (vagy a fajlagos ellenállás) nagysága nem szolgál egyértelmű kritériumként a szilárdtestek (fémek, szigetelők, félvezetők) osztályozásához. Ugyanis, különösen a félvezető anyagok elektromos vezetőképessége erős függést mutat a hőmérséklettől, az idegen (a szennyező, az adalékolt vagy a szándékosan bevitt) atomok koncentrációjától és fajtájától, a fénnel való megvilágítás-

tól, az anyag belső szerkezetétől, hibáitól, stb. Az észlelt speciális félvezető tulajdonságok körét tovább bővítve a félvezető anyagok sáv szerkezetével, a félvezető átmenetekkel és a heteroszerkezetekkel kapcsolatos tulajdonságokkal, fontos alkalmazási lehetőségeket nyerünk például az **elektronika**, a **fotonika** és az **optoelektronika** számára. Megjegyezzük, hogy elektronikus félvezető készülékeket többnyire szilícium (Si) félvezető anyagból készítenek, míg az optoelektronikai félvezető eszközöket gyakran három – vagy négy komponensből álló félvezető vegyületek – pl. InGaAsP és AlInGaN – felhasználásával állítanak elő.

1. Félvezető tulajdonságok



Bevezetés:

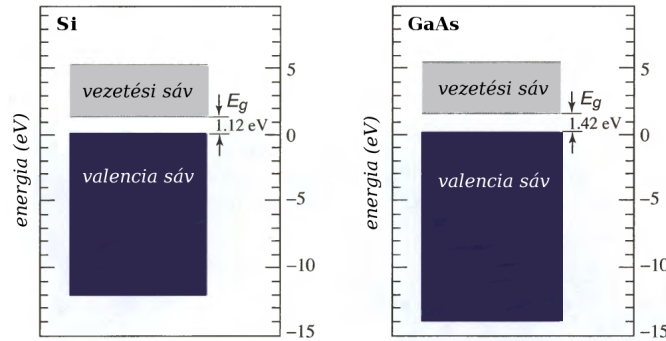
Ebben a pontban áismétljük a félvezető fizika alapjait. Ezen fogalmak ismerete elengedhetetlen a későbbi fejezetek megértéséhez.

- Energiasávok félvezetőkben: megengedett és tiltott sávok
- Töltéshordozók félvezetőkben: elektronok és lyukak
- Az elektron energiája és impulzusa közötti kapcsolat
- Az effektív tömeg
- Direkt és indirekt tiltott sávú félvezetők

1.1. Energiasávok félvezetőkben: megengedett és tiltott sávok

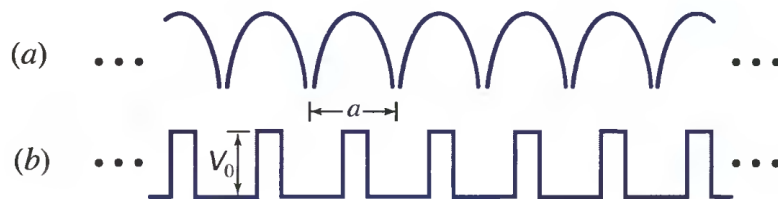
A szilárd állapotú anyagok atomjai között meglehetősen erős kölcsönhatások működnek, éppen ezért nem lehet őket úgy tekinteni, mint individuális egységeket. Az atomok vezetési elektronjai nem kötődnek szorosan az egyes atomokhoz, hanem inkább az atomok összességéhez, mint egészhez tartoznak. A Schrödinger-egyenlet megoldása a kristályrács atomjainak az összessége által létesített periodikus potenciáltérben lévő elektron energiájára vonatkozóan, az atomi energianívók felhasadására és energiasávok képződésére vezet.

Mindegyik energia sáv sűrűn elhelyezkedő, diszkrét energianívók nagy számát tartalmazza, amelyek egymáshoz közel elhelyezkedve megközelítőleg folytonosan (kvázifolytonosan) töltik ki az energia sávot. Amint az 1.1 ábra mutatja, a **vegyértékkötési (valencia) sávot**, és a **vezetési (vagy kondukciós) sávot** az E_g **nagyságú energiasáv un. energiarés** választja el egymástól. Ez a sáv fontos szerepet játszik az anyag elektromos és optikai tulajdonságainak a meghatározásában.



1.1. ábra. Energiasávok Si-ban és GaAs-ben. A valencia- és a vezetési sávokat elválasztó E_g energiasáv nagysága Si-ra: 1,12 eV, GaAs-re: 1,42 eV, szobahőmérsékleten.

Az energiasávok keletkezését illusztrálhatjuk a **Kronig-Penney modell** segítségével. Ebben az egyszerű elméletben a kristályrác potenciálját – amelynek egydimenziós változatát az 1.2 (a) ábra mutatja – periodikusan ismétlődő, négyszögalakú, potenciálgátak sorozatával (1.2 ábra) közelíthetjük.



1.2. ábra. (a) Az a rácsállandójú az atomok végtelen egydimenziós együttesével kapcsolatos kristályrác potenciálja. (b) A Kronig-Penney modellben alkalmazott idealizált, négyszögalakú (V_0 magasságú) potenciálgátak.

Ilyen potenciáltérre a megfelelő Schrödinger-egyenlet megoldása a következő eredményre vezet: az energiaspektrum **megengedett energiasávokból** áll, amelyeket **tiltott energiasávok** választanak el egymástól. A megengedett energiaértékeknek megfelelő sajátfüggvények rácsperiodikusan modulált síkhullámokat reprezentálnak, míg a tiltott energiaértékeknek megfelelő hullámfüggvények exponenciálisan lecsengő, nem haladó hullámokat jelentenek, és így az elektronok mozgása nem megengedett. Megmutatható, hogy a nyert eredmények általános érvényűek, és háromdimenziós esetre is alkalmazhatóak. A kristályrác periodicitásával rendelkező sík hullámú sajátfüggvényeket **Bloch-függvényeknek** nevezzük.

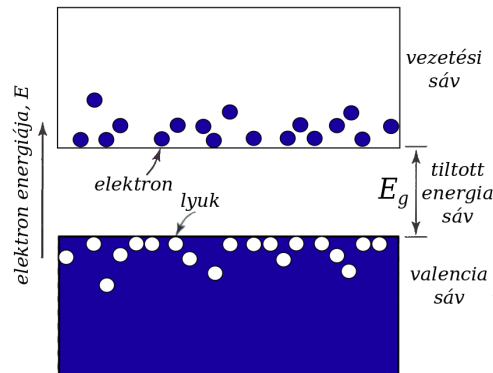
Megjegyezzük, hogy a Kronig-Penney modellre vonatkozó számítások, illetve példák az 1.5. pont végén találhatók.

A sávszerkezet két egyszerű, háromdimenziós modellje közül az egyik modell – **majdnem szabad elektronok modellje** – a kristályban mozgó elektronok sávszerkezetét, a szabad elektronok felől közelítve mutatja be, amikor is a kristályrác periodikus potenciálját perturbációnak tekinti. A másik modell – **szoros kötésű közelítés modellje** – az elektronok állapotát az atomokhoz kötött elektronok hullámfüggvényeiből kiindulva próbálja leírni, a többi ion hatását perturbációként véve figyelembe.

1.2. Töltéshordozók félvezetőkben: elektronok és lyukak

Egy félvezetőben az elektronok hullámfüggvényei átfedik egymást úgy, hogy a **Pauli-féle kizárási elv** érvényes. Ez az elv előírja, hogy két elektron nem foglalhat el azonos kvantumállapotot és, hogy a rendelkezésre álló energianívók közül először a legalacsonyabbak töltődnek be. Az elemi félvezetők, amilyen a Si és a Ge, a vegyértékkötések kialakításához atomonként négy vegyérték-elektronnal rendelkeznek. $T = 0\text{ K}$ -nél, a valenciasávban elhelyezkedő kvantumállapotok teljesen betöltöttek, míg a vezetési sáv teljesen üres. Az anyag – ilyen feltételek mellett – elektromosan nem vezethet.

A hőmérséklet növekedésével azonban néhány elektron a valenciasávból termikusan felgerjesztődhet a vezetési sávba, ahol nagy számban vannak betöltetlen állapotok (l. 1.3 ábra). A vezetési sávban termikusan generált elektronok külső elektromos tér hatására a kristályrácsan keresztül mozognak, és ily módon elektromos áramot hoznak létre. A valenciasávból távozó elektron maga mögött hagy egy betöltetlen kvantumállapotot, ami lehetővé teszi a valenciasávban visszamaradt elektronok számára, hogy – külső tér hatására – helyet cseréljenek egymással és ily módon a valenciasávban maradó elektronok összessége az elektromos térrel ellenkező irányú mozgást végezzen. Ez – a mozgást illetően – ekvivalens lehet a valenciasávból eltávozó elektron által visszahagyott **lyuknak** az ellenkező irányba – az elektromos térrel megegyező irányban – történő mozgásával, vagyis a lyuk úgy viselkedik, mintha $+e$ töltéssel rendelkezne.



1.3. ábra. Elektronok a vezetési sávban és lyukak a valenciasávban, $T > 0\text{ K}$ -nél.

Végeredményül azt kaptuk, hogy minden egyes elektron-gerjesztés létrehoz egy „szabad” elektront a vezetési sávban és egy „szabad” lyukat a valenciasávban. Mind a két töltéshordozó szabadon áramlik az alkalmazott elektromos tér hatására és ily módon elektromos áram keletkezik. Az anyag úgy viselkedik, mint egy félvezető, amelynek a vezetőképessége gyorsan növekszik a hőmérséklettel, amint egyre több töltéshordozó keletkezik termikus generálás útján.

1.3. Az energia és az impulzus közötti összefüggés

A hullámmechanika szerint egy szabad elektron E energiája és $\mathbf{p}$ impulzusa között – állandó potenciálú térben (hasonlóan, mint szabad térben) – az alábbi összefüggés áll fenn:

$$E = \frac{p^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}, \quad (1.1)$$

ahol p az impulzus nagysága, k a

$$k = \frac{p}{\hbar} \quad (1.2)$$

hullámszámvektor nagysága, és m_0 az elektron tömege:

$$m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} . \quad (1.3)$$

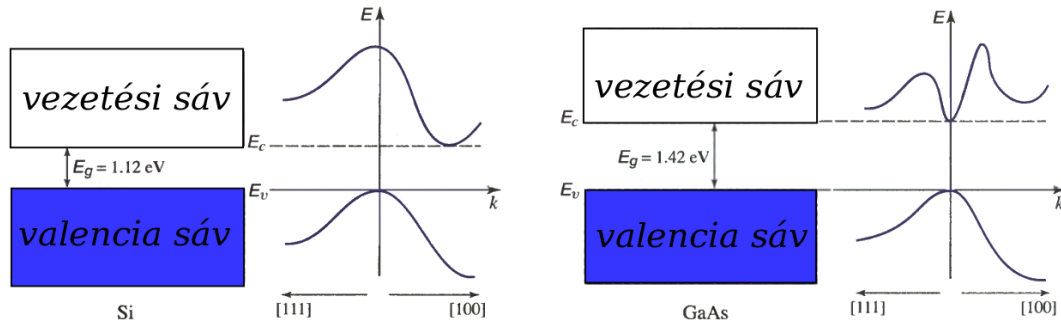
Szabad elektronra tehát az E - k összefüggés egy egyszerű parabolát ír le.

Megjegyezzük, hogy ezzel szemben az energia impulzus közötti összefüggés egy **szabad foton** esetében lineáris:

$$E = pc = \hbar k c, \quad (1.4)$$

ahol a c a fény terjedési sebessége az anyagban.

Az elektron mozgását egy félvezető anyagban szintén a Schrödinger-egyenlet írja le, az anyag periodikus kristályrácsában lévő töltések által létrehozott potenciál segítségével. Az a konstrukció – a Kronig-Penney modellhez hasonlóan – megengedett energiasávokat eredményez, amelyeket tiltott sávok választanak el egymástól. Az E - k összefüggéseket elektronokra és lyukakra, a vezetési illetve a valenciasávra vonatkozóan az 1.4 ábra illusztrálja Si és GaAs esetében. Az E energia a k hullámszámvektor (k_1, k_2, k_3) komponenseinek periodikus függvénye ($\pi/a_1, \pi/a_2, \pi/a_3$) periódussal, ahol a_1, a_2, a_3 a kristály rácslendói. Az 1.4 ábra ennek az összefüggésnek a keresztmetszetit mutatja a hullámszámvektor két speciális iránya mentén. A k értékek tartományát a $[-\pi/a, \pi/a]$ intervallumban, az **első Brillouin-zónaként** definiáljuk.



1.4. ábra. Az E - k függvény keresztmetszete Si-ra és GaAs-re vonatkozóan, két kristálytani irányban: balra az $[111]$ irány mentén, jobbra az $[100]$ irány mentén.

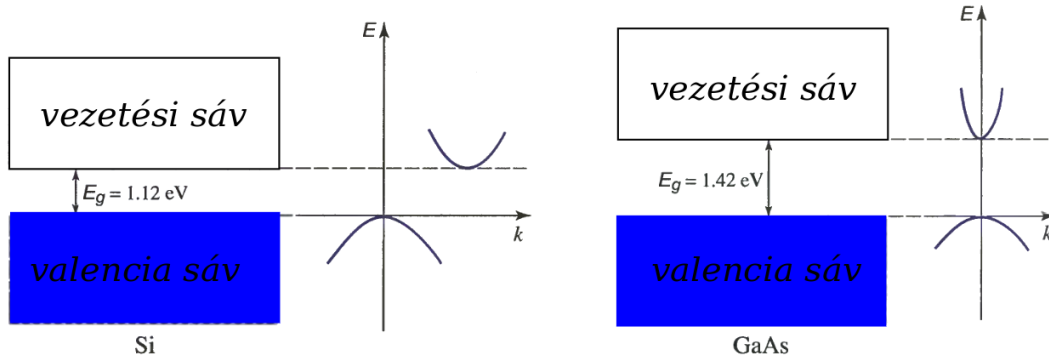
Ily módon egy elektron energiája a vezetési sávban nemcsak az impulzus nagyságától függ, hanem attól az iránytól is, amelyik irányban a kristályban mozog.

1.4. Az effektív tömeg

Az 1.4 ábrából látható, hogy a vezetési sáv aljának közelében az E - k összefüggés megközelíthető az alábbi parabola segítségével:

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}, \quad (1.5)$$

ahol E_c az energiát jelenti a vezetési sáv aljánál. A k -t attól a hullámszámvektortól mérjük, ahol E -nek minimuma van. Az (1.5) összefüggés azt mondja számunkra, hogy egy vezetési sávbeli elektron hasonlóan viselkedik, mint egy m_c tömegű szabad elektron. Az m_c -t az elektron (vezetési sávbeli) **effektív tömegének** nevezzük, amely különbözik a szabad elektron m_0 tömegétől. Ily módon a rács ionjainak a hatását a vezetési sávbeli elektron mozgására vonatkozóan az m_c effektív tömeg foglalja magában. Ezt a viselkedést emeli ki az 1.5 ábra.



1.5. ábra. A Si-ra és GaAs-re vonatkozó E - k diagramok, amelyek jól megközelíthetők – a vezetési sáv aljánál és a valencia sáv tetejénél – parabolákkal.

Hasonlóképpen, a valenciasáv tetejénél azt írhatjuk, hogy

$$E = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}, \quad (1.6)$$

ahol $E_v = E_c - E_g$ az energiát jelenti a valenciasáv tetejénél, és m_v a lyuk (valenciasávbeli) effektív tömege (1.5 ábra). A rács ionjainak hatását egy valenciasávbeli lyuk mozgására, az m_v effektív tömeggel vesszük figyelembe. Az effektív tömeg függ az anyag kristályszerkezetétől és a rácsra vonatkozóan a terjedési iránytól, mivel az atomok közti távolság változik a kristálmorfológiai iránnyal. Az effektív tömeg függ még a vizsgált sáv speciális sajátosságaitól is. Az 1.1 táblázatban az átlagolt effektív tömegeknek (m_c, m_v) a szabad elektron tömegéhez (m_0) viszonyított tipikus arányait tüntettük fel Si-ra, GaAs-re és GaN-re vonatkozóan.

	m_c/m_0	m_v/m_0
Si	0.98	0.49
GaAs	0.07	0.50
GaN	0.20	0.80

1.1. táblázat. Elektron és lyuk effektív tömegeinek tipikus értékei, három félvezető anyagra.

1.5. Direkt és indirekt tiltott sávú félvezetők

Azokat a félvezetőket, amelyekre vonatkozóan a vezetési sáv minimális energiája ($E_{c,min}$) és a valenciasáv maximális energiája ($E_{v,max}$) a k hullámszámnak (vagy p impulzusnak) ugyanazon értékénél

található ($k_{c,min} = k_{v,max}$), **direkt-tiltott sávú** anyagoknak nevezzük. Azokat a félvezetőket pedig, amelyekre ez a megállapítás nem érvényes ($k_{c,min} \neq k_{v,max}$), **indirekt-tiltott sávú** anyagoknak hívjuk. Amint az 1.5 ábra alapján látható, a GaAs direkt-tiltott sávú félvezető, míg a Si indirekt-tiltott sávú félvezető. A megkülönböztetés lényeges, mivel a vezetési sáv alja és a valenciasáv teteje közötti átmenet során, indirekt tiltott sávú félvezető esetében, az elektron impulzusában egy jelentős változásnak kell bekövetkeznie. Később majd megmutatjuk, hogy a direkt-tiltott sávú félvezetők, mint amilyen a GaAs, hatékony fotoemitterek, míg az indirekt-tiltott sávú félvezetők, mint amilyen a Si, rendes körülmények között, nem szolgálnak fényemitterekként.

Feladatok, példák

? 1.1 Feladat:

Oldjuk meg a Kronig-Penney modellben szereplő és – 1.2 ábrán látható – alakú

$$V(x) = \begin{cases} 0 & , \text{ ha } 0 < x \leq a \\ V_0 & , \text{ ha } a < x \leq a + b \end{cases} \quad (1.7)$$

periodikus potenciáltérben mozgó elektron

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (1.8)$$

hullámegyenletét, ahol $V(x)$ a potenciális energia, E pedig az energiasajátérték.

1.1 Megoldás:

A $\psi(x)$ helyébe írjuk be a

$$\psi(x) = u_k(x)e^{ikx} \quad (1.9)$$

Bloch-függvényt és illesszük a ψ hullámfüggvényt és első deriváltját, a $\frac{d\psi}{dx}$ az $x = 0$, $x = -b$ és az $x = a$ helyeken.

Ekkor az $E < V_0$ esetben a következő összefüggést kapjuk:

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} sh(\beta b) \sin(\alpha a) + ch(\beta b) \cos(\alpha a) = \cos(k(a + b)), \quad (1.10)$$

$$\text{ahol} \quad \alpha^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad \beta^2 = \frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}.$$

Az (1.10) egyenlet az $-\alpha$ és β paramétereken keresztül – tartalmazza, az E energiát, mint a k függvényét: $E = E(k)$. Az (1.10) egyenlet nem teljesülhet tetszőleges E -re, hiszen a jobb oldalnak -1 és 1 közé kell esnie.



Megjegyzés:

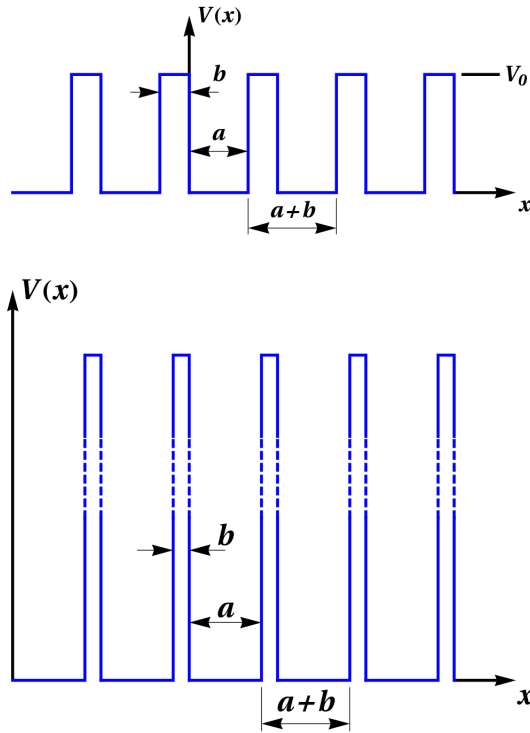
A fenti gondolatmenetet követő részletesebb számítás megtalálható C. H. Kittel: Bevezetés a szilárdtestfizikába c. könyvben (Műszaki könyvkiadó, Bp., 1981).

? 1.2 Feladat:

Mutassuk meg, hogy az (1.10) eredmény az

$$\frac{mV_0b}{\hbar^2} \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha} + \cos(\alpha a) = \cos(ka) \quad (1.11)$$

alakra egyszerűsödik, ha a potenciált periodikus δ függvényekkel reprezentáljuk, amelyet $b \rightarrow 0$, $V_0 \rightarrow \infty$ határátmenettel kapunk oly módon, hogy a V_0b szorzat állandó marad. Vagyis a potenciálhegyek nagyon keskenyekké és nagyon magasakká válnak (l. 1.6 (b) ábra).



1.6. ábra. Periodikus potenciál-alakok a Kronig-Penney modellben.

Bevezetve a

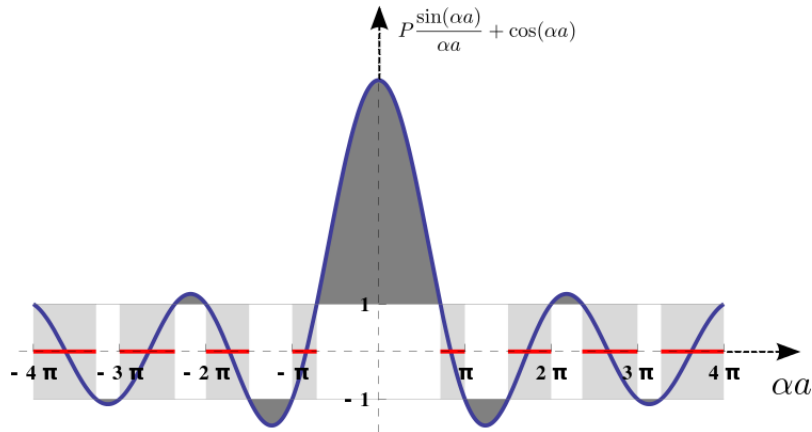
$$P = \frac{mV_0ba}{\hbar^2} \quad (1.12)$$

menyiséget, az (1.11) egyenletet a következőképpen írhatjuk:

$$P \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha a} + \cos(\alpha a) = \cos(ka). \quad (1.13)$$

Ábrázoljuk most az (1.13) egyenlet bal oldalát az (αa) függvényeként, $P = 3\pi/2$ esetén (l. 1.7 (b) ábra). Mivel α^2 arányos az E energiával, az abszcissa az energia mértékét szolgáltatja. Továbbá mivel, az

(1.13) egyenlet jobb oldala csak -1 és $+1$ közötti értékeket vehet fel, az (1.13) feltételt csak azok az αa értékek elégíthetik ki, amelyekre a bal oldal ± 1 között fekszik.

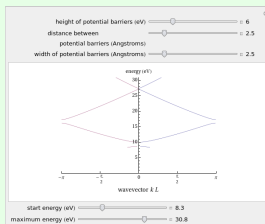


1.7. ábra. Az E energia megengedett értékei olyan $\alpha = (2mE/\hbar^2)^{1/2}$ hullámszámokhoz tartoznak, ahol a függvény értéke $+1$ és -1 között van.

Az elektronok energiaspektruma tehát – az 1.7 ábra szerint – megengedett sávok (az 1.7 ábrán a vízszintes tengelyen vastagon húzott vonalszakaszok) sokaságából áll, amelyeket tiltott energia tartományok választanak el egymástól.



1.1 Animáció:

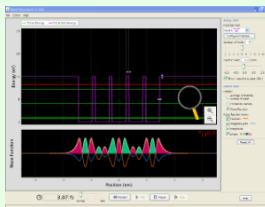


A Kronig-Penney modell egy egyszerűsített idealizált kvantummechanikai-rendszer, amely végtelen sok periodikusan elhelyezkedő potenciál gátból áll. Jó példa annak demonstrálásra, hogy egy periodikus potenciál struktúra hogyan vezet energia sávok és köztük elterülő tilos sávok kialakulásához. A modell egyszerűségének köszönhetően az energiasávok egzakt módon kiszámíthatóak. Ezen számolás eredményét szemlélteti az animáció.

<http://demonstrations.wolfram.com/TheKronigPenneyModel/>



1.2 Animáció:



Ezen animáció segítségével felderíthetjük az atomi kristályok energiasávjainak eredetét. Ez azért érdekes, mert ezeknek a sávoknak a szerkezete határozza meg, hogy egy adott anyag vezeti-e az elektromos áramot vagy sem.

<http://phet.colorado.edu/hu/simulation/band-structure>

2. Félvezető anyagok



Bevezetés:

A félvezető technológiában az **elemi félvezetőkön** kívül a két- három- és négy elemből álló (biner, terner, kvaterner) **vegyület félvezetők** és a nem tiszta vagy nem sztöchiometrikus összetételű ún. **adalékolt félvezetők** játszanak meghatározó szerepet. Az alábbiakban ezekről lesz szó röviden.

- Elemi félvezetők
- Félvezető vegyületek
- Adalékolt félvezetők; **n**- és **p**-típusú félvezetők
- Szerves félvezetők

	II	III	IV	V	VI	
2		5 B	6 C	7 N	8 O	
3	12 Mg	13 Al	14 Si	15 P	16 S	
4	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	
5	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	gáz 
6	80 Hg		82 Pb			folyadék  szilárd 

2.1. ábra. A periódusos táblázat eleminek félvezetőkre vonatkozó tartománya.

A 2.1 ábra a periódusos táblázatnak azt a részletét mutatja, amelyben szereplő elemek többsége fontos helyet foglal el a félvezető elektronikában és a félvezető fotonikában.

2.1. Elemi félvezetők

A periódusos táblázat IV. oszlopában található szilícium (Si) és germánium (Ge) fontos elemi félvezetők. Tulajdonképpen minden kereskedelmi elektronikus integrált áramkört és készüléket Si felhasználásával állítanak elő. Mind a Si, mind pedig a Ge széleskörű alkalmazásával találkozunk a fotonikában is, elsősorban fotodetektorként. Ezeket az anyagokat tradicionálisan, nem alkalmazzák fényemitterek előállítására, mivel ezek az anyagok indirekt tiltott sávú félvezetők. Azonban a Si bizonyos formái alkalmasak fényemitterek készítésére és így a szilícium fotonika is egyre fejlődik. A 2.1 táblázat a Si és a Ge alaptulajdonságait tartalmazza.

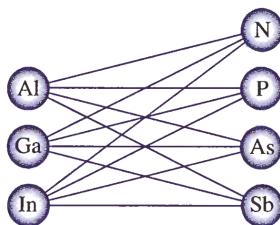
Anyag	Kristályszerkezet	Sávtípus	E_g (eV)	λ_g (μm)
Si	Gy	I	1,12	1,11
Ge	Gy	I	0,66	1,8

2.1. táblázat. Si és Ge félvezető elemek alapvető tulajdonságai. (Gy=gyémánt-, I=indirekt, E_g = tiltottsáv, λ_g = az E_g energiájú foton szabad térbeli hullámhossza, $\lambda_g = hc_0/E_g \approx 1,24/E_g$) Az adatok $T = 300$ K-re vonatkoznak.

2.2. Félvezető vegyületek

Binér (III.-V.) vegyület-félvezetők

A periódusos táblázat III. oszlopa egy elemének [pl. az alumíniumnak (**Al**), a galliumnak (**Ga**), vagy az indiumnak (**In**)] az V. oszlop egy elemével [pl. a nitrogénnel (**N**), a foszforral (**P**), az arzénnal (**As**) vagy az antimonnal (**Sb**)] való kombinációja (lásd 2.2 ábra) a fotonikában fontos 12 vegyület-félvezető előállítására vezet.



2.2. ábra

A III.-V. oszlop elemeiből képzett 12 félvezető vegyületet a 2.2 táblázatban soroljuk fel, megadva a kristályszerkezetüket (Z = cinkblende vagy W = wurtzit, lásd 2.2 Animáció és 2.3 Animáció), a tiltott sáv típusát (D = direkt tiltott energiasáv vagy I = indirekt tiltott energiasáv), a tiltott energiasáv E_g értékét és az E_g energiájú foton szabad térbeli $\lambda_g = hc_0/E_g \approx 1,24/E_g$ hullámhosszát is.

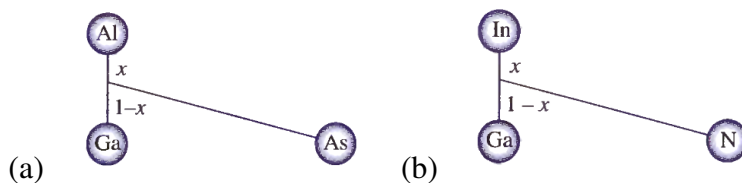
A kétkomponensű (biner) félvezető vegyületek többsége alkalmas foton-források (fényemittáló diódák és lézerek) és foton-detektorok készítésére. Az első kétkomponensű félvezető, amelyről megállapították, hogy használható a fotonikában, a galliumarzenid (**GaAs**) volt, amelyet néha a Si alternatívájaként is használtak elektronikus készülékek és áramkörök előállításánál. A galliumnitrid (**GaN**) központi szerepet játszik a fotonikában, elsősorban annak köszönhetően, hogy az E_g tiltott sáv szélességének a közeli ultraibolya fény hullámhossza felel meg ($\lambda_g = hc_0/E_g$). Ugyancsak fontos ez az anyag az elektronika számára is, mivel képes ellenállni a magas hőmérsékleteknek. Valamennyi III.-V. vegyület közül az **AlN** – amely szigetelő – rendelkezik a legnagyobb tiltottsáv szélességgel (lásd 2.2 táblázat) és a legrövidebb hullámhosszúságnál emittál fotonokat, a középső ultraibolya tartományban.

Anyag	Kristály-szerkezet	Tiltott sáv típus	E_g (eV)	λ_g (μm)
AlN	W	D	6,20	0,200
AlP	Z	I	2,45	0,506
AlAs	Z	I	2,16	0,574
AlSb	Z	I	1,58	0,785
GaN	W	D	3,39	0,366
GaP	Z	I	2,26	0,549
GaAs	Z	D	1,42	0,873
GaSb	Z	D	0,73	1,70
InN	W	D	0,65	1,91
InP	Z	D	1,35	0,919
InAs	Z	D	0,36	3,44
InSb	Z	D	0,17	7,29

2.2. táblázat. Binér félvezető vegyületek tulajdonságai. Az adatok $T = 300$ K-re vonatkoznak.

Terner (III-V) vegyület-félvezetők

Fontos terner félvezetőket nyerünk, ha a periódusos táblázat III. oszlopának két eleméből és az V. oszlop egy eleméből (vagy a III. oszlop egy eleméből és az V. oszlop két eleméből) vegyületeket képezünk (lásd 2.3 ábra).



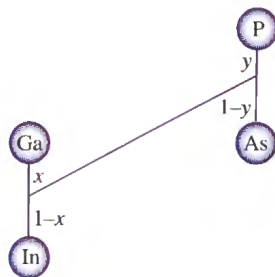
2.3. ábra

Az $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})\text{As}$ pl. egy olyan vegyület, amelynek félvezető tulajdonságai az AlAs és a GaAs biner alkotók tulajdonságaiból interpolációval közelíthetők. Az x összetétel-paraméter (az összetevők keverési aránya) azt mutatja meg, hogy a GaAs-ben a Ga atomok hányad részét helyettesítik az Al atomok. Ha x 0 és 1 között változik, akkor a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ vegyület-félvezető E_g tiltotsávszélessége a GaAs-re vonatkozó 1,42 eV és az AlAs-er vonatkozó 2,16 eV között változik, közel lineárisan. Mivel az $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ rácsa illeszkedik a GaAs rácsához, ezért ennek az anyagnak tetszőleges összetételű rétege – rácstorzulás nélkül – különböző összetételű rétegekre növeszthető.

Az $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})\text{As}$ vegyület-félvezetőt széleskörűen alkalmazzák a spektrum közeli infravörös tartományában foton forrásokként és detektorokként. Hasonlóképpen az $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})\text{N}$ és az $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})\text{N}$ fontos vegyület-félvezetők azokban a fotonikus készülékekben, amelyek a spektrum ultraibolya, ibolya, kék és zöld tartományában működnek.

Kvaterner (III-V) vegyület-félvezetők

Ezek a vegyületek úgy keletkeznek, hogy a periódusos táblázat III. oszlopának két elemét összevegyítjük az V. oszlop két elemével (vagy a III. oszlop három elemét az V. oszlop egy elemével).



2.4. ábra

A kvaterner vegyület-félvezetők nagyobb lehetőséget kínálnak előírt tulajdonságokkal rendelkező anyagok készítéséhez, mint a terner vegyület-félvezetők, elsősorban eggyel több szabadsági fokuknál fogva. Példaként vegyük az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ vegyületet, amelynek a tiltott sáv szélessége 0,36 eV (InAs) és 2,26 eV (GaP) között változik, amint a komponensek x és y keverési arányai 0 és 1 között változik. A rácsállandó rendszerint lineárisan változik a keverési aránnyal (**Vegard-törvénye**). Az x és y olyan keverési arányára, amely kielégíti az $y = 2,16(1 - x)$ összefüggést, az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ rácsa hozzáilleszthető az InP rácsához, amelyik ily módon alkalmas hordozóként (szubsztrátként) szolgál. Ezt a négykomponensű vegyületet használják fényemittáló diódák, lézerdiodák és fotodetektorok készítésére, főként az 1550 nm-es hullámhosszak környékén működő optikai szállal történő hírközlések esetén. További példa az $(\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y})\text{P}$, amelyhez a GaAs szolgál hordozóként. Ez a félvezető nagy fényerősségű emissziót nyújt a vörös, a narancs és a sárga spektrumtartományokban. Más fontos négykomponensű anyag a III- $(\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y})\text{N}$ - nitrid vegyület, amely ugyanilyen módon működik a zöld, a kék, az ibolya és az ultraibolya spektrumtartományokban. A III-nitrid vegyületek számára a zafír és a SiC a szokásos hordozó anyag.

Egyéb félvezető vegyületek

Az IV. oszlop elemeit is lehet ötvözni, félvezető vegyületek létrehozása céljából. A kétkomponensű szilíciumkarbid (SiC) ötvözet, amely karborundumként is ismeretes, indirekt tiltott sávval rendelkezik és ultraibolya fotodetektorok gyártásához használják, valamint szubsztrátként alkalmazzák III-nitrid vegyületek számára. A szilícium germanid ($\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$) széleskörű és változatos alkalmazásra talál az elektronikában és a fotonikában, beleértve infravörös fotodetektoroként való használatát is. A három- és négykomponensű vegyületek közé számítjuk a $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$, illetve a $\text{Si}_{1-x-y-z}\text{Ge}_x\text{C}_y\text{Sn}_z$ vegyületeket is.

A kétkomponensű II-VI oszlopbeli anyagok, azaz a periódusos táblázat II. oszlopbeli elemeiből (pl. a Zn, Cd, Hg) és a VI. oszlopbeli elemeiből (pl. S, Se, Te) előállított vegyületek szintén felhasználhatóak félvezetőkként. Ehhez a családhoz tartozik a ZnS, ZnSe, ZnTe, CdS, CdSe, CdTe, HgS, HgSe és HgTe. Mindezek az anyagok cinkblende szerkezetűek és direkt tiltott sávval rendelkeznek; kivételt képeznek a HgSe és a HgTe. A ZnSe speciális előnye, hogy a GaAs szubsztrátra viszonylag kicsiny hibahely

sűrűséggel rakódik le, ugyanis a két anyag rácsállandója közel egyenlő. Továbbá, a HgTe és a CdTe rácsai megközelítőleg összeilleszthetőek, így $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ háromkomponensű félvezető feszültség nélkül ránöveszthető egy CdTe szubsztrátra. Ezt az anyagrendszert széleskörűen használják foton-detektorok előállítására, ahogyan más II-VI vegyületeket. A III-V ötvözetektől eltérően, a II-VI vegyületek széleskörűen előfordulnak a természetben, de az ezekből az anyagokból készült foton-források jelenleg korlátozott élettartamúak. A háromkomponensű IV-VI félvezető vegyületek, mint például a $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$ és a $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$, használatosak, mint infravörös foton-detektorok és lézerdiódák. Ezek az ötvözetek azonban alacsonyabb átviteli idővel rendelkeznek, mivel nagy a dielektromos állandójuk. Ugyancsak nagy a hőtágulási együtthatójuk, ami problematikusá teheti a szoba- és hidegkeverék hőmérsékletek közötti váltásokat.

2.3. Adalékolt félvezetők; n- és p-típusú félvezetők

Félvezetők elektromos és optikai tulajdonságai jelentősen változhatnak, ha az anyagba kontrollált módon, kis mennyiségben, speciálisan választott szennyezéseket, ún. **adalék** atomokat viszünk be. Ezeknek a szennyezéseknek a bevitelle a mozgékony töltéshordozók koncentrációját több nagyságrenddel megváltoztathatja. A valencia elektrontöbblettel rendelkező adalék atomok – az ún. **donorok**, amelyek a kristályrács normál atomjainak egy kicsiny hányadát helyettesítik – a mozgékony elektronok túlnyomó részét hozzadják létre. Az anyagot ekkor **n-típusú** félvezetőnek mondjuk. Ily módon, ha a periódusos táblázat V. oszlopbeli atomjai (pl. P vagy As) helyettesítik, a IV. oszlop atomjait egy elemi félvezetőben (pl. Si-ban, vagy Ge-ban), vagy ha a VI. oszlop atomjai (pl. Se vagy Te) helyettesítik a V. oszlopbeli atomokat egy III.-V. komponensű félvezetőben (pl. As vagy Sb atomokat), akkor egy n-típusú anyagot kapunk. Hasonlóképpen, **p-típusú** félvezető készíthető kevesebb valencia elektronnal rendelkező adalék atomok használatával. Ezeket az atomokat **akceptor** atomoknak hívjuk. Ebben az esetben a mozgékony lyukak dominanciáját kapjuk eredményül. A IV. oszlop atomjait a III. oszlop atomjaival (pl. B-ral vagy In-mal) helyettesítve, vagy a III. oszlop atomjait egy III.-V. kétkomponensű félvezetőben a II. oszlop atomjaival (pl. Zn-kel vagy Cd-mal) helyettesítjük, akkor p-típusú anyagot kapunk. A IV. oszlop atomjai donorokként hatnak a III. oszlop atomjaira és akceptorokként a V. oszlopbeli atomokra, ennél fogva használni lehet a III.-V. anyagokban mind az elektronok, mind a lyukak többletének az előállításához. Természetesen az anyagok töltéssemlegessége nem változik az adalékok bevezetésével.

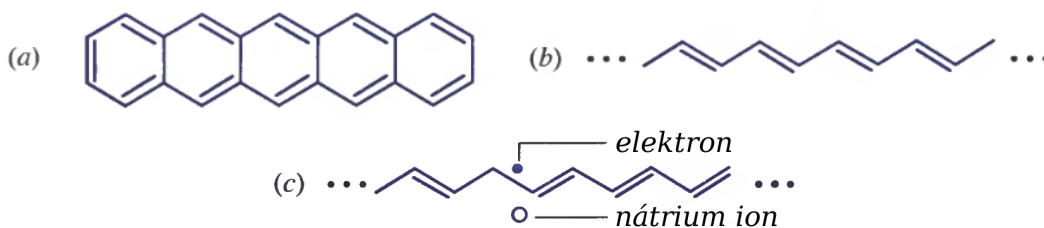
A nem adalékolt (azaz a szándékos adalékolástól mentes) félvezetőkre, mint **intrinsic** anyagokra hivatkozunk, míg az adalékolt félvezetőket **extrinsic** anyagoknak nevezzük. Az intrinsic félvezetőkben a mozgékony elektronok és lyukak koncentrációja egyenlő: $n = p = n_i$, ahol az n_i intrinsic koncentráció exponenciálisan növekszik a hőmérséklettel. Másrészt a mozgékony elektronok koncentrációja egy n-típusú félvezetőben (**többségi töltéshordozók**) sokkal nagyobb, mint a lyukak (**kisebbségi töltéshordozók**) koncentrációja, azaz az $n \gg p$. Egy p-típusú félvezetőben az ellenkezője igaz, itt a lyukak a többségi töltéshordozók: $n \ll p$. Egy adalékolt félvezető szobahőmérsékleten tipikusan olyan többségi töltéshordozó koncentrációval rendelkezik, amely megközelítőleg egyenlő az adalékolt atomok koncentrációjával.

Ion-implantációs technikákat lehet használni olyan félvezető anyagok gyártásához, amelyekben az adalékolt atomok száma és azok helye pontosan kontrollált. A nyert anyagok olyan meghatározott tulajdonságokat mutatnak, amelyek hasznosak bizonyos alkalmazásokban.

2.4. Szerves félvezetők

A szerves félvezetők ma már egyre szélesebb körű alkalmazást nyernek a legkülönbözőbb területeken. A fotonikában például fotovoltaiikus eszközök, fényemittáló diódák és kijelzők készítéséhez használhatók. Bár a szerves félvezetők sem nem olyan nagy érzékenységgűek, sem nem olyan kicsiny méretűek, mint a hagyományos félvezető szerkezetek, azonban olcsón lehet őket előállítani vékonyrétegek formájában, alacsony a gyártási költségük, és mechanikailag hajlékony optoelektronikai alkatrészeket lehet belőlük gyártani.

A szerves félvezetők két fő változatát sematikusán a 2.5 (a) ábra illusztrálja. Az egyik fő változat (2.5 (a) ábra) kicsiny szerves molekulákból áll, mint a **pentacén**, amelyik 5-lineárisan kapcsolódó benzolgyűrűt tartalmaz. A másik fő változat (2.5 (b) ábra) egymáshoz csatlakozó polimerláncokat foglal magában, mint a **poliacetilén**, amely száz vagy ezer szén atomot tartalmaz.



2.5. ábra

Adalékolatlan állapotban a konjugált polimerlánc valenciasávja rendszerint telített, és a vezetési sávja üres, így módon szigetelőként viselkedik. Azonban, amint azt a 2.5 (c) ábrán illusztráltuk, az olyan adalékok, mint a nátrium és a jód, donorokként és akceptorokként hatnak, létrehozva a vezetési n- és p-típusú változatát. Kicsiny szerves molekulák tiszta állapotukban gyakran vezetőképesek.

Feladatok, példák

? 2.1 Feladat:

Számítsuk ki egy donor-elektron ionizációs energiáját.

Tekintsünk egy $\varepsilon/\varepsilon_0 = 16$ dielektromos állandójú germánium kristályt, amelyet arzén atomokkal adalékolunk. Az elektron effektív tömege: $m_c = 0,2m_0$, ahol m_0 a szabad elektron tömege. A donor-elektron egyetlen pozitívan töltött arzén ion (As^+) terében mozog és a hidrogén atom elektronjának energianívóihoz hasonló energiaspektrummal rendelkezik.

2.1 Megoldás:

A hidrogén atom elektronjának energianívóit a – Bohr-modell alapján számított – következő kifejezés határozza meg:

$$E_{nH} = -\frac{e^4 m_0}{(4\pi\varepsilon_0)^2 2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (2.1)$$

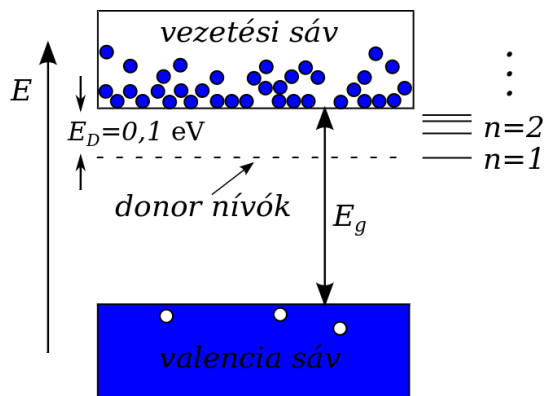
ahol n a főkvantumszámot jelenti. Ha (2.1)-ben az ε_0 -t a félvezető anyag ε dielektromos állandójával, m_0 -át a félvezető kristály periodikus potenciálerében mozgó elektron m_c effektív tömegével helyettesítjük, akkor a donor-elektron energiája:

$$E_{nD} = -\frac{e^4 m_c}{(4\pi\varepsilon)^2 2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.2)$$

Mivel a hidrogén alapállapotában ($n = 1$) az elektron energiája: $-13,6 \text{ eV}$, ezért az arzén donor-elektron energiája a következőképpen írható:

$$E_D = -\left(\frac{m_c}{m_0}\right) \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^2 \cdot 13,6 \text{ eV} = 0,01 \text{ eV}. \quad (2.3)$$

Ily módon a donor-elektron a tiltott sávban, a vezetési sáv alatt, a $\approx 0,01 \text{ eV}$ energiájú állapotban tartózkodik (l. 2.6 ábra).



2.6. ábra. A donor-elektron energiaállapotainak elhelyezkedése a tiltott sávban.

? 2.2 Feladat:

Becsüljük meg, hogy egy félvezetőnél szobahőmérsékleten ($T = 300\text{ K}$) a donor-atomok hányad része ionizálódhat, illetve, hogy mennyi elektron juthat fel a vezetési sávba, ha $E_D \approx 0,01\text{ eV}$!

2.2 Megoldás:

Mivel szobahőmérsékleten a termikus energia: $kT = 0,026\text{ eV}$, ezért lényegében véve az $E_D \approx 0,01\text{ eV}$ ionizációs energiával rendelkező donor-atomok mindegyike ionizálódik, illetve minden donor-elektron feljuthat a vezetési sávba. Ez azt jelenti, hogy a félvezető vezetési sávjában a donoroktól származó elektronok koncentrációja megegyezik az adalékolt donor atomok koncentrációjával.

? 2.3 Feladat:

Határozzuk meg a germánium és a szilícium félvezető kristályokba adalékolt donor atomok Bohr-féle sugarát!

2.3 Megoldás:

A szabad hidrogén atom alapállapotának Bohr-féle sugara a következő módon számítható ki:

$$a_H = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_0e^2} \approx 0,53\text{ Å} . \quad (2.4)$$

Az $\epsilon \rightarrow \epsilon$ és $m_0 \rightarrow m_c$ helyettesítéssel a germánium és a szilícium kristályokba adalékolt donor atomok első Bohr-féle sugaraira azt kapjuk, hogy

$$a_D^{Ge} = a_H \frac{\epsilon/\epsilon_0}{m_c/m_0} \approx 80\text{ Å} , \quad (2.5)$$

$$a_D^{Si} \approx 30\text{ Å} . \quad (2.6)$$

Ezek viszonylag nagy értékek (a rácsállandók sokszorosai) arra engednek következtetni, hogy a szennyezési állapotok kis szennyezés-sűrűségeknel is átfedik egymást, továbbá jogos a sztatikus dielektromos állandó használata.

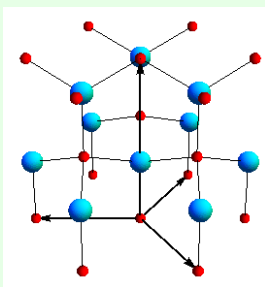
**2.1 Animáció:**

Ezen az interaktív periódusos táblázaton tanulmányozhatjuk a félvezető anyagnak alkalmas elemek tulajdonságait.

<http://www.ptable.com/?lang=hu>



2.2 Animáció:

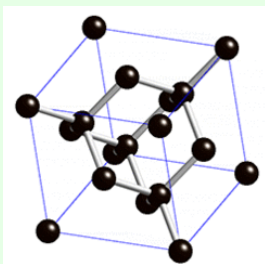


Ezen a gif animáción tanulmányozhatjuk a Wurtzit kristályszerkezet 3 dimenziós modelljét.

<http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/bc/Wurtzite-kassebaum.gif>



2.3 Animáció:

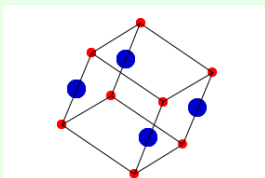


Ezen a gif animáción tanulmányozhatjuk a cinkblende és gyémánt kristályszerkezet 3 dimenziós modelljét.

http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/2/22/Diamond_Cubic-F_lattice_animation.gif



2.4 Animáció:

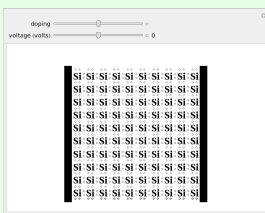


Ezen java animációval tetszőleges kristályszerkezetet fölépíthetünk.

<http://www2.ph.ed.ac.uk/interactive/applets/fixed/propertiesofmatter/crystallattice/>



2.5 Animáció:



Az animáció azt szemlélteti, hogy hogyan válik szennyezés hatására a szilícium *extrinsic félvezetővé*. A szilícium kristály szemantik, két dimenziós ábráját látjuk. Szennyezhetjük a szilíciumot P atomokkal. Ez az n-típusú félvezetőre példa. A szabadon mozgó elektronokat piros pötty jelzi az animáción. Ha a szilíciumot B atomokkal szennyezzük, p-típusú félvezetőt hozunk létre. A szabadon mozgó lyukakat kék pötty jelöli. A „doping” slider segítségével (elvileg) fokozatosan átalakíthatjuk a kristályt p-típusú félvezetőből n-típusú félvezetőbe.

<http://demonstrations.wolfram.com/DopedSiliconSemiconductors/>

3. Elektronok és lyukak koncentrációja félvezetőkben



Bevezetés:

Ahhoz, hogy a töltéshordozók (elektronok és lyukak) koncentrációját, mint az energia függvényét meghatározzuk, a következő két jellemzőnek az ismerete szükséges:

- A megengedett energianívók sűrűsége (állapotsűrűség).
- Minden egyes energianívó betöltési valószínűsége.

3.1. Állapotsűrűség

Egy félvezető anyagban egy elektron kvantumállapotát az elektron E energiájával, a $\mathbf{k}$ hullámszám-vektorával (amelynek k nagysága megközelítőleg az (1.2)-vel és (1.5)-mal adott kapcsolatban van az E -vel) és a spinjével jellemezhető. Az állapot – bizonyos határfeltételeket kielégítő – hullámfüggvénnyel írható le.

A vezetési sáv szélének közelében egy elektron úgy írható le, mint egy m_c tömegű részecske, amely egy háromdimenziójú kocka alakú (d -méretű), tökéletesen reflektáló falú dobozba, azaz egy háromdimenziós derékszög alakú végtelenül magas potenciálfallal határolt térbe van bezárva. Az állóhullám megoldások megkövetelik, hogy a $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ vektor komponensei diszkrét értékeket vegyenek fel: $\mathbf{k} = (q_1\pi/d, q_2\pi/d, q_3\pi/d)$, ahol a (q_1, q_2, q_3) módus számok pozitív egész számokat jelentenek. A $\mathbf{k}$ vektor csúcsának olyan rács rácspontjain kell feküdnie, amelynek köbös egységcellája π/d dimenziójú. Ennélfogva a $\mathbf{k}$ -tér egységnyi térfogatában $(d/\pi)^3$ pont található. Azoknak az állapotoknak a számát, amelyek $\mathbf{k}$ vektorai 0 és k közötti értékekkel rendelkeznek, úgy határozhatjuk meg, ha a k -sugarú gömb pozitív nyolcadrésének ($\approx (\frac{1}{8}) 4\pi k^3/3 = \pi k^3/6$ térfogatának) belsejében fekvő pontokat összeszámoljuk. Mivel az elektron-spinnek két lehetséges értéke van, a k -térben mindegyik pontnak két állapot felel meg. Ennélfogva a d^3 térfogatban megközelítőleg $2(\pi k^3/6)/(\pi/d)^3 = (k^3/3\pi^2)d^3$ ilyen pont van és $(k^3/3\pi^2)$ pont az egységnyi térfogatban. Ebből következik, hogy a k és $k + \Delta k$ közötti hullámszámmal rendelkező elektronállapotok száma, térfogategységenként:

$$\varrho(k)\Delta k = \frac{d}{dk} \frac{k^3}{3\pi^2} \Delta k = \frac{k^2}{\pi^2} \Delta k, \quad (3.1)$$

vagyis az állapotsűrűség:

$$\varrho = \frac{k^2}{\pi^2}. \quad (3.2)$$

Ha $\varrho_c(E)\Delta E$ reprezentálja a vezetési sáv E és $E + \Delta E$ között fekvő energianívók számát (térfogategységenként) akkor, mivel E és k közötti kapcsolatot az (1.5) határozza meg, a $\varrho_c(E)$ és $\varrho(k)$ közötti összefüggésnek a következőnek kell lennie:

$$\varrho_c(E)dE = \varrho(k)dk. \quad (3.3)$$

Így a vezetési sávban a megengedett energiák sűrűsége az alábbi módon írható:

$$\varrho_c(E) = \varrho(k)/(dE/dk). \quad (3.4)$$

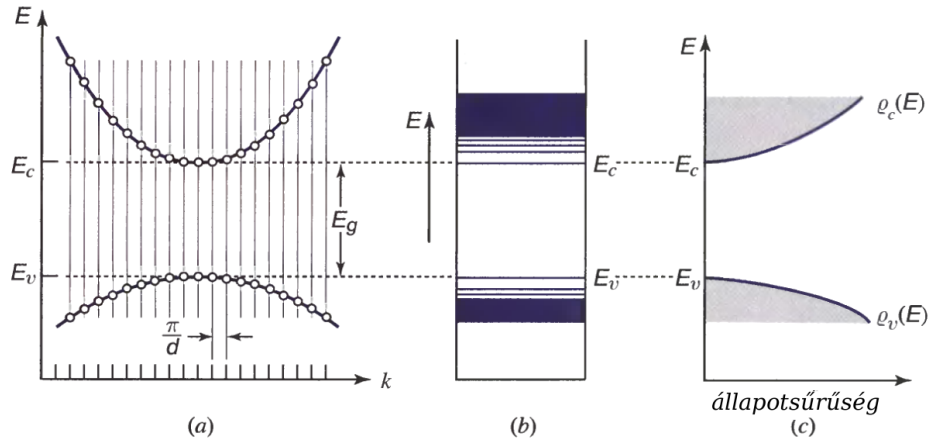
Hasonlóképpen a valenciasávban a megengedett energiák sűrűsége:

$$\varrho_v(E) = \varrho(k)/(dE/dk), \quad (3.5)$$

ahol E -t az (1.6) kifejezés adja. A dE/dk derivált értékének kiszámításához a vezetési-, illetve a valencia sáv közelében érvényes négyzetes (1.5), illetve (1.6) E - k összefüggéseket használjuk fel. Ily módon a következő eredményeket kapjuk:

$$\boxed{\begin{aligned} \varrho_c(E) &= \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_c}, & E \geq E_c, \\ \varrho_v(E) &= \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_v - E}, & E \leq E_v. \end{aligned}} \quad (3.6)$$

A négyzetgyökös összefüggés a sávszélek közelében az elektronokra és a lyukakra vonatkozó négyzetes energia-hullámszám összefüggés következménye. Az állapotsűrűség függése az energiától a 3.1 ábrán látható. Értéke nulla a sávszélénél és növekszik tőle távolodva, az elektronok és lyukak effektív tömegeitől függő mértékben. Az m_c és m_v értékek valójában átlagolt értékek a megfelelő állapotsűrűség kiszámítására.



3.1. ábra. (a) Az E - k diagram keresztmetszete (pl. a k_1 irányban, rögzített k_2 és k_3 mellett). (b) Megengedett energianívók (az összes k -nál). (c) Az állapotsűrűség a vezetési- és a valenciasávok széleinek közelében. A $\varrho_c(E)dE$ mennyiség az E és $E + dE$ közötti energiával bíró kvantumállapotok száma térfogategységenként, a vezetési sávban. Hasonlóan értelmezzük $\varrho_v(E)dE$ -t a valenciasávra vonatkozóan.

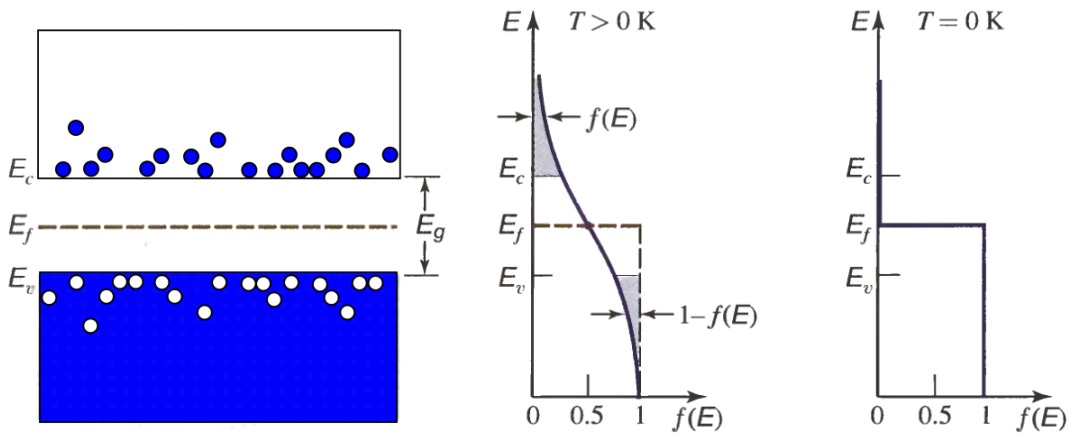
3.2. Állapotok betöltési valószínűsége

Termikus gerjesztés hiányában ($T = 0$ K-nél) minden elektron a legalacsonyabb lehetséges energianívókat foglalja el, miközben eleget tesz a Pauli-féle kizárási elvnek. A valenciasáv ekkor teljesen betöltött elektronokkal (nincsenek lyukak) és a vezetési sáv teljesen üres (nem tartalmaz elektronokat). Amikor a hőmérséklet emelkedik, a termikus gerjesztések felemelnek néhány elektront a valenciasávból a vezetési sávba, miközben üres állapotok (lyukak) maradnak vissza a valenciasávban. A statisztikus mechanika

törvényei szerint, termikus egyensúlyi feltételek mellett T hőmérsékletnél, annak a valószínűségét, hogy adott E energiájú állapot be van töltve egy elektronnal, a következő **Fermi-függvény** határozza meg:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_f)/kT} + 1}, \quad (3.7)$$

ahol k a Boltzmann-állandó ($T = 300$ K-nél $kT = 0,026$ eV) és E_f egy állandó, amelyet **Fermi-energiának** vagy **Fermi-nívónak** nevezünk. Ez a függvény **Fermi-Dirac eloszlásként** is ismeretes. Az egyes E energianívók $f(E)$ valószínűséggel betöltöttek és $[1 - f(E)]$ valószínűséggel üresek. Az $f(E)$ és az $[1 - f(E)]$ valószínűségek – a (3.7) szerint – függenek az E energiától. Maga az $f(E)$ függvény nem egy valószínűségi sűrűség (integrálja nem 1), inkább az egymást követő energianívók betöltési valószínűségeinek sorozata.



3.2. ábra. Az $f(E)$ Fermi-függvény annak a valószínűségét adja, hogy egy E energianívó egy elektronnal töltött; $1 - f(E)$ annak a valószínűsége, hogy üres. A valenciasávban $1 - f(E)$ annak a valószínűsége, hogy az E energianívó egy lyukkal elfoglalt. $T = 0$ K-nél $f(E) = 1$, ha $E \leq E_f$, és $f(E) = 0$, ha $E > E_f$; ekkor nincsenek elektronok a vezetési sávban és nincsenek lyukak a valenciasávban.

Mivel $f(E_f) = \frac{1}{2}$, akármilyen a T hőmérséklet, a Fermi-nívó az az energia, amelyikre vonatkozóan az betöltési valószínűség (ha volna itt megengedett állapot) $\frac{1}{2}$ lenne. A Fermi-függvény az E -nek egy monoton csökkenő függvénye (l. 3.2 ábra), $T = 0$ K-nél $f(E) = 0$, ha $E > E_f$ és $f(E) = 1$ az $E \leq E_f$ -re. Az E_f Fermi-nívó elválasztja a betöltött és a betöltetlen energianívókat, $T = 0$ K-nél. Mivel $f(E)$ annak a valószínűsége, hogy az E energianívó el van foglalva, az $1 - f(E)$ pedig annak a valószínűsége, hogy üres, azaz hogy egy lyukkal van elfoglalva, ha az E a valenciasávban fekszik. Így az E energianívóra:

$f(E)$ = egy elektron általi betöltési valószínűség,

$1 - f(E)$ = egy valenciasávbeli lyuk általi betöltési valószínűség.

Ezek a függvények szimmetrikusak a Fermi-nívó körül. Ha $E - E_f \gg kT$, akkor

$$f(E) \approx e^{-(E-E_f)/kT}, \quad (3.8)$$

ily módon a Fermi-függvény nagy energiájú nyúlványa a vezetési sávban a növekvő energiával exponenciálisan csökken. A Fermi-függvény ekkor arányos a Boltzmann-eloszlással. Szimmetria miatt, ha $E < E_f$ és $E_f - E \gg kT$, az

$$1 - f(E) \approx e^{-(E_f - E)/kT}; \quad (3.9)$$

ekkor a valenciasávbeli lyukak betöltési valószínűsége exponenciálisan csökken, amint az energia jóval a Fermi-nívó alá csökken.

3.3. Töltéshordozók koncentrációja termikus egyensúlyban

Legyen $n(E)\Delta E$ és $p(E)\Delta E$ az elektronok és lyukak térfogategységenkénti száma, az E és $E + \Delta E$ között fekvő energiákra vonatkozóan. Az $n(E)$, illetve a $p(E)$ sűrűségek oly módon nyerhetők, hogy az állapotok sűrűségét az E energianívónál megszorozzuk az E nívó elektronok, illetve lyukak általi betöltési valószínűségével, vagyis

$$n(E) = \varrho_c(E)f(E), \quad (3.10)$$

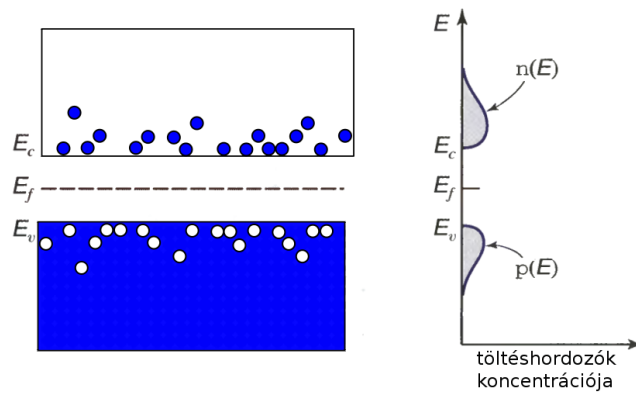
$$p(E) = \varrho_v(E)[1 - f(E)]. \quad (3.11)$$

Az elektronok és lyukak n és p koncentrációit (térfogategységenkénti benépesítést) a következő integrálok segítségével nyerjük:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} n(E)dE, \quad (3.12)$$

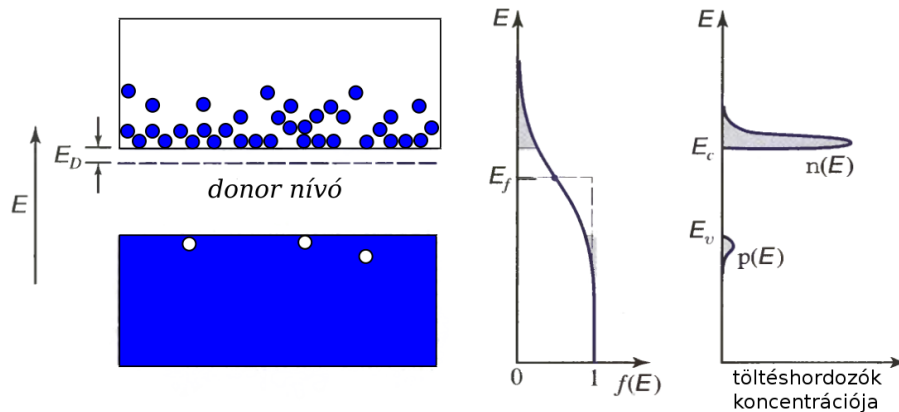
$$p = \int_{-\infty}^{E_v} p(E)dE. \quad (3.13)$$

Egy intrinsic (tiszt) félvezetőben, tetszés szerinti hőmérsékleten: $n = p$, mivel termikus gerjesztések mindig elektron-lyuk párokat hoznak létre. Ennélfogva a Fermi-nívónak olyan energia értéknél kell elhelyezkednie, hogy $n = p$ legyen. Olyan anyagokban, amelyekre $m_v = m_c$, az $n(E)$ és $p(E)$ függvények szintén szimmetrikusak; úgyhogy E_f -nek pontosan a tiltott sáv közepén kell elhelyezkednie (l. 3.3 ábra). Az intrinsic félvezetők többségében, a Fermi-nívó valóban a tiltott sáv közepének közelében fekszik.

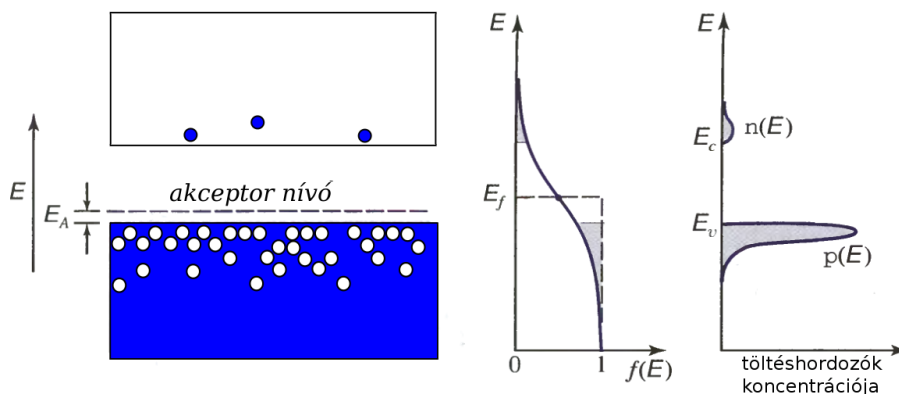


3.3. ábra. Elektronok és lyukak $n(E)$ és $p(E)$ koncentrációja, mint az E energia függvénye, intrinsic félvezető esetében. Az elektronok és lyukak teljes koncentrációja; n és p .

A 3.4 ábrán és a 3.5 ábrán egy n-típusú és p-típusú adalékolt félvezetőkre vonatkozóan láthatók energiasáv diagramok, Fermi-függvények, elektronok és lyukak egyensúlyi koncentrációi. A donor elektronok energianívója közel van a vezetési sáv aljához, E_D -vel mélyebben, aminek következtében könnyen feljuthatnak a vezetési sávba. Ha $E_D = 0,01 \text{ eV}$, akkor pl. szobahőmérsékleten ($kT = 0,026 \text{ eV}$) a legtöbb donor elektron termikusan gerjesztődni fog a vezetési sávba. Végeredményben a Fermi-nívó [amelyiknél $f(E_f) = \frac{1}{2}$] a tiltott sáv közepe felett helyezkedik el. Így p-típusú félvezetőre az akceptor energianívó közel van a valenciasáv széléhez, aminél E_A -val magasabban helyezkedik el, úgy hogy a Fermi-nívó a tiltott sáv közepe alatt fekszik.



3.4. ábra. Energiasáv diagram, $f(E)$ Fermi-függvény, mozgékony elektronok és lyukak $n(E)$ és $p(E)$ koncentrációja, egy n-típusú félvezetőben.



3.5. ábra. Energiasáv diagram, $f(E)$ Fermi-függvény, mozgékony elektronok és lyukak $n(E)$ és $p(E)$ koncentrációja, egy p-típusú félvezetőben.

Íranyítsuk figyelmünket közvetlenül az adalékolt félvezetőkben lévő mozgékony töltéshordozókra. Ezek az anyagok természetesen elektromosan semlegesek, feltételezve, hogy a donor és az akceptor ionok helyhez kötöttek:

$$n + N_A = p + N_D, \quad (3.14)$$

ahol N_A és N_D az ionizált akceptorok és donorok száma térfogategységenként.

3.4. A tömeghatás törvénye

Ha $(E - E_f) \gg kT$, akkor az $f(E)$ Fermi-függvényt (l. (3.7)) és hasonlóképpen, ha $(E_f - E) \gg kT$, akkor az $1 - f(E)$ függvényt megközelíthetjük exponenciális függvényekkel. Ezek a feltételek akkor alkalmazhatók, ha a Fermi-nívó a tiltott sávon belül, az energiasáv szélektől legalább néhányszor kT távolságra fekszik (szobahőmérsékleten $kT \approx 0,026$ eV, az E_g értéke Si-nál: 1,12 eV, GaAs-nél: 1,42 eV).

Az exponenciális közelítéseket használva, amelyek alkalmazhatók mind az intrinsic, mind az adalékolt félvezetőkre, azt kapjuk, hogy (3.12) és (3.13) formulák a következő kifejezéseket adják:

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}}, \quad (3.15)$$

$$p = N_v e^{-\frac{E_f - E_v}{kT}}, \quad (3.16)$$

$$np = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (3.17)$$

ahol

$$N_c = 2(2\pi m_c kT / \hbar^2)^{3/2}, \quad (3.18)$$

és

$$N_v = 2(2\pi m_v kT / \hbar^2)^{3/2}. \quad (3.19)$$

A (3.17) egyenlet alapján nyilvánvaló, hogy termikus egyensúlyban az

$$np = 4 \left(\frac{2\pi kT}{\hbar^2} \right)^3 (m_c m_v)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (3.20)$$

szorzat független attól, hogy a Fermi-nívó és a félvezető adalékolástól származó nívója a tiltott sávon belül hol helyezkedik el, feltéve, hogy az exponenciális közelítés a Fermi-nívóra érvényes. A töltéshordozó koncentrációk szorzatának állandóságát a **tömeghatás törvényének** nevezzük. Intrinsic félvezetőre:

$$n = p = n_i. \quad (3.21)$$

Ezt az összefüggést kombinálva (3.17)-tel azt kapjuk, hogy

$$n_i \approx \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (3.22)$$

Eszerint az elektronok és lyukak intrinsic koncentrációja a T hőmérséklettel exponenciálisan növekszik. A tömeghatás törvényét ennél fogva a következő alakba írhatjuk:

$$np = n_i^2. \quad (3.23)$$

Az n_i értékei különböző anyagokra változó, mivel a tiltott sávok energiái és effektív tömegei különbözőek.

A tömeghatás törvényét felhasználjuk adalékolt félvezetőkben az elektronok és lyukak koncentrációinak a meghatározására. Például egy mérsékelt adalékolt n-típusú anyag n elektron koncentrációja lényegében véve egyenlő az N_D donor koncentrációval ($n = N_D$). A tömeghatás törvényét használva, a lyuk koncentráció ekkor:

$$p = \frac{n_i^2}{N_D}. \quad (3.24)$$

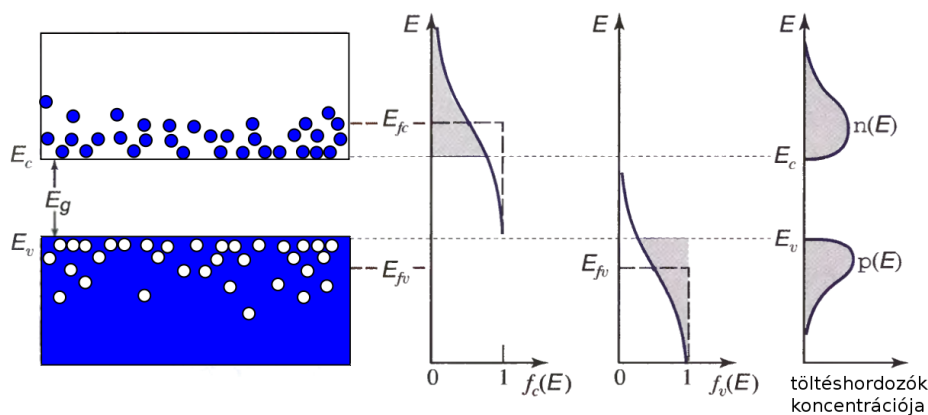
Az n és p ismerete lehetővé teszi – a (3.12) és (3.13) egyenleteken keresztül – a Fermi-nívó meghatározását. Mindaddig, amíg a Fermi-nívó a tiltott sávon belül, a sáv széleitől néhány kT -nél nagyobb energiáknál fekszik, a (3.15) és (3.16) megközelítő összefüggések felhasználhatók közvetlenül a Fermi-nívó meghatározására.

Ha a Fermi-nívó a vezetési (vagy a valencia) sáv belsejében fekszik, az anyagra mint **degenerált félvezetőre** hivatkozunk. Ebben az esetben a Fermi-függvény exponenciális közelítését nem használhatjuk, úgy hogy $np \neq n_i^2$. Ekkor a töltéshordozók koncentrációját numerikus megoldással kell nyernünk. Nagyon erős adalékolási feltételek mellett donor (akceptor) szennyezési sáv képződik, amely lényegében véve egybeolvad a vezetési (valencia) sávval és mint **sáv-nyúlvány** vált ismertté. Ez a tiltott sáv effektív csökkenését eredményezi.

3.5. Töltéshordozók koncentrációja kvázi-egyensúlyban

Az eddigiek során tekintetbe vett betöltési valószínűségek és töltéshordozó koncentrációk csak termikus egyensúlyban lévő félvezetőre érvényesek. Nem érvényesek, ha a termikus egyensúly perturbált. Vannak azonban olyan helyzetek, amelyekben a vezetési sáv elektronjai egymás között termikus egyensúlyban vannak, ugyanúgy mint a valenciasáv lyukjai, de az elektronok és a lyukak nincsenek egymással termikus kölcsönhatásban. Ez pl. akkor fordul elő, ha egy külső elektromos áram vagy fotonfluxus sávból sávba való átmeneteket indukál. Ez a helyzet, amelyet **kvázi-egyensúlyinak** nevezünk, akkor jön létre, ha az átmenetekre vonatkozóan a relaxációs (lecsengési) idő a sávok mindegyikének belsejében sokkal rövidebb, mint két sáv közötti átmenetekre vonatkozó relaxációs idő. Tipikusan a sávon belüli relaxációs idő $< 10^{-12}$ s, míg a sugárzásos elektron-lyuk rekombinációs idő: $\approx 10^{-9}$ s.

Ilyen körülmények között célszerű minden sávra különálló Fermi-függvényt használni; a két kapcsolatos, E_{fc} -vel és E_{fv} -vel jelölt Fermi-nívók, mint **kvázi Fermi-nívók** ismeretesek (l. 3.6 ábra). Ha E_{fc} és E_{fv} mélyen a vezetési-, ill. a valenciasáv belsejében helyezkednek el, akkor mind az elektronok, mind a lyukak koncentrációja egészen nagy lehet.



3.6. ábra. Félvezető kvázi-egyensúlyban. Annak a valószínűsége, hogy a vezetési sáv E energianívója egy elektronnal elfoglalt: $f_c(E)$, amely egy Fermi-függvény E_{fc} Fermi-nívóval. Annak a valószínűsége pedig, hogy a valenciasáv E energianívója egy lyukkal elfoglalt: $1 - f_v(E)$, ahol $f_v(E)$ egy Fermi-függvény, E_{fv} Fermi-nívóval. Az elektronok és lyukak koncentrációja: $n(E)$ és $p(E)$. Mindkettő nagy lehet.

Feladatok, példák

? 3.1 Feladat:

Bizonyítsuk be, hogy ha a tiltott sávban E_f közelebb van a vezetési sávhoz, mint a valenciasávhoz, és $m_v = m_c$, akkor $n > p$, míg ha E_f a valenciasávhoz van közelebb, mint a vezetési sávhoz, akkor $p > n$. *Segítség: A bizonyításhoz használjuk fel a (3.15) - (3.19) összefüggéseket.*

? 3.2 Feladat:

A kvázi Fermi-nívók meghatározása Adott az elektronok n , és a lyukak p koncentrációja egy félvezetőben, $T = 0$ K-nél. A (3.10) - (3.13) összefüggéseket használva, mutassuk meg, hogy a kvázi Fermi-nívókat a következő kifejezések írják le:

$$E_{fc} = E_c + (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_c} n^{2/3}, \quad (3.25)$$

$$E_{fv} = E_v - (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_v} p^{2/3}. \quad (3.26)$$

? 3.3 Feladat:

Mutassuk meg, hogy a (3.25) és (3.26) egyenletek közelítőleg alkalmazhatók tetszőleges T hőmérséklet esetén is, ha n és p elegendően nagyok: $(E_{fc} - E_c) \gg kT$ és $(E_v - E_{fv}) \gg kT$, azaz, ha a kvázi Fermi-nívók mélyen a vezetési sáv és a valenciasáv belsejében helyezkednek el.

4. Töltéshordozók keltése, rekombinációja és injekciója félvezetőkben



Bevezetés:

- Töltéshordozók keltése és rekombinációja termikus egyensúlyban
- Elektron-lyuk injekció
- Belső kvantum-hatásfok

4.1. Töltéshordozók keltése és rekombinációja termikus egyensúlyban

Elektronok termikus gerjesztése a valenciasávból a vezetési sávba **elektron-lyuk generálást** eredményez. Termikus egyensúly esetén ezt a generálási folyamatot egyidejűleg egy – a gerjesztéssel ellenkező irányú – folyamat kíséri. Ez a folyamat – amelyet **elektron-lyuk rekombinációnak** hívunk – akkor jön létre, ha egy a vezetési sávból származó elektron betölt egy lyukat a valenciasávban. Az elektronátmenet energiája emittált foton energiájaként jelenhet meg. Ebben az esetben a folyamatot **sugárzásos rekombinációnak** hívjuk.

Sugárzás nélküli rekombináció jöhet létre számos, egymástól független és egymással konkuráló folyamaton keresztül, beleértve energiaátadást a rácsrezgéseknek (létrehozva egy vagy több fonont) vagy más szabad elektronnak (Auger-folyamat). A rekombináció végbemehet felülethez is és indirekt módon csapdákon vagy hibahely centrumokon keresztül, amelyek energianívói a tiltott sáv belsejében találhatók és szennyezésekkel vagy szemcsehatárokkal, diszlokációkkal vagy más rácshibákkal kapcsolatosak. Egy szennyezési vagy defekt állapot, mint egy rekombinációs centrum hathat, ha képes csapdázni egy elektront és egy lyukat is, ennél fogva növekszik a rekombináció valószínűsége. A szennyezés által segített rekombináció lehet sugárzásos vagy sugárzás nélküli.

Mivel mind az elektron, mind a lyuk rekombinációja előfordul, a rekombináció sebessége arányos az elektronok és lyukak koncentrációinak szorzatával, azaz:

$$\text{a rekombináció sebessége} = rnp, \quad (4.1)$$

ahol $r(\text{cm}^3/\text{s})$ a **rekombinációs együttható**, amely függ az anyag jellemzőitől, beleértve az anyag összetételét és defektusainak sűrűségét, továbbá r függ még a hőmérséklettől, valamint – viszonylag gyengén – az adalékolás mértékétől is.

Az elektronok és lyukak n_0 és p_0 egyensúlyi koncentrációi akkor meghatározottak, ha a generálási és rekombinációs sebességek egyensúlyban vannak. Stacionárius állapotban a rekombinációs sebességnek egyenlőnek kell lennie a generálás sebességével. Ha G_0 a termikus elektron-lyuk generálás sebessége egy adott hőmérsékletnél, akkor termikus egyensúlyban

$$G_0 = rn_0p_0. \quad (4.2)$$

Az elektron- és lyuk koncentráció szorzata, az $n_0p_0 = G_0/r$, megközelítőleg ugyanaz marad, akár n-típusú, p-típusú vagy intrinszik az anyag. Így $n_i^2 = G_0/r$, amely közvetlenül az $n_0p_0 = n_i^2$ tömeghatás törvényéhez vezet. Ez a törvény tehát a generálás és a rekombináció közötti egyensúly következménye, termikus egyensúlyban.

4.2. Elektron-lyuk injekció

Egy félvezető termikus egyensúlyban, az n_0 és p_0 töltéshordozó koncentrációval egyenlő generálási és rekombinációs sebességgel rendelkezik: $G_0 = rn_0p_0$. Generáljunk most további elektron-lyuk párokat R stacionárius sebességnél (a párok száma térfogat- és időegységenként) egy külső (nem termikus) injekciós mechanizmus, pl. az anyagra ráeső fény segítségével. Egy új stacionárius állapotot fogunk elérni, amelyben a koncentrációk: $n = n_0 + \Delta n$, és $p = p_0 + \Delta p$. Világos azonban, hogy $\Delta n = \Delta p$, mivel az elektronok és lyukak párosával keletkeznek. A generálás és rekombináció új sebességeinek egyenlőségére azt írhatjuk, hogy

$$G_0 + R = rnp. \quad (4.3)$$

Behelyettesítve $G_0 = rn_0p_0$ mennyiséget (4.3)-ba, a következő egyenletet nyerjük:

$$R = r(np - n_0p_0) = r(n_0\Delta n + p_0\Delta n + \Delta n^2) = r\Delta n(n_0 + p_0 + \Delta n), \quad (4.4)$$

amelyet az alábbi alakba írhatunk:

$$R = \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (4.5)$$

ahol

$$\tau = \frac{1}{r[(n_0 + p_0) + \Delta n]}. \quad (4.6)$$

Olyan injekciós sebességre, amelyikre $\Delta n \ll n_0 + p_0$, azt írhatjuk, hogy

$$\tau \approx \frac{1}{r(n_0 + p_0)}. \quad (4.7)$$

Egy n-típusú anyagban, ahol $n_0 \gg p_0$, a τ rekombinációs élettartam: $\tau \approx 1/rn_0$, fordítva arányos az elektron koncentrációval. Hasonlóképpen egy p-típusú anyagban, ahol $p_0 \gg n_0$, azt kapjuk, hogy $\tau \approx 1/rp_0$. Ez az egyszerű formula nem alkalmazható akkor, ha a folyamatokban a csapdák fontos szerepet játszanak.

A τ paramétert úgy lehet tekinteni, mint az injektált felesleg elektron-lyuk párok **elektron-lyuk rekombinációs élettartamát**. Az injektált töltéshordozó koncentrációt ugyanis a következő ráta egyenlet irányítja:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = R - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (4.8)$$

Stacionárius állapotban $d(\Delta n)/dt = 0$. Ha az injekciós forrást t_0 időpillanatban hirtelen eltávolítjuk (R értéke nullává válik), akkor Δn a τ időállandóval exponenciálisan eltűnik, azaz

$$\Delta n(t) = \Delta n(t_0)e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}}. \quad (4.9)$$

Másrésről, erős injekció jelenlétében τ maga is függvénye Δn -nek, amint az a (4.6)-ból nyilvánvaló, úgy hogy a ráta egyenlet nemlineáris, és a lecsengés többé már nem exponenciális.

Ha az R injekciós ráta ismert, a stacionárius állapotú injektált koncentráció meghatározható a következő összefüggésből:

$$\boxed{\Delta n = R\tau}, \quad (4.10)$$

ami lehetővé teszi az $n = n_0 + \Delta n$ és $p = p_0 + \Delta p$ teljes koncentrációk meghatározását. Továbbá, ha kvázi-egyensúlyt feltételezünk, a (3.12) - (3.13) egyenleteket felhasználhatjuk a kvázi Fermi-nívók

meghatározására. A kvázi-egyensúly nincs ellentmondásban a fenti analízisben feltételezett generálási és rekombinációs egyensúllyal; egyszerűen csak az szükséges, hogy a sávon belüli egyensúlyi idő a τ rekombinációs időhöz viszonyítva rövid legyen.

Ez a fenti elemzés hasznos lesz, amikor ismertetjük a félvezető fényemittáló diódák és a félvezető lézerdiodák elméletét. Az említett eszközök működése ugyanis a töltéshordozó injektálása által felerősített fényemisszió alapulnak.

4.3. Belső kvantum-hatásfok

Egy félvezető anyag η_i **belső kvantum-hatásfokát** úgy definiáljuk, mint a sugárzásos elektron-lyuk rekombinációs együtthatónak a teljes (sugárzásos és sugárzás nélküli) rekombinációs együtthatóhoz való arányát. Ez a paraméter fontos, mivel meghatározza egy félvezető anyagban a fény generálás hatásfokát. A rekombináció teljes sebességét a (4.1) adja meg. Ha az r rekombinációs együttható r_r sugárzásos és r_{nr} sugárzás nélküli rész összegére oszlik: $r = r_r + r_{nr}$, akkor a belső kvantum-hatásfok a következőképpen írható:

$$\eta_i = \frac{r_r}{r} = \frac{r_r}{r_r + r_{nr}}. \quad (4.11)$$

A belső kvantum-hatásfok a rekombinációs élettartam segítségével is kifejezhető, mivel τ fordítva arányos r -rel (l. (4.7)). A τ_r sugárzásos élettartam és a τ_{nr} sugárzás nélküli élettartam meghatározása a következő összefüggésre vezet:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}. \quad (4.12)$$

A belső kvantum-hatásfok ekkor:

$$\frac{r_r}{r} = \frac{1/\tau_r}{1/\tau}, \quad (4.13)$$

vagy

$$\eta_i = \frac{\tau}{\tau_r} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}}. \quad (4.14)$$

A foton abszorpció és emisszió sebességét a sugárzásos rekombináció τ_r élettartama vezérli (l. később). Az értéke függ a töltéshordozók koncentrációjától és az r_r anyagi paramétertől. Kis, illetve mérsékelt injekciós sebességekre:

$$\tau_r \approx \frac{1}{r_r(n_0 + p_0)}, \quad (4.15)$$

(4.7)-nek megfelelően. A sugárzás nélküli rekombinációs élettartamra hasonló egyenlet érvényes. Azonban, ha sugárzás nélküli rekombináció történik a tiltott sávban lévő hibacentrumokon keresztül, τ_{nr} érzékenyebb ezeknek a centrumoknak a koncentrációjára, mint az elektron- és lyuk-koncentrációkra.

A 4.1 táblázat néhány félvezető rekombinációs együtthatóira és élettartamaira vonatkozó tipikus értékeket tartalmaz. Nagyságrendi értékeket adtunk meg az r_r sugárzásos rekombinációs együtthatókra; a τ_r sugárzásos-, a τ_{nr} sugárzás nélküli- és a τ teljes rekombinációs élettartamokra; valamint az η_i belső kvantum-hatásfokokra.

Anyag	$r_r(\text{cm}^3/\text{s})$	τ_r	τ_{nr}	τ	η_i
Si	10^{-15}	10 ms	100 ns	100 ns	10^{-5}
GaAs	10^{-10}	100 ns	100 ns	50 ns	0,5
GaN	10^{-8}	20 ns	0,1 ns	0,1 ns	0,005

4.1. táblázat. Jellemző értékek az r_r sugárzásos rekombinációs együtthatókra, a rekombinációs élettartamokra, és az η_i belső kvantum-hatásfokokra, reprezentatív félvezetőkre vonatkozóan; feltételezve, hogy az n-típusú anyag $n_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ töltéshordozó koncentrációval és 10^{15} cm^{-3} koncentrációjú hibacentrumokkal rendelkezik, $T = 300 \text{ K}$ -nél.

Tömbi Si-ra a sugárzásos élettartam nagyságrendekkel hosszabb, mint a teljes élettartam, elsősorban azért, mivel a Si indirekt tiltott sávú félvezető. Ez kicsiny belső kvantum-hatásfokot eredményez. Másrészről, a GaAs-re és a GaN-re a lebomlás főképpen a sugárzásos átmeneteken keresztül történik (ezek az anyagok direkt tiltott sávú félvezetők), következésképpen a belső kvantum-hatásfok nagy. Ezért a direkt tiltott sávú anyagok alkalmasak fényemittáló szerkezetek készítésére, az indirekt tiltott sávúak viszont nem.

Feladatok, példák

? 4.1 Feladat:

Elektron-lyuk pár injekció GaAs-ben.

Tegyük fel, hogy elektron-lyuk párokat injektálunk n-típusú GaAs-be ($E_g = 1,42 \text{ eV}$, $m_c \approx 0,07 m_0$, $m_v \approx 0,50 m_0$), $R = 10^{23}$ sebességgel. Az elektronok termikus egyensúlyi koncentrációja: $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a rekombinációs együttható értéke: $r = 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ és $T = 300 \text{ K}$. Határozzuk meg

- a lyukak p_0 egyensúlyi koncentrációját!
- a stacionárius állapot Δn többlet-koncentrációját!
- a τ rekombinációs élettartamot!
- a kvázi Fermi-nívók közötti $E_{fc} - E_{fv}$ különbséget, feltételezve, hogy $T = 0 \text{ K}$!

5. Félvezető átmenetek



Bevezetés:

Egyetlen félvezető anyag különféle adalékolású tartományainak érintkező határfelületeit **homo-átmeneteknek** nevezzük. Fontos példa a p-n átmenet. A különböző félvezető anyagok közötti határfelületeket **heteroátmeneteknek** hívjuk. Az alábbiakban ezeket az átmeneteket fogjuk diszkutálni, különös tekintettel a legfontosabb alkalmazási területeikre.

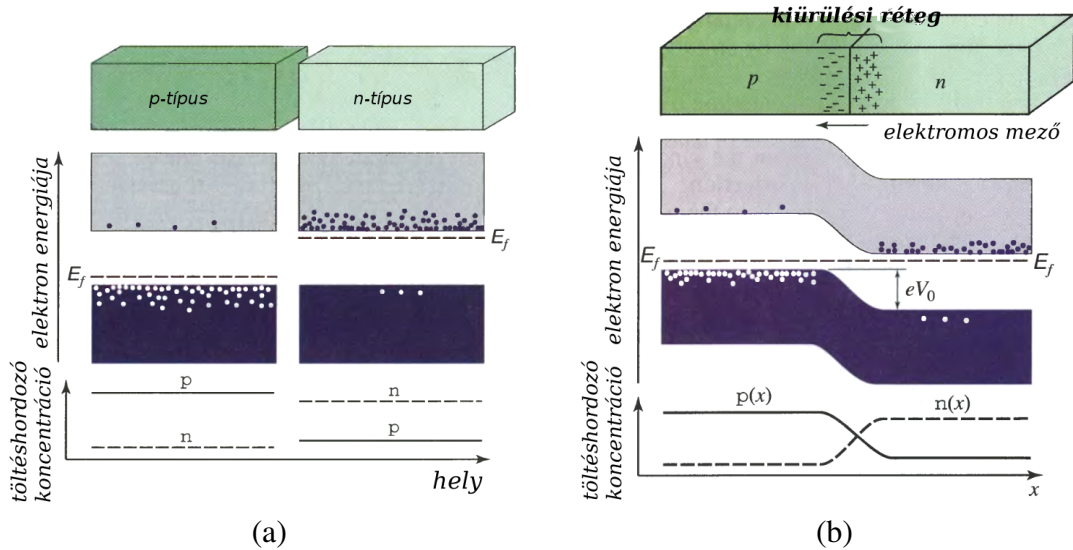
- p-n átmenet
- Előfeszített p-n átmenet
- p-i-n átmenetű dióda
- Heteroátmenetek
- Kvantumkorlátozott struktúrák

5.1. p-n átmenet

A p-n átmenet egy homoátmenet egy félvezető p-típusú és n-típusú tartománya között. Ez az átmenet diódaként működik, amely az elektronikában egyenirányítóként, logikai kapuként, feszültség szabályozóként (Zener-dióda) vagy hangolásra (kapacitásdiódák, más néven varikap-diódák) használható; az optoelektronikában pedig, mint fényemittáló dióda (LED = Light-Emitting Diode), lézerdióda (LD = Laser Diode), fotodetektor, vagy napelem.

A p-n átmenetek készítése valójában úgy történhet, hogy az eredetileg homogén félvezetőbe két oldalról más-más fajta atomot diffundáltatunk be, az egyik oldalt akceptorokkal p-típusúvá, a másikat donorokkal n-típusúvá téve. Az előállítás módjától függően a p- és az n-típusú tartomány határa lehet nagyon éles vagy elkenet. A megfontolások egyszerűbbé tétele érdekében célszerű éles határt feltételeznünk.

A p-típusú tartomány a lyukak bőségével (többségi töltéshordozók) és kevés mozgékony elektronnal (kisebbségi töltéshordozók); az n-típusú tartomány pedig a mozgékony elektronok bőségével és kevés lyukkal rendelkezik (5.1 (a) ábra). A töltéshordozók mozgása rendezetlen.



5.1. ábra. (a) Energianívok és töltéshordozó koncentrációk p-típusú, illetve n-típusú félvezetőre kontaktusba hozásuk előtt.

(b) Egy p-n átmenet termikus egyensúlyban $T > 0$ K-nál. A kiürülési réteget, az energiasáv diagramot és a mozgékony elektronok $n(x)$ és a lyukak $p(x)$ koncentrációit, mint az x -hely függvényét (logaritmi-kus skálán) láthatjuk. A felépült V_0 potenciálkülönbség az eV_0 energiának felel meg, ahol e az elektron töltésének nagysága.

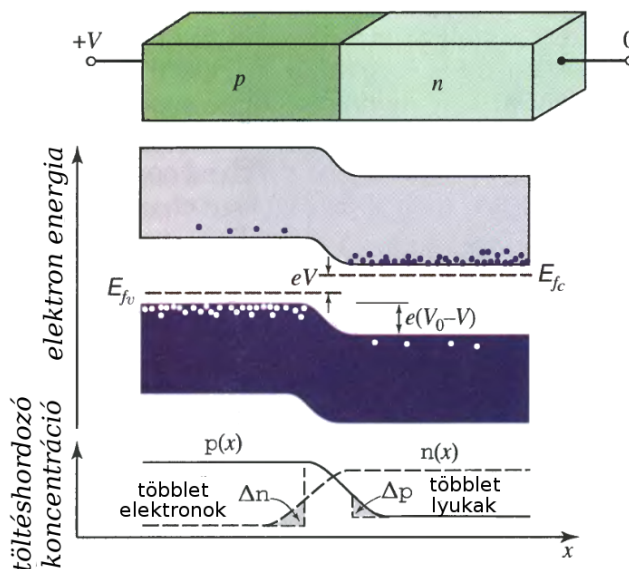
Ha a két tartományt kontaktusba hozzuk (5.1 (b) ábra), akkor a következő eseménysor zajlik le:

- Az elektronok és a lyukak a magas koncentrációjú területektől az alacsony koncentrációjú területek felé diffundálnak. Ily módon az elektronok az n-tartományból a p-tartományba diffundálnak, maguk mögött hagyva pozitív töltésű ionizált donor atomokat. A p-tartományban az elektronok rekombinálnak a bőségben lévő lyukakkal. Hasonlóképpen, a lyukak a p-tartományból az n-tartományba diffundálnak maguk mögött hagyva negatívan töltött ionizált akceptor atomokat. Az n-tartományban a lyukak rekombinálnak a bőségben lévő mozgékony elektronokkal. Ez a diffúziós folyamat nem folytatódik a végtelenségig, mivel a diffúzió a két tartományban a töltés egyensúly felborulását okozza.
- Végeredményben az átmenet mindkét oldalán egy keskeny tartomány a mozgékony töltéshordozókat tekintve csaknem kiürültté válik. Ezt a tartományt **kiürülési rétegnek** (vagy **tértöltési tartománynak**) nevezzük. Ez a réteg csak rögzített töltéseket (pozitív ionokat az n-oldalon és negatív ionokat a p-oldalon) tartalmaz. A kiürülési réteg vastagsága mindegyik rétegben fordítva arányos a tartományba bevitt donorok, ill. akceptorok koncentrációjával.
- A rögzített töltések létrehoznak egy elektromos teret a kiürülési rétegben, amely az átmenet n-oldalától a p-oldal felé mutat. Ez a felépült elektromos tér akadályozza a további mozgékony töltéshordozóknak az átmeneti tartományon keresztüli diffúzióját.
- Egy egyensúlyi helyzet alakul ki, amelyet a kiürülési réteg két oldala között felépült V_0 potenciálkülönbség határoz meg. Az n-oldalon magasabb a potenciál, mint a p-oldalon.

- A felépült potenciál a p-oldalhoz viszonyítva az n-oldalon egy elektron számára alacsonyabb potenciális energiát szolgáltat. Végeredményben az energiasávok elhajlanak, amint azt az 5.2 ábra mutatja. Termikus egyensúlyban csak egyetlen Fermi-függvény létezik a teljes struktúrára, úgy hogy a Fermi-nívóknak a p- és n-tartományokban ki kell egyenlődniük.
- Az átmeneten keresztül nem folyik eredő áram. A diffúzióval és a felépített térrel kapcsolatos áramok az elektronokra és lyukakra vonatkozóan megszűnnek.

5.2. Előfeszített p-n átmenet

Egy külső potenciál alkalmazása megváltoztatja a p- és n-tartományok közötti potenciálkülönbséget. Ez viszont módosítani fogja a többségi töltéshordozók áramlását, úgyhogy az átmenet, mint egy „kapu” használható. Ha az átmenet **áteresztő irányban** van előfeszítve, azaz pozitív V feszültséget kapcsolunk a p-tartományra, úgyhogy egy elektromos tér lép fel, amely az egyensúly esetén felépített tér irányával ellentétes irányú.



5.2. ábra. Energiasáv diagram és töltéshordozó koncentrációk egy áteresztő irányban előfeszített p-n átmenetre.

A külső feszültség jelenléte megbontja az egyensúly és a Fermi-nívók kiegyenlítését a p- és n-tartományokban, valamint a kiürülési rétegben. A kiürülési rétegben a két Fermi-nívó, E_{fc} és E_{fv} kvázi-egyensúlyi állapot megjelenését jelzi.

Az áteresztő irányú feszültség hatására a potenciálgát magassága eV értékkel lecsökken, aminek következtében a többségi töltéshordozók árama $e^{\frac{eV}{kT}}$ exponenciális tényezővel növekszik, úgy hogy az eredő áram a következő alakba írható:

$$i = i_s e^{\frac{eV}{kT}} - i_s, \quad (5.1)$$

ahol i_s egy konstans mennyiség. A felesleg többségi töltéshordozó lyukak és elektronok, amelyek belépnek az n-, ill. p-tartományokba, kisebbségi töltéshordozókká válnak és rekombinálnak a helyi többségi

töltéshordozókkal. Koncentrációjuk így módon az átmenettől való távolsággal csökken (l. 5.2 ábra). Ez a folyamat mint a **kisebbségi töltéshordozók injekciója** néven ismeretes.

Ha az átmenet **záróirányban** van előfeszítve, vagyis ha a p-tartományra negatív V feszültséget kapcsolunk, akkor a potenciálgát magassága eV -vel megnövekszik. Ez akadályozza a többségi töltéshordozók áramlását. A megfelelő áram egy $e^{eV/kT}$ exponenciális tényezővel van megszorozva, ahol V negatív, vagyis az áram lecsökken. Az eredő áramot az alábbi kifejezés írja le:

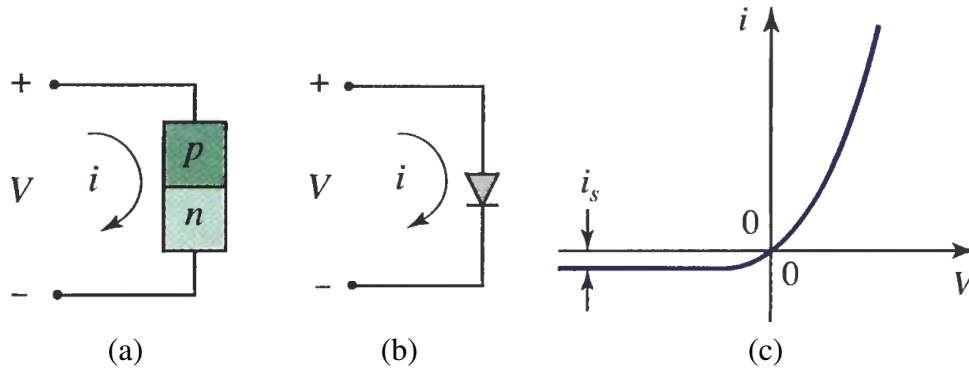
$$i = i_s e^{\frac{eV}{kT}} - i_s, \quad (5.2)$$

úgyhogy egy kicsiny, i_s nagyságú áram folyik záróirányban, ha $|V| \gg kT/e$.

Ennélfogva a p-n átmenet, diódaaként működik, a következő $(i-V)$ áram-feszültség karakterisztikával:

$$i = i_s \left[e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right], \quad (5.3)$$

amint ezt az 5.3 ábrán illusztráltuk. Az (5.3) formula által leírt ideális dióda-karakterisztika **Shockley-egyenletként** ismeretes.

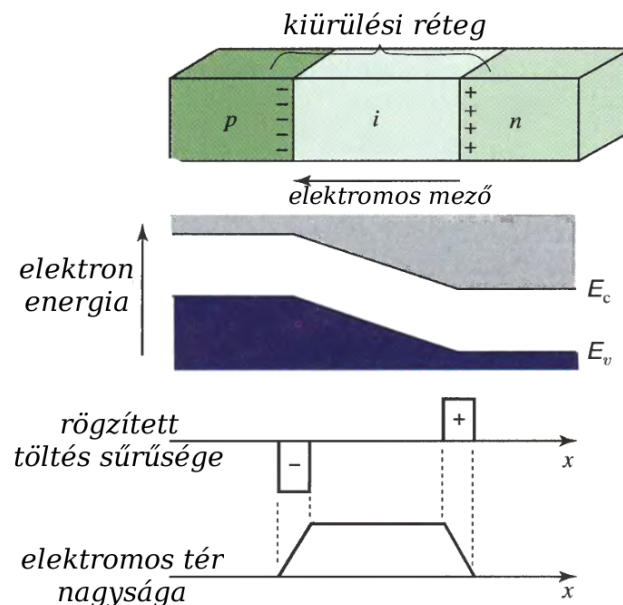


5.3. ábra. (a) Feszültség és áram egy p-n átmenetben. (b) p-n átmenetű dióda áramköri reprezentációja. (c) Az ideális p-n átmenetű dióda áram-feszültség karakterisztikája.

Egy p-n átmenet dinamikus válasza egy rákapcsolt váltakozó feszültségre az elektronok és a lyukak diffúziós, drift és rekombinációs folyamatait leíró differenciálegyenlet-rendszer megoldása révén határozható meg. Ezek az folyamatok fontosak a dióda működési sebességének meghatározása szempontjából. Az effektusokat szokásosan modellezhetjük két kapacitással: egy ideális dióddal párhuzamosan kapcsolt **záróréteg kapacitással** és egy diffúziós kapacitással. A záróréteg kapacitás számot ad arról az időről, amely a kiürülési rétegben tárolt, rögzített pozitív és negatív töltések változásához szükséges akkor, amikor az alkalmazott feszültség megváltozik. A kiürülési réteg ℓ vastagsága viszont arányos $\sqrt{V_0 - V}$ -vel; ennél fogva növekszik záróirányú előfeszítési feltételek (negatív V) mellett és csökken átteresztő irányú előfeszítési feltételek (pozitív V) mellett. A záróréteg kapacitása: $C = \epsilon A / \ell$ (ahol A az átmenet területe) ennél fogva fordítva arányos $\sqrt{V_0 - V}$ -vel. A záróirányban előfeszített dióda záróréteg kapacitása kisebb (és az RC válaszütem ennél fogva rövidebb), mint az átteresztő irányban előfeszített dióda záróréteg kapacitása. A C függőségét V -től használják fel feszültséggel szabályozható kapacitásként (varikap-diódák). Egy átteresztő irányban előfeszített diódában a kisebbségi töltéshordozók injekcióját a **diffúziós kapacitással** írhatjuk le, amely a kisebbségi töltéshordozók élettartamától és az áramtól függ.

5.3. p-i-n átmenetű dióda

A p-i-n átmenetű dióda készítésénél intrinsic (vagy gyengén adalékolt) félvezető anyag egy rétegét egy p-típusú és egy n-típusú tartomány közé helyezik be (5.4 ábra). Megmutatható, hogy a kiürülési réteg az átmenet mindegyik oldala felé az adalékolási koncentrációval fordítottan arányos távolságra terjed ki, a p-i átmenet kiürülési rétege mélyen behatol az i-tartományba, így az i-n átmenet kiürülési rétege is mélyen behatol az i-tartományba. Végeredményben a p-i-n dióda hasonlóképpen viselkedhet, mint egy olyan kiürülési réteggel bíró p-n átmenet, amely átfogja a teljes intrinsic tartományt. Az elektron energiáját, a rögzített töltések sűrűségét és az elektromos teret a p-i-n átmenetű diódában termikus egyensúlyban az 5.4 ábra illusztrálja.



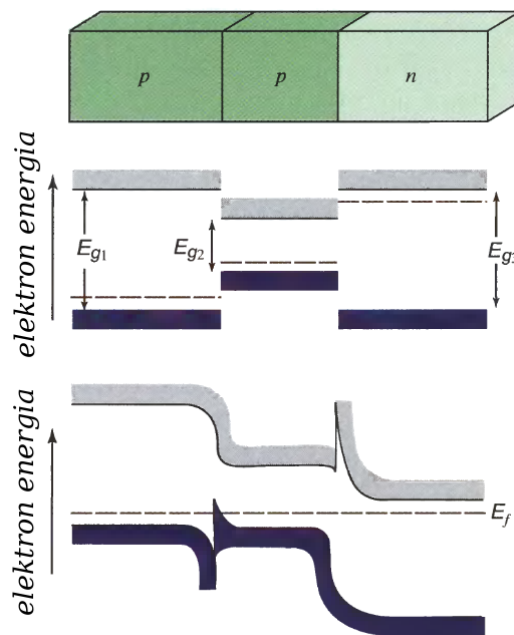
5.4. ábra. Elektron-energia, rögzített töltés sűrűsége és az elektromos tér nagysága egy p-i-n átmenetű diódára termikus egyensúlyban.

Egy nagy kiürülési rétegű diódának – a $C = \epsilon A/l$ -nek megfelelően – az az előnye, hogy kicsiny az átmeneti kapacitása és ennek következtében gyors a reagáló képessége. Ez az oka annak, hogy a p-i-n diódákat gyakran előnyben részesítik a félvezető fotodetektorokként használt p-n diódákkal szemben. A nagyobb méretű kiürülési réteg ugyancsak lehetővé teszi a beeső fény nagyobb részének a befogását, és ennél fogva a fotodetektálás hatékonyságának a megnövelését.

5.4. Heteroátmenetek

Különböző félvezető anyagok közötti átmeneteket heteroátmeneteknek nevezzük. Optikai források és detektorok gyártásához széleskörűen használnak heteroátmeneteket, amelyek nemcsak aktív tartományokként hatnak, hanem kontaktus rétegekként és hullámvezető tartományokként is. Az anyagok elektron affinitásai határozzák meg a vezetési- és valenciasávok széleinek elhelyezkedését. Gyakran előnyös a rácsnak megfelelően illeszteni a félvezető anyagokat és fokozatosan változó átmeneteket használni. Különböző félvezetők egymás mellé helyezése sokféle haszonnal járhat a fotonikában:

- Különböző tilossáv-szélességű anyagok közötti átmenetek az energiasáv diagramban lokalizált ugrásokat hoznak létre. A potenciális energia diszkontinuitásai potenciál gátként jelennek meg, amelyek meggátolják a kiválasztott töltéshordozókat, hogy egy olyan térrészbe hatoljanak be, ahol nem előnyös a jelenlétük. Ez a tulajdonság hasznos lehet egy p-n átmenetben, pl. a kisebbségi töltéshordozók által szállított áram arányának a csökkentésére, és így az injekciós hatások fokozására (l. 5.5 ábra) lehet használni.
- Az energiasáv diagramban létrehozott diszkontinuitások a töltéshordozóknak a tér egy kívánt tartományába való bezárására használhatók. Például egy kis tilossávú réteget közrefoghat (un. szendvicseles) két szélesebb tilossávú réteg (l. az 5.5 ábrán a p-p-n szerkezetet, amely egy p-p és egy p-n heteroátmenetből áll). Ezt a **kettős heteroszerkezetű** (DH = Double-Heterostructure) konfigurációt hatékonyan használják a LED-ek, a félvezető optikai erősítők és a lézerdiodák gyártásában.



5.5. ábra. A p-p-n kettős heteroátmenetű szerkezet. A középső réteg keskenyebb tiltott sávú, mint a külső rétegek. Egyensúlyban a Fermi-nívók úgy hozhatók egy egyenesbe, hogy a vezetési sáv széle hirtelen leesik a p-p átmenetnél és a valenciasáv élesen leesik a p-n átmenetnél. A vezetési- és a valenciasáv diszkontinuitásai, mint **sáv-eltolások** (band offsets) ismeretesek. Ha a készülék nyitóirányban előfeszített, ezek az ugrások gátként hatnak, amely a kisebbségi töltéshordozókat bezárja az alacsonyabb tiltott sávú tartományba. Az n-tartományból injektált elektronokat pl. megakadályozza abban, hogy bediffundáljanak a p-p átmenetnél kialakult gáton túlra. hasonlóan, a p-tartományból injektált lyukak sem tudnak a p-n átmenetnél lévő energia gáton átdiffundálni. Ez a kettős heteroszerkezetű konfiguráció arra kényszeríti az elektronokat és lyukakat, hogy egy keskeny közös tartományt foglaljanak el. Ez lényegesen megnöveli a fényemittáló diódák, a félvezető optikai erősítők és a lézerdiodák hatékonyságát.

- Heteroátmeneteket lehet használni olyan energiasáv-ugrások létrehozására, amelyekkel megadott helyeken a töltéshordozókat fel lehet gyorsítani. A töltéshordozóknak átadott többlet mozgási ener-

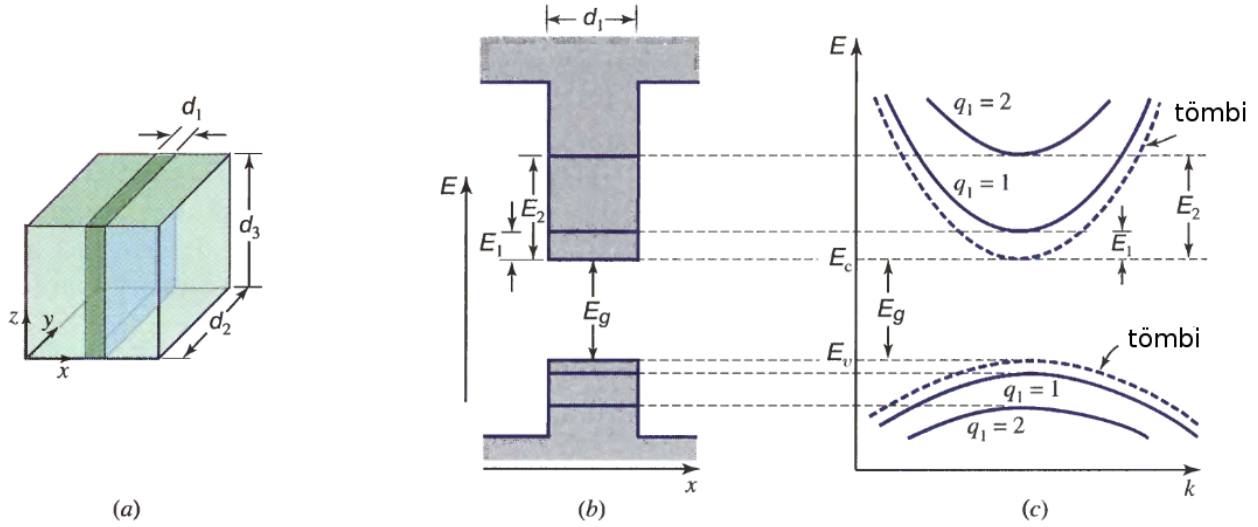
gia hasznos lehet egy sokréteges lavina fotodiódában az ütközési ionizáció valószínűségének szelektív növelésére.

- Különböző (direkt és indirekt) tiltott sáv típusú félvezetőket használva ugyanazon készülékben, hogy ki lehet választani a struktúrának azokat a tartományait, ahol a fény emittálódik, mivel csak a direkt tiltott sáv típusú félvezetők emittálhatnak hatékonyan fényt.
- Különböző tiltott sávú félvezetőket használva ugyanazon készülékben, hogy kiválaszthatjuk a szerkezetnek azokat a tartományait, ahol a fény abszorbeálódik. Azok a félvezető anyagok ugyanis, amelyekben a tiltott sáv energiája nagyobb, mint a rá beeső foton energiája, áteresztő lesz, mint egy **ablak réteg**.
- Különböző törésmutatójú anyagok heteroátmenetei használhatók fotonikus struktúrák és optikai hullámvezetők létrehozásánál fotonok bezárására és irányítására.

5.5. Kvantum-korlátozott struktúrák

Félvezető anyagok vékony rétegeinek heteroszerkezetei növeszthetők epitaxiálisan, azaz mint egy félvezető anyag rétegei egy másik rétegei fölé, olyan technikákat használva, mint a molekulásugaras epitaxia (MBE=Molecular-Beam Epitaxy); folyékony fázisú epitaxia (LPE=Liquid-Phase Epitaxy); és gőz-fázisú epitaxia (VPE=Vapor-Phase Epitaxy), amelynek gyakori változatai a fém-organikus kémiai gőzleválasztás (MOCVD=Metal-Organic Chemical Vapor Deposition) és a hibrid gőz-fázisú epitaxia (HVPE=Hydride Vapor-Phase Epitaxy). Az anyagok növekedése **homoepitaxiás**, ha anyaguk azonos összetételű, mint a szubsztrátum, míg az anyagnövekedése **heteroepitaxiás**, ha a szubsztrát összetétele más, akár van rácsilleszkedés, akár nincs.

Ha a réteg vastagsága összemérhető vagy kisebb, mint egy termikus elektron de Broglie hullámhossza, akkor a rétegben tartózkodó elektron kvantált energiáját kell figyelembe venni, ebben az esetben ugyanis a tömbi félvezetőre érvényes energia-impulzus összefüggés többé már nem alkalmazható. A de Broglie hullámhossz a következőképpen fejezhető ki: $\lambda = h/p$, ahol h a Planck-féle állandó és p az elektron impulzusa (GaAs-re $\lambda \approx 50$ nm). A fotonikában való használatra három struktúra kínál lényeges előnyöket: kvantumgödrök, kvantumszálak és kvantumpontok (kvantumpöttyök). Ezekre a struktúrákra vonatkozó energia-impulzus összefüggéseket az alábbiakban adjuk meg. A struktúrák alkalmazásaira a III és IV. fejezetekben térünk vissza.



5.6. ábra. (a) A kvantumgödör szerkezetének geometriája. (b) Energianívó diagram egy kvantumgödörben lévő elektronokra és lyukakra. (c) A k_2 vagy k_3 irányban az E - k összefüggés keresztmetszete. Az energia alsávokat a $q_1 = 1, 2, \dots$ kvantumszámaikkal jelöltük. Tömbi félvezetőre az E - k összefüggést szaggatott vonalú görbékkel ábrázoltuk.

Kvantumgödrök: ♦ Egy kvantumgödör struktúrája – amelyet az 5.6 ábra mutat be – egy olyan félvezető anyag ultravékony ($\lesssim 50$ nm) rétegének kettős heteroszerkezetéből áll, amelynek a tiltott sáv szélessége kisebb, mint a környező anyagé. Példaként szolgál egy vékony GaAs réteg, amelyet AlGaAs vesz körül. A szendvics struktúra a vezetési- és a valenciasáv derékszögű potenciálgödreit alakítja ki, amelyekben az elektronok és lyukak be vannak zárva: az elektronok a vezetési sáv gödörben és a lyukak a valenciasáv gödörben.

Egy elegendően mély potenciálgödör megközelíthető, mint egy végtelen derékszögű potenciálgödör (l. 5.7 ábra). Egy m tömegű (elektronokra m_c és lyukakra m_v) részecske, amely be van zárva egy egydimenziós végtelenül mély derékszögű d szélességű gödörbe, az E_q energianívóit meghatározhatjuk az időtől független Schrödinger-egyenlet megoldásával. Megmutatható (l. 5.5.1 feladat megoldását), hogy az energianívók a következő összefüggéssel írhatók le:

$$E_q = \frac{\hbar^2 (q\pi/d)^2}{2m}, \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (5.4)$$

Példaként tekintsük egy $d = 10$ nm szélességű, végtelenül mély GaAs gödörben egy elektron ($m_c = 0,07m_0$) első három megengedett energianívóját: $E_q = 54$ meV, 216 meV és 486 meV (figyelembe véve, hogy $T = 300$ K-nél $kT = 26$ meV). Minél kisebb a gödör szélessége, annál nagyobb a szomszédos nívók távolsága.

A félvezető kvantumgödrök azonban a valóságban háromdimenziós konstrukciók. Az 5.6 ábrán látható kvantumgödör szerkezetben az elektronok (és lyukak) be vannak zárva az x irányban egy d_1 távolságon (a gödör vastagságán) belülre, azonban kiterjed sokkal nagyobb dimenziókra is ($d_2, d_3 \gg d_1$) a határoló réteg síkjában. Ily módon az $y - z$ síkban úgy viselkednek mintha tömbi félvezetőben lennének.

Az elektronra vonatkozó energia-impulzus összefüggés a következőképpen írható:

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k_3^2}{2m_c}, \quad (5.5)$$

ahol $k_1 = q_1\pi/d_1$, $k_2 = q_2\pi/d_2$, $k_3 = q_3\pi/d_3$ és $q_1, q_2, q_3 = 1, 2, 3, \dots$. Mivel $d_1 \ll d_2, d_3$, a k_1 paraméter jól szeparált diszkrét értékeket vesz fel, míg k_2 és k_3 „kvázi-folytonosan” változik. Következésképpen egy kvantumgödörnek a vezetési sávjában, elektronokra vonatkozóan az energia-impulzus összefüggés az alábbi módon adható meg:

$$E = E_c + E_{q_1} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}, \quad q_1 = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.6)$$

ahol k az $y - z$ síkban lévő kétdimenziós $\mathbf{k} = (k_2, k_3)$ vektornak a nagysága. Mindegyik q_1 kvantumszám egy **alsávnak** felel meg, amelynek legalacsonyabb energiája: $E_c + E_{q_1}$. Hasonló összefüggések alkalmazhatók a valenciasávra is.

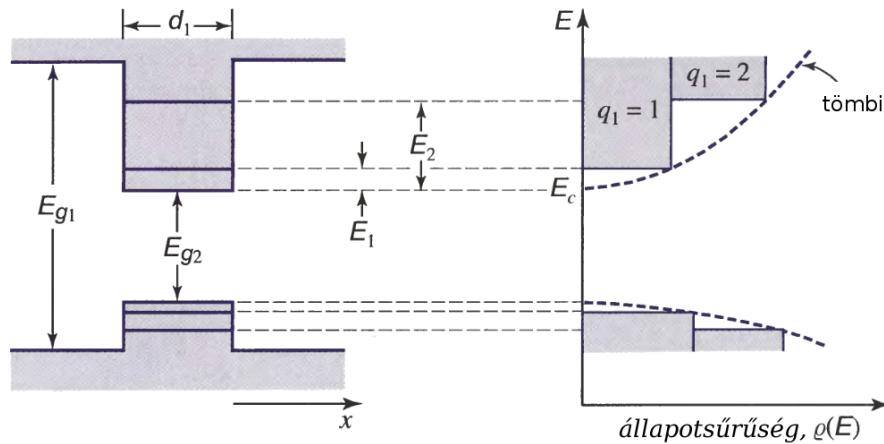
Tömbi félvezetőre az energia-impulzus kapcsolatot az (1.5) összefüggés írja le, ahol k a háromdimenziós $\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3)$ vektor nagysága. Az állapotok sűrűségét a $k_1 = q_1\pi/d$, $k_2 = q_2\pi/d$ és $k_3 = q_3\pi/d$ komponensű háromdimenziós vektor nagyságából határozhatunk meg, $d_1 = d_2 = d_3 = d$ -re. Az eredmény $\varrho(k) = k^2/\pi^2$ térfogategységenként (l. (3.2)), amely a vezetési sáv állapotsűrűségére a következő eredményt szolgáltatja (l. (3.6) és 3.1 ábra):

$$\varrho_c = \frac{\sqrt{2}m_c^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \sqrt{E - E_c}, \quad E > 0. \quad (5.7)$$

Egy kvantumgödör struktúrában az állapotok sűrűsége a (k_2, k_3) kétdimenziójú vektor nagyságából határozható meg. Minden egyes q_1 kvantumszámra az állapotok sűrűsége így módon: $\varrho = k/\pi$ állapotterületegységenként az $y - z$ síkban, és ennél fogva $k/\pi d_1$ térfogategységenként. A $\varrho_c(E)$ és $\varrho(k)$ sűrűségek összehasonlításából kapjuk, hogy $\varrho_c(E)dE = \varrho(k)dk = (k/\pi d_1)dk$, az (5.6) összefüggéssel adott E - k relációt használva, azt nyerjük, hogy $dE/dk = \hbar^2 k/m_c$, amelyből

$$\varrho_c(E) = \begin{cases} \frac{m_c}{\pi\hbar^2 d_1} & E > E_c + E_{q_1} \\ 0 & E < E_c + E_{q_1}, \end{cases} \quad (5.8)$$

ahol $q_1 = 1, 2, 3, \dots$. Így módon, minden q_1 kvantumszámra, az állapotok sűrűsége térfogategységenként állandó, ha $E > E_c + E_{q_1}$. A teljes állapotsűrűség: a sűrűségek összege minden q_1 értékre, amelyet az 5.7 ábrán egy lépcsős eloszlás mutat.

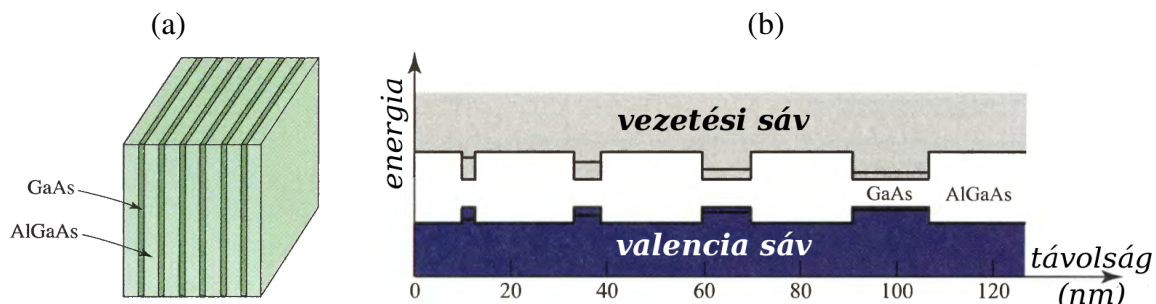


5.7. ábra. Állapotsűrűség kvantumgödör struktúrára (folytonos vonal) és tömbi félvezetőre (szaggatott vonal).

Minden egyes lépcsőfok különböző q_1 kvantumszámnak felel meg és a vezetési sávon belül (l. 5.6 ábra) egy alsávnak tekinthető. Ezeknek az alsávoknak az alsó szélei fokozatosan magasabbra mozdulnak el, magasabb q_1 kvantumszámokra. Megmutatható, hogy ha $E = E_c + E_{q_1}$ -et behelyettesítjük (5.7)-be és alkalmazzuk (5.4)-et, az $E = E_c + E_{q_1}$ -nél a kvantumgödör állapotsűrűsége ugyanaz, mint a tömbi anyagé. Az állapotsűrűség a valenciasávban hasonlóan lépcsős eloszlású.

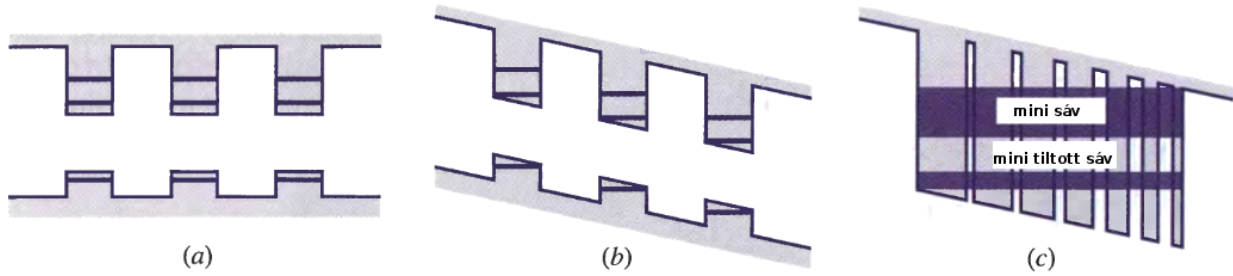
A tömbi félvezetővel ellentétben a kvantumgödör struktúra esetén az állapotsűrűség jelentős a vezetési sáv legalacsonyabb és a valenciasáv legmagasabb megengedett energianívójánál. Ez a tulajdonság fontos hatással bír az anyag optikai jellemzőire (l. később).

Multikvantum-gödrök és szuperrácsok ♦ Azokat a többrétegű szerkezeteket, amelyekben egymás után felváltva találhatók a félvezető rétegek (pl. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ és GaAs) rétegek, **multikvantum-gödröknek** (MQW=MultiQuantum-Wells) hívjuk (5.8 (a) ábra). Ezeket a szerkezeteket lehet úgy előállítani, hogy a tiltotsáv energia kívánt módon változzék a hellyel (5.8 (b) ábra).



5.8. ábra. (a) Különböző tiltott sávú félvezető anyagok váltakozó (pl. AlGaAs és GaAs) egymást felváltva követő rétegeiből készített MQW szerkezet. (b) Kvantált energiák egy AlGaAs/GaAs multikvantumgödör struktúrában. A gödrök szélessége periodikus vagy tetszőleges lehet.

Az AlGaAs és GaAs anyagok rácsai széles összetétel-tartományban jól illeszkednek egymással, és mivel nagy a tiltott sávok energiái között a különbség, a töltéshordozók lényegében potenciálgödörbe vannak bezárva. Az MQW struktúra rendelkezhet tetszőleges számú (néhánytól százig) réteggel. Például a 100 rétegű MQW szerkezet, amelyben minden réteg vastagsága ≈ 10 nm és minden réteg mintegy 40 atomi síkot tartalmaz, összességében $\approx 1 \mu\text{m}$ vastagságú. Ha az energia gátak a szomszédos gödrök között elegendően keskenyek, akkor az elektronok áttunelezhetnek a gáton keresztül, a diszkrét energianívók minisávokká szélesedhetnek, ebben az esetben a multikvantumgödör szerkezetére mint **szuperrács szerkezetre** hivatkozunk. Az MQW alsávokból a szuperrács minisávjaiba való átmenet hasonló, mint egy atomban a diszkrét energianívókból az átmenet egy szilárd test energiasávjaiba, amint az atomokat egymással közeli szomszédságba hozzuk és lehetővé tesszük a kölcsönhatást.



5.9. ábra. MQW és szuperrács szerkezetek energiasáv diagramjai. A struktúrák különböző tiltott sávú anyagok – pl. AlGaAs és GaAs – váltakozó rétegeiből készültek. (a) Nem előfeszített MQW szerkezet. (b) Előfeszített MQW szerkezet. (c) Előfeszített szuperrács szerkezet minisávokkal és mini tiltott sávval.

Kvantumgödröket és szuperrácsokat létrehozhatunk egy anyag adalékolásának térbeli változtatásával, ennél fogva létrehozhatunk tértöltési mezőket, amelyek potenciálgátakat képeznek.

A nem előfeszített és az előfeszített multikvantumgödör és szuperrács sematikus energiasáv diagramjai láthatók az 5.9 ábrán. Az elektromos tér okozza a gödrök ferdévé válását és az energianívók megváltozását.

Szuperrács szerkezetekben a diszkrét energianívók minisávokká szélesednek. A multikvantumgödör szerkezeteket széleskörűen alkalmazzák fotonikus készülékekben: fényemittáló diódák, félvezető optikai erősítők és lézerdiodák aktív tartományaként (l. később), valamint fotodetektorokként és modulátorokként is.

Kvantumszálak ♦ Egy félvezető anyagot, amely egy vékony szál alakját veszi fel és körül van véve egy széles tiltott sávú anyaggal, **kvantumszál** szerkezetnek nevezzük (5.10 ábra).

A szál mint egy potenciálgödör hat, ami szigorúan bezárja az elektronokat (és lyukakat) két irányban, az x és y irányban. Feltételezve, hogy a szál derékszögű keresztmetszetének a területe: $d_1 d_2$, az energia-impulzus összefüggés a vezetési sávra vonatkozóan a következő:

$$E = E_c + E_{q_1} + E_{q_2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}, \quad (5.9)$$

ahol

$$E_{q_1} = \frac{\hbar^2 (q_1 \pi / d_1)^2}{2m_c}, \quad E_{q_2} = \frac{\hbar^2 (q_2 \pi / d_2)^2}{2m_c}, \quad q_1, q_2 = 1, 2, 3, \dots \quad (5.10)$$

és k a vektor komponensét jelenti a z -irányban (a szál tengelye mentén).

A (q_1, q_2) kvantumszám párok mindegyike kapcsolatos egy energia alsávval, amely egy $\varrho(k) = 1/\pi$ állapotsűrűséggel rendelkezik a szál egységnyi hosszúságára vonatkozóan és ennél fogva $1/\pi d_1 d_2$ térfogategységenként. A megfelelő kvantumszám állapotsűrűsége (térfogategységenként), mint az energia függvénye a következőképpen írható:

$$\varrho_c(E) = \begin{cases} \frac{(1/d_1 d_2)(\sqrt{m_c}/\sqrt{2\pi\hbar})}{\sqrt{E - E_c - E_{q_1} - E_{q_2}}}, & E > E_c + E_{q_1} + E_{q_2} \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (5.11)$$

ahol $q_1, q_2 = 1, 2, 3, \dots$. Ezek az energia csökkenő függvényei, amint azt az 5.10 ábra illusztrálja.

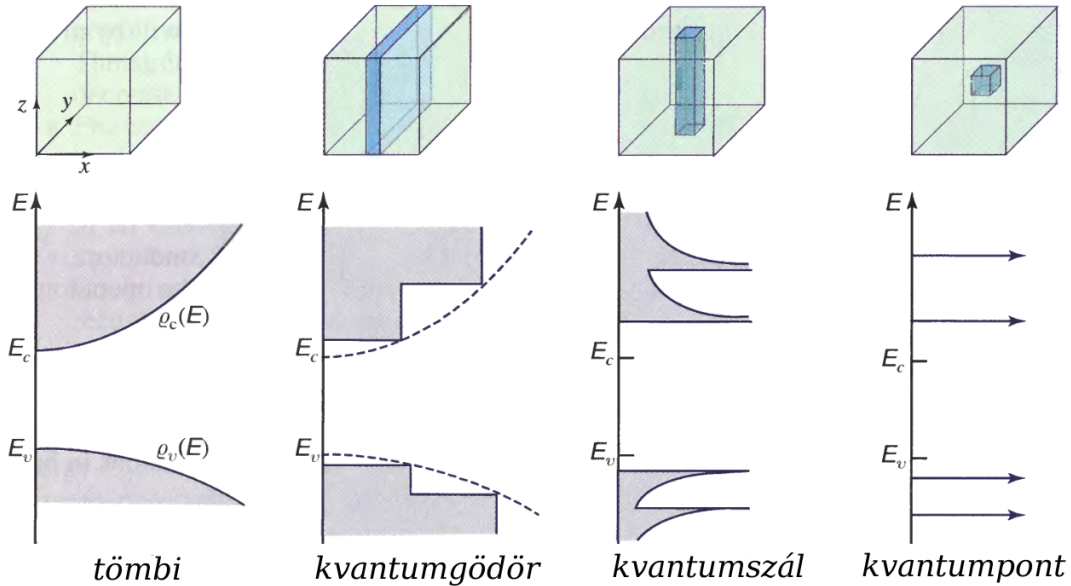
Kvantumpontok ♦ Egy kvantumpont struktúrában az elektronok szigorúan be vannak zárva mind a három irányban, egy tartományon belül, amelyet egy $d_1 d_2 d_3$ térfogatú dobozként veszünk fel. Ennél fogva a kvantált energia az alábbi módon adható meg:

$$E = E_c + E_{q_1} + E_{q_2} + E_{q_3}, \quad (5.12)$$

ahol

$$E_{q_1} = \frac{\hbar^2(q_1\pi/d_1)^2}{2m_c}, \quad E_{q_2} = \frac{\hbar^2(q_2\pi/d_2)^2}{2m_c}, \quad E_{q_3} = \frac{\hbar^2(q_3\pi/d_3)^2}{2m_c}, \quad (5.13)$$

ahol $q_1, q_2, q_3 = 1, 2, 3, \dots$. A megengedett energianívók diszkréték és jól elkülönültek, úgy hogy az állapotsűrűséget delta függvénnyel reprezentálhatjuk a megengedett energiáknál, amint ezt az 5.10 ábra illusztrálja. A kvantumpontokat gyakran hívják mesterséges atomoknak.



5.10. ábra. Állapotsűrűség különböző bezártságú konfigurációkban. A vezetési- és a valenciasávok felhasadnak egymást átfedő alsávokká, amelyek fokozatosan keskenyebbé válnak amint az elektron mozgása egyre magasabb dimenzióban lesz korlátozva.

Feladatok, példák

? 5.1 Feladat:

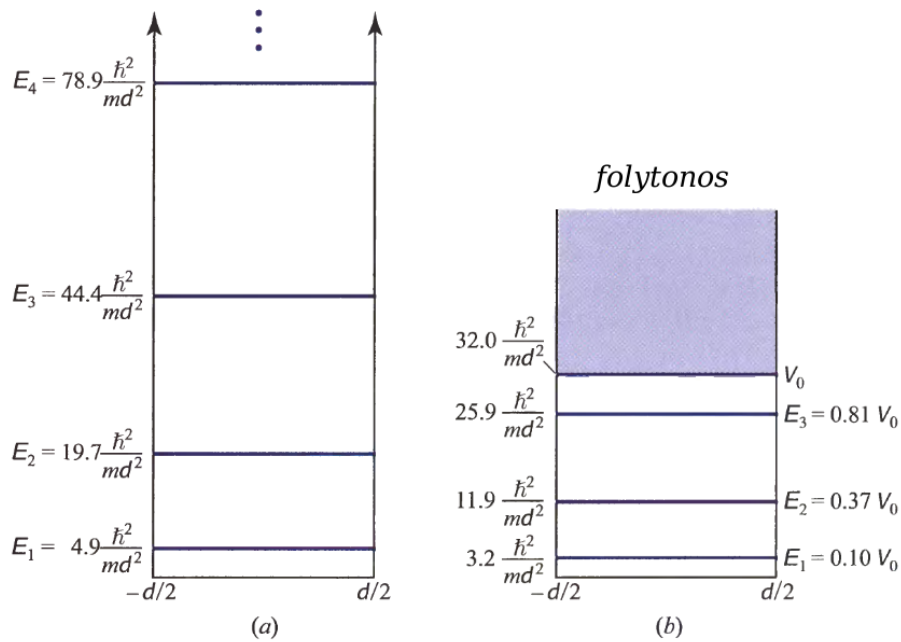
Kvantumgödör energianívói A Schrödinger-egyenlet felhasználásával határozzuk meg egy végtelenül mély, egydimenziós derékszögű potenciálgödörben [$V(x) = 0$, ha $0 < x < d$ és $V(x) = \infty$ egyébként] lévő m tömegű elektron megengedett energiáit. **Erősítsük meg**, hogy

$$E_q = \frac{\hbar^2 (q\pi/d)^2}{2m}, \quad q = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.14)$$

amint azt az 5.11 (a) ábra illusztrálja.

? 5.2 Feladat:

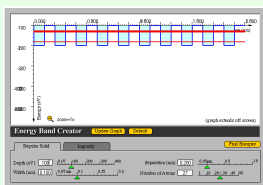
Hasonlítsuk össze az (5.14) kifejezéssel adott energiákat egy véges, négyzetes kvantumgödör (5.11 (b) ábra) energiáival.



5.11. ábra. (a) Egy egydimenziós végtelen derékszögű potenciálgödör energianívói. (b) Egy véges „négyzetes kvantumgödör”, amelynek energia mélysége: $V_0 = 32\hbar^2/md^2$.



5.1 Animáció:



Megvizsgálhatjuk, hogy egyetlen atom esetén a potenciál gödörben milyen állapotok lehetségesek. A gödör standard méretei (mélység = 100 eV, szélesség = 0.1 nm) csúszkákkal állíthatóak. Majd a potenciál gödrökből periodikus struktúrát építhetünk és megfigyelhetjük az energiasávok létrejöttét. Ezután szennyező atomokat is elhelyezhetünk és hatásukat nyomon követhetjük.

<http://phys.educ.ksu.edu/vqm/html/eband.html>

Irodalomjegyzék

- [1] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid state physics*. Science: Physics. Saunders College, 1976.
- [2] L. Bányai and S.W. Koch. *Semiconductor Quantum Dots*. World Scientific Series on Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol 2. World Scientific, 1993.
- [3] P.K. Basu. *Theory of Optical Processes in Semiconductors: Bulk and Microstructures*. Series on Semiconductor Science and Technology, 4. Clarendon Press, 2003.
- [4] W.W. Chow and S.W. Koch. *Semiconductor-Laser Fundamentals*:. Springer, 1999.
- [5] A.M. Fox. *Optical Properties of Solids*. Oxford Master Series in Physics: Condensed Matter Physics. Oxford University Press, 2001.
- [6] M. Fukuda. *Optical Semiconductor Devices*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 1999.
- [7] S.S. Islam. *Semiconductor Physics And Devices*. Oxford University Press, 2006.
- [8] H. Kalt and M. Hetterich. *Optics of Semiconductors and Their Nanostructures*. Springer Series in Solid-State Sciences. Springer, 2004.
- [9] C. Kittel. *Introduction to solid state physics*. Wiley, 1971.
- [10] C.F. Klingshirn. *Semiconductor Optics*. Graduate Texts in Physics. Springer, 2012.
- [11] P.T. Landsberg. *Recombination in Semiconductors*. Cambridge University Press, 2003.
- [12] Ö. Lendvai. *Félvezető lézerek*. Akadémiai Kiadó, Bp, 1985.
- [13] J.T. Londergan, J.P. Carini, and D.P. Murdock. *Binding and Scattering in Two-Dimensional Systems: Applications to Quantum Wires, Waveguides and Photonic Crystals*. Lecture Notes in Physics Monographs. Springer, 1999.
- [14] V.V. Mitin, V. Kochelap, and M.A. Strosio. *Quantum Heterostructures: Microelectronics and Optoelectronics*. Cambridge University Press, 1999.
- [15] D.A. Neamen. *An Introduction to Semiconductor Devices*. McGraw-Hill, 2006.
- [16] R. Paiella. *Intersubband Transitions In Quantum Structures*. McGraw-Hill nanoscience and technology series. McGraw-Hill, 2006.
- [17] J.I. Pankove. *Optical Processes in Semiconductors*. Dover Books on Physics Series. Dover, 1971.
- [18] S.R. Rotman. *Wide-Gap Luminescent Materials: Theory and Applications*. KLUWER INTERNATIONAL SERIES IN ENGINEERING AND COMPUTER SCIENCE. Kluwer Academic Pub, 1997.
- [19] E.F. Schubert. *Doping in III-V Semiconductors*. Cambridge Studies in Semiconductor Physics and Microelectronic Engineering. Cambridge University Press, 2005.

- [20] J. Singh. *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*. Cambridge University Press, 2003.
- [21] J. Sólyom. *A modern szilárdtestfizika alapjai I.-III.* ELTE Eötvös Kiadó Bp., 2002.
- [22] T.D. Steiner. *Semiconductor Nanostructures for Optoelectronic Applications*. Artech House Semiconductor Materials and Devices Library. Artech House, 2004.
- [23] B.G. Streetman and S.K. Banerjee. *Solid State Electronic Devices*. Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics. Pearson Prentice-Hall, 2009.
- [24] S.M. Sze and K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices, 3rd Ed.* Wiley India Pvt. Limited, 2008.
- [25] Y. Toyozawa. *Optical Processes in Solids*. Cambridge University Press, 2003.
- [26] A. Van der Ziel. *Solid state physical electronics*. Solid state physical electronics series. Prentice-Hall, 1968.
- [27] F.T. Vasko and A.V. Kuznetsov. *Electronic States and Optical Transitions in Semiconductor Heterostructures*. Graduate Texts in Contemporary Physics Series. Springer London, Limited, 2012.
- [28] E.R. Weber, R.K. Willardson, H.C. Liu, and F. Capasso. *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications I.: Physics and Device Applications*. Number 62. k. Elsevier Science, 1999.
- [29] E.R. Weber, R.K. Willardson, H.C. Liu, and F. Capasso. *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II.: Physics and Device Applications*. Number 66. k. Academic Press, 1999.
- [30] J.M. Ziman. *Principles of the Theory of Solids*. Cambridge University Press, 1972.

II. fejezet

Félvezetők optikai tulajdonságai



Bevezetés:

Ez a fejezet azokat az optikai tulajdonságokat foglalja össze, amelyek fellépése a félvezető anyag és az optikai frekvencia tartományba eső elektromágneses sugárzás közötti kölcsönhatáson alapul. Itt kerülnek leírásra a félvezetők fotonikai és optoelektronikai alkalmazásait lehetővé tevő abszorpció és emissziós folyamatok is. Az áttekintést az alábbi felosztásban végezzük:

- Optikai állandók
- Fotonok kölcsönhatása töltéshordozókkal
- Abszorpció, emisszió és erősítés tömbi félvezetőkben



Előismeretek:

Elektromosságtani ismeretek, illetve az I. fejezet félvezető fizikai bevezetője.

6. Optikai állandók



Bevezetés:

- Optikai jellemzők és állandók
- Optikai állandók meghatározásának kísérleti módszerei

6.1. Optikai jellemzők és állandók

- Az elektromágneses hullám teljes jellemzésére öt, egymástól független mennyiséget szükséges megadni: a terjedés irányát, a frekvenciát, az amplitúdót, a rezgés fázisát és a polarizációt. Mindezek a mennyiségek – ha a hullám két közeget elválasztó határfelületen halad keresztül – általában

megváltoznak. Az ebben az esetben keletkező optikai jelenségeket az R reflexióképesség és a T át-eresztőképességgel szokás leírni. R a testre eső sugárzási energiának az a tört része, amelyet a test visszaver, T pedig a testre eső sugárzási energiának az a tört része, amelyet a test át-ereszt. Néha bevezetik az A abszorpcióképesség fogalmát is, amely a mintában a hullám energiacsökkenésének a jellemzésére szolgál, azaz az A a mintára eső sugárzási energiának az a tört része, amelyet a test elnyel, tehát nem ereszt át és nem ver vissza. Nyilvánvaló, hogy $A = 1 - (R + T)$.

Számos esetben az optikai jelenségek leírására nemcsak az amplitúdókat kell vizsgálni, hanem a két közeget elválasztó határfelületen a fázisviszonyokat is. Ez utóbbiakkal kapcsolatosak a mintán áthaladó hullám reflexiójánál és transzmissziójánál δ_R és δ_T fáziseltolódások.

Az R , T , A , δ_R , δ_T mennyiségek összességét a közeg optikai jellemzőinek szokás nevezni. Ezek a mennyiségek függenek az anyag természetétől, a beesés szögétől, a hullámhossztól és a minta vastagságától. Abból a célból, hogy feltárjuk ezeknek a függőségeknek a jellegét, meg kell vizsgálni a fény és a kristály közötti kölcsönhatás mechanizmusait. Az optikai jellemzők és azok szögfüggéseinek a kiszámításánál azonban a Maxwell-egyenleteken alapuló egyszerű fenomenologikus elméletre szorítkozhatunk. Ez összeköti az ismert optikai jelenségeket (a fény törését, reflexióját, abszorpcióját) a fényhullám terjedési körülményeinek a megváltozásával. A terjedés körülményeit három elektromos paraméter együttese határozza meg: az ε dielektromos állandó, a σ elektromos vezetőképesség és a μ mágneses permeabilitás. Az ε , σ és μ paraméterek értékeit megadva az elektromágneses hullám viselkedését le lehet írni, tetszőleges közegben. A fényhullámoknak dielektrikumban és vezető közegben való terjedésének alapvető törvényszerűségeit az elektrodinamika tárgyalja részletesen.

- Az elektromágneses sugárzás terjedését félvezető anyagban – ha nincs benne makroszkopikus töltéssűrűség – a

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \text{div} \mathbf{E} = 0, \quad (6.1)$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}, \quad \text{div} \mathbf{H} = 0 \quad (6.2)$$

Maxwell-egyenletek megoldásaival írhatjuk le. A (6.1)-(6.2) egyenletekben $\mathbf{E}$ és $\mathbf{H}$ az elektromos és mágneses térerősség amplitúdói, ε_0 a vákuum dielektromos állandó ($\varepsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1} \text{ As/Vm}$), μ_0 a vákuum mágneses permeabilitása ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$), σ a fajlagos elektromos vezetőképesség, ε a dielektromos állandó, μ a mágneses permeabilitás (σ , ε , μ az ω frekvencia függvényei).

Képezve a $\text{rot} \mathbf{E}$ -t tartalmazó egyenlet rotációját, a $\text{rot rot} \mathbf{E} = \text{grad div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E}$ azonosság segítségével, továbbá a $\text{grad div} \mathbf{E} = 0$ (l. (6.1)) felhasználásával a következő összefüggést nyerjük:

$$\Delta \mathbf{E} = \mu \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \varepsilon \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (6.3)$$

Hasonló egyenletet kapunk a $\mathbf{H}$ mágneses térerősség vektorra is. Az $\mathbf{E}$ elektromos térerősség vektorra vonatkozó (6.3) egyenlet lehetséges megoldásainak egyike a következő alakban kereshető:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{v})}, \quad (6.4)$$

amely egy z -irányban v sebességgel haladó, ω frekvenciájú monokromatikus síkhullámot reprezentál. A (6.4) síkhullám megoldás akkor elégíti ki a (6.3) egyenletet, ha teljesül a következő feltétel:

$$\frac{1}{v^2} = \mu \varepsilon \mu_0 \varepsilon_0 - i \frac{\sigma \mu \mu_0}{\omega}. \quad (6.5)$$

Figyelembe véve, hogy $c^2 = (\mu_0 \varepsilon_0)^{-1}$, a (6.5) egyenlet az alábbi alakot veszi fel:

$$\frac{1}{v^2} = \frac{1}{c^2} \left(\mu \varepsilon - i \frac{\sigma \mu}{\omega \varepsilon_0} \right) = \frac{1}{c^2} \tilde{n}^2. \quad (6.6)$$

Tekintettel arra, hogy azt a tényezőt, amely megadja, hogy az elektromágneses hullám sebessége a közegben hányadrésze a vákuumbeli fénysebességnek, **a közeg törésmutatójának** nevezzük, ezért (6.6) éppen az

$$\tilde{n} = n - ik \quad (6.7)$$

komplex törésmutatót határozná meg; n a **törésmutató valós részét (egyszerűen törésmutatót)**, k pedig az ún. **abszorpciómutatót** jelenti. Mivel az optikai tartományban a félvezetők többsége gyenge mágneses tulajdonságokkal rendelkezik, $\mu \approx 1$ értékkel számolhatunk. Ily módon a (6.6) és (6.7) egyenletekből következik, hogy

$$n^2 - k^2 = \varepsilon, \quad (6.8)$$

és

$$2nk = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}. \quad (6.9)$$

A fenti összefüggések segítségével – viszonylag kevés számolással – külön-külön kifejezhetjük n -et és k -t az ε dielektromos állandóval és a σ fajlagos elektromos vezetőképességgel. Az ε és σ helyett gyakran célszerű bevezetni az

$$\tilde{\varepsilon} = (n - ik)^2 = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad (6.10)$$

komplex dielektromos állandót, vagy külön választva a valós és a képzetes részt:

$$\varepsilon'(\omega) = n^2 - k^2, \quad (6.11)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = 2nk. \quad (6.12)$$

- Az oksági elvből és a komplex változók tulajdonságaiból kiindulva **Kramers és Kronig** kapcsolatot talált a komplex dielektromos állandó valós és képzetes része között:

$$\varepsilon'(\omega_0) = (n^2 - k^2)_{\omega_0} = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega \varepsilon''(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{2nk\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \quad (6.13)$$

és

$$\varepsilon''(\omega_0) = (2nk)_{\omega_0} = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\varepsilon'(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{n^2 - k^2}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \quad (6.14)$$

Tehát, pl. a (6.13) formula szerint ε' -t ki lehet számítani a $(0, \infty)$ frekvenciaintervallumban egy tetszés szerinti ω_0 frekvenciánál, ha ismerjük az $\varepsilon''(\omega)$ -t a 0 és ∞ frekvenciatartományban, és ez természetesen fordítva is igaz.

Hasonlóképpen közvetlen összefüggés írható fel a törésmutató és az abszorpciómutató között is:

$$n(\omega_0) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega k(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega, \quad (6.15)$$

és

$$k(\omega_0) = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{n(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \quad (6.16)$$

- Helyettesítsük most be a (6.4)-ben szereplő v helyébe a $v = c/\tilde{n} = c/(n - ik)$ kifejezést. Ekkor

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega(t - \frac{z\tilde{n}}{c})} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega[t - (n-ik)\frac{z}{c}]} = \mathcal{E}_0 e^{-\frac{\omega k}{c}z} \cdot e^{i\omega(t - \frac{nz}{c})}. \quad (6.17)$$

Látható, hogy az elektromágneses hullám gyengülésének mértékét a félvezető anyagban a k abszorpciómutató jellemzi. Mivel a kísérletek során közvetlenül nem a hullám amplitúdóját, hanem az energiáját, ill. a fény intenzitását mérjük, amelyet viszont az $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ Poynting-vektor periódus szerint átlagolt értéke határoz meg. Mivel, mind az $\mathcal{E}$, mind a $\mathcal{H}$ amplitúdó arányos $e^{-(\omega k/c)z}$ -vel, ezért az intenzitás a távolsággal $e^{-(2\omega k/c)z}$ szerint csökken. Az

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (6.18)$$

mennyiséget, amely az exponenciális kitevőjében szerepel, **abszorpciós együtthatónak** nevezzük. Az α jelentését a következőképpen fogalmazhatjuk meg: az α számszerűen annak az anyagrétegvastagságnak a reciprokát jelenti, amelyben az elektromágneses hullám intenzitása az e -ed részére csökken. Ily módon a félvezető anyagot két optikai állandóval jellemezhetjük: vagy az n és k , vagy az n és α mennyiségekkel. Segítségükkel leírható a fény reflexiója, törése és abszorpciója a vezető közegben.

6.2. Optikai állandók meghatározásának kísérleti módszerei

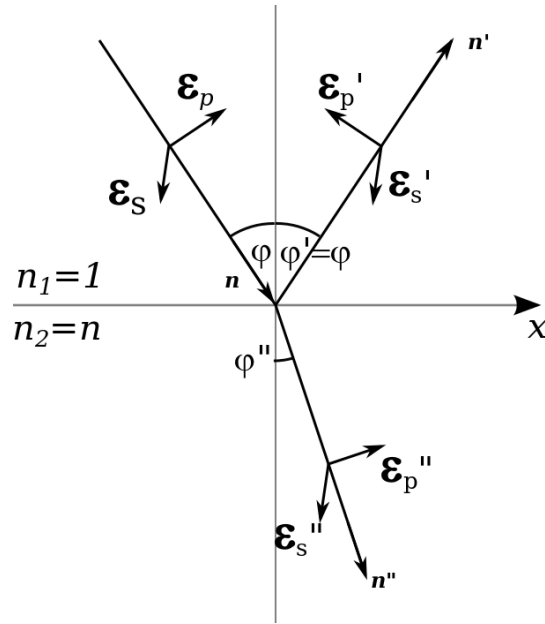
Mivel az n törésmutató és a k abszorpciómutató (vagy az α abszorpciós együttható) közvetlen kapcsolatban van a kristály mikroszkopikus paramétereivel, ezért az anyag szerkezetének optikai módszerekkel való tanulmányozására mindenekelőtt meg kell határoznunk külön-külön az n és k ; vagy az $n^2 - k^2$ és a $2nk$ mennyiségeket széles hullámhossztartományban és a kristály különböző hőmérsékleténél. Az optikai állandók meghatározásának különböző módszerei két csoportra oszthatók: az elsőben az n és k kiszámítása a reflexióképesség, a másodikban a transzmisszióképesség mérése alapján történik. Az alkalmazandó módszer nagymértékben függ attól, hogy milyen hullámhossztartományban akarjuk a méréseket végezni és, hogy milyen mintavastagság áll a rendelkezésünkre.

- Két különböző törésmutatójú 1-es és 2-es közeg határfelületére az 1-es közeg felől beeső elektromágneses síkhullám egy része az elválasztó határfelületen visszaverődve, az 1-es közegben folytatja útját, míg a másik része megtörik és a 2-es közegben halad tovább (6.1 ábra). Legyen az 1-es közeg vákuum ($n_1 = 1$) és a 2-es közeg pedig dielektrikum ($n_2 = n$). A beeső $\mathcal{E}$, és a visszavert $\mathcal{E}'$, a megtört $\mathcal{E}''$ amplitúdók, valamint a φ beesési szög, a φ'' törési szög között az összefüggéseket a Fresnel-féle formulák szolgáltatják:

$$\mathcal{E}'_s = -\frac{\sin(\varphi - \varphi'')}{\sin(\varphi + \varphi'')} \mathcal{E}_s, \quad (6.19)$$

$$\mathcal{E}'_p = -\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \varphi'')}{\operatorname{tg}(\varphi + \varphi'')} \mathcal{E}_p, \quad (6.20)$$

ahol a p és s indexek a beesési síknak és a rá merőleges síknak felelnek meg (l. 6.1 ábra). Az egyenletek bevezetésénél feltételeztük, hogy $\mu_1 = \mu_2 = 1$.



6.1. ábra. Az $\mathcal{E}$ beeső-, az $\mathcal{E}'$ visszavert- és az $\mathcal{E}''$ elektromos térerősség vektorok komponenseinek amplitúdói, két különböző közeg határánál.

A (6.19)-(6.20) összefüggések abban az esetben is érvényesek, ha pl. a 2-es közeg törésmutatója komplex. Ekkor azonban a φ'' törési szög is komplex mennyiség:

$$n - ik = \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi''}. \quad (6.21)$$

A Fresnel-féle formulák felhasználásával az R visszaverőkéességet (reflexiókéességet) a következőképpen írhatjuk fel:

$$R_s = \left| \frac{\mathcal{E}'_s}{\mathcal{E}_s} \right|^2, \quad (6.22)$$

vagy

$$R_p = \left| \frac{\mathcal{E}'_p}{\mathcal{E}_p} \right|^2. \quad (6.23)$$

A Fresnel-formulákból látható, hogy R_s és R_p bonyolult módon függ a beesés szögétől, $\mathcal{E}$ orientációjától, az n és k optikai állandóktól. Normális beesésnél ($\varphi = \varphi'' = 0$) a reflexió együtthatónak az n és k optikai állandókkal való kapcsolata leegyszerűsödik:

$$R = R_s = R_p = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad (6.24)$$

azonban ebből az egyenletből mindkét konstansnak (n és k) a meghatározása nem lehetséges.

- Az n és k meghatározása reflexió- és transzmisszióképesség mérése alapján

Az $n^2 \gg k^2$ esetben, vagyis ha abban a spektrumtartományban végzünk pl. reflexiós méréseket, ahol a k abszorpciósindex kicsi az n törésmutatóhoz képest, a (6.24) összefüggés a következő alakot veszi fel:

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (6.25)$$

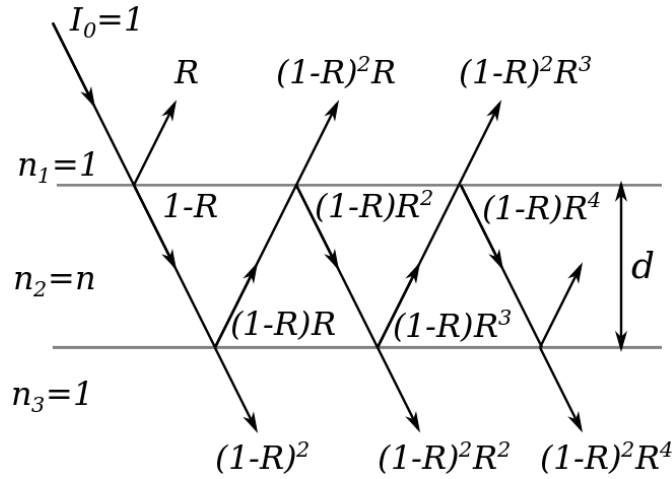
Ez a formula felhasználható a törésmutató meghatározására, ha merőleges (vagy közel merőleges) fénybeesés esetén mérjük az R reflexióképességet.

A (6.25) alapján ugyanis azt írhatjuk, hogy

$$n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}. \quad (6.26)$$

Ha a félvezető kristályból készített n törésmutatójú minta plánparallel alakú lemez, amelyet levegő vesz körül, a T transzmisszióképességet – ha eltekintünk az interferencia jelenségtől és a minta abszorpciójától – a következő formulával adhatjuk meg (l. 6.2 ábra):

$$T = \frac{1}{I_0} \sum_{i=1}^{\infty} I_i = (1-R)^2(1+R^2+R^4+\dots) = \frac{1-R}{1+R} = \frac{2n}{n^2+1}. \quad (6.27)$$



6.2. ábra. Nem abszorbeáló lemez visszaverő- és áteresztőképességének meghatározása a lemez belsejében való visszaverődés többszörös figyelembevétele és az interferencia elhanyagolása esetén.

Ily módon a T mérése alapján az R reflexiós együtthatót, a (6.26) figyelembe vételével pedig az n törésmutatót meghatározhatjuk:

$$n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}} = \frac{1 + \sqrt{\frac{1-T}{1+T}}}{1 - \sqrt{\frac{1-T}{1+T}}}. \quad (6.28)$$

Ha a félvezetőből készített d vastagságú, plánparallel lemez T áteresztőképességének meghatározásánál nem kell figyelembe venni az interferencia jelenségét, de számolnunk kell viszonylag gyenge

abszorpcióval ($k \neq 0$ vagy $\alpha \neq 0$ és $n^2 \gg k^2$, azaz $(\alpha\lambda/4\pi n) < 1$), akkor az $\frac{1-R}{1+R} > T > 0,1$, vagy $\alpha d < 1$ feltételek teljesülése esetén az α -t a következő formulából számíthatjuk ki:

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (6.29)$$

Ez a formula tovább egyszerűsödik, ha $R^2 e^{-2\alpha d} \ll 1$ (vagy $0 < T < 0,1$):

$$T = (1-R)^2 e^{-\alpha d}, \quad (6.30)$$

amiből

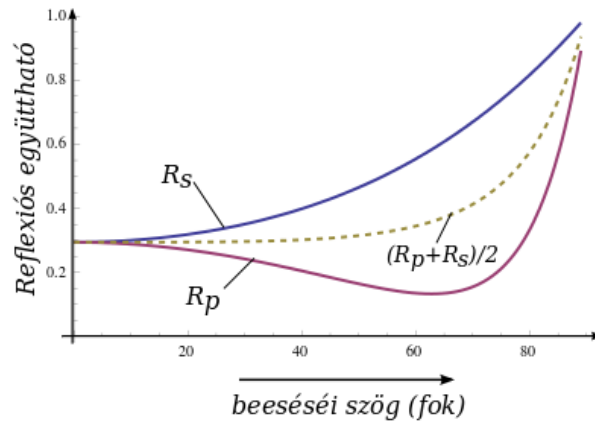
$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{T}. \quad (6.31)$$

Eszerint, ha az adott félvezető kristályból két, d_1 és d_2 vastagságú mintát készítünk úgy, hogy teljesüljön az $\alpha d_1 > 1$ és $\alpha d_2 > 1$ (vagy $T_1, T_2 < 0,1$) feltétel, akkor

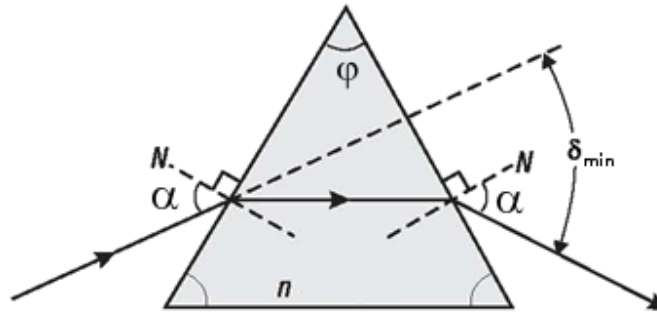
$$\alpha = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{T_1}{T_2}. \quad (6.32)$$

- Gyengén abszorbeáló kristály törésmutatóját meghatározhatjuk az R_p reflexiós együtthatónak (vagy az R_p/R_s -nek) a beesési szögtől való függéséből is. Arra a φ_B szögre (az ún. Brewster-szögre) ugyanis, amelynél R_p minimális értékű (l. 6.3 ábra) érvényes a következő összefüggés

$$n = \tan \varphi_B. \quad (6.33)$$



6.3. ábra. Tiszta szilícium kristály reflexiós együtthatóira vonatkozó elméleti görbék.



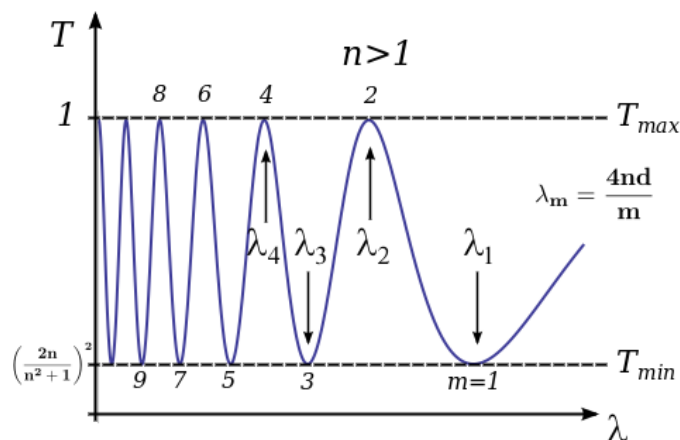
6.4. ábra. A prizmán keresztülhaladó sugármenet a minimális eltérülési szögnél.

- **Nagy áteresztőképességgel rendelkező anyagok törésmutatójának meghatározására szolgál az ún. prizma-módszer.** A vizsgált anyagból egy φ törőszögű prizmat készítünk, majd meghatározzuk a δ_{min} minimális eltérítés szögét (6.4 ábra). A δ_{min} -nél a prizmába való fénybelépés szöge megegyezik a kilépés szögével. Ekkor:

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi + \delta_{min}}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (6.34)$$

- **Az n és k meghatározása az interferenciasávok alapján**

Ha a fény egy olyan nem abszorbeáló síkpárhuzamos (planparallel) félvezető rétegen halad át, amelynek vastagsága összemérhető a fény hullámhosszával, akkor a $T(\lambda)$ transzmissziós spektrumban interferenciasávok keletkeznek. A 6.5 ábrán egy nem abszorbeáló anyagból készült síkpárhuzamos lemez interferenciás spektruma látható, a fény merőleges beesése esetén.



6.5. ábra

A T áteresztőképességnek a λ hullámhossztól, az n törésmutatótól és a minta d vastagságától való

függését – (6.27) helyett – a következő formula írja le:

$$T = \frac{(1 - R_{12})^2}{1 + R_{12}^2 - 2R_{12}\cos\delta}, \quad (6.35)$$

ahol $\delta = \frac{4\pi}{\lambda}nd$ és $R_{12} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$.

A réteg reflexióját az

$$R = 1 - T \quad (6.36)$$

energiamegmaradás törvénye alapján határozhatjuk meg. A (6.35) formulából következik, hogy a $T(\lambda)$ spektrumban a

$$\lambda_{max} = \frac{4nd}{m}, \quad m = 2, 4, 6, \dots \quad (6.37)$$

hullámhosszaknál maximumok figyelhetők meg, míg

$$\lambda_{min} = \frac{4nd}{m}, \quad m = 1, 3, 5, \dots \quad (6.38)$$

hullámhosszaknál minimumok.

Amennyiben $n(\lambda) = konst.$ értékkel számolhatunk, akkor a $T(\lambda)$ spektrumban két, szomszédos szélsőértéknek megfelelő λ_m és λ_{m-1} hullámhosszak ismeretében a

$$2nd = m\lambda_m = (m-1)\lambda_{m-1} \quad (6.39)$$

egyenlőségből az nd szorzatot, d ismeretében a törésmutatót a következőképpen adhatjuk meg:

$$n = \frac{\lambda_m \cdot \lambda_{m-1}}{2d(\lambda_{m-1} - \lambda_m)}. \quad (6.40)$$

- **A vékony, gyengén abszorbeáló ($n^2 \gg k^2$), hordozó nélküli plánparallel kristálylemez átteresztőképessége** a következő kifejezéssel adható meg:

$$T = \frac{16n^2 e^{-\alpha d}}{(n+1)^4 + (n-1)^4 e^{-2\alpha d} - 2(n^2 - 1)^2 \cos \frac{4\pi}{\lambda} nd}. \quad (6.41)$$

Amennyiben a törésmutató gyengén változik a hullámhosszal, akkor az interferenciasávok maximális és minimális értékeinek, továbbá az ezeknek megfelelő hullámhosszaknak az ismeretében meghatározható az $n(\lambda)$ és az $\alpha(\lambda)$ görbe.

- **Az n és k meghatározása a poláros fény reflexió utáni polarizációs állapotának analíziséből**

Az n és k optikai konstansokat abban a spektrumtartományban, ahol $n \leq k$, gyakorlatilag csak reflexióképesésre vonatkozó adatok alapján lehetséges meghatározni, mivel nehéz olyan mintákat készíteni, amelyek elegendően vékonyak transzmissziós mérésekhez. Ez a helyzet félvezetőknél pl. alapabszorpciós tartományban (ahol $n \leq k$), vagy erősen szennyezett félvezetőknél és félfémeknél a teljes spektrumtartományban. Ilyen esetekben az optikai konstansok meghatározása céljából oly módon járunk el, hogy a minta felületére különböző szögek alatt beeső lineárisan poláros fény reflexió utáni polarizációs állapotát analizáljuk. A mintára különböző szögek alatt beeső lineárisan poláros fény az anyag felületéről való visszaverődés után elliptikusan polárossá válik, és az ellipszis paraméterei közvetlen kapcsolatban vannak az n és k optikai konstansokkal.

Feladatok, példák

? 6.1 Feladat:

Határozzuk meg az ε dielektromos állandójú, a σ vezetőképességű vezető n törésmutatóját és k abszorpciómutatóját, mint az ε és σ függvényét ($n = n(\varepsilon, \sigma)$, $k = k(\varepsilon, \sigma)$), az

$$\tilde{n} = n - ik \quad (6.42)$$

és az

$$\tilde{n}^2 = \varepsilon - \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (6.43)$$

összefüggések felhasználásával. Feltételezzük, hogy $\mu = 1$.

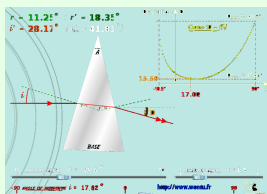
? 6.2 Feladat:

A 6.2 ábra segítségével mutassuk meg, hogy a nem abszorbeáló vékony lemez T áteresztőképességének és R_ϕ reflexióképességének az összege, az energiamegmaradás törvényének megfelelően, 1-gyel egyenlő:

$$T + R_\phi = 1. \quad (6.44)$$



6.1 Animáció:



Az animáció segítségével felidézhetjük a prizmról mint optikai elemről tanultakat. Hosszas számítások nélkül felfedezhetjük a minimális eltérítés szögére vonatkozó összefüggést. A prizma törőszöge és törésmutatója csúszkák segítségével beállítható, majd a beesési szöget változtatva függvény grafikonról is leolvashatjuk, hogy mely szögnél térül le legkevésbé a fénysugár eredeti irányától.

<http://www.wontu.fr/animation-prism.htm>

7. Fotonok kölcsönhatása töltéshordozókkal



Bevezetés:

Ebben a pontban a félvezetők néhány alapvető optikai tulajdonságát fogjuk vizsgálni, különös hangsúlyt helyezve azokra az abszorpciós és emissziós folyamatokra, amelyek fontos szerepet játszanak a fotonikus készülékek működésében. A fizikának ezt a területét **félvezető optikának** nevezzük.

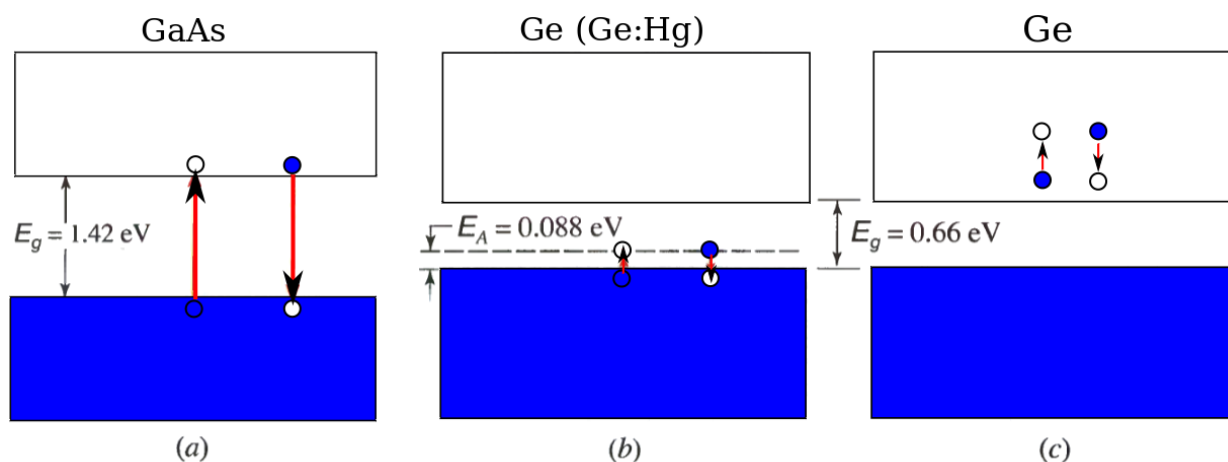
- Foton-kölcsönhatások tömbi félvezetőkben
- Az abszorpciós együttható változása a fotonenergiával; kísérleti eredmények
- Az abszorpció és az emisszió létrejöttének feltételei

7.1. Foton-kölcsönhatások tömbi félvezetőkben

Tömbi félvezetőkben számos, a fotonok abszorpcióját és emisszióját eredményező folyamat játszódhat le. Ezek közül a legfontosabbak a következők:

- **Sáv-sáv (sávok közötti) átmenetek:**

Egy a valenciasávban lévő elektron egy fotont abszorbeálva felgerjesztődhet a vezetési sávba, ezáltal egy elektron-lyuk pár keletkezik (l. 7.1 (a) ábra). Egy elektron-lyuk rekombináció pedig egy foton emisszióját eredményezheti. A sáv-sáv átmeneteket egy vagy több fonon keltődése kísérheti. Egy fonon az anyagban az atomok molekuláris vagy akusztikus rezgéseivel kapcsolatos rácsrezgéseknek egy kvantuma.



7.1. ábra. Példák a fotonok abszorpciójára és emissziójára tömbi félvezetőkben. (a) GaAs-ben sávok közötti átmeneteket hozhat létre a $\lambda_0 < \lambda_g = hc_0/E_g = 0,87 \mu\text{m}$ hullámhosszú fotonok abszorpciója vagy emissziója. (b) Egy $\lambda_A = hc_0/E_A = 14 \mu\text{m}$ hullámhosszú foton abszorpciója a valenciasávban átmenetet hozhat létre a Hg-nyal adalékolt Ge (Ge:Hg) akceptor nívójára. (c) Szabad töltéshordozó átmenetek a Ge vezetési sávján belül.

- **Átmenetek a szennyezési nívók és a sávok között.**

Egy abszorbeált foton átmenetet eredményezhet egy donor (vagy akceptor) nívó és egy sáv között az adalékolt félvezetőben. Egy p-típusú anyagban pl. egy alacsony energiájú foton egy elektront gerjeszthet fel a valenciasávból az akceptor nívóra, ahol egy akceptor atom befogja (csapdázza) (l. 7.1 (b) ábra). A valenciasávban egy lyuk keletkezik és az akceptor atom ionizálódik. Vagy egy lyuk befogódhat egy ionizált akceptor atom által; eredményül azt kapjuk, hogy az elektron eltűnik az akceptor nívóról: rekombinálódik egy lyukkal. Az energia felszabadulhat kisugárzással (egy emittált foton formájában) vagy nem kisugárzással (fononok formájában). Az átmenet létrejöhet defekt állapotú csapdák közreműködésével is, amint ezt a ?? ábrán illusztráltuk.

- **Szabad töltéshordozó (sávon belüli) átmenetek.**

Egy abszorbeált foton az energiáját egy adott sávban lévő elektronnak is átadhatja, és ezáltal az elektront a sávon belül magasabbra juttathatja. A vezetési sávban egy elektron pl. abszorbeálhat egy fotont és ennek hatására a vezetési sávon belül egy magasabb energianívóra kerül (l. 7.1 (c) ábra). Ezt követi egy termalizációs folyamat, ami által az elektron a vezetési sáv alja felé relaxál miközben leadja energiáját fononok formájában. A szabad töltéshordozók abszorpciójának erőssége arányos a töltéshordozók sűrűségével; a foton-energiával hatványtörvény szerint csökken.

- **Fonon átmenetek.**

A hosszúhullámú fotonok átadhatják energiájukat közvetlenül rácsrezgések gerjesztése, azaz fononok keltése révén is.

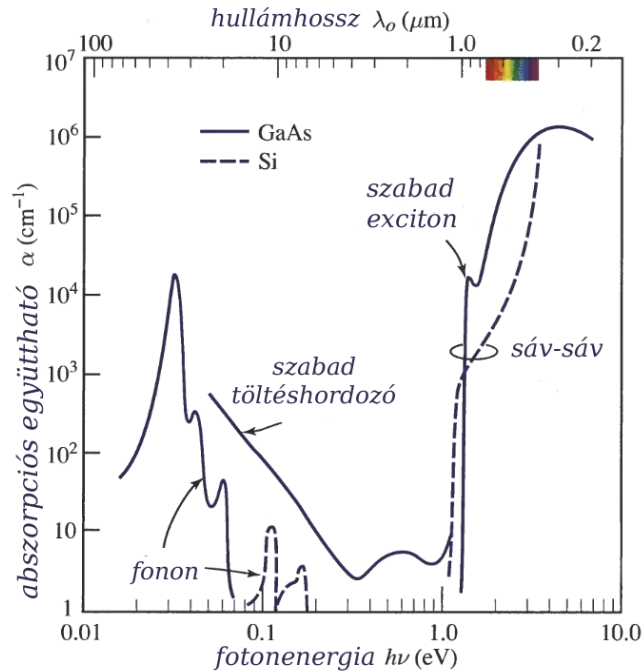
- **Exciton átmenetek.**

Egy foton abszorpciója létrehozhat egy **exciton** formációt. Ennek lényege nagyon hasonlít egy hidrogén atoméhoz, amelyben a proton szerepét egy lyuk játssza. A lyuk és az elektron a Coulomb-kölcsönhatással vannak egymáshoz kötve. Egy foton emittálódhat az elektron és lyuk rekombinációjának eredményeképpen, miközben az exciton megsemmisül.

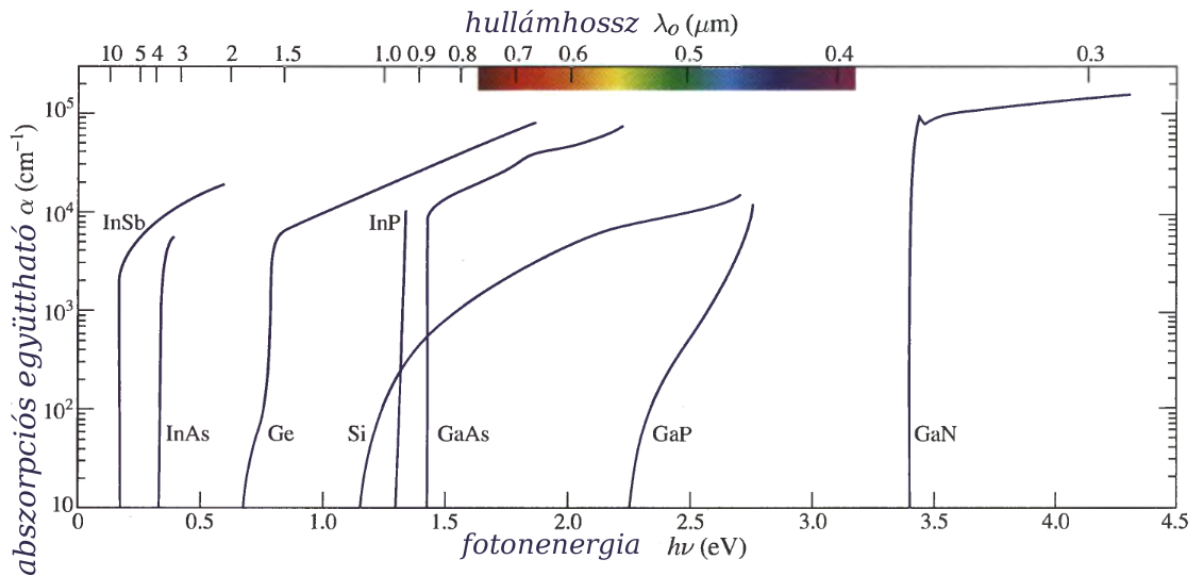
7.2. Az abszorpció együttható változása a fotonenergiával; kísérleti eredmények

Az előzőekben felsorolt átmenetek mindegyike hozzájárulást ad a teljes abszorpció együtthatóhoz, amelyet Si-ra és GaAs-re a 7.2 ábra mutat be, és több félvezető anyagra – jelentősebb nagyításban – a 7.3 ábra illusztrál.

Az E_g tiltotsáv szélességénél nagyobb fotonenergiákra az abszorpcióban a sáv-sáv átmenetek dominálnak, ami számos fotonikus készülék alapját képezi. Azt a spektrális tartományt, ahol az anyag a viszonylag áteresztőtől ($h\nu < E_g$) az erősen abszorbeálóig ($h\nu > E_g$) változik, **abszorpció élnek** nevezzük. A direkt tiltotsávú félvezetők abszorpció élle hirtelenebb változást mutat, mint az indirekt tiltotsávú félvezetők (l. 7.2 ábra és 7.3 ábra).



7.2. ábra. Az észlelt α optikai abszorpciós együttható mint a fotonenergia és a hullámhossz függvénye Si-ra és GaAs-re vonatkozóan, $T = 300$ K termikus egyensúlynál. A tiltotsáv E_g szélessége Si-ra 1,12 eV és GaAs-re 1,42 eV. A Si viszonylag áteresztő a $\lambda_0 \approx 1,1 - 12 \mu\text{m}$ tartományban, míg az intrinsic GaAs viszonylag áteresztő a $\lambda_0 \approx 0,87 - 12 \mu\text{m}$ tartományban.



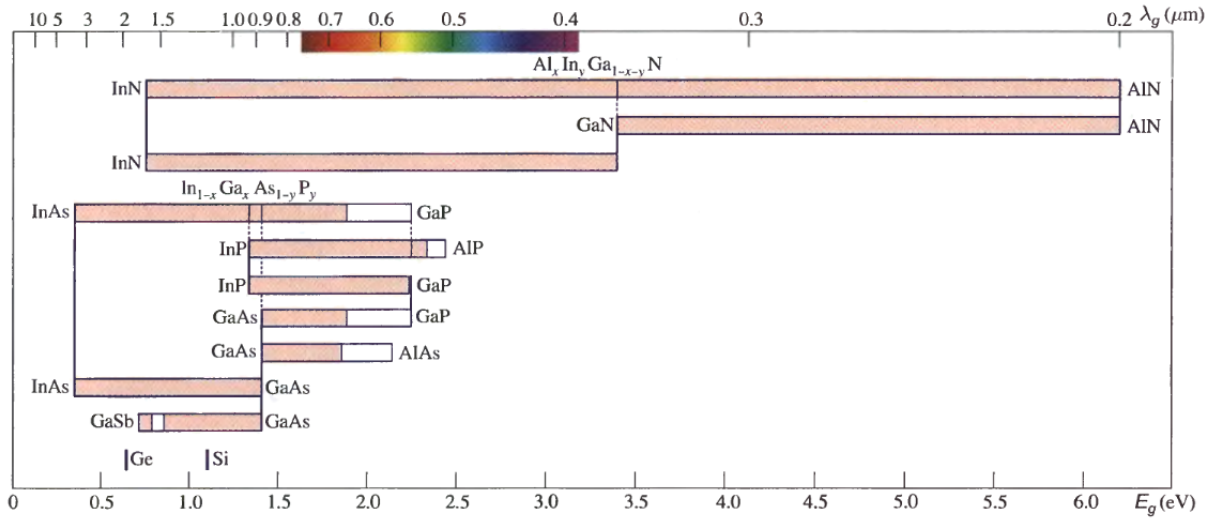
7.3. ábra. Az abszorpciós együttható, mint a fotonenergia és a hullámhossz függvénye Ge, Si, GaAs, GaN és néhány más III-V binér félvezetőre $T = 300$ K-nál, logaritmus skálán ábrázolva.

A direkt sáv-sáv abszorpció és emisszió csak olyan frekvenciáknál következhet be, amelyekre a fotonenergia nagyobb, mint a tiltotsáv szélessége: $h\nu > E_g$. Az ehhez szükséges minimális ν frekvencia: $\nu_g = E_g/h$, úgy hogy a megfelelő maximális hullámhossz: $\lambda_g = c_0/\nu_g = hc_0/E_g$. Ha a tiltotsáv E_g szélességét eV-ban adjuk meg, a tiltotsáv szélességnek megfelelő hullámhosszt ($\lambda_g = hc_0/eE_g$) μm -ben állítjuk elő:

$$\lambda_g \approx \frac{1,24}{E_g}. \quad (7.1)$$

A λ_g (maximális) hullámhosszat levágási (vagy tiltotsáv) hullámhossznak nevezzük.

A 2.1 és 2.2 táblázatban a λ_g levágási hullámhosszak és a velük kapcsolatos E_g tiltotsáv szélességek értékei láthatók, a fotonikában fontos félvezető anyagokra vonatkozóan. A különböző összetételű, III-V. oszlopbeli félvezetők a tiltotsávnak megfelelő hullámhosszak lényeges tartományát hidalják át, a közép-infravöröstől a közép-ultraibolyáig, amint ez a 7.4 ábrán látható.



7.4. ábra. A λ_g levágási hullámhossz és a megfelelő E_g tiltotsáv energia Si-ra, Ge-ra és néhány két-, három- és négykomponensű III-V félvezető anyagra. A felülről induló és egymást követő sorok az AlIn-GaN, AlGaIn, InGaIn, InGaAsP, InGaP, AlGaAs, InGaAs és GaAsSb félvezető anyagokat reprezentálják. Az árnyalt tartományok azokat az összetételeket jelzik, amelyekre az anyagok direkt tiltotsávú félvezetők.

7.3. Az abszorpció és az emisszió létrejöttének feltételei

Egy elektront a valenciasávból a vezetési sávba gerjeszthetünk egy megfelelő energiájú foton ($h\nu > E_g$ vagy $\lambda < \lambda_g$) abszorpciója révén. Ekkor egy elektron-lyuk pár keletkezik (7.5 (a) ábra). Ez hozzáadódik a mozgékony töltéshordozók koncentrációjához, és ezáltal növekszik az anyag vezetőképessége. Az anyag úgy viselkedik, mint egy fotovezető, amelynek vezetőképessége arányos a foton-fluxussal. Ezt az effektust felhasználjuk a fény detektálására.

Az elektron „legerjesztése” a vezetési sávból a valenciasávbá (elektron-lyuk rekombináció) egy $h\nu > E_g$ energiájú foton spontán emisszióját (7.5 (b) ábra), vagy egy foton stimulált emisszióját (7.5 (c) ábra)

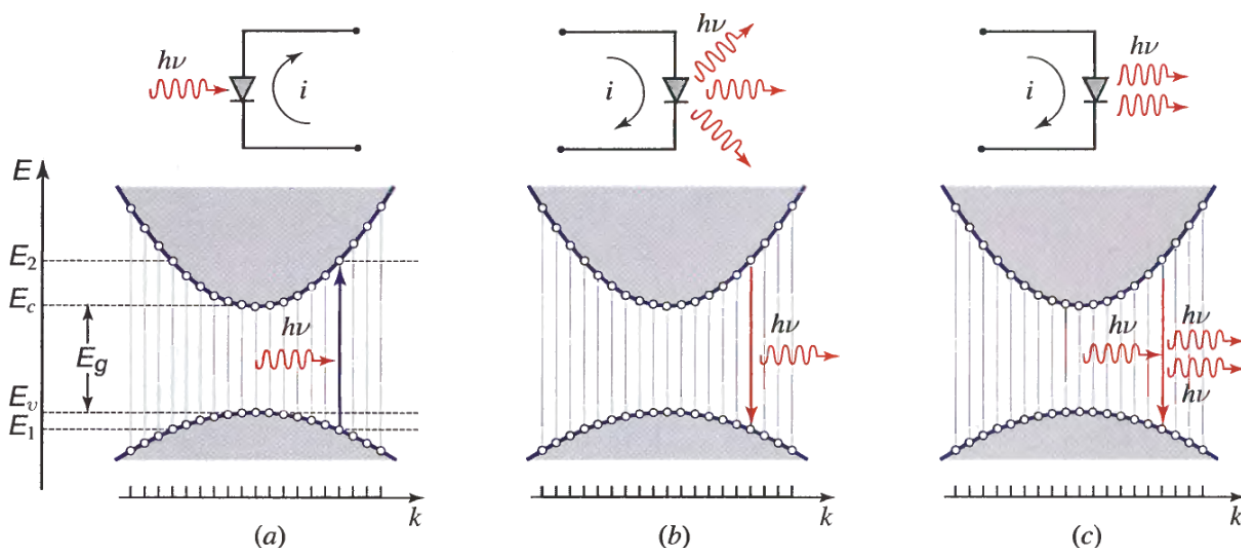
eredményezheti, feltéve, hogy egy $h\nu > E_g$ energiájú foton kezdetben jelen van. A spontán emisszió jelensége a fényemittáló dióda működésének az alapjául szolgál (l. később). Az indukált emisszió a felelős a félvezető optikai erősítők és lézerdiodák működéséért (l. később).

Tekintsük át most azokat a feltételeket, amelyek mellett az abszorpció és az emisszió létrejöhet:

- **Az energia megmaradása.** Egy $h\nu$ energiájú foton abszorpciója vagy emissziója megköveteli, hogy a kölcsönhatásban résztvevő energiák (mondjuk a valenciasávban E_1 és a vezetési sávban E_2 , amint ezt a 7.5 ábrán jeleztük) $h\nu$ -vel legyenek egymástól elválasztva. Ily módon, az elektron-lyuk rekombinációja révén keletkező foton emisszióra, pl. az E_2 energianívót elfoglaló elektronnak, az E_1 energianívót elfoglaló lyukkal kell kölcsönhatásba kerülni úgy, hogy az energia megmaradjon:

$$E_2 - E_1 = h\nu. \quad (7.2)$$

- **Az impulzus megmaradása.** Az impulzusnak meg kell maradnia a foton emisszió / abszorpció folyamatában úgy, hogy $p_2 - p_1 = h\nu/c = h/\lambda$ vagy $k_2 - k_1 = 2\pi/\lambda$. A fotonimpulzus h/λ nagysága azonban nagyon kicsi, összehasonlítva az elektronok és lyukak feltételezhető impulzus értékeinek a tartományával. A félvezető E - k diagramja a $2\pi/a$ nagyságrendű k értékekig terjed ki. Az a rácskonstans sokkal kisebb, mint a λ hullámhossz úgy, hogy $2\pi/\lambda \ll 2\pi/a$. A kölcsönhatásban résztvevő elektron és lyuk impulzusának – ennél fogva – közel egyenlőnek kell lennie. A $k_2 \approx k_1$ feltételt **k -kiválasztási szabálynak** nevezzük. Azok az átmenetek, amelyek ennek a szabálynak engedelmeskednek, az E - k diagramban függőleges vonalakkal reprezentáljuk, jelezve, hogy a változás k -ban elhanyagolható a diagram skáláján (ún. vertikális átmenetek).



7.5. ábra. (a) Egy foton abszorpciója egy elektron-lyuk pár generációját okozza. Ezt a folyamatot használjuk fel a fény fotodetektálásában. (b) Egy elektron-lyuk pár rekombinációja egy foton spontán emisszióját eredményezi. A fényemissziós diódák (a LED-ek) működnek ezen az alapon. (c) Az elektron-lyuk rekombináció indukálódhat egy foton révén is. Az eredmény: egy ugyanolyan foton stimulált emissziója. Ez szolgál alapul a félvezető lézerdiodák működéséhez.

- **Egy fotonnal kölcsönható elektron és lyuk energiája és impulzusa.** Amint az a 7.5 ábrából kitűnik, az energia és az impulzus megmaradása megköveteli, hogy a ν frekvenciájú foton olyan speciális energiájú és impulzusú elektronokkal és lyukakkal lépjen kölcsönhatásba, amelyeket a félvezető E - k sávszerkezete határoz meg. A keresett reláció közelítő meghatározásához a direkt tiltottsávú félvezetőre az (1.5) és (1.6) parabolákat használva és $E_c - E_v = E_g$ -t figyelembe véve a (7.2) a következő alakban adható meg:

$$E_2 - E_1 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} + E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} = h\nu, \quad (7.3)$$

amelyből

$$k^2 = \frac{2m_r}{\hbar^2}(h\nu - E_g), \quad (7.4)$$

ahol

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_v} + \frac{1}{m_c}. \quad (7.5)$$

Behelyettesítve (7.4)-et (1.5)-be, azt kapjuk, hogy az E_1 és E_2 energianívók, amelyekkel a foton kölcsönhatásba kerül, a következőképpen írhatók:

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c}(h\nu - E_g), \quad (7.6)$$

$$E_1 = E_v - \frac{m_r}{m_v}(h\nu - E_g) = E_2 - h\nu. \quad (7.7)$$

Speciális esetben, amikor $m_c = m_v$, azt kapjuk, hogy

$$E_2 = E_c + \frac{1}{2}(h\nu - E_g), \quad (7.8)$$

amint ezt a szimmetria megköveteli.

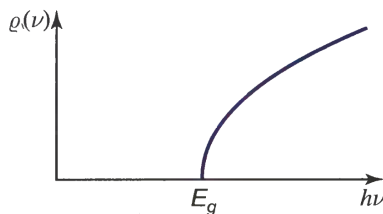
- **Optikai kombinált állapotossűrűség.** Határozzuk most meg azoknak az állapotoknak a $\varrho(\nu)$ állapotsűrűségét, amelyekkel egy $h\nu$ energiájú foton kölcsönhat egy direkt tiltott sávú félvezetőben, az energia és az impulzus megmaradásának feltételei mellett. Ezt a mennyiséget, amely magába foglalja mind a vezetési- mind a valenciasáv állapotsűrűségét **optikai kombinált állapotsűrűségnek** nevezzük. Az E_2 és ν közötti összefüggést magába foglaló (7.6) lehetővé teszi számunkra, hogy könnyen kapcsolatba hozzuk $\varrho(\nu)$ -t a vezetési sávban lévő $\varrho_c(E_2)$ állapotsűrűséggel, ha felhasználjuk a $\varrho_c(E_2)dE_2 = \varrho(\nu)d\nu$ összefüggést, amelyből:

$$\varrho(\nu) = \frac{hm_r}{m_c}\varrho_c(E_2). \quad (7.9)$$

Alkalmazva a (3.6) és (7.6) összefüggéseket, végül is a térfogategységre és az egységnyi frekvenciára jutó állapotok számát kapjuk:

$$\varrho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\hbar^2}\sqrt{h\nu - E_g}, \quad h\nu \geq E_g, \quad (7.10)$$

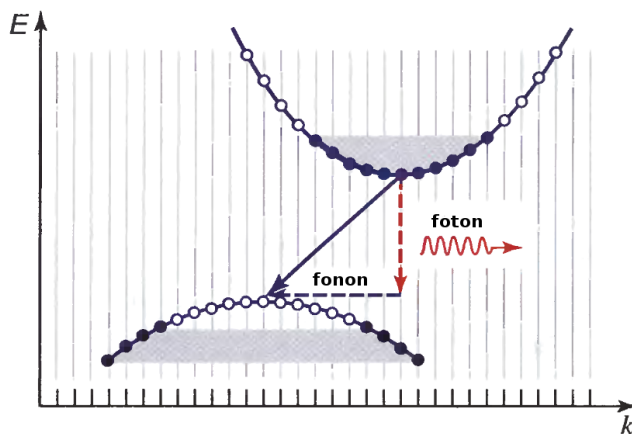
amelyet a 7.6 ábra illusztrál.



7.6. ábra. Azoknak az állapotoknak az állapotsűrűsége, amelyekkel a $h\nu$ energiájú foton kölcsönhat, a $(h\nu - E_g)$ -vel a négyzetgyökös törvénnyel megegyezésben növekszik.

Az E_1 és a (7.7)-ben szereplő ν közötti összefüggés a $\rho_v(E_1)$ -gyel (l. (3.6)) együtt, a $\rho(\nu)$ -re (7.9)-cel azonos kifejezést ad.

- **A foton emisszió nem valószínű, hogy létrejön indirekt tiltott sávú félvezetőben.** Sugárzásos elektron-lyuk rekombináció nem valószínű, hogy létrejön indirekt tiltott sávú félvezetőben. Ennek az az oka, hogy az emittált foton túl kicsi impulzusával nem lehet biztosítani az impulzus megmaradását, amelynek változása az indirekt átmenet következtében szükségszerűen föllép és $2\pi/a$ nagyságrendű. Az impulzus azonban megmaradhat, ha a kölcsönhatásban fononok is részt vesznek. A fononok viszonylag nagy impulzust szállíthatnak, de kicsiny energiákkal rendelkeznek ($\approx 0,01 - 0,1$ eV, l. 7.2 ábra), így az átmeneteik az E - k diagramon (7.7 ábra) vízszintesen jelennek meg. Mivel a fonon asszisztál, az emisszió három részecske részvételét foglalja magában (elektron, foton és fonon), előfordulásuk valószínűsége egészen kicsiny.

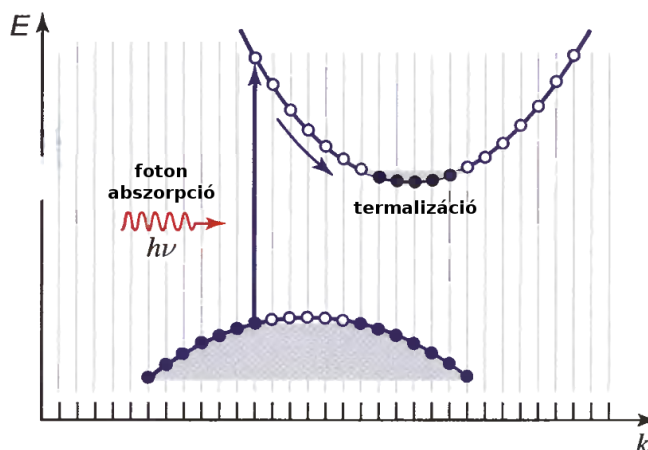


7.7. ábra. Foton emisszió egy indirekt tiltottsávú félvezetőben. A vezetési sáv aljának közeléből származó elektronnak a valenciasáv tetejének közelében lévő lyukkal való rekombinációja megköveteli az energia és az impulzus változását. Az energia szállítható egy foton által, de egy vagy több fonon szükséges az impulzus megmaradásához. A sokrészecske kölcsönhatásnak ez a típusa ennél fogva valószínűtlen.

Ily módon a Si, amely indirekt tiltottsávú félvezető, jelentősen alacsonyabb sugárzási rekombinációs együtthatóval rendelkezik, mint a GaAs, amely direkt tiltott sávú félvezető. Ennélfogva a szilícium nem hatékony, míg a GaAs hatékony fényemitter.

- **A foton-abszorpció nem valószínű, hogy létrejön indirekt tiltott sávú félvezetőben.** A foton-abszorpció szintén megköveteli az energia és az impulzus megmaradását egy indirekt tiltott sávú félvezetőben és ez könnyen teljesíthető, de csak egy kétlépcsős folyamat segítségével (7.8 ábra).

Az elektron először a vezetési sávon belül egy magas energiájú nívóra gerjesztődik egy k -megmaradó vertikális átmenet révén. Ezután gyorsan relaxál a vezetési sáv aljáig egy termalizációnak nevezett folyamat által, amelyben az impulzusa átadódik a fononoknak. A generált lyuk hasonlóan viselkedik. Mivel a folyamat egymás után fordul elő, a három részecskének nem szükséges az egyidejű jelenléte. A szilícium ennél fogva hatásos foton-detektor, amint a GaAs is.



7.8. ábra. Foton abszorpció egy indirekt tiltottsávú félvezetőben egy k -megmaradó függőleges átmenetnél. A foton generál egy gerjesztett elektront a vezetési sávba, miközben egy lyuk keletkezik a valenciasávban. Az elektron és a lyuk gyors átmenetet végeznek a vezetési- és a valenciasávokban a leg-alacsonyabb és a legmagasabb lehetséges nívókra, átváltoztatva energiájukat fononok alakjába. Mivel a folyamatnak nem szükséges egyidejűleg végbemenni, hanem egymás után is végbemehet, létrejötté nem valószínű.

8. Abszorpció, emisszió és erősítés tömbi félvezetőkben



Bevezetés:

- Betöltési- és átmeneti valószínűségek
- A teljes emisszió- és abszorpció átmenetek sebességei
- Spontán emisszió spektrális intenzitása a termikus egyensúlyban
- Erősítési tényező kvázi-egyensúlyban
- Abszorpciós koefficiens termikus egyensúlyban
- Foton kölcsönhatások kvantumosan korlátozott struktúrákban

8.1. Betöltési- és átmeneti valószínűségek

Határozzuk meg egy tömbi félvezető anyag által emittált vagy abszorbeált $h\nu$ energiájú foton valószínűségi sűrűségét egy direkt sáv-sáv átmenetnél. Az energia- és az impulzus megmaradása (l. (7.4), (7.6) és (7.7)) meghatározza azoknak az elektronoknak és lyukaknak az E_1 és E_2 energiáit és $\hbar k$ impulzusát, amelyekkel a foton kölcsönhatásba léphet. A valószínűségi-sűrűségeket három tényező határozza meg:

1. a betöltési valószínűségek,
2. az átmeneti valószínűségek és
3. az optikai kombinált állapotsűrűség.

Betöltési valószínűségek. A betöltési feltételek foton emisszióra és abszorpcióra az E_2 és E_1 diszkrét energianívók közötti átmenetben a következőképpen adhatók meg:

Az **emisszió feltétele**: Egy E_2 energiájú vezetési sávbeli állapot betöltött (egy elektronnal) és az E_1 energiájú valenciasávbeli állapot üres (azaz egy lyukkal betöltött).

Az **abszorpció feltétele**: Az E_2 energiájú vezetési sávbeli állapot üres és az E_1 energiájú valenciasávbeli állapot betöltött.

Annak a valószínűsége, hogy a betöltési feltételek E_2 és E_1 különböző értékeire kielégülnek, meghatározható egy kvázi-egyensúlyban lévő félvezető vezetési- és valenciasávjával kapcsolatos $f_c(E)$ és $f_v(E)$ Fermi-függvények felhasználásával. Ily módon az $f_e(\nu)$ valószínűség, amely az emisszió feltételét kielégíti egy $h\nu$ energiájú fotonra, egyenlő azon valószínűségek szorzatával, hogy a felső állapot betöltött, és, hogy az alsó állapot üres (ezek független események), azaz

$$f_e(\nu) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)]. \quad (8.1)$$

Hasonlóképpen kapjuk meg az $f_a(\nu)$ valószínűséget, amely az abszorpció feltételét elégíti ki:

$$f_a(\nu) = [1 - f_c(E_2)] f_v(E_1). \quad (8.2)$$

Átmeneti valószínűségek. Az emisszió/abszorpció betöltési feltételének teljesülése esetén nem biztos, hogy az emisszió/abszorpció ténylegesen bekövetkezik. Ezeket a folyamatokat a fotonok és az atomi rendszerek közötti kölcsönhatások valószínűségi törvényei irányítják. Ha félvezetőkről van szó, akkor ezek a törvények általában a ν és $\nu + d\nu$ közötti keskeny frekvenciasávba történő emisszió (vagy frekvenciasávból történő abszorpció) segítségével fejezhetők ki.

Az E_1 és E_2 diszkrét energianívók közötti sugárzásos átmenetet a $\sigma(\nu) = (\lambda^2/8\pi t_{sp})g(\nu)$ átmeneti hatáskeresztmetszettel jellemezzük, ahol ν a frekvencia, t_{sp} a spontán átmenet élettartama, és $g(\nu)$ a vonalalak, amelynek a szélessége $\Delta\nu$ a $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ átmeneti frekvencia körül, és területegységnyi. Félvezetőkben, a sugárzásos elektron-lyuk rekombináció τ_r élettartama a t_{sp} szerepét játssza, úgy hogy

$$\sigma(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r}g(\nu). \quad (8.3)$$

- Ha a betöltési feltétel ki van elégítve, az (időegységenkénti) valószínűségi sűrűség egy foton spontán emissziójára, a ν és $\nu + d\nu$ közötti keskeny frekvenciasávban az elérhető sugárzási módusok bármelyikére:

$$P_{sp}(\nu)d\nu = \frac{1}{\tau_r}g(\nu)d\nu. \quad (8.4)$$

- Ha az emisszióra érvényes betöltési feltétel teljesül és (fotonok idő, terület és frekvencia egységre vonatkozóan) egy Φ_ν átlagos spektrális fotonfluxus sűrűség van jelen ν frekvenciánál, akkor a valószínűségi sűrűség (időegységenként) egy foton ν és $\nu + d\nu$ közötti keskeny frekvenciasávban a kényszerített emisszióra:

$$W_i(\nu)d\nu = \Phi_\nu \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r}g(\nu)d\nu. \quad (8.5)$$

- Ha az abszorpcióra érvényes betöltési feltétel ki van elégítve és egy Φ_ν átlagos spektrális fotonfluxus sűrűség jelen van ν frekvenciánál, a valószínűségi sűrűséget egy foton abszorpciójára a ν és $\nu + d\nu$ közötti keskeny frekvenciasávban szintén a (8.5) adja.

Mivel mindegyik átmenet különböző ν_0 centrális frekvenciával rendelkezik, és mivel ilyen átmenetek összességét vizsgáljuk, egyértelműen jeleznünk kell az átmenet centrálfrekvenciáját a $g(\nu)$ írásában: $g_{\nu_0}(\nu)$. Félvezetőkben a $g_{\nu_0}(\nu)$ vonalalakot, amely két energianívó közötti átmenethez tartozik, az elektron-fonon ütközési kiszélesedés határozza meg. Ez pedig tipikusan a Lorentz-vonalalak, amelynek szélessége $\Delta\nu \approx 1/\pi T_2$, ahol az elektron-fonon ütközés T_2 ideje pikoszekundum nagyságrendű. Ha például $T_2 = 1$ ps, akkor $\Delta\nu = 318$ GHz, amely megfelel egy $h\Delta\nu \approx 1,3$ meV energia-szélességnek. A nívók sugárzásos élettartam kiszélesedése elhanyagolható az ütközési kiszélesedés mellett.

8.2. Emisszió- és abszorpció átmeneti sebességek

Az E_1 , E_2 energianívók közötti átmenetekhez ($E_2 - E_1 = h\nu_0$) tartozó, $h\nu$ energiájú fotonok spontán emissziójának, kényszerített emissziójának és abszorpciójának átmeneti sebességeit az alábbi módon határozhatjuk meg. A megfelelő átmenethez tartozó $P_{sp}(\nu)$ vagy $W_i(\nu)$ valószínűség-sűrűségeket megszorozzuk a megfelelő $f_e(\nu_0)$ vagy $f_a(\nu_0)$ betöltési valószínűségekkel, és azoknak az állapotoknak a $\varrho(\nu_0)$ sűrűségével, amelyek kölcsönhatásba kerülhetnek a fotonnal. Az átmeneti sebességeket megkapjuk, ha ν_0 szerint integrálunk.

A spontán emisszió sebessége ν frekvenciánál például a következő integrállal adható meg:

$$r_{sp}(\nu) = \int \left[\frac{1}{\tau_r} g_{\nu_0}(\nu) \right] f_e(\nu_0) \varrho(\nu_0) d\nu_0. \quad (8.6)$$

Ha a $\Delta\nu$ ütközési félértékszélesség lényegesen kisebb, mint az $f_e(\nu_0)g(\nu_0)$ szorzat szélessége (általában ez a helyzet), a $g_{\nu_0}(\nu)$ megközelíthető $\delta(\nu - \nu_0)$ -lal. A stimulált emisszió és az abszorpció sebességeinek a meghatározásánál hasonlóan eljárva, a következő formulákat kapjuk:

$$r_{sp}(\nu) = \frac{1}{\tau_r} \varrho(\nu) f_e(\nu), \quad (8.7)$$

$$r_{st}(\nu) = \Phi_\nu \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r} \varrho(\nu) f_e(\nu), \quad (8.8)$$

$$r_{ab}(\nu) = \Phi_\nu \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r} \varrho(\nu) f_a(\nu). \quad (8.9)$$

Ezek az egyenletek a (7.10), (8.1) és (8.2) egyenletekkel együtt lehetővé teszik a direkt sáv-sáv átmenetekből származó spontán emisszió, stimulált emisszió és az abszorpció sebességének (fotonok/s – Hz – cm^3) kiszámítását egy Φ_ν átlagos spektrális fotonfluxus sűrűség ((fotonok száma)/(s $\times$ Hz $\times$ cm^3)) jelenlétében. A $\varrho(\nu)f_e(\nu)$ és $\varrho(\nu)f_a(\nu)$ szorzatok hasonlítanak a $g(\nu)\mathcal{N}_2$ és $g(\nu)\mathcal{N}_1$ vonalalak függvénynek és a felső és alsó nívókon lévő atomszám sűrűségeknek a szorzatához.

Az $f_e(\nu)$ és $f_a(\nu)$ betöltési valószínűségek meghatározása megköveteli az E_{fc} és E_{fv} kvázi Fermi-nívók ismeretét. Ezt a két paramétert például egy p-n átmenetre kapcsolt külső feszültséggel lehet szabályozni, és így módosítani lehet az emisszió és az abszorpció átmeneti sebességeit. Ezen alapul a különböző feladatokra alkalmas félvezető fotonikai eszközök készítése.

A (8.7) egyenlet alapján leírható a fényemissziós dióda (LED) működése, amely egy spontán emisszióon alapuló félvezető forrás. A (8.8) alkalmazható félvezető optikai erősítők és lézerdiódák esetében, amelyek működése a stimulált emisszióon alapul. A (8.9) formula alkalmazható félvezető detektorokra, amelyekben a foton abszorpció játszik szerepet.

8.3. Spontán emisszió spektrális intenzitása termikus egyensúlyban

Termikus egyensúlyban a félvezetőhöz egyetlen Fermi-függvény tartozik, úgy hogy (8.1) a következő alakban írható: $f_e(\nu) = f(E_2) [1 - f(E_1)]$. Ha a Fermi-nívó a tiltott sáv belsejében fekszik, a sávszélektől legalább néhányszor kT távolságra, akkor a Fermi-függvényekre használhatjuk az exponenciális közelítéseket, $f(E_2) \approx e^{-(E_2 - E_f)/kT}$ és $1 - f(E_1) \approx e^{-(E_f - E_1)/kT}$, és ily módon

$$f_e(\nu) \approx e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}}, \quad (8.10)$$

azaz

$$f_e(\nu) \approx e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (8.11)$$

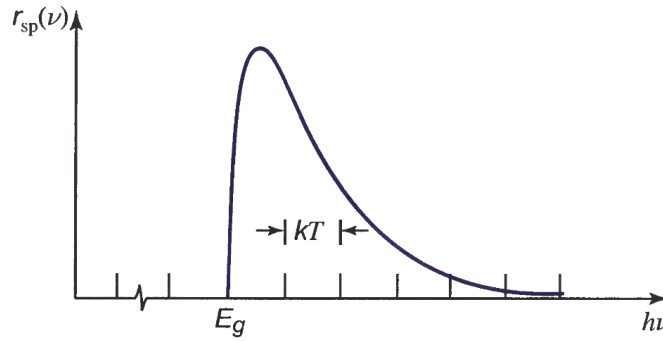
Behelyettesítve $\varrho(\nu)$ -re (7.10)-et és $f_e(\nu)$ -re (8.11)-et, a (8.7)-re azt kapjuk, hogy

$$r_{sp} \approx D_0 \sqrt{h\nu - E_g} e^{-\frac{h\nu - E_g}{kT}}, \quad h\nu \geq E_g, \quad (8.12)$$

ahol

$$D_0 = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi \hbar^2 \tau_r} e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (8.13)$$

a hőmérséklettel exponenciálisan növekvő paraméter. A spontán emisszió sebességére kapott (8.12) formulát a 8.1 ábrán a $h\nu$ függvényeként láthatjuk. Két tényezőt tartalmaz: az állapotsűrűséggel kapcsolatos függvényt, amely a $h\nu - E_g$ négyzetgyökével arányosan növekszik, és a Fermi-függvényből származó, a $h\nu - E_g$ -vel exponenciálisan csökkenő függvényt.

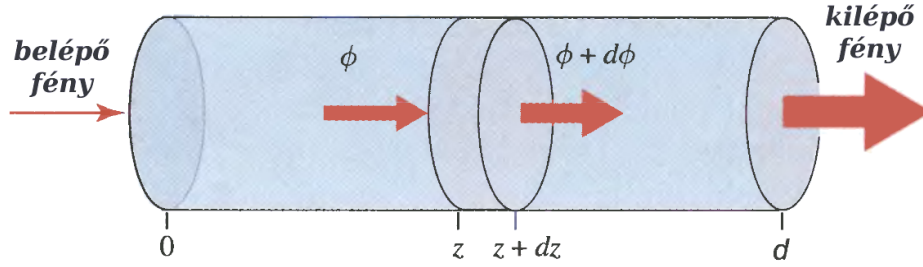


8.1. ábra. Direkt sáv-sáv átmenet $r_{sp}(\nu)$ spontán emissziós sebességének (fotonok/s – Hz – cm³) egy termikus egyensúlyban lévő félvezetőből származó spektrális intenzitása, $h\nu$ függvényeként. A spektrum egy alacsony frekvenciájú szakadást mutat $\nu = (E_g/h)$ -nál, és kiterjed megközelítőleg $2kT/h$ szélességű frekvencia tartományra.

A spontán emisszió sebessége megnövelhető az $f_e(\nu)$ megnövelésével. A (8.1)-gyel megegyezésében, ez elérhető, ha szándékosan előidézzük, hogy az anyag eltérjen a termikus egyensúlytól oly módon, hogy $f_c(E_2)$ nagy legyen, $f_v(E_1)$ pedig kicsi. Ez biztosítja mind az elektronok, mind a lyukak bőségét, amely egyébként is kívánatos egy LED működéséhez (l. később).

8.4. Erősítési tényező kvázi-egyensúlyban

A (8.8) és a (8.9) formulában a stimulált emisszió és az abszorpció sebességei közötti különbségnek megfelelő $\gamma_0(\nu)$ tiszta erősítési tényező meghatározásához tekintsünk egy egységnyi alapterületű és dz differenciális hosszúságú hengert (l. 8.2 ábra), és tételezzük fel, hogy az átlagos spektrális fotonfluxus sűrűség a henger tengelyével párhuzamos irányú. Ha $\Phi_\nu(z)$, illetve $\Phi_\nu(z) + d\Phi_\nu(z)$ a hengerbe belépő, illetve az ezt elhagyó átlagos spektrális fotonfluxus sűrűség, akkor a $d\Phi_\nu(z)$ -nek a henger belsejéből emittált átlagos spektrális fotonfluxus sűrűségnek kell lennie.



8.2. ábra

A fotonok idő-, frekvencia- és területegységenkénti növekedési száma egyszerűen az idő-, frekvencia- és térfogategységenként megnövekedett fotonszám $[r_{st}(\nu) - r_{ab}(\nu)]$ megszorozva a henger dz magasságával. Ily módon $d\Phi_\nu(z) = [r_{st}(\nu) - r_{ab}(\nu)] dz$. Behelyettesítve a (8.8) és (8.9) sebességeket, a következő összefüggést kapjuk:

$$\frac{d\Phi_\nu(z)}{dz} = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r} \varrho(\nu) [f_e(\nu) - f_a(\nu)] \Phi_\nu(z) = \gamma_0(\nu) \Phi_\nu(z). \quad (8.14)$$

A tiszta erősítési tényező ennél fogva:

$$\gamma_0(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r} \varrho(\nu) f_g(\nu), \quad (8.15)$$

ahol az $f_g(\nu)$ Fermi inverziós faktort az alábbi egyenlet írja le:

$$f_g(\nu) = f_e(\nu) - f_a(\nu) = f_c(E_2) - f_v(E_1), \quad (8.16)$$

amint ez (8.1)-ből és (8.2)-ből látható. A (7.10)-et használva, az erősítési tényezőt a következő alakba lehet írni:

$$\gamma_0(\nu) = D_1 \sqrt{h\nu - E_g} f_g(\nu), \quad h\nu > E_g \quad (8.17)$$

ahol

$$D_1 = \frac{\sqrt{2} m_r^{3/2} \lambda^2}{h^2 \tau_r}. \quad (8.18)$$

Az $f_g(\nu)$ Fermi inverziós faktor előjelét és spektrális alakját E_{fc} és E_{fv} kvázi Fermi-nívók vezérlik, amelyek viszont függenek a félvezetőben lévő töltéshordozók gerjesztési állapotától. Meg lehet mutatni, hogy ez a faktor csak akkor pozitív, ha $E_{fc} - E_{fv} > h\nu$. Ha a félvezető elegendően magas nívóra van felpumpálva egy külső energiaforrás segítségével, akkor ez a feltétel kielégíthető és a tiszta erősítés elérhető. Ez a fizikai értelmezése a félvezető optikai erősítők és a lézerdiodák működésének.

8.5. Az abszorpciós koefficiens termikus egyensúlyban

Egy félvezető termikus egyensúlyban csak egyetlen Fermi-nívóval rendelkezik: $E_f = E_{fc} = E_{fv}$, úgy hogy

$$f_c(E) = f_v(E) = f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_f}{kT}} + 1}. \quad (8.19)$$

Az inverziós faktor előjele negatív (mivel $E_2 > E_1$ és $f(E)$ monoton módon csökken E -vel): $f_g(\nu) = f_c(E_2) - f_v(E_1) = f(E_2) - f(E_1) < 0$, és ennél fogva a $\gamma_0(\nu)$ erősítési tényező mindig negatív. Ez bármilyen helyzetű E_f Fermi-nívóra igaz. Így egy félvezető termikus egyensúlyban, akár intrinsic, akár adalékolt, mindig gyengíti a fényt. A gyengítési (abszorpció) koefficiens, az $\alpha(\nu) = -\gamma_0(\nu)$, az alábbi módon írható:

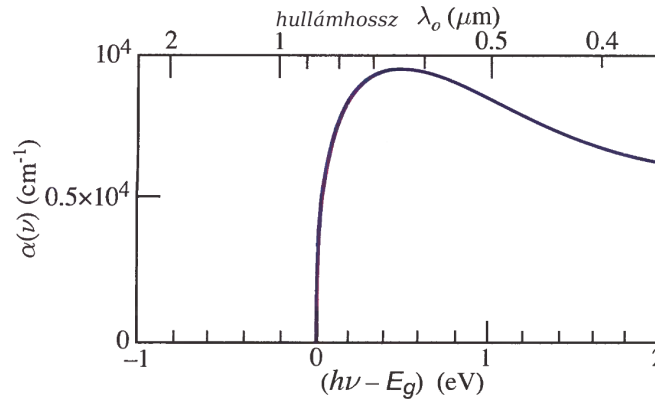
$$\alpha(\nu) = D_1 \sqrt{h\nu - E_g} [f(E_1) - f(E_2)], \quad (8.20)$$

ahol E_2 és E_1 a (7.6)-ban és a (7.7)-ben van megadva, D_1 -et pedig a (8.18) formula határozza meg.

Ha E_f a tiltott sáv belsejében fekszik, de a sávszélektől legalább néhányszor kT energia távolságra, akkor $f(E_1) \approx 1$ és $f(E_2) \approx 0$, úgy hogy $[f(E_1) - f(E_2)] \approx 1$. Ebben az esetben a direkt sáv-sáv átmenet hozzájárulása az abszorpció koefficienshez:

$$\alpha(\nu) \approx \frac{\sqrt{2}c^2 m_r^{3/2}}{\tau_r} \frac{1}{(h\nu)^2} \sqrt{h\nu - E_g}. \quad (8.21)$$

A (8.21) egyenletet illusztrálja a 8.3 ábra GaAs-re, az ábrázoláshoz a következő paramétereket használtuk: $n = 3,6$, $m_c = 0,07m_0$, $m_v = 0,50m_0$, $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, az adalékolási nívó pedig olyan, hogy $\tau_r = 0,4$ ns (ez különbözik a 4.1 táblázatban megadottól, mivel más az adalékolt nívó), $E_g = 1,42$ eV, és a hőmérséklet olyan, hogy $[f(E_1) - f(E_2)] \approx 1$. Amint a hőmérséklet növekszik, $f(E_1) - f(E_2)$ az egység alá csökken, és az abszorpció koefficiens (8.20) szerint csökken.



8.3. ábra. A direkt sáv-sáv átmenetekből származó, számított $\alpha(\nu)(\text{cm}^{-1})$ abszorpció koefficiens, a $h\nu(\text{eV})$ fotonenergia, illetve a $\lambda_0(\mu\text{m})$ hullámhossz függvényében, GaAs-re. Ez az eredmény összehasonlítható a 7.3 ábrán látható kísérleti eredménnyel, amely minden abszorpció mechanizmust magába foglal.

A (8.21) formula szerint egy direkt tiltottsávú félvezetőben a sávszél közelében az abszorpció a $\sqrt{h\nu - E_g}$ függvény szerint változna. Az abszorpció meredek kezdete $h\nu = E_g$ -nél azonban egy idealizált helyzetet tükröz. A 7.3 ábrán látható kísérleti görbéből látszik, hogy direkt tiltott sávú félvezetőkben általában megjelenik egy exponenciális abszorpció nyúlvány – ez **Urbach szabályként** ismeretes – amelynek szélessége $\approx kT$, és amely kissé benyúlik a tiltott sávba. Ez a kristály termikus, valamint sztatikus rendezetlenségeitől, hibáitól származik, mint pl. a fononok keltéséből az abszorpció során, valamint az adalékolt atomok véletlenszerű eloszlásából, illetve az anyagi összetétel változásaiból.

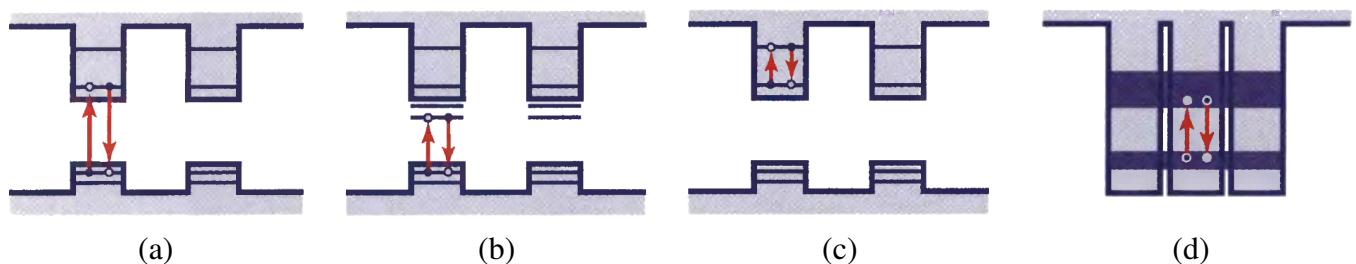
Indirekt tiltott sávú félvezetőkben (Ge, Si és GaP) a sávszél közeli abszorpció általában a $(h\nu - E_g)^2$ alakot követi, a négyzetgyök alatti összefüggés a direkt tiltott sávú félvezetőkre alkalmazható.

8.6. Foton kölcsönhatások kvantumosan korlátozott struktúrákban

Multikvantum-gödör (MQW) és szuperrács struktúrákat korábban már tanulmányoztunk. Ezekben a struktúrákban a fotonkölcsönhatások meglehetősen hasonlítanak a tömbi félvezetőkben fellépő kölcsönhatásokhoz. Néhány mechanizmus fontos szerepet játszik kvantumosan korlátozott struktúrák abszorpciójában és emissziójában:

- Sávok közötti (sáv-sáv) átmenetek
- Exciton átmenetek
- Alsávok közötti átmenetek
- Minisáv átmenetek

Ezeket az átmeneteket illusztráljuk a 8.4 ábrán.



8.4. ábra. Foton abszorpció és emisszió multikvantum-gödör struktúrákban. (a) Sávok közötti átmenetek. (b) Exciton átmenetek. (c) Alsávok közötti átmenetek. (d) Minisáv átmenetek egy szuperrács struktúrában.

- **Sávok közötti (sáv-sáv) átmenetek.** Sávok közötti emisszió és abszorpció megy végbe a valencia- és a vezetési sávok állapotai között (8.4 (a) ábra). A kvantum-korlátozás miatt azonban a $\rho(\nu) = (2m_r)^{2/3} \cdot \sqrt{h\nu - E_g} / \pi h^2$ ($h\nu \geq E_g$) optikai kombinált állapotsűrűséget egy másik állapotsűrűséggel kell helyettesíteni (l. (10.8)). A sávok közötti átmenetek a felelősek a fényemittáló diódák, a szuperlumineszcencia diódák, és a lézerdíoda, valamint az MQW elektroabszorpciós modulátorok működéséért.
- **Exciton átmenetek.** A töltéshordozók bezáródása, korlátozása 1-dimenziós MQW struktúrába, az exciton kötési energiájában növekedést eredményez. Ez erős exciton átmenetekhez vezet (8.4 (b) ábra) még $T = 300$ K-nél is. Az exciton átmenetek fontos szerepet játszanak számos kvantum korlátozott készülékben, beleértve az MQW elektroabszorpciós modulátorokat is.
- **Alsávok közötti átmenetek.** Azokat az átmeneteket, amelyek egy MQW struktúra egyetlen sávján belüli energianívók között (8.4 (c) ábra) jönnek létre, alsávok közötti átmeneteknek hívjuk. A sávon belüli átmenetek alapján működő eszközök közé tartoznak pl. az ún. kvantum-gödör kvantumkaskád lézerek, valamint a kvantum-gödör infravörös fotodetektorok. Az utóbbi készülékekben egy foton abszorpciója okoz egy átmenetet egy kötött energianívóról a kontinuumba. A töltéshordozók pikoszekundumos dinamikája nagy sáv szélességeket nyújt.

- **Minisáv átmenetek.** Szuperrácsokban az MQW diszkrét energianívói minisávokká szélesednek, amelyeket mini tiltott sávok választanak el egymástól. Ilyen mini sáv átmenetek (8.4 (d) ábra) kritikus szerepet játszanak a szuperrács kvantum kaszkád lézerek működésében. Ilyen átmenetek, éppen úgy mint az alsávok közötti átmenetek gyors relaxációt és jelentős nemlinearitást mutatnak, és ennél fogva reményt kínálnak olyan alkalmazásokra mint az optikai kapcsolók.

Feladatok, példák

? 8.1 Feladat:

Mutassuk meg, hogy egy tömbi félvezetőre termikus egyensúlyban, az $f_e(\nu)$ (l. (8.1)) mindig kisebb, mint $f_a(\nu)$ (l. (8.2)), úgy hogy a fotonemisszió sebessége (l. (8.7)-(8.8)) nem haladhatja meg a foton abszorpció sebességét (l. (8.9)).

? 8.2 Feladat:

Sáv-sáv abszorpciós maximumának hullámhossza

Használjuk a (8.21) összefüggést a λ_p hullámhossz meghatározásához, amelyiknél egy félvezető abszorpciós koefficiense termikus egyensúlyban maximális. **Számítsuk ki λ_p értékét GaAs-re!** Megjegyezzük, hogy ez az eredmény csak a direkt sáv-sáv átmenetekhez tartozó abszorpcióra alkalmazható.

Irodalomjegyzék

- [31] S. Adachi. *Optical Properties of Crystalline Amorphous Semiconductors:: Materials and Fundamental Principles*. Springer London, Limited, 1999.
- [32] K.F. Brennan. *The Physics of Semiconductors: With Applications to Optoelectronic Devices*. Cambridge University Press, 1999.
- [33] Leo Esaki. A bird's-eye view on the evolution of semiconductor superlattices and quantum wells. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(9):1611–1624, 1986.
- [34] A.M. Fox. *Optical Properties of Solids*. Oxford Master Series in Physics: Condensed Matter Physics. Oxford University Press, 2001.
- [35] S.V. Gaponenko. *Optical Properties of Semiconductor Nanocrystals*. Cambridge Studies in Modern Optics. Cambridge University Press, 1998.
- [36] P. Harrison. *Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures*. Wiley, 2011.
- [37] H. Haug and S.W. Koch. *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors (4th Edition)*. World Scientific, 2004.
- [38] D. A. B. Miller. Optoelectronic applications of quantum wells. *Opt. Photon. News*, 1(2):7–14, Feb 1990.
- [39] N. Peygambarian, S.W. Koch, and A. Mysyrowicz. *Introduction to Semiconductor Optics*. Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics. Prentice Hall, 1993.
- [40] Paras N Prasad. *Nanophotonics*. Wiley-Interscience, 2004.
- [41] T. Ruf. *Phonon Raman Scattering in Semiconductors, Quantum Wells and Superlattices: Basic Results and Applications*. Number 142. szám in Springer Tracts in Modern Physics. Springer, 1998.
- [42] Ss Schmitt-Rink, DS Chemla, and DAB Miller. Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells. *Advances in Physics*, 38(2):89–188, 1989.
- [43] H. Yokoyama and K. Ujihara. *Spontaneous Emission and Laser Oscillation in Microcavities*. The CRC Press Laser and Optical Science and Technology. CRC PressINC, 1995.

III. fejezet

Félvezető foton-források



Bevezetés:

Ebben a fejezetben a félvezető foton-források vagy fényforrások szerkezetével és működésük alapjaival ismerkedhetünk meg. Konkrétan a nem koherens fényforrások (világító diódák; LED-ek) és a koherens fényforrások (lézerdiódák; LD-k) kerülnek bemutatásra.

- Világító diódák (LED-ek)
- Lézer-diódák (LD-k)



Előismeretek:

A bevezető I.-es fejezet, illetve a II. fejezet 8. pontja.

9. Világító diódák



Bevezetés:

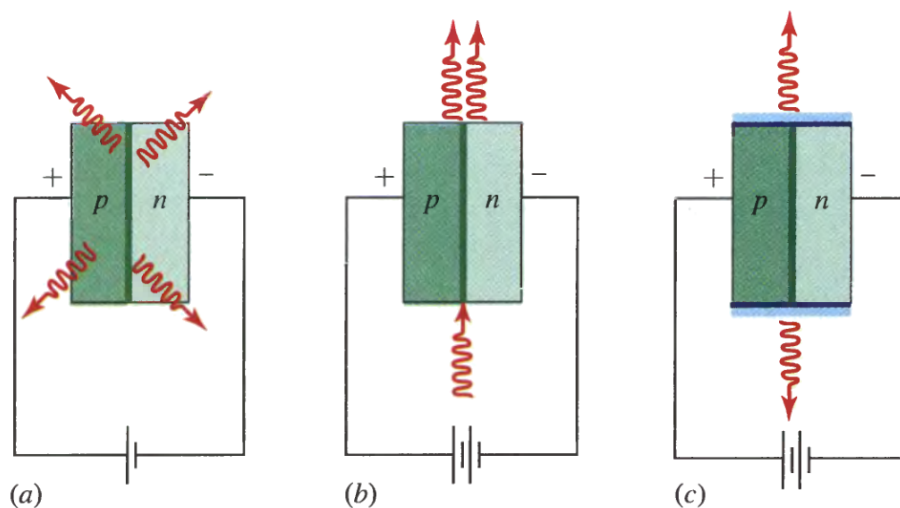
Ebben a pontban a világító diódák működésének megértéséhez szükséges alapismereteket foglaljuk össze

- Injekciós elektrolumineszcencia
- LED karakterisztikák
- LED anyagok és szerkezetek

Egy félvezető anyagból – töltéshordozók (elektronok és lyukak) rekombinációjának eredményeként – fény emittálódhat. A fény emissziójára ily módon képes anyagok azonban szobahőmérsékleten nem világítanak, mivel a termikusan gerjesztett elektronok és lyukak koncentrációi túlságosan kicsinyek ahhoz, hogy észrevehető sugárzást okozzanak. Másrészt viszont, egy külső energiaforrás alkalmazásával elegendő számú elektron-lyuk párt kelthetünk ahhoz, hogy jelentősebb mértékű spontán rekombinációs

sugárzás jöjjön létre, lehetővé téve így módon a félvezető anyag világítását vagy lumineszkálását. Ennek egy szokásos megvalósítási módja a nyitóirányban előfeszített p-n átmenet biztosítása, amely elektronokat, ill. lyukakat injektál az átmenettel szomszédos p-, ill. n-tartományba. Az eredő rekombinációs sugárzást ekkor **injekciós elektrolumineszcenciának** nevezzük.

A fényemittáló dióda (LED-Light Emitting Diode) tehát egy nyitóirányban előfeszített p-n átmenet, amelyet egy direkt tiltott sávú félvezető anyagból állítunk elő, és amely injekciós elektrolumineszcencia révén fényt emittál (9.1 (a) ábra).



9.1. ábra. Egy nyitóirányban előfeszített félvezető p-n dióda, amely úgy működik (a) mint egy fényemittáló dióda (LED), (b) mint egy félvezető optikai erősítő (SOA) és (c) mint egy lézer dióda (LD).

Ha a nyitóirányú feszültség egy bizonyos érték fölé nő, akkor az elektronok és lyukak száma az átmenet tartományában elegendően nagyvá válhat ahhoz, hogy populáció inverzió jöjjön létre. Ezt követően a stimulált (kényszerített) emisszió (azaz a fotonok jelenléte által indukált emisszió) válik inkább uralkodóvá, mint az abszorpció. Az átmeneti tartomány ekkor úgy használható, mint egy félvezető optikai erősítő (SOA - Semiconductor Optical Amplifier) (9.1 (b) ábra), vagy – megfelelő visszacsatolóval – mint egy lézer dióda (LD - Laser Diode) (9.1 (c) ábra).

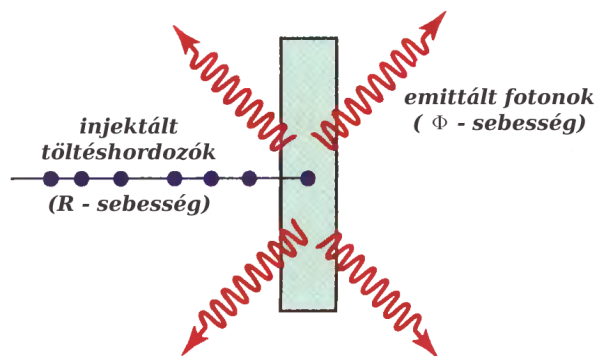
A félvezető foton-források – LED-ek és LD-k formájában is – mint hatékony elektronikus-fotonikus átalakítókként szolgálnak. Nélkülözhetetlenek számos alkalmazásban: elsősorban kis méretüknél, nagy fényérzékenységüknél, magas hatásfokuknál, megbízhatóságuknál, keménységüknél, tartósságuknál fogva. **Látható tartományban működő LED-eket** használnak széleskörűen: fényjelzőként, telefonokban, számítógépekben, televíziókban, információ kijelzőkben, villanófénynél, jeladóknál, gépkocsi világításánál, közúti jelzőberendezésekben, építészeti megvilágításban, folyadékkristály kijelzők háttér megvilágításánál. **Infravörösben működő LED-eket** használunk számos fogyasztási cikkben, illetve azok távirányítójában, mint pl. az optikai egérben, fejhallgatóban, mikrofonban vagy billentyűzetben. Az **ultraibolya LED-ek** hasznosnak alkalmazhatók pl. víz tisztítóknál, műtéti sterilizációnál, eszközök és személyek fertőtlenítésénél. Ugyancsak használhatók olyan kémiai és biológiai anyagok detektálására is, amelyek fluoreszkálnak speciális hullámhosszoknál, ha ultraibolya fénnel megvilágítjuk őket. Az LD-eket széleskörűen használják optikai adattároló rendszerekben, pl. DVD lejátszóknál; optikai szál kommunikációs rendszerekben; letapogató, leolvasó és nagy feloldású színes másoló és nyomtató rendszerekben. Haszno-

san alkalmazhatók, mint optikai pumpáló források is, optikai szál erősítők és szilárdtest lézerek számára. Nagy előnyük, hogy az injekciós áram vezérlése révén könnyen modulálhatók.

9.1. Injekciós elektrolumineszcencia

Ha egy félvezetőben (külső feszültség hiányában) a termikus egyensúlyi feltételeket fenntartjuk, akkor a foton-emisszió intenzitását nem lehet észrevehetően növelni (vagy csökkenteni) az anyag adalékolása révén. A tömeghatás törvénye szerint az np szorzat n_i^2 -tel egyenlő, ha az anyag nincs túlságosan erősen adalékolva, így módon az $r_r np = r_r n_i^2$ rekombinációs sebesség csak az r_r -en keresztül függ az adalékolás szintjétől (r_r a sugárzásos elektron-lyuk rekombinációs tényező). Nagy rekombinációs sebesség eléréséhez az elektronok és a lyukak bősége szükséges; egy n -típusú vezetőkben n nagy, de p kicsi, míg fordított a helyzet egy p -típusú félvezetőben.

A foton-emisszió sebessége észrevehetően megnövelhető, ha – külső eszközök használata révén – az anyagban növeljük a többlet elektron-lyuk párok számát. Ez megvalósítható pl. úgy, hogy az anyagot fénnel megvilágítjuk, de tipikusan elérhető egy $p - n$ átmenet nyitóirányú előfeszítésével, amelynek révén töltéshordozó párok injektálódnak az átmeneti tartományba. A foton-emisszió sebessége kiszámítható az elektron-lyuk pár R injekciós sebességéből (párok/ cm^3s), ahol R ugyan azt a szerepet játssza, mint lézerek esetében az un. pumpálási sebesség. A Φ fotonfluxus (fotonok/s), amely a félvezető anyag V térfogatán belül generálódik, közvetlenül arányos a töltéshordozó pár injekciós sebességével.



9.2. ábra. Elektron-lyuk sugárzásos rekombinációból származó spontán foton emisszió, amely bekövetkezhet egy nyitóirányban előfeszített p - n átmenetben.

Pumpálás nélküli esetben, az elektronok és lyukak egyensúlyi koncentrációit jelöljük n_0 -lal, ill. p_0 -lal, pumpálás jelenlétében pedig használjuk az $n = n_0 + \Delta n$ és $p = p_0 + \Delta p$ jelölést a stacionárius állapotú töltéshordozókra. A Δn többlet-elektron koncentráció pontosan egyenlő a Δp többlet lyuk koncentrációval, mivel az elektronok és lyukak párokban keletkeznek. Tételezzük fel, hogy az elektron-lyuk párok $1/\tau$ sebességgel rekombinálnának, ahol τ az összes (sugárzásos és nemsugárzásos) elektron-lyuk rekombinációs időt jelenti. Stacionárius feltételek mellett, a generálási (pumpálási) sebességnek pontosan ki kell egyensúlyoznia a rekombinációs (lecsengési) sebességet, így módon: $R = \Delta n/\tau$. Így a stacionárius állapotú többlet töltéshordozó koncentráció arányos a pumpálási sebességgel, azaz

$$\Delta n = R\tau. \quad (9.1)$$

Elegendően alacsony töltéshordozó-injektálási sebességekre, $\tau \approx 1/r(n_0 + p_0)$, ahol r a (sugárzásos és nem-sugárzásos) rekombinációs együttható (l. (4.7)), így $R \approx r\Delta n(n_0 + p_0)$.

A (4.11)-gyel és (4.14)-gyel definiált $\eta_i = r_i/r = \tau/\tau_r$ belső kvantumhatásfok figyelembe veszi azt a tényt, hogy a rekombinációnak csak egy része sugárzásos jellegű. Az RV injekció (töltéshordozó párok/s) ennél fogva a $\Phi = \eta_i RV$ fotonfluxus generálására (fotonok/s) vezet, azaz

$$\Phi = \eta_i RV = \eta_i \frac{V\Delta n}{\tau} = \frac{V\Delta n}{\tau_r}. \quad (9.2)$$

A Φ belső fotonfluxus arányos a töltéshordozó pár R injekciós sebességével és ennél fogva a Δn többlet elektron-lyuk párok stacionárius koncentrációjával.

Az η_i belső kvantumhatásfok döntő szerepet játszik az elektron-foton átalakulás teljesítésének a meghatározásában. A LED-ek (és lézer diódák) készítéséhez direkt tiltott sávú félvezetőket használnak, mivel az η_i lényegesen nagyobb, mint az indirekt tiltott sávú félvezetőkre (pl. szobahőmérsékleten $\eta_i \approx 0,5$ GaAs-re, míg $\eta_i \approx 10^{-5}$ Si-ra). Az η_i belső hatásfok függ az adalékolástól, a hőmérséklettől és az anyag defektusainak (hibáinak) koncentrációjától.

Határozzuk meg **az injekciós elektrolumineszcencia-fény spektrális intenzitását** a – (7-8) pontokban kifejtett – direkt sáv-sáv emisszió elmélet felhasználásával. A spontán emisszió $r_{sp}(\nu)$ sebessége ((fotonok száma)/(s $\times$ Hz $\times$ cm³)) – amint azt a (8.7)-ben megadtuk – a következő:

$$r_{sp}(\nu) = \frac{1}{\tau_r} \varrho(\nu) f_e(\nu), \quad (9.3)$$

ahol τ_r a sugárzásos elektron-lyuk rekombinációs élettartam. Az optikai állapotsűrűséget a ν frekvenciájú fotonokkal való kölcsönhatásra, az alábbi kifejezés írja le (l. (7.10)):

$$\varrho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\hbar^2} \sqrt{h\nu - E_g}, \quad (9.4)$$

ahol m_r a lyukak és elektronok effektív tömegeiből számolt redukált tömeg (l. (7.5)): $1/m_r = 1/m_v + 1/m_c$, és E_g a tiltott sáv szélessége. Az emisszió feltételét biztosító kifejezés a következő (l. (8.1)):

$$f_e(\nu) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)], \quad (9.5)$$

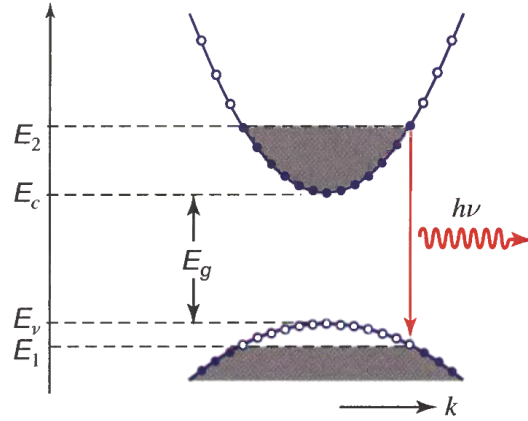
amely annak a valószínűsége, hogy az

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c}(h\nu - E_g) \quad (9.6)$$

energiájú állapot a vezetési sávban be van töltve és a

$$E_1 = E_2 - h\nu \quad (9.7)$$

energiájú állapot a valenciasávban üres (l. (7.6)-(7.7)). A fentieket illusztrálja a 9.3 ábra. A (9.6) és (9.7) egyenletek biztosítják az energia és az impulzus megmaradását.



9.3. ábra. Egy foton spontán emissziója, amely egy E_2 energiájú elektronnak egy $E_1 = E_2 - h\nu$ energiájú lyukkal való rekombinációjából származik. Az átmenetet egy függőleges nyíllal reprezentáltuk, mivel a foton által szállított $h\nu/c$ impulzus elhanyagolható az ábra skáláján.

A (9.5)-ben szereplő $f_c(E) = 1 / \left(e^{\frac{E-E_{fc}}{kT}} + 1 \right)$ és $f_v(E) = 1 / \left(e^{\frac{E-E_{fv}}{kT}} + 1 \right)$ Fermi-függvények az E_{fc} és E_{fv} kvázi-Fermi-nívókkal a vezetési- és a valenciasávokra vonatkoznak, kvázi egyensúlyi feltételek mellett.

Az E_g , τ_r , m_v és m_c félvezető paraméterek, és a T hőmérséklet meghatározzák az $r_{sp}(\nu)$ spektrális eloszlást, adott E_{fc} és E_{fv} kvázi-Fermi nívók esetén. Ezek viszont meghatározhatók a (3.10)-(3.13) egyenletekkel adott elektronok és lyukak koncentrációjából,

$$\int_{E_c}^{\infty} \varrho_c(E) f_c(E) dE = n = n_0 + \Delta n; \quad (9.8)$$

$$\int_{-\infty}^{E_v} \varrho_v(E) [1 - f_v(E)] dE = p = p_0 + \Delta n. \quad (9.9)$$

Az állapotsűrűségek értékei a vezetési- és a valenciasáv szélek közelében a következő kifejezésekkel írhatók le (l. (3.6)):

$$\varrho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_c}; \quad \varrho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E_v - E}, \quad (9.10)$$

ahol n_0 és p_0 az elektronok és lyukak koncentrációja termikus egyensúlyban (injekció hiányában), és $\Delta n = R\tau$ az injektált töltéshordozó koncentráció stacionárius állapotban. Elegendően gyenge injekció esetén, amikor a Fermi-nívók a tiltott sávban találhatók, a sávszélektől néhány kT távolságra a Fermi-függvények közelíthetők az exponenciális nyúlványokkal. A spontán fotonfluxus ekkor az $r_{sp}(\nu)$ spontán emissziós sebességből a következőképpen nyerhető:

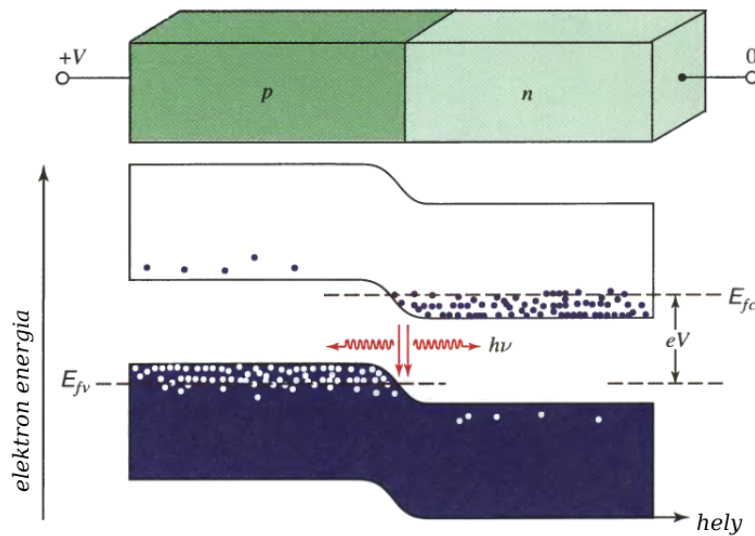
$$\Phi = V \int_0^{\infty} r_{sp}(\nu) d\nu = \frac{V(m_r)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^{3/2} \hbar^3 \tau_r} (kT)^{3/2} \cdot e^{\frac{E_{fc}-E_{fv}-E_g}{kT}}. \quad (9.11)$$

Az R növekedése a Δn növekedésére vezet, ami viszont eltolja E_{fc} -t a vezetési sáv felé (majd, annak belsejébe) és E_{fv} -t a valenciasáv felé (majd annak belsejébe). Ez az elektronnal töltött E_2 energiájú

vezetési sávbeli állapot betöltésének $f_c(E_2)$ valószínűségében és az üres (lyukkal töltött) E_1 energiájú valenciasávbeli állapot lyukkal való betöltésének $1 - f_v(E_1)$ valószínűségében növekedést eredményez. Végeredményben az $f_e(\nu) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)]$ emissziós feltétel valószínűsége növekszik R -rel, ezáltal változik a (9.3)-mal adott spontán emisszió sebesség és a fent adott Φ spontán fotonfluxus.

9.2. LED karakterisztikák

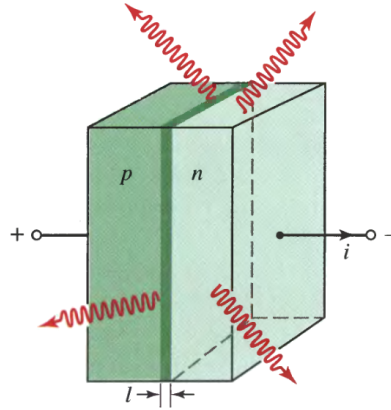
Az előző elemzések alapján világos, hogy az elektronok és lyukak egyidejű rendelkezésre állása lényegesen megnöveli egy félvezetőből spontánul emittált fotonok fluxusát. Egy n -típusú félvezető anyagban az elektronok, egy p -típusúban a lyukak vannak bőségekben, de jelentős fénymennyiség generálásához szükséges, hogy mind az elektronok, mind a lyukak bőségekben legyenek a tér ugyanazon tartományában. Ez a feltétel könnyen teljesíthető egy nyitóirányban előfeszített $p - n$ dióda átmeneti tartományában. Amint a 9.4 ábra mutatja, a nyitóirányú előfeszítés a lyukakat a p -oldalról, az elektronokat pedig az n -oldalról egy közös átmeneti tartományba kényszeríti a kisebbségi töltéshordozó injekciójának nevezett folyamat által, ahol aztán rekombinálnak és fotonokat emittálnak.



9.4. ábra. Egy erősen adalékolt p - n átmenet energiasáv diagramja, amely nyitóirányban V feszültséggel előfeszített. A szaggatott vonalak a kvázi Fermi-nívókat reprezentálják, amelyek – az előfeszítés eredményeként – egymástól elválnak. Az átmeneti tartományon belül az elektronok és lyukak egyidejű bősége erős elektron-lyuk sugárzásos rekombinációt eredményez (injekciós elektrolumineszcencia).

A fény-emittáló dióda (LED) tehát nem más, mint egy – az injektált kisebbségi töltéshordozók következtében – nagy sugárzásos rekombinációs sebességű, **nyitóirányban előfeszített $p - n$ átmenet**. Általában **direkt tiltott sávú** félvezetőkből készítik, hogy kvantum-hatásfoka nagy legyen.

Belső fotonfluxus és belső hatásfok. A 9.5 ábra egy egyszerű $p - n$ homoátmenetű dióda sematikus képét mutatja. Az injektált i egyenáram Δn -nel megnöveli az egyensúlyi töltéshordozó koncentrációt, amely azután sugárzásos rekombinációt eredményez a V térfogatú aktív tartományban.



9.5. ábra. Egy egyszerű nyitóirányban előfeszített LED. A fotonok spontánul emittálódnak az átmeneti tartományból.

Mivel az átmeneti tartományon másodpercenként áthaladó töltéshordozók összes száma: i/e , ahol e az elektron töltésének nagysága, így a töltéshordozók injekciós (pumpálási) sebessége (töltéshordozók per szekundum per cm^3) egyszerűen a következő:

$$R = \frac{i/e}{V}. \quad (9.12)$$

A (9.1) összefüggés szerint $\Delta n = R\tau$, így

$$\Delta n = \frac{(i/e)\tau}{V}. \quad (9.13)$$

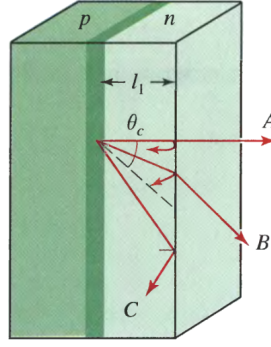
A (9.2)-vel megegyezően a Φ **belső fotonfluxus**: $\eta_i R V$, vagyis

$$\Phi = \eta_i \frac{i}{e}. \quad (9.14)$$

Ez az egyszerű és intuitíven meggyerő formula irányítja egy LED-ben a fotonok elektronok általi előállítását: az i/e injektált elektron fluxusnak (elektronok per szekundum) az η_i -ed része alakul át fotonfluxussá. Vagyis η_i **belső kvantum-hatásfok** egyszerűen a generált fotonfluxusnak az injektált elektronfluxushoz való viszonyával egyenlő.

A belső fotonfluxus növelhető a kettős struktúrával bíró LED-ek (l. 5.4 pont), nevezetesen multikvantum-gödrök (MQW) aktív tartományainak az alkalmazásával. A kettős heteroszerkezetek nagyobb töltéshordozó koncentrációkat hoznak létre, ez viszont megnöveli a sugárzásos rekombinációt (a τ_r sugárzásos élettartam lecsökken), ennél fogva az η_i belső kvantumhatásfok is növekszik.

Az átmenetben generált fotonfluxus minden irányban egyformán sugároz; azonban a készülékből kilépő fluxus függ az emisszió irányától. Ez könnyen belátható, ha meggondoljuk a következőket. Az anyag egy síkfelületén keresztül haladó fotonfluxust vizsgáljunk meg három lehetséges sugárzási irány mentén; a 9.6 ábrán látható A, B és C geometriai irányokban.



9.6. ábra. Egy síkfelületű LED-ben generált fény összessége nem képes kilépni a készülékből. Az A -sugár részben reflektálódik. A B -sugár nagyobb reflexiót szenved. A C -sugár a határszögön kívül fekszik, ennél fogva teljes belső visszaverődést szenved: csapdázódik a szerkezetben.

Az A -sugár irányában terjedő fotonfluxus az

$$\eta_1 = e^{-\alpha \ell_1} \quad (9.15)$$

tényezővel gyengített, ahol α az n -típusú anyag abszorpciós együtthatója és ℓ_1 az átmenettől a készülék felületéig terjedő távolság. Merőleges beesés esetén a reflexió a félvezető-levegő határfelületénél csak a fény egy részének (η_2) átjutását teszi lehetővé:

$$\eta_2 = 1 - \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} = \frac{4n}{(n+1)^2}, \quad (9.16)$$

ahol n a félvezető anyag törésmutatója. GaAs-re $n = 3,6$, úgy hogy $\eta_2 = 0,68$.

Ennélfogva az A -sugár irányában terjedő fotonfluxusra a teljes áteresztőképesség:

$$\eta_A = \eta_1 \eta_2. \quad (9.17)$$

A B -sugár irányában terjedő fotonfluxus hosszabb úton szállítódik és ennél fogva nagyobb abszorpciót szenved; nagyobbak a reflexiós veszteségek is. Ily módon

$$\eta_B < \eta_A. \quad (9.18)$$

A $\theta_c = \arcsin(1/n)$ (határ) szögű kúpon kívül fekvő irányok mentén emittált fotonfluxus (amelyet a C -sugár illusztrál) teljes belső reflexiót szenved egy ideális anyagban és nincs transzmisszió. A kúp tetején a gömbsüveg felszíne: $A = \int_0^{\theta_c} 2\pi r \sin \theta r d\theta = 2\pi r^2 (1 - \cos \theta_c)$, míg a teljes gömb felszíne: $4r^2\pi$. Ily módon az emittált fénynek az a része, amely a kúp által bezárt térszögön belül fekszik: $A/4\pi r^2$, vagyis

$$\eta_3 = \frac{1}{2}(1 - \cos(\theta_c)) = \frac{1}{2}(1 - \sqrt{1 - 1/n^2}) \approx \frac{1}{4n^2}. \quad (9.19)$$

Így pl. egy $n = 3,6$ törésmutatójú anyagra vonatkozóan a generált fotonfluxusnak csak 1,9%-a transzmitálódhat.

Azt a hatásfokot, amellyel a belső fotonok a LED-szerkezetből kinyerhetők, η_e **kinyerési hatásfoknak** nevezzük.

Az η_e számos módon növelhető. Az egyik ilyen megközelítés, hogy kizárjuk azokat a geometriákat, amelyek lehetővé teszik, hogy a fény nagyobb része megszökjön. Ha kedvezőbb geometriák kialakítása bonyolultabb megmunkálási lépésekkel jár együtt, akkor – a nagyobb előállítási költségek miatt – ezt az utat elkerülik. Egyszerű síkfelületű emittáló LED-ek is alkalmasak, ha a tekintetbe jövő szögek kicsit térnek el a merőlegetől, vagy ha a fény optikai szálhoz kapcsolódik, mint pl. telekommunikációs alkalmazásoknál.

A Φ_0 **kimenő fotonfluxus** (külső fotonfluxusnak is nevezik) a Φ belső fotonfluxussal a következő kapcsolatban van:

$$\Phi_0 = \eta_e \Phi = \eta_e \eta_i \frac{i}{e}, \quad (9.20)$$

ahol az η_i belső hatásfok a belső fotoeffektusnak az injektált elektronfluxushoz való viszonya, és az η_e kinyerési hatásfok azt méri, hogy a belső fotonfluxusnak mekkora hányada távozik a szerkezetből. A kétféle folyamatot egybekapcsoló

$$\boxed{\eta_{ex} \equiv \eta_e \eta_i} \quad (9.21)$$

kvantum-hatásfokot **külső hatásfoknak** nevezzük. Ezután a (9.21) figyelembe vételével a Φ_0 kimenő fotonfluxust a következőképpen írhatjuk:

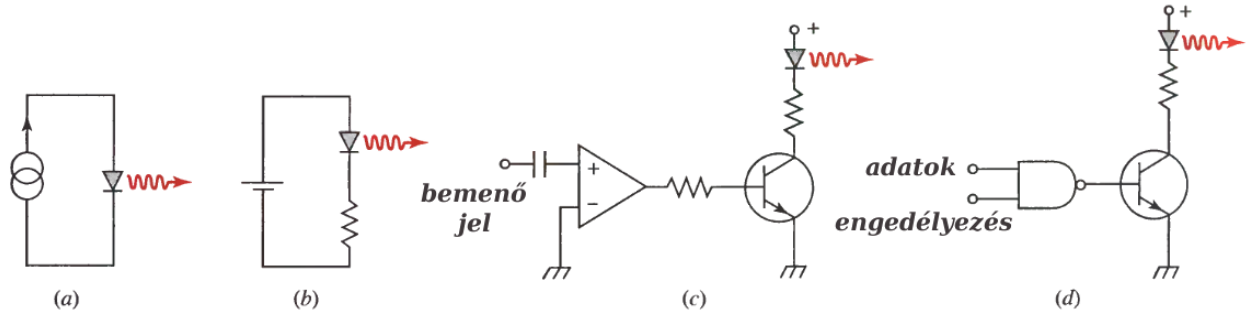
$$\boxed{\Phi_0 = \eta_{ex} \frac{i}{e}}. \quad (9.22)$$

Vagyis az η_{ex} külső hatásfok egyszerűen a Φ_0 külső fotonfluxusnak és az i/e injektált elektronfluxusnak az arányát jelenti. Mivel a pumpálási sebesség az átmeneti tartományon belül helyileg változik, ennek megfelelően változik a generált fotonfluxus is. A LED kimenő P_0 optikai teljesítménye közvetlenül a kimenő fotonfluxusra vonatkozik, mivel mindegyik foton $h\nu$ energiával rendelkezik:

$$\boxed{P_0 = h\nu \Phi_0 = \eta_{ex} h\nu \frac{i}{e}}. \quad (9.23)$$

A LED-ekre az η_i belső hatásfok 50% és közel 100% között ingadozik, míg az η_e kinyerési hatásfok – a megfelelően konstruált készülékekre – 50%-ig terjedhet. Az η_{ex} külső hatásfok a LED-ekre így 50% alatti értéket vesz fel.

Egy LED-et rendszerint egy áramforrás működtet, gyakran egy ellenállással sorbakapcsolt állandó feszültségforrás segítségével, amint azt a 9.7 (a) és (b) ábra sematikus illusztrálja. Az emittált fény könnyen modulálható egy egyszerű moduláló injekciós árammal.



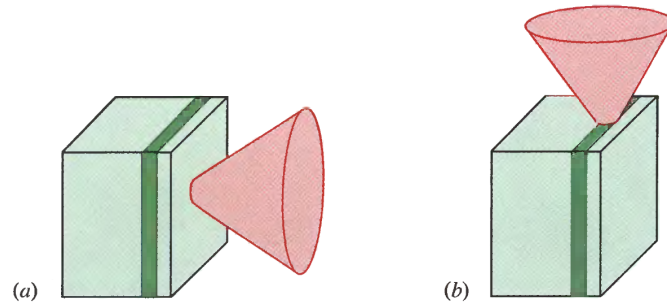
9.7. ábra. LED működtetéséhez használható különböző áramkörök. Ezek magukban foglalnak (a) egy ideális áramforrást; (b) egy egyenáramforrást, amelyet egy ellenállással sorbakapcsolt állandó feszültségforrás szolgáltat; (c) a LED-be injektált áram tranzisztor-vezérlése biztosítja az emittált fény analóg modulációját; (d) a LED-be injektált áram tranzisztor-kapcsolása pedig biztosítja a kibocsátott fény digitális modulációját.

Analóg és digitális moduláció illusztrálása látható a 9.7 (c) és 9.7 (d) ábrán. Az emittált fény intenzitásában megjelenő fluktuációkat stabilizálhatjuk egy fotodetektoros monitorral, amelynek a kimenete visszacsatoló jelként használható az injektált áram kontrolljához. Különböző színű (vörös, narancs, kék) LED sorozatok használhatók tetszés szerinti színű fény (beleértve a fehéret is) generálására. Mikroprocesszorral vezérelhetők a különböző színű LED-ek által generált fényszintek, lehetővé téve a fény teljes színének és intenzitásának idővel és hellyel való változtatását. Ilyen egységek együttese összekapcsolható egy világítási hálózatba is.

9.3. LED anyagok és szerkezetek

A fotonikát – 1950-ben – forradalmasította a III-V binér félvezető egykristályok növesztése. Ezek a vegyületek a természetben nem fordulnak elő, többségük direkt tiltott sávval rendelkezik és ennél fogva a belső kvantum hatásfok értékei nagyok. A III-V anyagokból gyártott fotonforrások hosszú élettartamúak, eltérően azoktól, amelyek a II-VI ötvözetekből készülnek. 1962-ben a GaAs volt az első olyan anyag, amelyből LED-et és LD-t állítottak elő. Ezt a biner direkt tiltott sávú félvezetőt használták 1962-ben az első lézardióda előállításánál. Az emittált fény hullámhossza: $\lambda_0 = 0,873 \mu\text{m}$, amely az E_g tiltott sáv szélességnek megfelelő hullám ($\lambda_g = hc/E_g$) közelében van. A GaAs-LED, a GaAs-LD fejlesztésének egy mellékterméke volt. Röviddel ezután, néhány további binér direkt tiltottsávú III-V félvezetőt állítottak elő, amelyeket gőzfázisú epitaxiával (VPE) és folyékony fázisú epitaxiával (LPE) növesztettek, és amelyek szintén elektrolumineszcenciát mutattak. A GaSb-nél $\lambda_g = 1,70 \mu\text{m}$; InP-nál $\lambda_g = 0,919 \mu\text{m}$; InAs-nél $\lambda_g = 3,44 \mu\text{m}$ és InSb-nél $\lambda_g = 7,29 \mu\text{m}$.

A LED-ek megkonstruálhatók felület-emittáló vagy él-emittáló formákban (l. 9.8 ábra). A felület-emittáló LED a készülék egyik – az aktív tartomány síkjával párhuzamos – felületéből emittál fényt. Az él-emittáló LED pedig az aktív tartomány éléből emittál fényt.

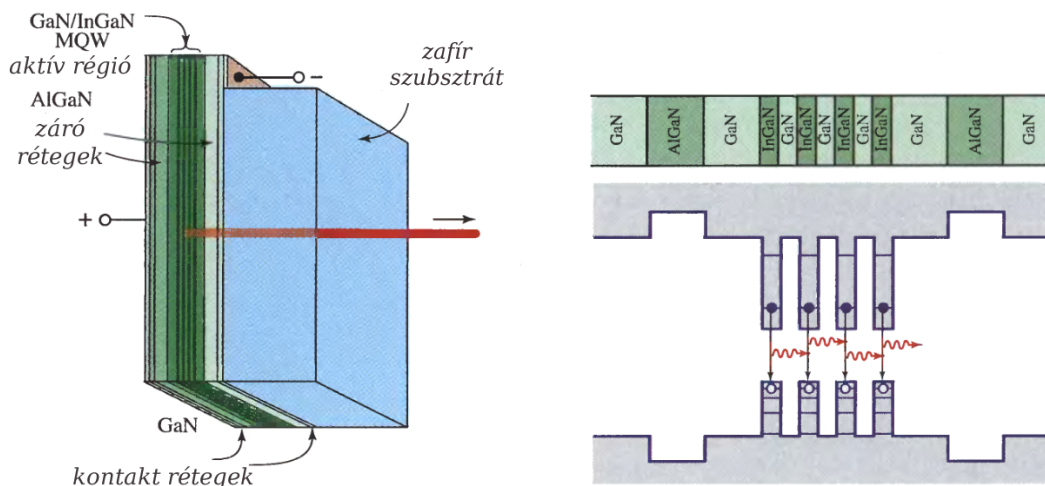


9.8. ábra. (a) felület-emittáló LED. (b) él-emittáló LED.

LED-eket állítanak elő a **háromkomponensű pl. AlAsP félvezető vegyületekből** is, továbbá az ilyen anyagoknak nitrogénnel (vagy cinkkel és oxigénnel) adalékolt változataiból (pl. GaAsP:N-ből). Figyelembe véve, hogy ezen LED-ek gyártásához felhasznált anyagok viszonylag nem költségesek, és hogy ezek a LED-ek alacsony külső hatásfokúak, széleskörű alkalmazásukra elsősorban az alacsony fényintenzitást kívánó távirányítókban és jelzőlámpákban kerül sor.

Az indium egy keveréke csökkenti a GaAsP tiltott sáv szélességét. A négykomponensű $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ félvezető egy sokoldalú ötvözet, amely széleskörű felhasználást nyer a spektrum infravörös tartományában. A tiltott sáv szélessége komponensenként hangolható a hullámhossz jelentős tartományán keresztül ($0,549 \mu\text{m} (\text{GaP}) \leq \lambda_g \leq 3,44 \mu\text{m} (\text{InAs})$). Ha az x és y komponensek keverési arányait megfontoltan választjuk meg, akkor az InP szubsztráthoz történő rácsilleszkedés fenntartható.

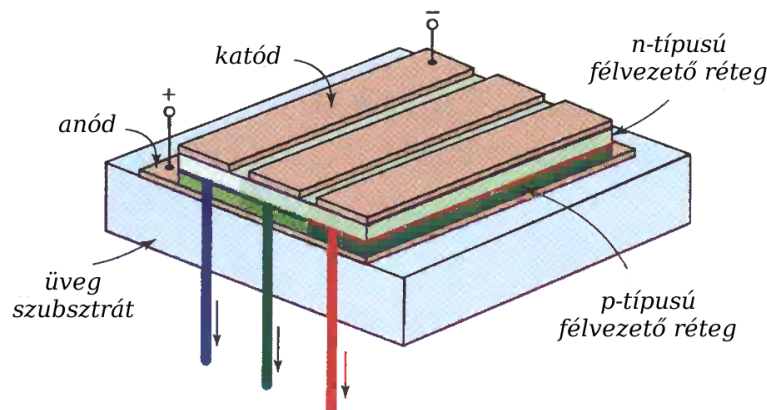
Az $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ háromkomponensű direkt tiltott sávú félvezető anyag, amelynek λ_g -je átfogja a $366 \text{ nm} (\text{GaN}) \leq \lambda_g \leq 1,61 \mu\text{m} (\text{InN})$ hullámhossz tartományt. Az InGaN-ot választják nagyintenzitású LED-ek számára, $366 \text{ nm} \leq \lambda_g \leq 580 \text{ nm}$ hullámhossz tartományban, amely a spektrum közeli ultraibolya, az ibolya, a kék és a zöld tartományaiból áll. A kvantumhatásfok növelhető GaN/InGaN MQW struktúrák készítésével, illetve használatával, amint azt a 9.9 ábra illusztrálja.



9.9. ábra. Az ultraibolya tartományban, $\lambda_0 = 420 \text{ nm}$ -nél működő felület-emittáló GaN/InGaN MQW LED, amely . Az aktív tartomány magába foglal 5 nm-es GaN gátakat és négy 2,5 nm-es $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ gödröket (az egyszerűség kedvéért a III-nitrid félvezetők jellemző intrinsic tereinek a hatásait nem mutatjuk) A fény a zafíron lévő GaN szubsztráton keresztül lép ki, amely átlátszó 420 nm-en.

A szerves fényemittáló diódák (az OLED-ek) az elektrolumineszcencia hatékony generátorai a vörösben, zöldben és kékben. Két vékony ($\approx 100 \text{ nm}$) szerves-félvezető réteg egymásmellé csatlakoztatva, egy szerves heteroszerkezetet képez. Amint a 9.10 ábra mutatja, ez a szerkezet két szervesetlen elektróda közé van rétegezve: egy anód elektróda lyukakat injektál és egy vagy több katód elektróda elektronokat injektál.

Az injektált töltéshordozók a heteroszerkezethez (aktív tartományhoz) jutva, excitonokat képeznek, amelyek rekombináció eredményeképpen spontán emissziót generálnak.



9.10. ábra. Tipikus OLED szerkezet. Katódként és átlátszó anódként rendszerint kalciumot és vékony indium-oxid réteget használnak. Lumineszkáló adalékokat juttatva az aktív tartományba növelhető a belső kvantum-hatásfok és fehér fény kelthető.

Feladatok, példák

? 9.1 Feladat:

Egy pumpált félvezető kvázi-Fermi nívói

Ideális esetben, $T = 0$ K-nél, amikor nincs elektron-lyuk pár keltés (l. 9.11 (a) ábra), megmutatható, hogy a kvázi-Fermi nívók az elektron-lyuk párok Δn koncentrációira vonatkoznak és

$$E_{fc} = E_c + (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_e} (\Delta n)^{2/3}, \quad (9.24)$$

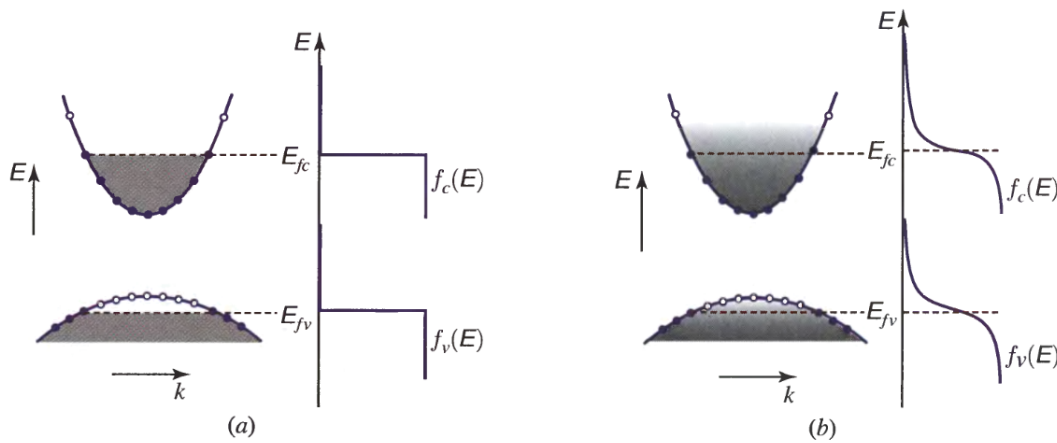
$$E_{fv} = E_v - (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_v} (\Delta n)^{2/3}, \quad (9.25)$$

úgy, hogy

$$E_{fc} - E_{fv} = E_g + (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m_r} (\Delta n)^{2/3}, \quad (9.26)$$

ahol $\Delta n \gg n_0, p_0$. Ilyen feltételek mellett a Δn számú elektron mindegyike a legalacsonyabb megengedett energiájú nívókat foglalja el a vezetési sávban és a Δp számú lyuk mindegyike a legmagasabb megengedett energiájú nívókat foglalja el a valenciasávban.

A fenti eredményeket hasonlítsuk össze a 3.5.2 példájának eredményeivel.



9.11. ábra. Energiasávok és Fermi-nívók egy félvezetőre, kvázi-egyensúlyban (a) $T = 0$ K-nél, és (b) $T > 0$ K-nél.

? 9.2 Feladat:

Vázoljuk fel az $f_e(\nu)$ és $r_{sp}(\nu)$ függvényeket a Δn két értékére. Adjuk meg a hőmérséklet hatását a Fermi-függvényekre, amint azt a 9.11 (b) ábrán illusztráltuk. Határozzuk meg a növekvő hőmérséklet hatását az $r_{sp}(\nu)$ -re.

? 9.3 Feladat:

Injekciós elektrolumineszcencia spektrális intenzitása gyenge injekció mellett.

Elegendően gyenge injekció esetén, amikor $E_c - E_{fc} \gg kT$ és $E_{fv} - E_v \gg kT$, a Fermi-függvény megközelíthető az exponenciális nyúlványával. Mutassuk meg, hogy a lumineszcencia sebessége kifejezhető a következőképpen:

$$r_{sp}(\nu) = D \sqrt{h\nu - E_g} \cdot e^{-\frac{h\nu - E_g}{kT}}, \quad h\nu \geq E_g, \quad (9.27)$$

ahol

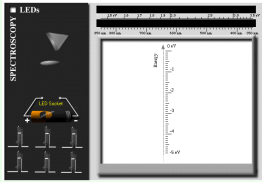
$$D = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi \hbar^2 \tau_r} \cdot e^{\frac{E_{fc} - E_{fv} - E_g}{kT}} \quad (9.28)$$

az $E_{fc} - E_{fv}$ Fermi-nívók közötti eltérésnek egy exponenciálisan növekvő függvénye.

A spontán emisszió sebességének spektrális intenzitását a 8.1 ábra mutatja. Nagysága a $D/D_0 = \exp\{-\frac{E_{fc} - E_{fv}}{kT}\}$ tényezővel növekszik, és nagyon nagyra tehető injektálással. Termikus egyensúlyban $E_{fc} = E_{fv}$, és így visszakapjuk a 8.1 ábrán látható helyzetet.



9.1 Animáció:

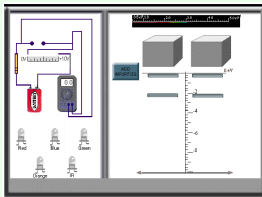


Első lépésként meg vizsgálhatjuk egy kiválasztott LED spektrumát. Csak húzzuk a LED-et az egérrel az áramkörbe. A megfigyelést követően mi magunk is „építhetünk” LED-et, kiválasztva a vezetési és valenciasáv helyét. A spektrumban történt változást azonnal mutatja az animáció. Végül megpróbálhatunk a valódi LED spektrumát előállító valencia és vezetési sáv konstrukciót találni.

<http://phys.educ.ksu.edu/vqm/html/led.html>



9.2 Animáció:



Ezen animáció segítségével mi magunk „építhetünk” LED-et. Először a szín kiválasztásával kiválasztjuk a használandó félvezető anyagot. Majd az "Add Impurities" gomb segítségével elhelyezhetjük a szennyező atomokat. Ezután feszültséget kapcsolhatunk a félvezetőre eszközre.

<http://phys.educ.ksu.edu/vqm/html/ledcons.html>

10. Lézer-diódák



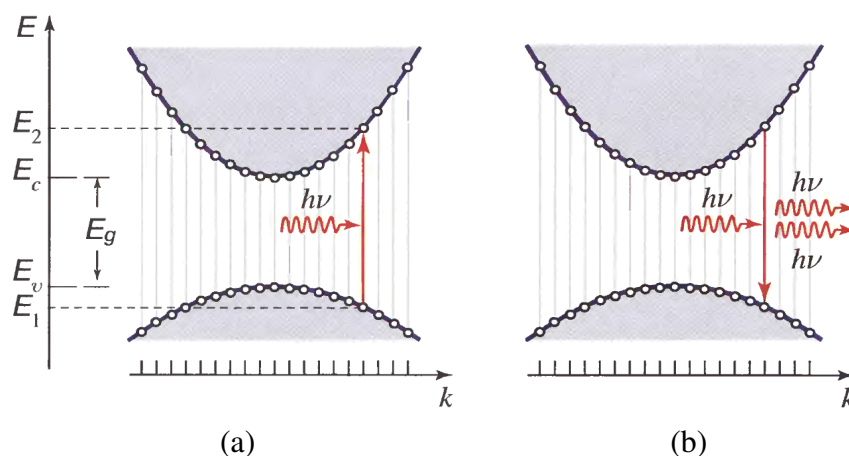
Bevezetés:

- Félvezető optikai erősítők
- Lézer-diódák (LD) általános jellemzői
- Kvantum-korlátozott félvezető lézerek

10.1. Félvezető optikai erősítők

A **félvezető optikai erősítők (SOA)** – amelyek **félvezető lézer erősítőként** is ismertek – működésének ugyanaz az elvi alapja, mint más lézrerősítőké: populáció-inverzió kialakításával túlnyomó részben stimulált emisszió létrehozása, miközben az abszorpció csak kisebb szerepet játszik. A populáció-inverziót rendszerint egy p-n átmenetű diódának elektromos árammal történő injekciójával érjük el; egy nyitó irányú feszültség okozza, hogy a töltéshordozó párok az átmeneti tartományba injektálódnak, ahol a stimulált emisszió révén rekombinálódnak.

A SOA elmélete valamivel bonyolultabb, mint más lézrerősítőké, amennyiben az átmenetek az egymáshoz közel elhelyezkedő energianívók sávjai között jönnek létre, nem pedig egymástól jól elkülönülő diszkrét nívók között.



10.1. ábra. (a) Egy foton abszorpciója egy elektron-lyuk pár generálását okozza. (b) Egy foton elektron-lyuk rekombinációt indukálhat; a következmény egy ugyanolyan foton stimulált emissziója.

Erősítés és sáv szélesség. A ν frekvenciájú fény kölcsönhatásba léphet az E_g tiltott sáv szélességű félvezető anyag töltéshordozóival sávból-sávba való átmenet révén, feltéve, hogy $\nu > E_g/h$. A beeső fotonok abszorbeálódnak, aminek következtében elektron-lyuk párok generálódnak, vagy további fotonokat hozhatnak létre stimulált elektron-lyuk rekombinációs sugárzással (l. 10.1 ábra). Amikor az emisszió nagyobb valószínűségű, mint az abszorpció, összességében optikai erősítés jön létre, és az anyag mint egy koherens optikai erősítő működhet. A stimulált emisszió $r_{st}(\nu)$ sebességére és a fotonabszorpció $r_{ab}(\nu)$

sebességére vonatkozó kifejezéseket a (8.8) és (8.9) formulák tartalmazzák. Ezek a mennyiségek függenek a foton-fluxus ϕ_ν spektrális intenzitásától; a vizsgált anyag átmenetével kapcsolatos kvantummechanikai erősségtől (amelyik az elektron-lyuk sugárzásos rekombináció τ_r élettartamába van belefoglalva), az állapotok $\varrho(\nu)$ optikai sűrűségétől; az emisszióra vonatkozó $f_e(\nu)$ és az abszorpcióra vonatkozó $f_a(\nu)$ betöltési valószínűségektől.

A $\varrho(\nu)$ optikai kombinált állapotssűrűséget az elektronokra és a lyukakra vonatkozó $E - k$ összefüggések és az energia- és impulzus megmaradása határozzák meg. A vezetési- és a valencia sávszélek közelében az $E - k$ összefüggésekre parabolikus közelítéseket alkalmazva, a (7.6)-ban és (7.7)-ben már megadtuk, hogy az elektron és a lyuk energiái hogyan kapcsolódhatnak össze egy foton $h\nu$ energiájával.

Az eredő optikai állapotssűrűség, amely kölcsönhat egy $h\nu$ energiájú fotonnal, a következőképpen adható meg (l. (7.9)): $\varrho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi\hbar^2} \sqrt{h\nu - E_g}$, $h\nu \geq E_g$.

Az $f_e(\nu)$ és $f_a(\nu)$ betöltési valószínűségeket – az E_{fc} és E_{fv} kvázi-Fermi nívókon keresztül – a pumpálási sebesség határozza meg. Az $f_e(\nu)$ mennyiség annak a valószínűsége, hogy az E_2 energiájú állapot a vezetési sávban be van töltve egy elektronnal, és hogy az E_1 energiájú állapot a valenciasávban be van töltve egy lyukkal. Másrészt az $f_a(\nu)$ mennyiség annak a valószínűsége, hogy az E_2 energiájú állapot a vezetési sávban üres, és hogy az E_1 energiájú valenciasávbéli állapot töltve van egy elektronnal. A populáció-inverzió mértékét a (8.16)-tal adott $f_g(\nu) = f_e(\nu) - f_a(\nu) = f_c(E_2) - f_v(E_1)$ Fermi inverziós faktor reprezentálja. Az $f_g(\nu)$ mennyiség függ mind a vezetési sávra vonatkozó $f_c(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{fc})/kT} + 1}$ Fermi-függvényről, mind a valenciasávra vonatkozó $f_v(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{fv})/kT} + 1}$ Fermi-függvényről. Az $f_g(\nu)$ a hőmérsékletnek és az E_{fc} és E_{fv} kvázi-Fermi nívóknak a függvénye, amelyeket viszont a pumpálási sebesség határoz meg. Mivel egy teljes populáció-inverzió elvileg elérhető egy félvezető optikai erősítőben ($f_g(\nu) = 1$), ezért egy négy nívós rendszerhez hasonlóan viselkedik.

Ahogy az (8.15)-ben megmutattuk a $\gamma_0(\nu) = [r_{st}(\nu) - r_{ab}(\nu)]/\phi_\nu$ eredő **erősítési tényezőre** azt írhatjuk, hogy

$$\gamma_0(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r} \varrho(\nu) f_g(\nu). \quad (10.1)$$

Az erősítő sáv szélessége. A (10.1)-gyel megegyezésben, egy félvezető anyag optikai erősítést szolgáltat ν frekvenciánál, ha $f_c(E_2) > f_v(E_1)$. Megfordítva, tisztán gyengülés következik, ha $f_c(E_2) < f_v(E_1)$. Ily módon, egy félvezető anyag termikus egyensúlyban (akár nem adalékolt, akár adalékolt) nem adhat tiszta erősítést akármilyen hőmérsékleten; ez azért van, mert a vezetési- és valenciasáv Fermi-nívói megegyeznek ($E_{fc} = E_{fv} = E_f$). Külső pumpálás szükséges tehát a két sáv Fermi-nívóinak a szétválasztásához, azaz erősítés eléréséhez.

Az $f_c(E_2) > f_v(E_1)$ feltétel egyenértékű annak a szükségességével, hogy a foton energiája kisebb legyen, mint a kvázi-Fermi nívók közötti különbség, azaz $h\nu < E_{fc} - E_{fv}$. Ahhoz, hogy lézer-erősítés jöjjön létre a sávból-sávba való átmenetek segítségével a foton-energiának nagyobbnak kell lennie, mint a tiltott energiasáv ($h\nu > E_g$). Így, ha a pumpálási sebesség elegendően nagy ahhoz, hogy a két kvázi-Fermi nívó közötti szeparáció meghaladja az E_g tiltott energiasáv értéket, az anyag erősítőként működhet a következő frekvenciasávban:

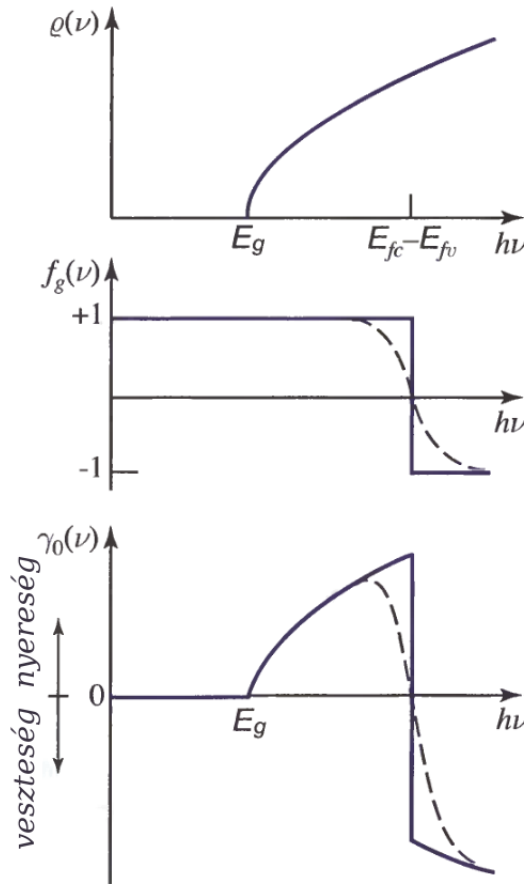
$$\frac{E_g}{h} < \nu < \frac{E_{fc} - E_{fv}}{h}. \quad (10.2)$$

Míg $h\nu < E_g$ esetén a közeg áteresztő, addig $h\nu > (E_{fc} - E_{fv})$ -re a közeg erősítő helyett gyengítő. A (10.2) egyenlet azt demonstrálja, hogy az erősítő sáv szélessége az $(E_{fc} - E_{fv})$ -vel és ennél fogva a pumpálási nívóval növekszik. (Atomi lézererősítőknél $\Delta\nu$ független a pumpálási nívótól.)

Az erősítési tulajdonságok kiszámítása jelentősen leegyszerűsödik, ha a termikus gerjesztéseket elhanyagolhatjuk (azaz, ha $T = 0$ K). A Fermi-függvények ekkor egyszerűen a következők lesznek: $f_c(E_2) = 1$, $E_2 < E_{fc}$ esetén, egyébként $f_c(E_2) = 0$; $f_v(E_1) = 1$, $E_1 < E_{fv}$ esetén, egyébként 0. Ebben az esetben a Fermi inverziós faktor az alábbi módon adható meg:

$$f_g(\nu) = \begin{cases} +1 & \text{ha } h\nu < E_{fc} - E_{fv} \\ -1 & \text{egyébként} \end{cases} \quad (10.3)$$

A $\varrho(\nu)$, $f_g(\nu)$ függvények és a $\gamma_0(\nu)$ erősítési-tényező sematikus ábrázolása látható a 10.2 ábrán. A $\gamma_0(\nu)$ rajza mutatja, hogy miképpen változik meg $\gamma_0(\nu)$ előjele, és hogyan válik veszteségi együtthatóvá, ha $h\nu > E_{fc} - E_{fv}$. A $\gamma_0(\nu)$ erősítési tényező ν -tól való függése ν^{-2} elegendően lassú változása következtében ($\nu^{-2} \approx \lambda^2$, lásd (10.1)) elhanyagolható. A véges hőmérséklet pedig kisimítja az $f_g(\nu)$ és $\gamma_0(\nu)$ függvények éles ugrásait, ahogy azt a 10.2 ábrán a szaggatott vonalakkal rajzolt görbék mutatják.



10.2. ábra. A $\varrho(\nu)$ optikai kombinált állapotsűrűségnek, az $f_g(\nu)$ inverziós faktornak és a $\gamma_0(\nu)$ erősítési tényezőnek az energiától való függése, $T = 0$ K-nél (folytonos görbék) és szobahőmérsékletnél (szaggatott vonallal kihúzott görbék). Az E_g és $E_{fc} - E_{fv}$ közötti energiájú fotonok lézeres erősítést generálnak.

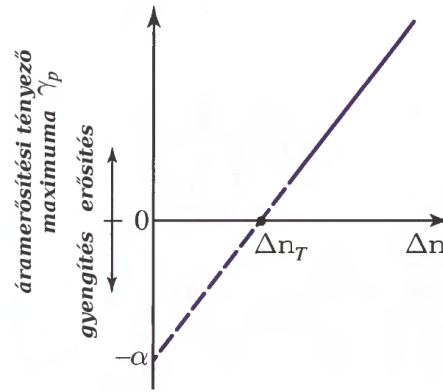
A $\gamma_0(\nu)$ erősítési tényező mind a szélességében, mind a nagyságában növekszik, amint az R pumpálási sebességet emeljük. Amint azt a (9.1)-ben feltettük, egy állandó R pumpálási sebesség (a cm^3 -ként és

szekundumonként injektált többlet elektron-lyuk párok száma), a $\Delta n = \Delta p = R\tau$ -val megegyezésben, az injektált elektron-lyuk párok stacionárius koncentrációját hozva létre, ahol τ az elektron-lyuk rekombináció élettartama, amelyik magában foglalja mind a sugárzásos, mind a nemsugárzásos összetevőket. Az elektronok $n = n_0 + \Delta n$ és a lyukak $p = p_0 + \Delta n$ stacionárius teljes koncentrációinak ismerete lehetővé teszi, hogy a (9.9)-(9.10) segítségével, meghatározzuk az E_{fc} és E_{fv} Fermi-nívókat. Ha pedig a Fermi-nívók ismereteseek, akkor a (10.1) alkalmazásával az erősítési tényező kiszámítható.

Az erősítési együttható összetett függése az injektált töltéshordozó-koncentrációtól, a félvezető erősítő (és lézer) analizálását egy kissé nehézkessé teszi. Emiatt szokás olyan empirikus közelítést alkalmazni, amelyben a $\gamma_0(\nu)$ erősítési tényező csúcserőteke lineárisan függ Δn -től, legalábbis a működési pont közelében lévő Δn értékekre. Az erősítési koeficiens γ_p csúcserőtekének függése Δn -től ekkor a következő lineáris összefüggéssel modellezhető:

$$\gamma_p \approx \alpha \left(\frac{\Delta n}{\Delta n_T} - 1 \right), \quad (10.4)$$

amelyet a 10.3 ábra illusztrál.



10.3. ábra. Az erősítési tényező γ_p csúcserőtekének függése az injektált töltéshordozó Δn koncentrációjától, lineáris modell közelítésben. Az α mennyiség a gyengítési tényező, injekció hiánya esetén, míg Δn_T az injektált töltéshordozónak azt a koncentrációját reprezentálja, amelyiknél az emisszió és az abszorpció éppen kiegyenlíti egymást.

Az α és Δn_T paraméterek úgy vannak megválasztva, hogy kielégítsék a következő megszorításokat:

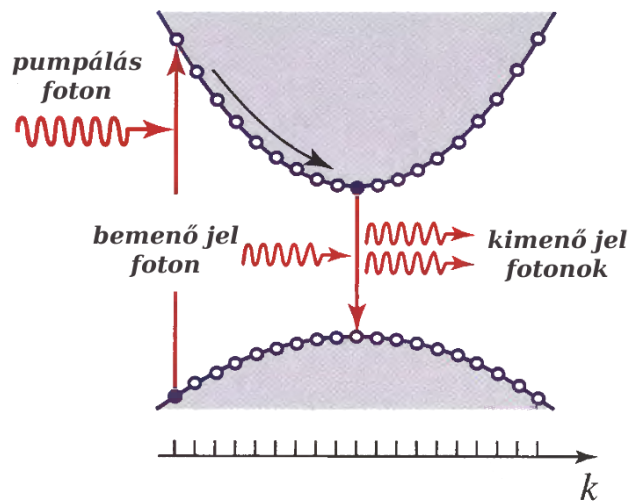
Amikor $\Delta n = 0$, $\gamma_p = -\alpha$, ahol α a félvezető abszorpciós koeficiensét jelenti, töltéshordozó injekció hiányában.

Ha $\Delta n = \Delta n_T$, akkor $\gamma_p = 0$. Ily módon, Δn_T az az injektált töltéshordozó koncentráció, amelynél az emisszió és az abszorpció kiegyenlítődik, úgy hogy az anyag áteresztő.

Az injektált töltéshordozó koncentrációt alulról felfelé növelve az áteresztés Δn_T értéke a félvezetőben a fény erős abszorpcióját [$f_g(\nu) < 0$] nagy erősítésű fényerősítővé [$f_g(\nu) > 0$] teszi. Ugyanaz a nagy átmeneti valószínűség, ami a félvezetőt jó abszorbeálóvá teszi, teszi jó erősítővé, amit az $r_{st}(\nu)$ (8.8) formulájának és $r_{ab}(\nu)$ (8.9) formulájának összehasonlításából érthetünk meg.

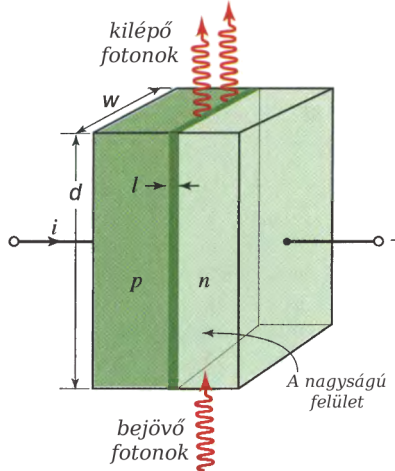
Pumpálás. Pumpálás érhető el külső fény alkalmazásával (l. 10.4 ábra), ha feltételezzük, hogy a foton-energia elegendően nagy ($> E_g$). A pumpált fotonok elnyelődése a félvezetőben, töltéshordozó

párok generálását eredményezi. A vezetési sáv alján lévő generált elektronok és a valenciasáv tetejénél lévő generált lyukak megszűnnek. Ha a sávon belüli relaxációs idő sokkal rövidebb, mint a sávok közötti relaxációs idő, rendszerint ilyen esetről van szó, akkor a sávok között stacionárius populáció-inverzió alakul ki.



10.4. ábra. Egy félvezető optikai erősítő optikai pumpálása.

Egy félvezető optikai erősítő pumpálására célszerű berendezés egy dióda, amelynek erősen adalékolt p-n átmenetében elektron-lyuk injekciót hozunk létre. Ugyanúgy, mint a LED-nél, az átmenet nyitóirányban van előfeszítve, így kisebbségi töltéshordozók injektálódnak az átmeneti tartományba (elektronok a p-típusú tartományba és lyukak az n-típusú tartományba). A 10.4 ábra egy nyitóirányban előfeszített, erősen adalékolt p-n átmenet energiasáv diagramját mutatja. A vezetési sáv és a valenciasáv E_{fc} és E_{fv} kvázi-Fermi nívói a vezetési- és a valenciasávokon belül fekszenek, és az átmeneti tartományon belül egy kvázi egyensúlyi állapot valósul meg. A kvázi-Fermi nívók eléggé jól szeparáltak, úgy hogy populáció-inverzió valósítható meg, nettó erősítés érhető el az $E_g \leq h\nu \leq E_{fc} - E_{fv}$ sáv szélességben, az átmeneti tartományon belül. Az aktív tartomány ℓ vastagsága a dióda egy fontos paramétere, amelyet lényegében véve a kisebbségi töltéshordozók diffúziós úthosszai határoznak meg, az átmenet mindkét oldalán. InGaAsP-ra az ℓ tipikus értékei: $1 - 3 \mu\text{m}$.



10.5. ábra. Egy egyszerű félvezető optikai erősítő geometriája. A töltéshordozók a p-n átmenetre merőlegesen terjednek, míg a fotonok az átmenet síkjában.

Ha i elektromos áramot injektálunk egy $A = wd$ területen keresztül egy ℓA térfogatba, ahol w és d a készülék szélessége és magassága (l. 10.5 ábra), akkor a stacionárius állapotú töltéshordozók injekciós sebessége $R = \frac{i}{e\ell A} = \frac{J}{e\ell}$ (per szekundum per térfogategység), ahol $J = \frac{i}{A}$ az injektált áramsűrűség. Az eredő injektált töltéshordozó koncentráció ekkor:

$$\Delta n = \tau R = \frac{\tau}{e\ell A} i = \frac{\tau}{e\ell} J. \quad (10.5)$$

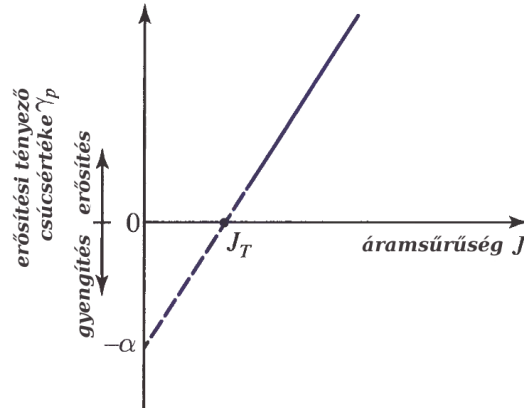
Eszerint az injektált töltéshordozó koncentráció közvetlenül arányos az injektált áramsűrűséggel. A (10.4)-ből és (10.5)-ből következik, hogy lineáris közelítésben az erősítési koefficiens csúcértéke lineárisan függ a J injektált áramsűrűségtől, azaz

$$\gamma_p \approx \alpha \left(\frac{J}{J_T} - 1 \right). \quad (10.6)$$

A J_T áteresztési áramsűrűséget a következő formula írja le:

$$J_T = \frac{e\ell}{\eta_i \tau_r} \Delta n_T, \quad (10.7)$$

ahol $\eta_i = \tau/\tau_r$ a belső kvantumhatásfokot jelenti. Ha $J = 0$, az erősítési tényező $\gamma_p = -\alpha$ csúcértéke átmegy a csillapodási (gyengülési) tényezőbe, amint az a 10.6 ábrán látható.



10.6. ábra. Az optikai erősítési tényező γ_p csúcsértéke, mint a J áramsűrűség függvénye, lineáris közelítésben. Amikor $J = J_T$ az anyag átlátszó és nem mutat sem erősítést sem gyengítést.

Ha $J = J_T$, akkor $\gamma_p = 0$, az anyag áteresztő és nem mutat sem erősítést sem gyengítést. Eredő erősítés csak akkor érhető el, ha a J injektált áramsűrűség meghaladja a J_T áteresztőképességi értéket. Megjegyezzük, hogy J_T közvetlenül arányos az átmenet ℓ vastagságával, úgy hogy alacsonyabb J_T átteresztési áramsűrűséget keskenyebb aktív-tartomány vastagság alkalmazásával érhetünk el. Ez egy fontos szempont félvezető optikai erősítők (és lézerek) megtervezésekor.

Ha az aktív tartomány ℓ vastagságát pl. $2\ \mu\text{m}$ -ről mondjuk $0,1\ \mu\text{m}$ -re csökkentenénk (egy InGaAsP félvezető optikai erősítőnél), a J_T áramsűrűség egy 20-as faktossal csökkenne. Mivel arányosan kisebb térfogatot kellene pumpálni, ezért alacsonyabb injektált áramsűrűséggel hozhatjuk létre ugyanazt az erősítést. Az aktív tartomány vastagságának egy ilyen csökkentése azonban egy lehetséges problémát vet fel, hiszen az elektronok és lyukak diffúziós úthossza pl. az InGaAsP-ban néhány μm és így a töltéshordozók ezen keskenyebb tartományon kívülre tudnának diffundálni. A töltéshordozókat azonban heteroszerkezetű eszköz alkalmazásával „bezárhatjuk” egy olyan aktív tartományba, amelynek vastagsága kisebb a diffúziós úthosszuknál. Valójában ezzel egyidejűleg még a fényt is bezárhatjuk egy ilyen szerkezetbe, amely további előnyökkel jár.

Heteroszerkezetek. A kettős heteroszerkezet koncepciójának az a lényege, hogy a p-n átmenet mindkét oldalán kialakul egy heteroátmeneti potenciálgát, így biztosítva egy potenciálgödrt, amely viszont korlátozza azt a távolságot, ameddig a kisebbségi töltéshordozók diffundálhatnak. Még vékonyabb tartományok érhetők el kvantum-gödör eszközök alkalmazásával.

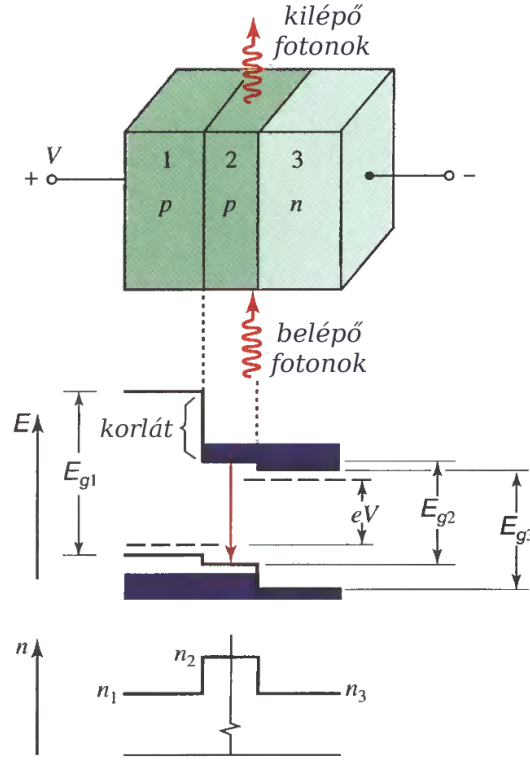
Egyidejűleg az erősített optikai nyaláb is bezárható, ha az aktív réteg anyaga oly módon van kiválasztva, hogy törésmutatója kissé nagyobb, mint a két környező rétegé. Ebben az esetben a struktúra úgy hat, mint egy optikai hullámvezető.

A kettős heteroszerkezet konstrukció ennél fogva három különböző rácsilleszkedésű réteget igényel, amint ezt a 10.7 ábra illusztrálja.

A félvezető anyagokat oly módon választjuk ki, hogy E_{g1} és E_{g3} nagyobb legyen, mint E_{g2} , amely biztosítja a töltéshordozó bezárást; továbbá hogy n_2 nagyobb legyen, mint n_1 és n_3 , amely viszont biztosítja a fény bezárás feltételét. Az aktív réteget (2.-réteg) egészen vékonyra ($0,1 - 0,2\ \mu\text{m}$) készítik, hogy az átteresztés J_T áramsűrűsége minimális és ennél fogva az erősítési tényező γ_p csúcsértéke maximális legyen. A stimulált emisszió a 2. és 3. réteg közötti p-n átmenetben megy végbe.

További előnye ennek a konstrukciónak, hogy az 1. és 3. réteg nem képes az irányított fotonokat

abszorbeálni, mivel ezeknek a rétegeknek, az E_{g1} és E_{g3} tiltott energiasávjai szélesebbek, mint a foton-energia ($h\nu = E_{g2} < E_{g1}, E_{g3}$), így csökken a veszteség is.



10.7. ábra. Energia-sáv diagram és törésmutató, a hely függvényében egy kettős heteroszerkezetű félvezető optikai erősítő esetén.

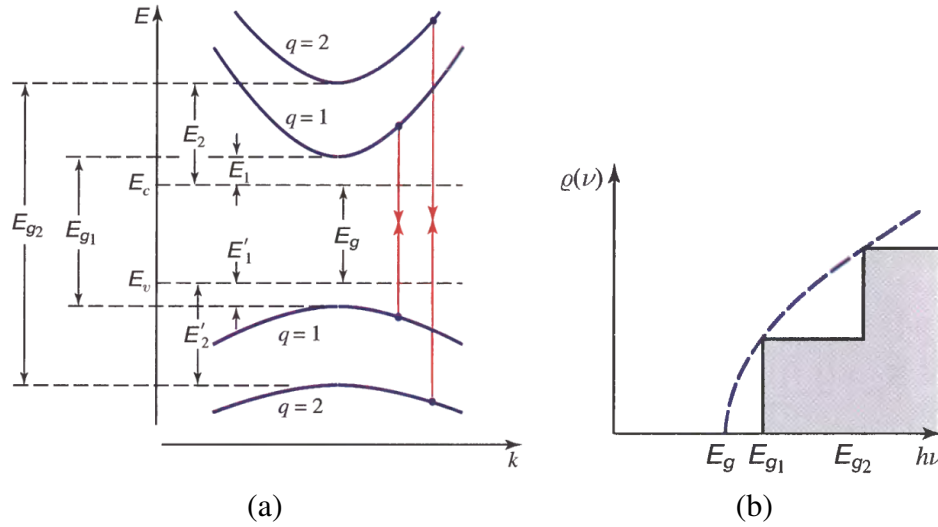
- 1.-réteg: p-típusú, a tiltott sáv szélessége E_{g1} , törésmutatója n_1 ,
- 2.-réteg: p-típusú, a tiltott sáv szélessége E_{g2} , törésmutatója n_2 ,
- 3.-réteg: n-típusú, a tiltott sáv szélessége E_{g3} , törésmutatója n_3 .

Kvantum-gödör struktúrák. Ha az aktív réteg vastagságát még tovább csökkentjük, mondjuk 5 – 10 nm-re (ami kisebb, mint egy termikus elektron de Broglie hullámhossza), akkor a kvantum-effektusok játszanak kulcs szerepet. Mivel egy kettős heteroszerkezetben az aktív réteg tiltottsáv energiája kisebb, mint a környező rétegeké, a struktúra ekkor, mint egy kvantum-gödör működik, és úgy hivatkozunk rá, mint egy **kvantum-gödör készülékre**.

Egy kvantum-gödör sáv szerkezete és az $(E-k)$ energia-impulzus összefüggései különböznek a tömbi anyagéitól. A vezetési sáv számos alsávra hasad, amelyeket $q = 1, 2, \dots$ kvantumszámokkal indexelünk, és velük együtt a megfelelő energia-impulzus összefüggéseket és állapotsűrűségeket is. Ezeknek az alsávoknak a legalsó részei $E_c + E_q$ energiával rendelkeznek, ahol $E_q = \hbar^2(q\pi/\ell)^2/2m_c$, $q = 1, 2, \dots$, az m_c effektív tömegű elektron energiáit jelenti, egy ℓ vastagságú egydimenziós kvantum-gödörben. Mindegyik alsáv egy parabolikus $E - k$ összefüggéssel és egy konstans állapotsűrűséggel rendelkezik, amely független az energiától. A ϱ_c össz-állapotsűrűség a vezetési sávban, ennél fogva egy lépcsőzetes eloszlást feltételez, $E_c + E_q$, $q = 1, 2, \dots$ energiaugrásokkal. A valenciasáv hasonlóan alsávokkal bír, $E_v - E'_q$

energiáknál, ahol $E'_q = \hbar^2(q\pi/\ell)^2/2m_v$ egy m_v effektív tömegű lyuk energiái, egy ℓ vastagságú kvantum-gödörben.

A fotonoknak elektronokkal és lyukakkal való kölcsönhatásai egy kvantum-gödörben ugyancsak elég tesznek a vezetési és a valenciasávok közötti átmenetekre érvényes energia- és impulzus megmaradási tételeknek. Az átmenetknél meg kell hogy maradjon a q kvantumszám is, amint ezt a 10.8 ábra illusztrálja. A tömbi félvezetőkre érvényes átmeneti valószínűségekre és az erősítési tényezőkre vonatkozó kifejezések, alkalmazhatóak kvantum-gödör szerkezetekre is, ha az E_g tiltotsáv energiát egyszerűen helyettesítjük az $E_{gq} = E_g + E_q + E'_q$ alsávok közötti energiarésszel, és egy konstans állapotsűrűséget használunk nem pedig az energia négyzetgyökével arányos kifejezést. A teljes erősítési tényező az összes alsáv által szolgáltatott erősítési tényezők összege.



10.8. ábra. (a) Különböző alsávok $E - k$ relációi. (b) Optikai kombinált állapotsűrűség egy kvantum-gödör struktúrára (folytonos lépcső alakú görbe) és egy tömbi félvezetőre (szaggatott görbe). Az első ugrás az $E_{g1} = E_g + E_1 + E'_1$ energiánál fordul elő (ahol E_1 és E'_1 egy elektron és egy lyuk legalacsonyabb energiái egy kvantum-gödörben).

Állapotsűrűség. Vizsgáljuk a q kvantumszámú két alsáv közötti átmenetet. Az energia és az impulzus megmaradásának biztosításához egy $h\nu$ energiájú foton a felső alsávban egy $E = E_c + E_q + \left(\frac{m_r}{m_c}\right)(h\nu - E_{gq})$ energiájú állapottal, az alsóban pedig egy $E - h\nu$ energiájú állapottal kerüljön kölcsönhatásba. A $\varrho(\nu)$ optikai kombinált állapotsűrűség $\varrho_c(E)$ -ből a $\varrho(\nu) = (dE/d\nu)\varrho_c(E) = (hm_r/m_c)\varrho_c(E)$ révén kapható meg. Az (5.8)-ból következik, hogy

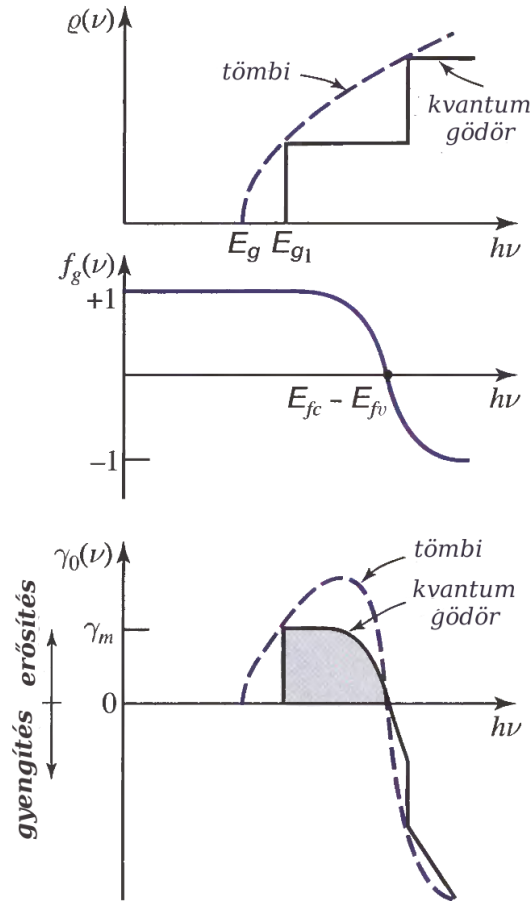
$$\varrho(\nu) = \begin{cases} \frac{hm_r}{m_c} \frac{m_c}{\pi\hbar^2\ell} = \frac{2m_r}{\hbar\ell}, & h\nu > E_g + E_q + E'_q \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases} \quad (10.8)$$

Minden alsáv ($q = 1, 2, \dots$) közötti átmenetet beleszámítva, egy lépcsőzetes eloszlású $\varrho(\nu)$ sűrűséget kapunk, ahol a lépcsők az ugyanazon kvantumszámú alsávok közötti energiaréseknél vannak (l. 10.8 ábra).

Erősítési tényező. A készülék erősítési tényezőjét a szokásos kifejezés adja:

$$\gamma_0(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r} \varrho(\nu) f_g(\nu), \quad (10.9)$$

ahol az $f_g(\nu)$ Fermi inverziós faktor a kvázi-Fermi nívóktól és a hőmérséklettől függ, és ugyanaz tömbi és kvantum-gödör lézerekre. A $\varrho(\nu)$ állapotsűrűség azonban különbözik a két esetben. A $\varrho(\nu)$, $f_g(\nu)$ és a szorzatuk frekvencia függése látható a 10.9 ábrán kvantum-gödörre és tömbi kettős heteroszerkezetű konfigurációra. A kvantum-gödör szerkezet egy kisebb csúcsértékű erősítő koefficienssel és egy keskenyebb erősítési profillal rendelkezik.



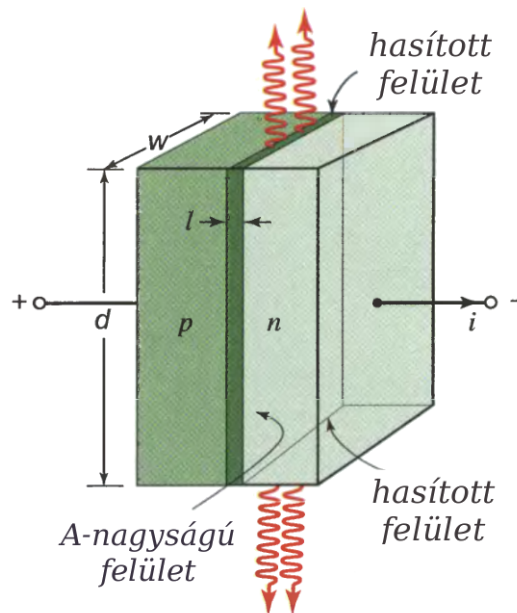
10.9. ábra. A $\varrho(\nu)$ állapotsűrűség, az $f_g(\nu)$ Fermi inverziós faktor és a $\gamma_0(\nu)$ erősítési tényező kvantum-gödörben (folytonos vonal) és tömbi szerkezetekben (szaggatott vonal).

A 10.9 ábra konstrukciójában feltesszük, hogy a $\varrho(\nu)$ lépcsős függvénynek csak egy lépcsője van ($E_{fc} - E_{fv}$ -nél kisebb energiánál. Ez az eset fordul elő a szokásos injekciós feltételek mellett. A γ_m maximális erősítést ekkor az $f_g(\nu) = 1$ és $\varrho(\nu) = 2m_r/\hbar\ell$ (10.9)-be való behelyettesítésével kapjuk meg:

$$\gamma_m = \frac{\lambda^2 m_r}{2\tau_r \hbar \ell}. \quad (10.10)$$

10.2. Lézer-diódák (LD) általános jellemzői

A **lézer dióda**, vagy **dióda lézer**, vagy **félvezető injekciós lézer** egy félvezető optikai erősítő, amely rendelkezik egy optikai visszacsatolási mechanizmussal. Az optikai visszacsatolást tükrök biztosítják, amelyeket rendszerint a kristálysíkok mentén hasított félvezető anyaggal valósítanak meg. A kristály és a környező levegő közötti éles törésmutató különbség okozza azt, hogy a hasított felületek, mint visszaverő felületek (reflektorok) hatnak. Ily módon a félvezető kristály úgy hat mint egy erősítő anyag és mint egy Fabry-Perot féle optikai rezonátor, amint ezt a 10.10 ábra illusztrálja.



10.10. ábra. Áteresztő irányban előfeszített lézer dióda, két párhuzamos felülettel, amelyek reflektorokként hatnak.

Feltételezve, hogy az erősítési tényező eléggé nagy, a visszacsatolás az optikai erősítőt optikai oszcillátorrá, azaz lézerré teszi.

A lézer dióda (LD) jelentős hasonlóságot mutat a fény-emittáló diódához (LED). Mindkét készülékben az energiaforrás egy p-n átmenetbe injektált elektromos áram. Azonban egy LED-ből emittált fény spontán emisszió révén generálódik, míg az LD-ből a fény stimulált emisszióból származik.

A lézer diódák számos előnnyel rendelkeznek más lézer típusokhoz képest: nagy a teljesítményük, magas a hatásfokuk, kicsi a méretük, kompatibilisek a félvezető integrált áramkörökkel, kényelmesen pumpálhatók és modulálhatók az elektromos áram injekciója révén. A lézer diódákat számos célra alkalmazzák.

Lézer erősítés. Egy félvezető optikai erősítő $\gamma_0(\nu)$ erősítési tényezője rendelkezik egy γ_p csúcsértékkel, amely megközelítőleg arányos az injektált töltéshordozó koncentrációval, amely viszont arányos az injektált J áramsűrűséggel. Ily módon amint azt (10.6)-ben és (10.7)-ben feltételeztük és a 10.6 ábrán illusztráltuk:

$$\gamma_p \approx \alpha \left(\frac{J}{J_T} - 1 \right), \quad J_T = \frac{e\ell}{\eta_i \tau_r} \Delta n_T, \quad (10.11)$$

ahol τ_r a sugárzásos elektron-lyuk rekombinációs élettartam, $\eta_i = \tau/\tau_r$ a belső kvantum hatásfok, ℓ az aktív tartomány vastagsága, α a termikus-egyensúlyi abszorpciós koefficiens, és Δn_T az injektált töltéshordozó koncentráció és J_T az az áramsűrűség, amely a félvezető átlátszóvá tevéséhez éppen szükséges.

Visszacsatolás. A visszacsatolást gyakran az átmenet síkjára merőleges hasított kristálysíkok, vagy a kristály két párhuzamos, polírozott felülete révén nyerjük. Ekkor a 10.10 ábrán illusztrált p-n átmenet aktív tartománya, mint egy d hosszúságú és ℓw keresztmetszetű síktükrös optikai rezonátorul is szolgál. A félvezető anyagok tipikusan nagy törésmutatójúak, úgy hogy a reflexióképesség a félvezető-levegő határnál a következő, jelentős értéket veszi fel:

$$\mathcal{R} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (10.12)$$

Így, ha a közeg erősítése elegendően nagy, a törésmutató diszkontinuitása maga egy megfelelő reflektáló felületként szolgálhat és nincs szükség külső tükrökre. Pl. GaAs-re, $n = 3,6$, ily módon (10.12) szerint: $\mathcal{R} = 0,32$.

Rezonátor veszteségek. A rezonátor veszteség fő forrása a kristály-felületénél fellépő részleges (parciális) reflexióból származik. Ez a veszteség alakítja a transzmittált hasznos lézerfényt. A d -hosszúságú rezonátorra a reflexiós veszteségi együttható a következő kifejezéssel adható meg:

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} = \frac{1}{2d} \ln \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \right). \quad (10.13)$$

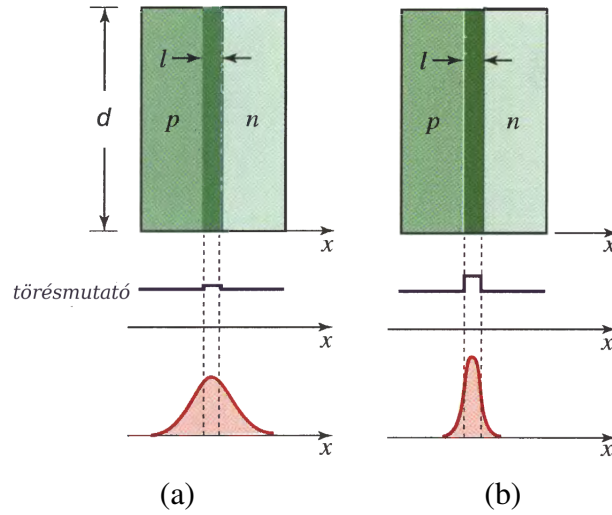
Ha a két felület reflexióképessége ugyanaz ($\mathcal{R}_1 = \mathcal{R}_2 = \mathcal{R}$), akkor $\alpha_m = (1/d) \ln(1/\mathcal{R})$. A teljes veszteségi tényező az alábbi módon írható:

$$\alpha_r = \alpha_s + \alpha_m, \quad (10.14)$$

ahol α_s a veszteség egyéb forrásait reprezentálja, és magába foglalja a félvezető anyag szabad töltéshordozóinak az abszorpcióját és az optikai inhomogenitásból eredő szórást. Az α_s mennyiség növekszik, amint a heteroszerkezetben a szennyezések és a belső határfelületi tökéletlenségek koncentrációja növekszik. Értéke $10 - 100 \text{ cm}^{-1}$ nagyságrendű.

Az optikai szórás által okozott veszteségeket fenomenológiailag figyelembe lehet venni egy Γ **bezárási faktor** definiálásával, amely az optikai energiának azt a tört részét reprezentálja, amely az aktív réteg belsejében marad (10.11 ábra). Tételezzük fel, hogy az aktív tartományon kívül az energia teljesen elvész, akkor a Γ ennél fogva egy olyan faktor, amely révén az erősítési tényező lecsökken, vagy másképp fogalmazva, egy olyan faktor, amely révén a veszteségi tényező növekszik. A (10.14) egyenletet ennél fogva módosítani kell, hogy ezt a növekedést tükrözze:

$$\alpha_r = \frac{1}{\Gamma} (\alpha_s + \alpha_m). \quad (10.15)$$



10.11. ábra. A lézerfény térbeli kiszélesedése az átmenet síkjára merőleges irányban: (a) homoszerkezetre, és (b) heteroszerkezetre.

Az erősítés feltétele: lézer-küszöb. A lézer-oszcilláció feltétele az, hogy az erősítés meghaladja a veszteséget: $\gamma_p > \alpha_r$. A küszöb erősítési tényező ennélfogva: α_r . A (10.11)-ben $\gamma_p = \alpha_r$ és $J = J_t$ értékeket helyettesítve, az injektált áramsűrűség J_t küszöbértékére azt kapjuk, hogy

$$J_t = \frac{\alpha_r + \alpha}{\alpha} J_T, \quad (10.16)$$

ahol az áteresztési áramsűrűség a következő értéket veszi fel:

$$J_T = \frac{e\ell}{\eta_i \tau_r} \Delta n_T. \quad (10.17)$$

Ez azt az áramsűrűséget jelenti, amelynél a közeg éppen átlátszóvá kezd válni. A J_t küszöb áramsűrűség $(\alpha_r + \alpha)/\alpha$ -szorosa a J_T áteresztési áramsűrűségnek, és ha $\alpha \gg \alpha_r$, akkor $J_t \approx J_T$. Mivel $i = JA$, ahol $A = wd$ az aktív tartomány keresztmetszetének területe, definiálhatunk $i_T = J_T A$ és $i_t = J_t A$ áramokat, amelyek a közeg áteresztésének és a lézer oszcillációs küszöb eléréséhez szükséges áramoknak felelnek meg.

A J_t küszöb áramsűrűség kulcsfontosságú paraméter a lézer-dióda viselkedésének jellemzésére; kisebb J_t értékek szuperteljesítést jeleznek. A (10.15) és (10.16) szerint, J_t minimális, ha az η_i belső kvantumhatásfok maximális, valamint ha az α_r rezonátor veszteségi tényező, a Δn_T áteresztési injektált töltéshordozó koncentráció és az ℓ aktív réteg vastagság minimális.

Mivel a Δn_T és α paraméterek a (10.11) formulákban hőmérséklet függőek, a J_t küszöb áramsűrűség és az erősítés csúcsértékének frekvenciája szintén az. A hőmérséklet szabályozásával a lézer kimenet stabilizálható, és a kimenet frekvenciája módosítható.

Belső foton-fluxus. Ha a lézer áramsűrűségét a küszöbérték fölé növeljük (azaz $J > J_t$), az erősítő γ_p csúcs erősítési tényezője meghaladja az α_r veszteségi tényezőt. A stimulált emisszió ekkor ellensúlyozza az abszorpciót és más rezonátor veszteségeket; úgy hogy elkezdődhet az oszcilláció és a Φ foton-fluxus a

rezonátorban növekedhet. A stacionárius állapotú Φ belső foton-fluxus arányos az R pumpálási sebesség és az R_t küszöb pumpálási sebesség közötti különbséggel. Mivel $R \propto i$ -vel és $R_t \propto i_t$ -vel, a (10.5) szerint a Φ -re azt írhatjuk, hogy

$$\Phi = \begin{cases} \eta_i \frac{i - i_t}{e}, & i > i_t \\ 0, & i \leq i_t \end{cases}. \quad (10.18)$$

Ily módon a stacionárius állapotú lézer belső foton-fluxusa (az aktív tartományon belül szekundumonként generált fotonok száma) egyenlő azzal az elektronfluxussal (szekundumonként injektált elektronok számával), amely meghaladja a küszöbértékhez szükséges elektronfluxust, megszorozva ezt az η_i belső kvantum hatásfokkal.

A küszöböt meghaladó belső lézer teljesítmény a $P = h\nu\Phi$ összefüggés szerint függ a Φ belső foton-fluxustól, úgy hogy a következő formulát kapjuk:

$$P = \eta_i(i - i_t) \frac{1,24}{\lambda_0}, \quad (10.19)$$

ahol λ_0 -t μm -ben, i -t amperekben, és P -t wattokban fejezzük ki.

Kimenő foton-fluxus és hatásfok.

A lézer Φ_0 kimenő foton-fluxusa a Φ belső foton-fluxusnak és az η_e kinyerési hatásfoknak a szorzata. Utóbbi a tükrökön keresztülmennő hasznos fénnel kapcsolatos veszteségnek az α_r teljes rezonátor veszteséghez való viszonya. Ha csak az 1 tükrön keresztülmennő fényt alkalmazzuk, akkor $\eta_e = \alpha_{m1}/\alpha_r$; másrészt ha a mindkét tükrön keresztül menő fényt használjuk, akkor $\eta_e = \alpha_m/\alpha_r$. Az utóbbi esetben, ha mindkét tükrő ugyanazzal az $\mathcal{R}$ reflexióképességgel bír, akkor $\eta_e = [(1/d) \ln(1/\mathcal{R})]/\alpha_r$. A lézer kimenő foton-fluxusát ekkor a következő összefüggés írja le:

$$\Phi_0 = \eta_e \eta_i \frac{i - i_t}{e}. \quad (10.20)$$

A lézer kimenő foton-fluxusa és a küszöbérték feletti injektált elektron fluxusa közötti arányosságot, a (10.20)-ból leolvasható, **külső differenciális kvantum hatásfokként** ismert mennyiség adja:

$$\eta_d = \eta_e \eta_i. \quad (10.21)$$

Ily módon az η_d mennyiség a kimenő foton-fluxusnak a küszöb feletti injektált elektron-fluxusra vonatkozó változási sebességét reprezentálja:

$$\eta_d = \frac{d\Phi_0}{d(i/e)}. \quad (10.22)$$

A küszöb felett a lézer kimenő teljesítménye: $P = h\nu\Phi_0 = \eta_d(i - i_t)(h\nu/e)$, amelyet egyszerűbben a következőképpen írhatunk:

$$P_0 = \eta_d(i - i_t) \frac{1,24}{\lambda_0}, \quad (10.23)$$

ahol λ_0 μm -ben van kifejezve. Ezt az összefüggést **fény-áram görbének** nevezzük. A küszöb felett a görbe meredeksége a lézer **differenciális érzékenységeként** ismeretes, amelyet rendszerint W/A egységekben adunk meg:

$$\mathcal{R}_d = \frac{dP_0}{di} = \eta_d \frac{1,24}{\lambda_0}. \quad [\lambda_0(\mu\text{m}), P_0(\text{W}), i(\text{A})]. \quad (10.24)$$

Az η_c **teljesítmény-konverziós hatásfokot** úgy definiáljuk, mint az emittált lézerfény teljesítménynek és a kimenő iV elektromos teljesítménynek a hányadosát, ahol V az áteresztő irányban előfeszített diódára alkalmazott feszültség. Mivel $P_0 = \eta_d(i - i_t)(h\nu/e)$, így írhatjuk, hogy

$$\eta_c = \eta_d \left(1 - \frac{i_t}{i}\right) \frac{h\nu}{eV}. \quad (10.25)$$

Jóval a küszöb feletti működésre, amikor $i \gg i_t$, és $eV \approx h\nu$, azt kapjuk, hogy $\eta_c = \eta_d$.

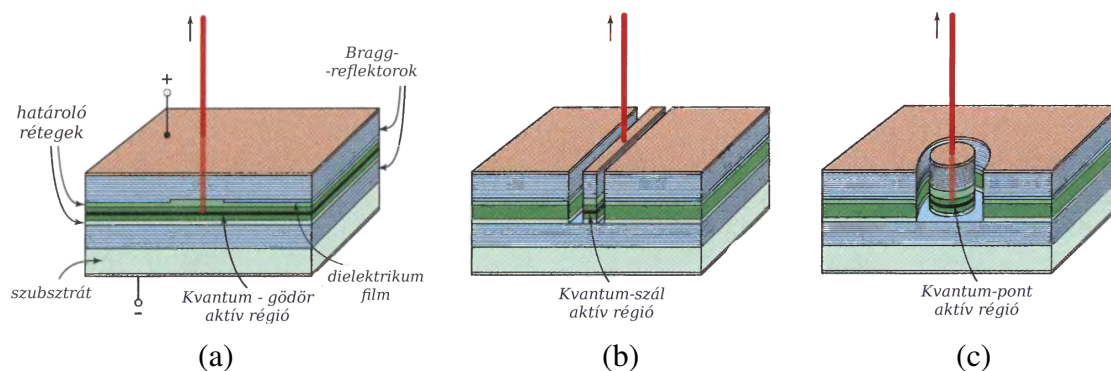
Összegezve, a lézer diódával kapcsolatosan négy féle hatásfokot különböztetünk meg:

- Az $\eta_i = r_r/r = \tau/\tau_r$ belső kvantumhatásfok, amely arról a tényről ad számot, hogy az elektron-lyuk rekombinációnak csak egy része sugárzásos.
- Az η_e kinyerési hatásfok, amely arról a tényről ad számot, hogy az üregből származó fénynek csak egy része hasznosul.
- Az $\eta_d = \eta_e \eta_i$ külső differenciális kvantumhatásfok, amelyik mind a két fenti effektust tartalmazza.
- Az η_c teljesítmény konverziós hatásfok, amelyik az emittált optikai teljesítménynek és a készülékhez szállított elektromos teljesítménynek a hányadosa.

10.3. Kvantum-korlátozott félvezető lézerek

A kvantum-korlátozott lézerek, amelyekben a töltéshordozók kisebb térbe vannak bezárva, mint egy termikus elektron de Broglie hullámhossza (≈ 50 nm, GaAs-ben), kiváló teljesítményt nyújtanak és a lézer diódák között a leggyakoribbak. Az 1-, 2- és 3-dimenzióban való bezáródás a kvantum-gödör, a kvantum-szál és a kvantum-pont konfigurációnak felel meg (l. 10.12 ábra).

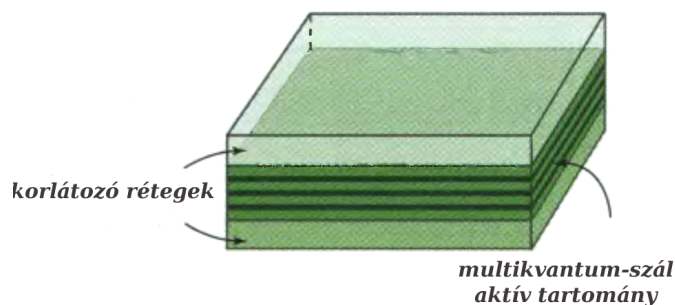
Amint egy félvezető struktúrája dimenzionálisan csökken, az erősítési-tényező görbék magassága növekszik és szélességük csökken, lehetővé téve alacsonyabb küszöbáramokat, magasabb külső differenciális kvantumhatásfokokat és keskenyebb lézer vonalszélességeket. Ugyanakkor azonban a kölcsönhatási tartomány térfogata csökken a mérettel, amely a kvantum-szál és a kvantum-pont lézerek esetén a kilépési teljesítmény csökkenésére vezet.



10.12. ábra. Kvantum-korlátozott lézerek sematikus reprezentációja (a) kvantum-gödör, (b) kvantum-szál, (c) kvantum-pont konfigurációkban. A töltéshordozók a korlátozó rétegek révén egy aktív tartományra korlátozottak és a Bragg-reflektorok tükrökként szolgálnak.

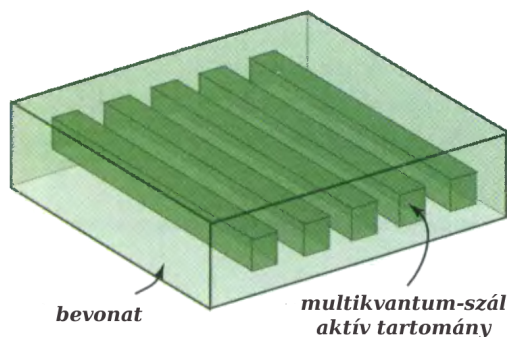
Kvantum-gödör és multikvantum gödör lézerek. A kvantum-gödör készülék, amelynek képe a 10.12 (a) ábrán látható, messze jobb teljesítményt nyújt, mint a kettős-heteroszerkezetű (DH) készülék. Az előny az egyetlen kvantum-gödör (SQW) kicsiny vastagságából ered, amely tipikusan $< 10\text{ nm}$; ez egy DH lézerdiódára vonatkozóan $\approx 100\text{ nm}$.

A több kvantum-gödör vagy multikvantum-gödör (MQW) lézer (10.13 ábra) egy nagyobb erősítési tényezőt szolgáltat, mint az egyetlen kvantum-gödör (SQW). Az erősítési tényező egy N számú gödörrel bíró MQW lézer esetében N -szerese az egyes gödrökének.



10.13. ábra. Egy multikvantum-gödör lézer aktív tartományának a sémája. A korlátozó (bezáró) rétegek a töltéshordozókat bezárják a kvantum-gödör tartományba.

Kvantum-szál és multikvantumszál lézerek. Kvantum-szálak szintén szolgálhatnak egy félvezető lézer aktív tartományaként (l. 10.12 (b) ábra). A **multikvantum-szál lézer** kvantumszálak sorából áll (l. 10.14 ábra).



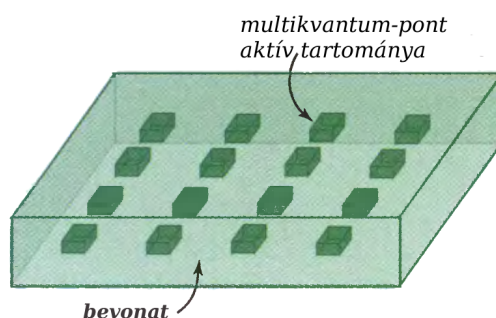
10.14. ábra. Egy multikvantum-szál lézer aktív tartományának sémája. A fény a szokásos módon emitálódik minden irányban, jóllehet a lézer emisszió a felületvégekre korlátozódhat, megfelelő rezonátort használva.

Elvileg, a multikvantum-szál lézerek keskenyebb vonalszélességet adnak, mint a kvantum-gödör lézerek, a szorosabb töltéshordozó bezárás következtében. Azonban a III-V kvantumszál szerkezetek gyártása jócskán elmarad a kvantum-gödör szerkezetek gyártása mögött, mivel nehéz nagy szálsűrűséget elérni.

Kvantum-pont és multikvantum-pont lézerek. A kvantum-pontok, amelyeket kvantum dobozoknak

is neveznek, néha mint **nanokristályokra** is hivatkoznak rájuk, rendszerint kocka, gömb vagy gúla alakban készülnek. Tipikusan 1 – 10 nm tartományba eső méretekkel rendelkeznek (egy kocka alakú GaAs néhányszor 40000 atomot tartalmaz). A 10.12 (c) ábra egy kvantum-pont lézert ábrázol.

Egy kvantum-pont energia nívói az excitonjainak az energia nívói. Bár a nívók élesek a „dobozba bezártság” következményeként, az energiák erősen függenek a pont méretétől. A 10.15 ábrán egy multikvantum-pont lézer sematikus rajza látható.



10.15. ábra. Egy multikvantum-pont lézer aktív tartományának sémája. Mindegyik réteg tartalmaz (self-assembled) ön maga összeállított multikvantum pontokat. A saját-összeállítású kvantum pontok tipikus méretei a 10 – 50 nm tartományba esnek.

Kvantum-kaszád lézerek. Az eddig tárgyalt lézerek mindegyike sugárzásos elektron-lyuk rekombináción alapul. A fény keletkezése két töltéshordozó és egyetlen foton „ügye”: a vezetési sáv egy elektronjának a valenciasáv egy lyukával való kombinációja generál egy foton. A **kvantum kaszkád lézer (QCL)** ezzel szemben csak egyetlen töltéshordozót (az elektront) használ fel, de mindegyik elektron több foton generál. A QCL ennél fogva inkább unipoláris, mint bipoláris. Kvantum kaszkád lézerek kvantum-gödrök összekapcsolt sorozatából konstruálhatók.

Mikroüreges lézerek. A kvantum korlátozás a töltéshordozók bezárásán alapszik a térnek egy elektron de Broglie hullámhossz nagyságrendű tartományába (egy termikus elektronra GaAs-ben, $\lambda \approx 50$ nm). A **mikroüreges lézerek** ezzel szemben a fotonok bezárását foglalják magukban, az optikai hullámhossz $\lambda_0 \approx 1 \mu\text{m} \gg \lambda$) nagyságrendű térbeli tartományba. A **mikrorezonátorok** olyan rezonátorok, amelyekben a tér mérete a fény néhányszoros hullámhosszának a mérete, vagy kisebb, $d \approx \lambda$.

Félvezető lézereket a formák zavarbaejtően nagy változatosságában állítanak elő. Ezek olyan hullámhosszaknál működnek, amelyek a középső-ultraibolyától a távoli-infravörösre terjednek, és a kimenő teljesítményük nW és kW közötti tartományba esik. Lényegében véve manapság minden félvezető lézer az aktív tartományokat használja fel, ami kvantum korlátozott struktúrákat foglal magában.

Feladatok, példák

? 10.1 Feladat:

Áramküszöb kiszámítása InGaAsP-ra, homoszerkezetű lézerdióda esetén.

A homoszerkezetű lézerdióda rendelkezék a következő paraméterekkel:

$$\Delta n_T = 1,25 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3},$$

$$\alpha = 600 \text{ cm}^{-1},$$

$$\tau_r = 2,5 \text{ ns},$$

$$n = 3,5,$$

$$\eta_i = 0,5,$$

$$T = 300 \text{ K}.$$

Az átmenet méretei legyenek a következők:

$$d = 200 \mu\text{m},$$

$$w = 10 \mu\text{m},$$

$$\ell = 2 \mu\text{m}$$

Az átlátszósághoz szükséges áramsűrűség:

$$J_T = 3,2 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}.$$

Határozzuk meg az áramerősség küszöbértékét lézer oszcillációra!

10.1 Megoldás:

Felhasználva az $\mathcal{R} = [(n-1)/(n+1)]^2$ összefüggést:

$$\mathcal{R} = 0,31.$$

A megfelelő tükrö-veszteségi tényező:

$$\alpha_m = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{\mathcal{R}} \right) = 59 \text{ cm}^{-1},$$

és a korlátozó tényező: $\Gamma \approx 1$, a teljes veszteségi tényező: $\alpha_r = 118 \text{ cm}^{-1}$.

Ily módon az áramsűrűség küszöbértéke:

$$J_t = \frac{\alpha_r + \alpha}{\alpha} J_T = \left[\frac{(118 + 600)}{600} \right] \cdot (3,2 \cdot 10^4) = 3,8 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}.$$

A megfelelő áramerősség küszöbértéke:

$$i_t = J_t w d \approx 760 \text{ mA} .$$

? 10.2 Feladat:

Áramküszöb egy InGaAsP heteroszerkezetű lézerdiódára. Tekintsünk egy kettős heteroszerkezetű InGaAsP lézerdiódát. Rendelkezzen ez a lézer is ugyanolyan paraméterekkel, mint a 10.3.1 feladatban szereplő lézer, kivéve az aktív réteg vastagságot, amely legyen: $\ell = 0,1 \mu\text{m}$, az $\ell = 2 \mu\text{m}$ helyett. Ha feltételezzük, hogy a korlátozás tökéletes ($\Gamma = 1$), akkor az α_r rezonátor veszteségi tényezőre ugyanazok az értékek használhatók.

10.2 Megoldás:

Az áteresztési áramsűrűség ekkor a 20-ad részére korlátozódik:

$$J_T = 1600 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} .$$

Az áramsűrűség küszöb is mérsékeltebb értéket vesz fel:

$$J_t = 1915 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} .$$

A megfelelő áramerősség küszöbértéke:

$$i_t = 38 \text{ mA} .$$



Megjegyzés:

Két példa, kettős-heteroszerkezetű lézertióda erősítőre.

- **InGaAsP/InP kettős-heteroszerkezetű lézertióda erősítőre**

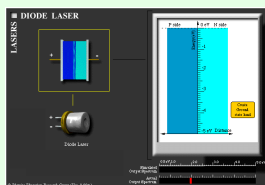
Az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ aktív réteget körülveszi az InP rétegei. Az x és y komponens paramétereit úgy választjuk meg, hogy az anyagok rácsai illeszkedjenek. A lézer működése az x és y értékek olyan tartományára korlátozódik, amelyre E_{g2} megfelel $1,1 - 1,7$ eV-nak.

- **GaAs/AlGaAs kettős-heteroszerkezetű lézertióda erősítőre**

Az aktív réteg (2-réteg) GaAs-ból ($E_{g2} = 1,42$ eV, $n_2 = 3,6$) készül. A környező rétegek (1 és 3) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -ból ($E_{g2} > 1,43$ eV és $n_2 < 3,6$) készülnek. Az erősítő tipikusan $0,82 - 0,88 \mu\text{m}$ hullámhossz tartományon belül működik, ha az AlGaAs komponens paraméter $x = 0,35 - 0,5$ tartományba esik.



10.1 Animáció:



Elsőként létre kell hozzuk a vezetési és valencia sávokat a "Create Ground State Band" és a "Create Excited State Band" gomb segítségével. A vezetési sáv világosabb festése a valencia sávhoz képest kisebb elektronkoncentrációt szimbolizálja. Második lépésként elhelyezzük a szennyezéseket a "Create Built in Voltage" gomb segítségével. Így az energiasáv diagrammon a jobb oldal sávjait a baloldali sávjaitól függetlenül állíthatjuk, ami megfelel a bal oldali rész n-típusú míg a jobb oldali rész p-típusú szennyezésének. Ezután az "Input Energy" csúszkával állíthatjuk be a diódára kapcsolt energia értékét.

<http://phys.educ.ksu.edu/vqm/html/diodelaser.html>

Irodalomjegyzék

- [44] G.P. Agrawal. *Semiconductor lasers: past, present, and future*. AIP series in theoretical and applied optics. AIP Press/American Institute of Physics, 1995.
- [45] P. Bhattacharya. *Semiconductor Optoelectronic Devices*. Prentice Hall, 1997.
- [46] H.C. Casey and B. Panish. *Heterostructure Lasers: Materials and operating characteristics*. Number 2. rész in Quantum Electronics—Principles and Applications. Academic Press, 1978.
- [47] W.W. Chow, S.W. Koch, and M.I. Sargent. *Semiconductor-Laser Physics*. Springer London, Limited, 2012.
- [48] L.A. Coldren, S.W. Corzine, and M.L. Mashanovitch. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2012.
- [49] J.P. Dakin and R.G.W. Brown. *Handbook of Optoelectronics (Two-Volume Set)*. Handbook of Optoelectronics. Taylor & Francis, 2010.
- [50] J. Gouar. *Optical communication systems*. Prentice-Hall international series in optoelectronics. Prentice Hall, 1993.
- [51] E. Kapon. *Semiconductor Lasers I: Fundamentals*. Number 1. k. in Optics and Photonics. Elsevier Science, 1999.
- [52] J. Kim, S. Somani, and Y. Yamamoto. *Nonclassical Light From Semiconductor Laser and LEDs*. Springer Series in Photonics, 5. Springer Verlag, 2001.
- [53] J. Liu. *Photonic Devices 2 Part Set*. Cambridge University Press, 2009.
- [54] S. Nakamura and S.F. Chichibu. *Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*. Taylor & Francis Group, 2000.
- [55] T. Numai. *Fundamentals of Semiconductor Lasers*. Springer Series in Optical Sciences. Springer, 2004.
- [56] J. Ohtsubo. *Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos*. Springer series in optical sciences. Springer Verlag, 2008.
- [57] J. Piprek. *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation*. Elsevier Science, 2003.
- [58] E. Rosencher and B. Vinter. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002.
- [59] D. Sands. *Diode Lasers*. Series in Optics and Optoelectronics Series. Taylor & Francis, 2010.
- [60] E.F. Schubert. *Light-Emitting Diodes*. Cambridge University Press, 2003.
- [61] T. Suhara. *Semiconductor Laser Fundamentals*. Optical Engineering Series. Marcel Dekker, 2004.
- [62] W.T. Tsang. *SEMICONDUCTORS & SEMIMETALS*. Number 2. rész in Semiconductors and semimetals. Elsevier Science, 1985.

IV. fejezet

Félvezető foton-detektorok



Bevezetés:

Ebben a fejezetben a fény elektromágneses energiáját elektromos energiává átalakító mechanizmussal, a félvezető fotoelektromos detektorok tulajdonságaival, továbbá a p-n, p-i-n szerkezetű és heteroszerkezetű fotodiódák működésével ismerkedhetünk meg.

A témánkat az alábbi csoportosításban vizsgáljuk:

- Fotoelektromos detektorok
- Fotodiódák



Előismeretek:

A bevezető I.-es fejezet, illetve a II. fejezet 7. pontja.

11. Fotoelektromos detektorok



Bevezetés:

Ebben a fejezetben megismerkedünk a fotoelektromos detektorokkal. Ezek olyan eszközök, amelyek mérik a foton-fluxust vagy az optikai teljesítményt az elnyelt fotonok energiájának mérhető formába való átalakítása révén. Ehhez az alábbi témákat tekintjük át:

- Külső és belső fotoeffektusok
- Félvezető fotodetektorok tulajdonságai
- Fotovezető detektorok

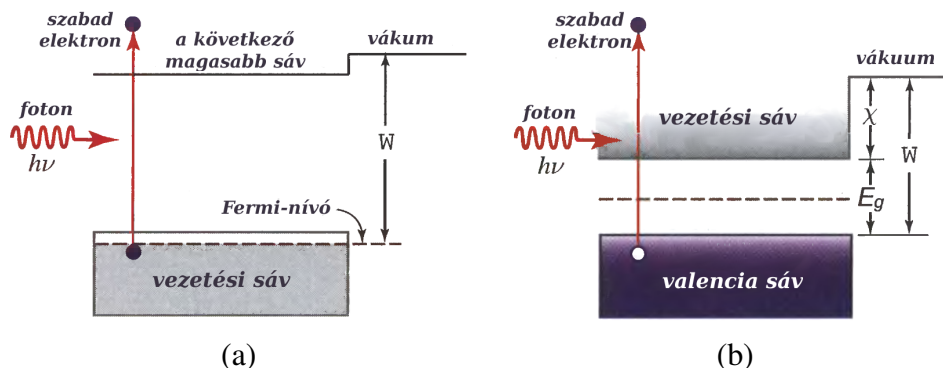
A fotodetektor egy olyan készülék, amely méri a foton-fluxust vagy az optikai teljesítményt az abszorbeált fotonok energiájának mérhető formába való átalakítása révén. A fotodetektorokat két alapvető osztályba szokás sorolni: vannak **fotoelektromos** és **termikus detektorok**.

A fotoelektromos detektorok működése a **fotoelektromos effektuson** vagy rövidebben **fotoeffektuson** alapul. Egy anyag által történő fotonabszorpció az elektronok magasabb energiájú nivókra való átmenetét okozza, létrehozva ily módon mozgékony töltéshordozókat. Elektromos tér hatására ezek a töltéshordozók mozognak és mérhető elektromos áramot hoznak létre. A fotoeffektus két formája létezik: külső és belső fotoeffektus. A **külső fotoeffektus** magában foglalja a **fotoelektromos emissziót**, amelyben a fotogenerált elektronok, mint szabad elektronok kiszabadulnak az anyagból. A **belső fotoeffektus** magában foglalja a **fotovezetőképességet** is, amelyben a gerjesztett töltéshordozók az anyagon belül maradnak, és megnövelik az anyag vezetőképességét.

A termikus detektorok a foton energiájának hővé való átalakítása alapján működnek. A termikus detektorok kevésbé hatékonyak és lassúbbak, mint a fotoelektromos detektorok. Azonban jelenleg gyártásuk és miniaturizálásuk tekintetében drámai fejlődés tapasztalható, és a képi alkalmazások területén a középső infravörös tartományban erősen versenyben vannak.

11.1. Külső és belső fotoeffektusok

Fotoelektron emisszió: Ha egy vákuumban lévő anyagot megvilágító foton energiája elegendően nagy, akkor a gerjesztett elektron az anyag felületének potenciálkorlátján keresztül kiszabadulhat az anyagból és a vákuumban mint szabad elektron mozoghat. Ezt a folyamatot, amelyet **fotoelektromos emisszió**nak (vagy fényelektromos jelenségnek) hívunk – egy fémre vonatkozóan – a 11.1 (a) ábrán illusztráltuk.



11.1. ábra. Fotoelektromos emisszió (a) egy fémből és (b) egy intrinsic félvezetőből. A tiltott sáv energiát, illetve az anyag elektron-affinitását E_g -vel, illetve χ -vel jelöljük, W a fotoelektromos kilépési munka. Mind a három mennyiséget rendszerint eV-ban adjuk meg.

A $h\nu$ energiájú beeső foton egy elektront felszabadít a részben betöltött vezetési sávból. Az energia megmaradásának elve megköveteli, hogy a Fermi-nívó alatti energiájú emittált elektronok, a következő maximális kinetikus energiával rendelkezzenek:

$$E_{max} = h\nu - W, \quad (11.1)$$

ahol a W **fotoelektromos kilépési munka** a vákuum-nívó és a fém Fermi-nívója közötti energiakülönbség. A (11.1) egyenlet Einstein fotoemissziós egyenleteként ismeretes. Csak abban az esetben tekinthetjük a (11.1)-ben a maximális kinetikus energiát jellemző mennyiségnek, ha az elektron kezdetben a Fermi-nívónál fekszik; a mélyebben fekvő elektron eltávolítása további energiát igényel, annyit

amennyi a Fermi-nívóig történő eljutásáig szükséges, így módon a kiszabadított elektron kinetikus energiáját ennyivel csökkenteni kell. A legalacsonyabb kilépési munka egy fémre (Cs) kb. 2 eV, úgyhogy a tiszta fémekből készült külső fotoeffektuson alapuló optikai detektorokat a spektrum látható és ultraibolya tartományaiban használják.

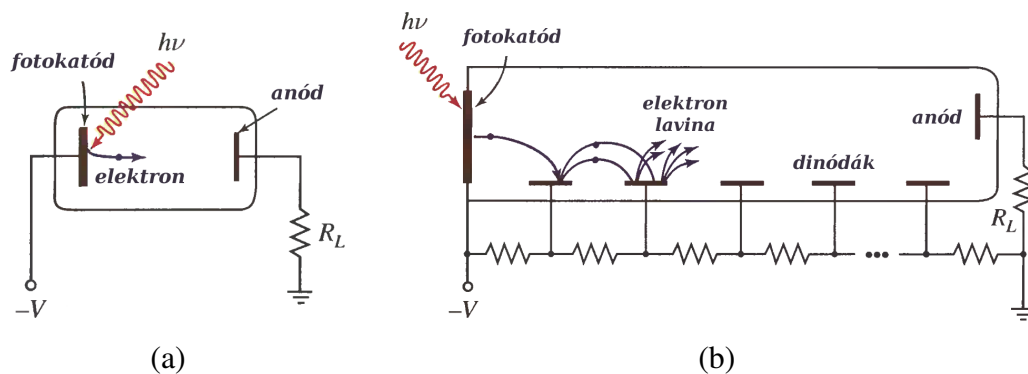
Egy intrinszc félvezető fotoelektromos emisszióját mutatja sematikusán a 11.1 (b) ábra. A fotoelektronok rendszerint a valenciasávból szabadulnak ki, ahol az elektronok bőségben vannak. A (11.1)-gyel analóg formula a következő:

$$E_{max} = h\nu - W = h\nu - (E_g + \chi), \quad (11.2)$$

ahol E_g a tiltott energiasáv szélessége, és χ az anyag elektron-affinitása (a vákuum nívó és a vezetési sáv alja közötti energiakülönbség). Az $E_g + \chi$ energia bizonyos anyagokra (például a NaKCsSb multialkáli vegyületekre) kisebb lehet, mint 1,4 eV, úgyhogy a félvezető fotoemissziós detektorok mind a spektrum közeli infravörös, mind pedig a látható és ultraibolya tartományában működhetnek.

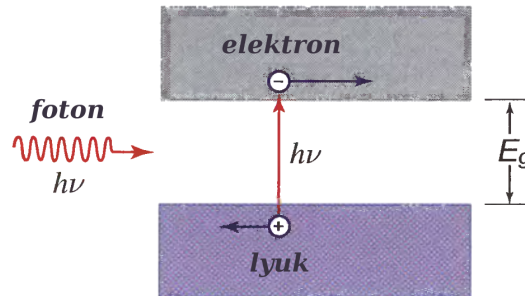
Kifejlesztettek **negatív-elektron-affinitású** (NEA) félvezetőket is, amelyekben a vezetési sáv széle a vákuum nívó felett fekszik az anyag tömbi részében, úgyhogy $h\nu$ -nek csak E_g -t kell meghaladnia, hogy fotoemisszió következzen be. A NEA detektorok, mint amilyen a Cs-mal borított GaAs, ennél fogva érzékenyebben reagálnak a hosszabb közeli-infravörös hullámhosszakra, továbbá jobb kvantum-hatásfokkal és kisebb sötét árammal működnek. Inhomogén anyagokból vagy oxidokból készült fotokatódok szintén használhatók a közeli infravörös tartományban, de csak $\approx 1 \mu\text{m}$ hullámhosszakig.

A fotoemisszió alapuló fotodetektorok legegyszerűbb formájukban vákuumcső alakúak, ezeket **vákuum-fotodiódáknak** vagy **fotocsöveknek** nevezik. A **fotokatód**nak nevezett fotoemissziós anyag felületéből elektronok emittálódnak és jutnak el egy magasabb potenciálú elektródra (anódra). A fény számára a fotokatód lehet átlátszatlan és működhet reflexiós módban (l. 11.2 (a) ábra), vagy lehet féligáteresztő és működhet transzmissziós módban (l. 11.2 (b) ábra). A katód és az anód közötti elektron-transzport eredményeként az áram arányos a foton-fluxussal, az áramkörben **fotoáram** keletkezik. A fotoemittált elektronok – **a szekunder emisszió** folyamatán keresztül – az elektronok lavináját hozhatják létre. Ez akkor fordul elő, ha a fotoelektronok ütköznek a csőben lévő félvezető vagy cézium-oxid felületek speciális helyeivel, ezeket **dinódáknak** nevezzük, és ezek fokozatosan növekvő potenciálon vannak. Az eredmény: a fotoáramnak egy 10^8 -as faktorral megnövelt erősítése. Ezt a hasznos készüléket (11.2 (b) ábra) **fotomultiplier (fotosokszorozó) csőnek** hívjuk (PMT). A PMT használható az egyes fotonok detektálására és megszámlálására is.



11.2. ábra. (a) Vákuum fotodióda egy reflexiós módban működő fotokatóddal. (b) Elektron-sokszorozó egy fotomultiplier csőben, transzmissziós módban működő féligáteresztő fotokatóddal.

Fotovezetőképesség. A legmodernebb fotodetektorok a belső fotoeffektus alapján működnek, amelyben a fotogerjesztett töltéshordozók (elektronok és lyukak) a mintán belül maradnak. A fotovezetőképességen alapuló detektorok az anyag elektromos vezetőképességében közvetlenül bekövetkező, fény-indukálta növekedésre építenek. Egy foton abszorpciója az intrinszc félvezetőben a valenciasávból a vezetési sávba gerjesztett szabad elektronok generálását eredményezi (11.3 ábra). Egyidejűleg egy lyuk generálódik a valenciasávban. Elektromos teret kapcsolva az anyagra, mind az elektronoknak, mind a lyukaknak az anyagon keresztüli transzportját eredményezi, és ennek következményeként az elektromos áramkörben áram jön létre.



11.3. ábra. Elektron-lyuk fotogeneráció egy félvezetőben.

A félvezető **fotodióda** detektor egy p-n átmenettel bíró struktúra, amely szintén a belső fotoeffektuson alapul. A kiürült rétegben abszorbeált fotonok elektronokat és lyukakat generálnak, amelyek ki vannak téve a rétegben belüli lokális elektromos térnek. A kétféle töltéshordozó ellentétes irányban áramlik. Ez a transzport folyamat a külső áramkörben elektromos áramot hoz létre.

Bizonyos fotodetektorokba eleve be vannak építve olyan belső erősítési mechanizmusok, amelyek a fotoáramot a detektoron belüli töltéshordozó-sokszorozódás révén erősítik, és így a jel könnyebben detektálható. Ha a kiürülési réteg elektromos tere egy fotodiódában elegendően nagyra növekszik az átmenetre kapcsolt nagy záróirányú előfeszültség alkalmazása révén, a generált elektronok és lyukak elegendő energiát szerezhetnek ahhoz, hogy további elektronokat és lyukakat szabadítsanak fel a rétegben belül ún. ütközési ionizációs folyamat által. Azokat a készülékeket, amelyekben ez a belső erősítési folyamat előfordul **lavina fotodiódáknak (APD-nek)** nevezzük. Az APD használható olyan alternatív lézer-erősítőként amelyekben az optikai jel a detektálás előtt erősítve van.

Az erősítő félvezető fotoelektromos detektorok működéséhez a következő három alapvető folyamat szükséges:

- *Generálás:* Abszorbeált fotonok generálnak szabad töltéshordozókat.
- *Transzport:* Egy alkalmazott elektromos tér a töltéshordozókat mozgásba hozza, aminek eredményeképpen a vezetőkörben áram folyik.
- *Erősítés:* Lavina fotodiódákban, nagy elektromos terek elegendően nagy energiát közölnek a töltéshordozókkal ahhoz, hogy ütközési ionizáció révén további szabad töltéshordozókat keltsenek. Ez a belső erősítési folyamat megnöveli a detektor érzékenységét.

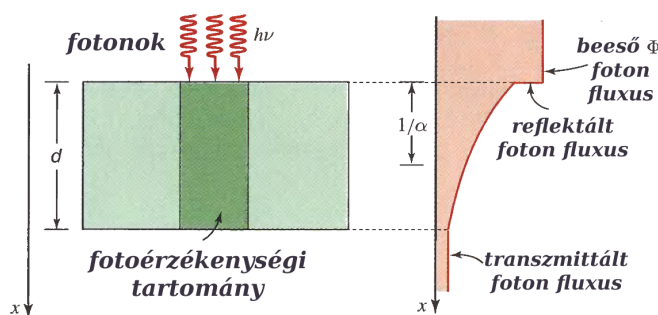
11.2. Félvezető fotodetektorok tulajdonságai

Vannak olyan általános tulajdonságok, amelyek az összes félvezető fotodetektorra jellemzőek. Mielőtt a fotonikában érdekes speciális fotodetektorokat részletesebben tanulmányoznánk, vizsgáljuk meg általános szempontból a fotoelektromos detektorok kvantum-hatásfokát, válaszérzékenységét és válasz-idejét.

A félvezető foton detektorok és a félvezető foton-források inverziós készülékek. A detektorok arra szolgálnak, hogy a készülékbe belépő foton-fluxust átalakítsák a készülékből kilépő elektromos árammá, a foton-források pedig éppen fordítva. Ugyanazokat az anyagokat gyakran használják mindkét típusú készülék gyártásánál.

Kvantumhatásfok. Egy fotodetektor η ($0 \leq \eta \leq 1$) **kvantumhatásfoka**, annak a valószínűsége, hogy egy a készülékre beeső foton egy fototöltéshordozó párt kelt, ami hozzájárul a detektor áramához. Ha sok foton esik be – rendszerint erről van szó – akkor η egyenlő lesz a detektor áramához hozzájáruló, a bejövő fotonok által keltett elektron-lyuk párok fluxusa osztva a beeső fotonok számával.

Nem minden beeső foton generál elektron-lyuk párokat, mivel nem abszorbeálódik mindegyikük. A 11.4 ábrán illusztráltuk, hogy a fotonok egy része reflektálódik a detektor felületénél, míg másik része nem feltétlenül abszorbeálódik, mivel az anyag nem eléggé mély. Továbbá a detektor felületének közelében keltett némely elektron-lyuk pár gyorsan rekombinálódik a felületenél lévő rekombinációs centrumok sokasága miatt, és ennél fogva nem járul hozzá a detektor áramához.



11.4. ábra. A felületi reflexió és a nem teljes abszorpció hatása a detektor η kvantumhatásfokára.

A kvantumhatásfok ennél fogva a következőképpen írható:

$$\eta = (1 - R)\zeta[1 - e^{-\alpha d}], \quad (11.3)$$

ahol R az optikai reflexióképesség a felületnél, ζ az elektron-lyuk pároknak az a része amelyik hozzájárul a detektor áramához, α az anyag abszorpciós koefficiense és d a fotodetektor mélysége. A (11.3) egyenlet három tényező szorzata:

- Az első tényező, $(1 - R)$, a készülék felületénél a reflexió hatását reprezentálja. A reflexió csökkenthető pl. antireflexiós borító réteg alkalmazásával. Az η kvantumhatásfok némely definíciói nem tartalmazzák a reflexiót a felületnél, ebben az esetben ezt külön kell vizsgálni.
- A második tényező, ζ , az elektron-lyuk pároknak azt a részét jelenti, amelyek sikeresen elkerülik a rekombinációt az anyag felületénél és hozzájárulnak a hasznos fotoáramhoz. A felületi rekombinációt csökkenteni lehet gondos anyagnövesztéssel és készüléktervezéssel.

- A harmadik tényező, $\int_0^d e^{-\alpha x} dx / \int_0^\infty e^{-\alpha x} dx = [1 - e^{-\alpha d}]$, reprezentálja a foton-fluxusnak azt a részét, amely az anyag tömbi részében abszorbeálódik.

Természetesen további veszteségek előfordulnak, ha a fény nem megfelelően fókuszálódik a készülék aktív tartományára.

A kvantumhatásfok függése a hullámhossztól. Az η kvantumhatásfok a hullámhossz függvénye, alapvetően azért mert az α abszorpciós koefficiens a hullámhossz függvénye. A félvezető anyag jellemzői meghatározzák azt a spektrális ablakot, amelyen belül η nagy. A szabad térbeli λ_0 hullámhossz elegendően nagy értékeire η kicsi, mivel abszorpció nem jöhet létre ha $\lambda_0 \geq \lambda_g = hc_0/E_g$ (a foton energiája ekkor kisebb, mint a tiltott sáv szélessége, az anyag átlátszó). A λ_g ily módon a félvezető anyag **hosszú-hullámú határa**. A λ_0 elegendően kicsiny értékeire az η szintén csökken, mivel akkor a legtöbb foton abszorbeálódik a készülék felületének közelében (pl. $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ -re a fény nagyobb része abszorbeálódik az $1/\alpha = 1 \mu\text{m}$ távolságon belül). A rekombinációs élettartam egészen rövid a felület közelében, úgyhogy a fototöltéshordozók rekombinálnának mielőtt felhalmozódnának.

Érzékenység. Egy fotodetektor érzékenysége a készülékben folyó i_p áramnak a készülékre eső P optikai teljesítményhez való viszonya. Ha minden foton generálna egy fototöltéshordozó párt a készülékben, akkor a Φ foton-fluxus (fotonok/szekundum) előállítana egy Φ elektronfluxust (elektronok/szekundum), a fotodetektor áramkörben, amely megfelel egy $i_p = e\Phi$ elektromos áramnak. Ily módon, egy $P = h\nu\Phi$ optikai teljesítmény (wattokban kifejezve) ν frekvenciánál $i_p = eP/h\nu$ elektromos áramot eredményezne.

Azonban, a fotonoknak csak egy η része állít elő detektált elektronokat, így az elektromos áram:

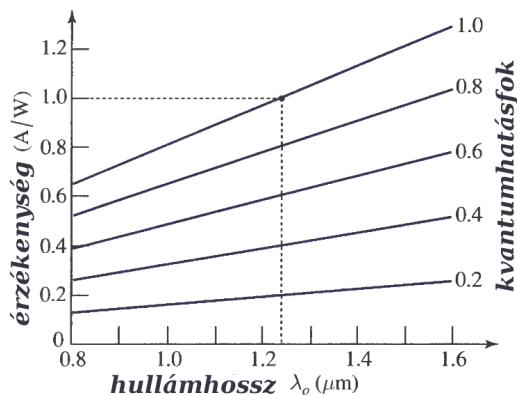
$$i_p = \eta e\Phi = \frac{\eta e P}{h\nu} \equiv \mathcal{R}P. \quad (11.4)$$

Az elektromos áram és az optikai teljesítmény közötti $\mathcal{R} = i_p/P$ arányossági tényező, amelynek egysége A/W, és a fotodetektor érzékenységének nevezzük:

$$\boxed{\mathcal{R} = \frac{\eta e}{h\nu} = \eta \frac{\lambda_0}{1,24}.} \quad (11.5)$$

($\mathcal{R}$ A/W-ban, λ_0 μm -ben.) Fontos, hogy különbséget tegyünk a fotodetektor érzékenysége (A/W) és a fényemittáló dióda érzékenysége (W/A) között.

Az érzékenység lineárisan arányos mind az η kvantumhatásfokkal, mind a szabad térbeli λ_0 hullámhosszal, amint az nyilvánvaló a (11.5) egyenletből és a 11.5 ábrából.



11.5. ábra. Az $\mathcal{R}(\text{A/W})$ érzékenység, mint a λ_0 hullámhossz függvénye az η kvantumhatásfok, mint paraméter különböző értékeire. Az $\eta = 1$ -re $\lambda_0 = 1,24 \mu\text{m}$ -nél $\mathcal{R} = 1 \frac{\text{A}}{\text{W}}$.

Készülékek erősítéssel. A fent bemutatott formulákat azzal a feltétellel kaptuk, hogy mindegyik fototöltéshordozó pár egy e -töltést hoz létre a fotoelektromos áramkörben. Azonban, számos készülék „ e ” helyett egy q töltést hoz létre az áramkörben. A G erősítést úgy definiáljuk, mint a generált áramköri elektronok átlagos száma:

$$G \equiv \frac{q}{e}. \quad (11.6)$$

Ez az egységnél nagyobb is, kisebb is lehet.

Erősítés esetén a (11.4)-ben és (11.5)-ben a fotoáramra és az érzékenységre adott formulákat módosítani kell. Ezekben az egyenletekben az e -t helyettesítsük $q = Ge$ -vel, akkor

$$i_p = \eta q \Phi = \eta G e \Phi = \frac{\eta G e P}{h\nu} \quad (11.7)$$

és

$$\mathcal{R} = \frac{\eta G e}{h\nu} = \eta G \frac{\lambda_0}{1,24}. \quad (11.8)$$

A G készülék-erősítés megkülönböztetendő a fotodetektor η hatásfokától, amely annak a valószínűsége, hogy egy beeső foton létrehoz egy detektálható fototöltéshordozó párt.

Válasz-idő. Egy konstans $\mathcal{E}$ elektromos teret kapcsolva egy félvezetőre (vagy fémre) a benne lévő töltéshordozók gyorsulni fognak. Természetesen eközben gyakran ütköznek az egyensúlyi helyzetük körül termikus rezgést végző rácсионokkal éppen úgy, mint a szennyezési ionokkal kapcsolatos kristályrácsban levő tökéletlenségekkel. Ezek az ütközések a töltéshordozók rendszertelen sebesség-változásait okozzák: az eredmény egy átlagos sebességű mozgás. Egy töltéshordozó átlagos sebessége: $v = a\tau_{\bar{u}}$, ahol $a = e\mathcal{E}/m$ az elektromos tér által létrehozott gyorsulás és $\tau_{\bar{u}}$ az ütközések közötti közepes idő, amelyik relaxációs időnek tekinthető. Eredményül, azt kapjuk, hogy a töltéshordozó az elektromos tér irányában áramlik egy $v = e\tau_{\bar{u}}\mathcal{E}/m$ közepes **drift (sodródási) sebességgel**, amelyet szokásosan a következő alakba írhatunk:

$$v = \mu\mathcal{E}, \quad (11.9)$$

ahol $\mu = e\tau_{\bar{u}}/m$ a **töltéshordozó mozgékonyága**.

A töltéshordozó mozgása a fotodetektorban áramot hoz létre egy külső áramkörben. Ahhoz, hogy meghatározzuk az $i(t)$ áramot, tekintsünk egy generált elektron-lyuk párt (amelyet pl. fotonabszorpció kelt) a w hosszúságú félvezető anyagban, egy tetszőleges x helyen. A félvezetőre kapcsoljunk V feszültséget (l. 11.6 (a) ábra). Irányítsuk figyelmünket az x irányú mozgásra és használjunk energiával kapcsolatos érvelést. Ha egy Q töltésű töltéshordozó (lyukra: $Q = e$, elektronra $Q = -e$ töltés) mozog dx távolságon dt idő alatt, az $\mathcal{E} = V/w$ nagyságú elektromos térnek a hatása alatt a végzett munka: $-Q\mathcal{E}dx = -Q(\frac{V}{w})dx$. Ennek a munkának egyenlőnek kell lennie a külső áramkörben folyó áram munkájával, az $i(t)Vdt$ -vel. Ily módon, $i(t)Vdt = -Q\frac{V}{w}dx$, amelyből $i(t) = -(Q/w) (\frac{dx}{dt}) = -(Q/w)v(t)$. Egy $v(t)$ drift sebességgel az x irányban mozgó töltéshordozó által létesített áram a külső áramkörben:

$$i(t) = -\frac{Q}{w}v(t). \quad (11.10)$$

Feltételezve, hogy a lyuk v_h sebességgel balra mozog, és az elektron v_e sebességgel jobbra, azt mondhatjuk, hogy a lyukáram: $i_h = -e(-v_h)/w$ és az elektronáram $i_e = (-1)(-e)v_e/w$, amint ez a 11.6 (b) ábrán illusztrálva van. Mindegyik töltéshordozó hozzájárul az áramhoz mindaddig, ameddig mozog. Ha a töltéshordozók folyamatosan mozognak, amíg el nem érik az anyagnak a széléit, a lyukak $\frac{x}{v_h}$ ideig mozognak, az elektronok $(w-x)/v_e$ ideig (l. 11.6 (a) ábra). Félvezetőkben, v_e általában nagyobb, mint v_h , úgyhogy a teljes válasz-idő: x/v_h . Az áram véges időtartamát **tranzit-időnek** nevezik, amely fontos korlátozó tényezője minden félvezető fotodetektor működési sebességének.

Azt hihetnénk, hogy a külső áramkörben generált töltés $2e$, ha egy foton egy elektron-lyuk párt generál egy fotodetektor anyagban, mivel kétféle töltésű töltéshordozó van. Valójában a generált töltés csupán e , amint azt a számítások mutatják. A külső áramkörben generált indukált q teljes töltés az i_e és i_h alatti területek összege:

$$q = e\frac{v_h}{w}\frac{x}{v_h} + e\frac{v_e}{w}\frac{w-x}{v_e} = e\left(\frac{x}{w} + \frac{w-x}{w}\right) = e. \quad (11.11)$$

Ez az eredmény független az x helyzettől, amelynél az elektron-lyuk párok létrejöttek.

Ohm törvénye. Egyenletes ρ töltéssűrűség esetén, az összes töltés egy fotodetektor anyagban ρAw , ahol A a keresztmetszet (l. 11.6 (a) ábra). A (11.10) egyenlet ekkor $i(t) = -(\rho Aw/w)v(t) = -\rho Av(t)$, úgy hogy az áramsűrűség az x irányban: $J(t) = -i(t)/A = \rho v(t)$. Ez az egyenlet vektor alakban a következő:

$$\mathbf{J} = \rho \mathbf{v}. \quad (11.12)$$

A (11.12)-őt kombinálva (11.9)-cel azt kapjuk, hogy $J = \sigma \mathcal{E}$, ahol σ a közeg vezetőképessége:

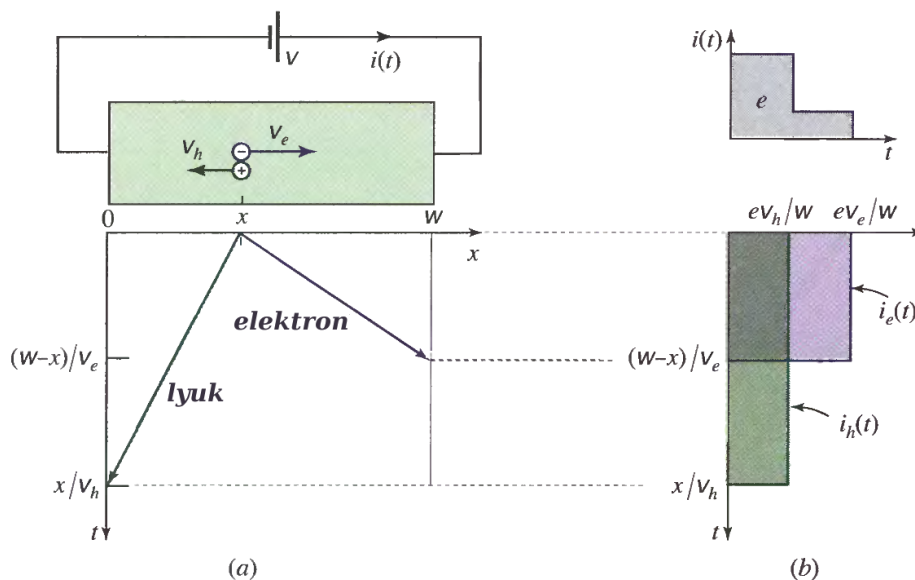
$$\sigma = \rho \mu = e \rho \tau_{\bar{u}}/m = N e^2 \tau_{\bar{u}}/m, \quad (11.13)$$

ahol N a töltéshordozók térfogategységenkénti száma. Általánosabban, a σ vezetőképesség egy tenzor és a $J = \sigma \mathcal{E}$ egyenlet vektoriális verziója az **Ohm törvény**:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{\mathcal{E}}. \quad (11.14)$$

Az A keresztmetszetű és w hosszúságú homogén vezető anyag töltéshordozóira a $J = \sigma \mathcal{E}$ a következőképpen írható: $i = (\sigma A/w)\mathcal{E}w = (\sigma A/w)V = GV = V/R$, ahol G , ill. R az anyag vezetőképessége, ill. ellenállása. Ezekkel a jelölésekkel a konfigurációban Ohm törvénye az alábbi alakban írható:

$$V = iR. \quad (11.15)$$



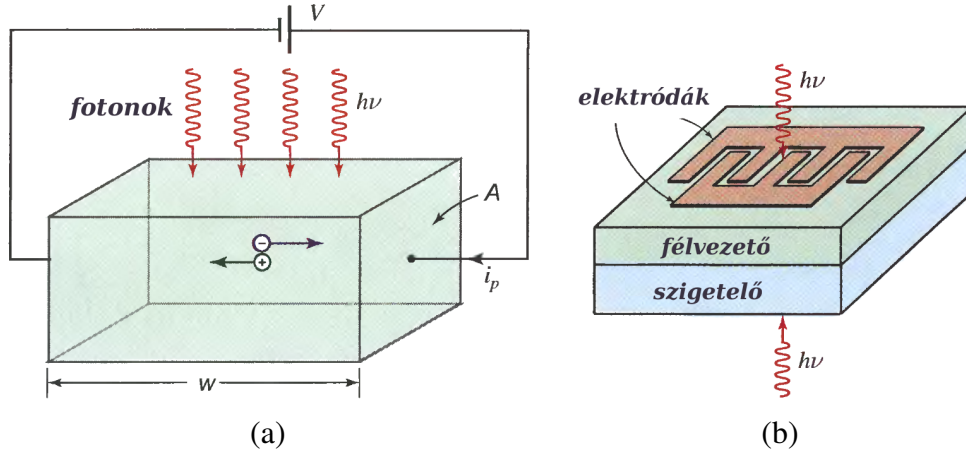
11.6. ábra. (a) Az x helyen generált elektron-lyuk pár. A lyuk balra áramlik v_h sebességgel, az elektron pedig v_e sebességgel jobbra. A folyamat akkor fejeződik be, amikor a töltéshordozók elérik az anyag széleit. (b) Az $i_h(t)$ lyuk-áram, az $i_e(t)$ elektronáram és az $i(t)$ teljes áram az áramkörben. A töltéshordozó páronként keltett teljes áram az áramkörben egyenlő e -vel.

Az RC-időállandó. A fotodetektor R ellenállása és C kapacitása egy újabb válaszidőt határoz meg, amely $\tau_{RC} = RC$ időkonstansként ismeretes. Az ellenállás és a kapacitás kombinációja az áram integrálására szolgálnak a detektor kimeneténél, és ezáltal meghosszabbodik az impulzus válaszfüggvény. Az impulzus válaszfüggvényt a tranzit-idő és az egyszerű RC idő-konstans kiterjedése jelenlétében az $i(t)$ áram és az $[1/RC] \exp(-t/RC)$ exponenciális függvény konvolúciója határozza meg.

11.3. Fotovezető detektorok

Amikor egy félvezető fotonokat abszorbeál, mozgékony töltéshordozók generálódnak (ideális esetben minden egyes abszorbeált foton egy elektron-lyuk párt generál). Az anyag σ elektromos vezetőképessége a Φ foton-fluxussal arányosan növekszik. Az anyagra kapcsolt külső feszültség forrás elektromos tere, az elektronok és lyukak transzportját idézi elő. Ez viszont egy mérhető elektromos áramot hoz létre az áramkörben, amint ezt a 11.7 (a) ábra illusztrálja. A **fotovezető detektorok** vagy mint i_p fotoáramot jelzők működnek (az i_p arányos a Φ foton-fluxussal), vagy azon az R ellenálláson eső feszültséget jelzik, amely az áramkörbe sorosan van kapcsolva. **Intrinsic anyagok.** Ha a foton energiája nagyobb, mint a félvezető tilos-sáv szélességének az energiája, a fotonok a sávból sávba való átmenet folytán abszorbeálódnak. Egy fotovezető készülék egy hasáb alakot vagy egy vékony film réteget képezhet.

Az anód és a katód kontaktusok kölcsönösen egymásba ékelődnek az anyagnak ugyanazon a felületén, hogy ily módon maximalizálják az anyagra érkező fény mennyiségét, miközben a tranzit-időt minimalizálják (11.7 (b) ábra). A fény szintén bebocsátható a készülék aljánál, ha a szigetelő szubsztrát elegendően széles tiltott sávval bír, és így nem abszorbeál.



11.7. ábra. (a) Fotovezető detektor. Fotogenerált töltéshordozó párok mozognak az alkalmazott V feszültség hatására, létrehozva i_p fotoáramot, amely arányos a beeső Φ foton-fluxussal. (b) Az elektródák egymáshoz való kapcsolódása úgy van kialakítva, hogy a félvezetőt elérő fény maximális legyen, míg a töltéshordozók tranzit-ideje minimális.

Egy wA térfogatú félvezetőt megvilágítva Φ foton-fluxussal, az ebből származó vezetőképesség növekedést a következőképpen számíthatjuk ki (11.7 ábra). A beeső foton-fluxus η része abszorbeálódik és ez elektron-lyuk párok többletét eredményezi. A pár-előállítás R sebessége (térfogategységenként) így $R = \eta\Phi/wA$. Ha τ a többlet töltéshordozók rekombinációs élettartama, az elektronok $\Delta n/\tau$ ütemben tűnnek el, ahol Δn az elektronkoncentráció. Stacionárius feltételek mellett ez a kétféle sebesség egyenlő, $R = \Delta n/\tau$, úgy hogy $\Delta n = \eta\tau\Phi/wA$. A töltéshordozók koncentrációjában bekövetkező Δn növekedést a töltéssűrűség $\Delta\rho = e\Delta n$ növekedése kíséri, és ennél fogva (11.13) szerint a vezetőképességben bekövetkező növekedés: $\Delta\sigma = \Delta\rho\mu = e\Delta n\mu$, úgy hogy

$$\Delta\sigma = \frac{\eta e\tau(\mu_e + \mu_h)}{wA}\Phi, \quad (11.16)$$

ahol μ_e , ill. μ_h az elektron- ill. lyuk mozgékonyosság. A (11.16) szerint a vezetőképességben bekövetkező változás arányos a foton-fluxussal. A (11.14) Ohm-törvény szerint a fotogenerált áramsűrűség a következő: $J_p = \Delta\sigma\mathcal{E}$. kombinálva ezt (11.16)-tal és (11.9)-cel: $v_e = \mu_e\mathcal{E}$ és $v_h = \mu_h\mathcal{E}$, azt kapjuk, hogy $J_p = [\eta e\tau(v_e + v_h)/wA]\Phi$, amely a következő áramerősségnek felel meg: $i_p = AJ_p = [\eta e\tau(v_e + v_h)/w\Phi]$. Ha $v_h \ll v_e$ és ha $\tau_e = w/v_e$, akkor

$$i_p \approx \eta(\tau/\tau_e)e\Phi. \quad (11.17)$$

Összehasonlítva ezt (11.7)-tel, azt kapjuk, hogy (11.17)-ben a τ/τ_e hányados a detektor G erősítésének felel meg.

Erősítés. Egy fotovezető erősítése (11.8)-ban a G erősítési tényezővel van megadva. Egyszerűen belátható, hogy a készüléknek azért van belső erősítése, mert a rekombinációs élettartam és a tranzit-idő általában különbözik. Tegyük fel, hogy az elektronok gyorsabban haladnak, mint a lyukak (l. 11.7 ábra), és hogy a rekombinációs élettartam nagyon hosszú. Az elektron és a lyuk a fotovezető ellentétes oldalaira szállítódnak. Az elektron az útját hamarabb fejezi be, mint a lyuk. Az áramkontinuitás (töltésmegmáradás) megköveteli, hogy a külső áramkör azonnal gondoskodjon egy másik elektronról, amely balról a drótból belép az eszközbe. Ez az új elektron gyorsan mozog jobbra, ismét befejezi az útját, mielőtt a lyuk eléri az eszköz baloldali szélét.

Egyetlen fotonabszorpciója ennél fogva egy elektron többszöri áthaladására vezethet a külső áramkörön át. Az áthaladások várt száma mielőtt a folyamatot befejeződik:

$$G = \tau / \tau_e, \quad (11.18)$$

ahol τ a többlet töltés rekombinációs élettartama és $\tau_e = w/v_e$ az elektron tranzit-ideje a mintán keresztül. Egyetlen elektron-lyuk pár által az áramkörben felszabadított töltés ekkor: $q = Ge > e$, úgy hogy a készülék erősítést mutat.

Másik szélső esetben, a rekombinációs élettartam elegendően rövid ahhoz, hogy a töltéshordozók rekombinálnának mielőtt elérnék az anyag széleit. Ez akkor fordulhat elő, ha az ellentétes típusú töltéshordozóknak van egy gyors elérhetősége a rekombinációra. Ebben az esetben $\tau < \tau_e$ és az erősítés kisebb, mint egy, úgy hogy átlagosan mindegyik töltéshordozó pár csak az e elektron töltés egy részével járul hozzá az áramhoz. A töltés természetesen megmarad és a számos jelenlévő töltéshordozó pár egész számú elektromos töltést ad át az áramkörnek.

A fotodetektor $G = \tau / \tau_e$ erősítése ennél fogva úgy interpretálható, mint a minta hosszúságának az a része, amelyen az átlagosan gerjesztett töltéshordozók áthaladnak, mielőtt rekombinálnának. A τ_e tranzit időt a készülék hossza és a (11.9) szerinti alkalmazott feszültség határozza meg: $\tau_e = w/v_e$; tipikus értékek: $w = 1 \text{ mm}$, $v_e = 10^7 \text{ cm/s}$, amelyek $\tau_e \approx 10^{-8} \text{ s}$ -ot szolgáltatnak. A τ rekombinációs élettartam 10^{-13} s -tól több szekundumig változhat, a fotodetektor anyagától és az adalékolástól függően. Így feltételezhetjük a G értékek széles tartományát, amely az egy alatti értéktől jóval az egy feletti értékig terjed, az anyag paramétereitől, a készülék méretétől és az alkalmazott feszültségtől függően. Mindamellet, egy fotovezető erősítése általában nem haladhatja meg a 10^6 -t, a tértöltés korlátozta áramok, az ütközési ionizáció és a dielektromos átütés következtében.

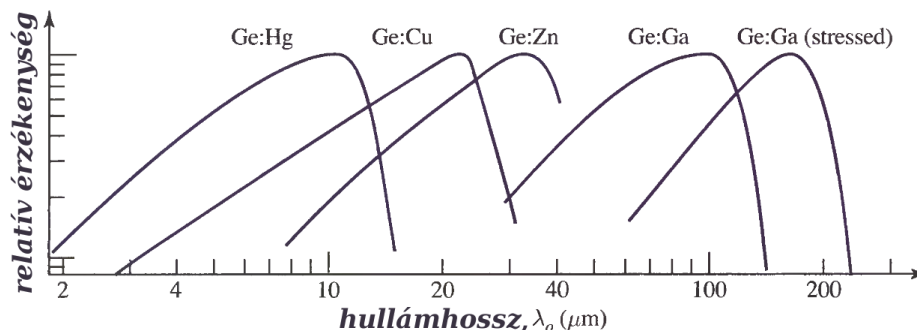
Extrinsic anyagok. A fotovezetés hosszabb hullámhosszaknál is megvalósulhat, ha adalékolt félvezetőket használunk. Mozcékony töltéshordozók generálhatók fotonabszorpción keresztül, egy a tiltott sávban fekvő energiájú adalékolás révén. A folyamat kétféle módon jöhet létre: (1) egy beeső foton kölcsönhat egy kötött elektronnal egy donor helynél, szabaddá téve azt a vezetési sáv számára, és maga mögött hagyva egy kötött lyukat; vagy (2) egy beeső foton kölcsönhat egy akceptor helyen egy kötött lyukkal, felszabadítva őt a valenciasáv számára, és maga mögött hagyva egy kötött elektront. A donor és akceptor nívók az adalékolt félvezetők tiltott sávjában nagyon alacsony E_A aktivációs energiákkal bírnak, és ennél fogva eléggé jelentős hosszúhullámú határokkal: $\lambda_A = hc_0/E_A$. Ezeket a detektorokat le kell hűteni, hogy elkerüljük a termikus gerjesztést; gyakran használnak folyékony He-ot 4 K-nél. Az E_A és λ_A reprezentatív értékeit mutatjuk be a 11.1 táblázatban, különböző extrinsic félvezetőkre.

félvezető: adalékolt anyag	$E_A(\text{eV})$	$\lambda_A(\mu\text{m})$
Ge:Hg	0.088	14
Ge:Cu	0.041	30
Ge:Zn	0.033	38
Ge:Ga	0.010	115
Si:B	0.044	23

11.1. táblázat. Néhány extrinsic félvezető anyag aktivációs energiája és hosszú-hullámú határa.

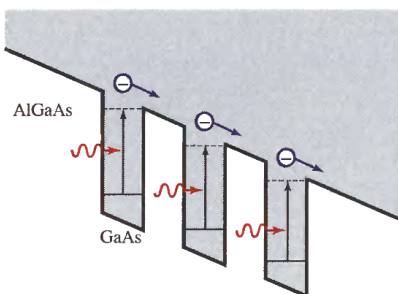
Néhány extrinsic félvezető anyag spektrális érzékenységet illusztrálja a 11.8 ábra. Az érzékenység közelítőleg lineárisan növekszik λ_0 -lal. A csúcsok kissé a λ_A hosszú-hullámú határa alatt vannak, és e

felett gyorsan csökkennek. Ezekre a detektorokra a kvantum-hatásfok egészen magas lehet [pl. $\eta \approx 0,5$ (Ge:Cu)-ra], noha az erősítés alacsony lehet az alkalmazott működési feltételek mellett [azaz, $G \approx 0,03$ (Ge:Hg)-ra].



11.8. ábra. Relatív érzékenység a $\lambda_0(\mu\text{m})$ hullámhossz függvényében: öt extrinsic módon adalékolt Ge-ra, amelyeket infravörös fotovezető detektorokként használtak.

Heteroszerkezetek. Megfelelő konfigurációjú heteroszerkezetek hasznos fotovezetői detektorokként szolgálhatnak. Egy példa: a **kvantum-gödör infravörös fotodetektor (QWIP)**. Egy beeső infravörös hullámhosszú foton felszabadít egy a kvantum-gödörben kötött energianívot elfoglaló elektront a kontinuumba, ennél fogva keletkezik egy mozgékony töltéshordozó, amely megnöveli az anyag vezetőképességét (l. 11.9 ábra).



11.9. ábra. Mozgékony töltéshordozók generálása fotonok abszorpciója révén egy QWIP-ben. A készülék konfigurációja olyan, hogy mindegyik gödörben egyetlen energia-nívó van, amely megfelel egy partikuláris spektrális sáv érzékenységének. Az illusztrált detektor magában foglalja az AlGaAs gátakat és az n-típusú GaAs kvantum-gödröket, amelyek biztosítják a nívókat betöltő elektronokat. A QWIP-eket III-V vegyület-félvezetőkől készítve, magas érzékenységet kapunk a középsőtől a távoli infravörös hullámhosszakig ($\lambda_0 \approx 4 - 20 \mu\text{m}$).

A **kvantum-pont infravörös fotodetektor (QDIP)**, ennek a témakörnek egy olyan változata, amely szintén alkalmazható a hasszúhullámú infravörös tartomány detektálásra, és amelynek működése a belső alsávok közötti átmeneteken alapszik.

Feladatok, példák

? 11.1 Feladat:

Tekintsünk egy félvezető anyagot (l. 11.6 ábra), amelyet $t = 0$ -nál egy fényimpulzussal gerjesztünk és amely N elektron-lyuk párt generál $x = 0$ és $x = w$ között egyenletesen elosztva. Legyen az elektron és a lyuk sebessége az anyagban: v_e és v_h .

Mutassuk meg, hogy a lyuk-áramot a következőképpen írhatjuk:

$$i_h(t) = \begin{cases} -\frac{Nev_h^2}{w^2}t + \frac{Nev_h}{w} & , 0 \leq t \leq \frac{w}{v_h} \\ 0 & , \text{egyébként} \end{cases} \quad (11.19)$$

az **elektron-áram** pedig:

$$i_e(t) = \begin{cases} -\frac{Nev_e^2}{w^2}t + \frac{Nev_e}{w} & , 0 \leq t \leq \frac{w}{v_e} \\ 0 & , \text{egyébként} \end{cases} \quad (11.20)$$

a **teljes áram** ennél fogva:

$$i(t) = \begin{cases} \frac{Ne}{w} \left[(v_h + v_e) - \frac{1}{w}(v_h^2 + v_e^2)t \right] & , 0 \leq t \leq \frac{w}{v_e} \\ \frac{Nev_h}{w} \left[1 - \frac{v_h}{w}t \right] & , \frac{w}{v_e} \leq t \leq \frac{w}{v_h} \end{cases} \quad (11.21)$$

Ábrázoljuk az $i_h(t)$, $i_e(t)$ és $i(t)$ áramokat.

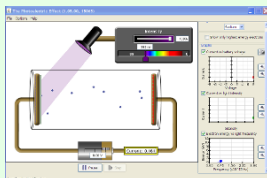
Ellenőrizzük, hogy az elektronok és lyukak mindegyike $Ne/2$ -vel járul hozzá a külső áramkörhöz, úgy hogy a teljes generált töltés: Ne .

? 11.2 Feladat:

Fotovezetőképesség. A töltéshordozók koncentrációja egy intrinsic Si mintában: $n_i = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ és a rekombinációs élettartam: $\tau = 10 \mu\text{s}$. **Határozzuk meg** százalékarányban a vezetőképességben bekövetkező növekedést, ha az anyagot fénnel világítjuk meg és az 1 mW/cm^2 optikai teljesítmény-sűrűséget $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ -nél az anyag abszorbeálja. A kvantumhatásfok: $\eta = \frac{1}{2}$.



11.1 Animáció:



Ez a java szimuláció a fotoeffektust mutatja be szemléletesen. A fémes céltárgyra érkező fény kiűti az elektronokat. A szimuláció segítségével fölidézhethetjük a fényelektromos hatással kapcsolatos kísérleti eredményeket amelyek megalapozták a modern kvantumelmélet megszületését.

<http://phet.colorado.edu/hu/simulation/photoelectric>

12. Fotodiódák



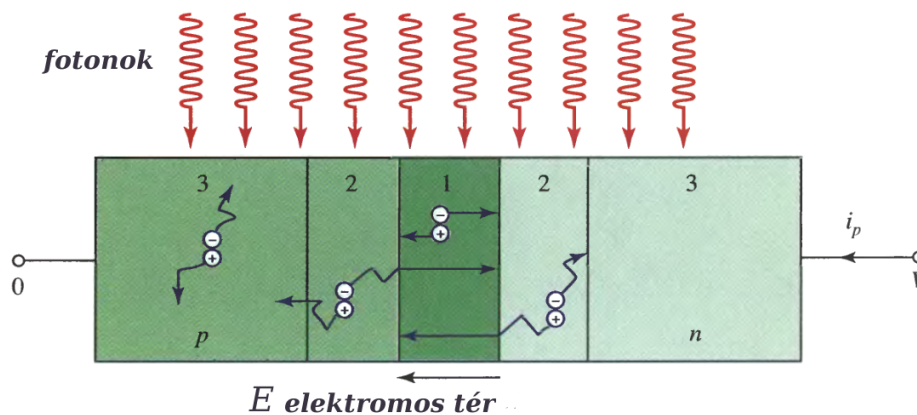
Bevezetés:

- A p-n és a p-i-n fotodiódák
- Heteroszerkezetű fotodiódák
- Lavina fotodiódák
- Zaj fotodetektorokban

12.1. A p-n és a p-i-n fotodiódák

A p-n fotodióda. A **fotodióda detektorok** működése is fotogenerált töltéshordozókon alapul. A fotodióda egy p-n átmenet, amelynek záróirányú árama növekszik, ha fotonokat abszorbeál. Bár a p-n és p-i-n fotodiódák általában „gyorsabbak”, mint a fotovezetők, de nem erősítenek.

Tekintsünk egy megvilágított, záróirányban előfeszített p-n átmenetet (l. 12.1 ábra).



12.1. ábra. Egy idealizált, záróirányban előfeszített p-n fotodióda detektor, fotonokkal megvilágítva. A drift-, ill. a diffúziós tartományok 1-gyel, illetve 2-vel jelölve.

A fotonok mindenhol abszorbeálódnak, α abszorpciós koefficienssel. Valahányszor egy foton abszorbeálódik, egy elektron-lyuk pár generálódik. De a töltéshordozók csak ott áramolhatnak bizonyos irányban, ahol elektromos tér van jelen. Mivel a p-n átmenetben csak a kiürülési rétegben tartható fenn elektromos tér, ezért ebben a térrészben érdemes fototöltéshozókat generálni.

Elektron-lyuk párok három helyen generálhatók:

1. A kiürülési rétegben generált elektronok és lyukak (1. tartomány) egy erős elektromos tér hatására gyorsan sodródnak, ellentétes irányban. Mivel az elektromos tér mindig az $n \rightarrow p$ irányba mutat, az elektronok az n-oldal felé, a lyukak a p-oldal felé mozognak. Végeredményben a keletkezett fotoáram a külső áramkörben mindig záróirányú (n-ből a p felé irányul). Mindegyik töltéshordozó pár a külső áramkörben egy e -töltésű ($G = 1$) elektromos áram impulzust generál, mivel rekombináció a kiürülési tartományban nem jöhet létre.

2. A kiürülési rétegtől távol (3. tartomány) generált elektronok és lyukak nem áramolhatnak, transzportálódhatnak elektromos tér hiányában, hanem rendszertelen mozgást végeznek mindaddig, amíg rekombináció útján meg nem semmisülnek. Jelentősen nem járulnak hozzá a külső elektromos áramhoz.
3. A kiürülési rétegen kívül, de ahhoz közel (a 2. tartományban) generált elektron-lyuk párok véletlenszerű diffúzió révén a kiürülési rétegbe véletlenszerűen beléphetnek. Egy p-oldalról jövő elektron gyorsan áthalad az átmeneten, és így e -töltéssel járul hozzá a külső áramhoz. Az n-oldalról érkező lyuk hasonló hatást gyakorol az áramra.

Fotodiódát számos félvezetőanyagból elő lehet állítani; binér, terner és kvaterner vegyület-félvezetők-ből éppen úgy, mint SiC-ből, InGaAs-ból és InGaAsP-ből. Az eszközök néha úgy vannak megkonstruálva, hogy a fény a p-n átmeneti tartományra merőlegesen esik be, nem pedig párhuzamosan. Ebben az esetben a kiürülési rétegben kialakuló többlet töltéshordozók diffúziója megnöveli η -t, de ezt ellensúlyozza az anyag vastagságának csökkenése, amely viszont csökkenti η -t.

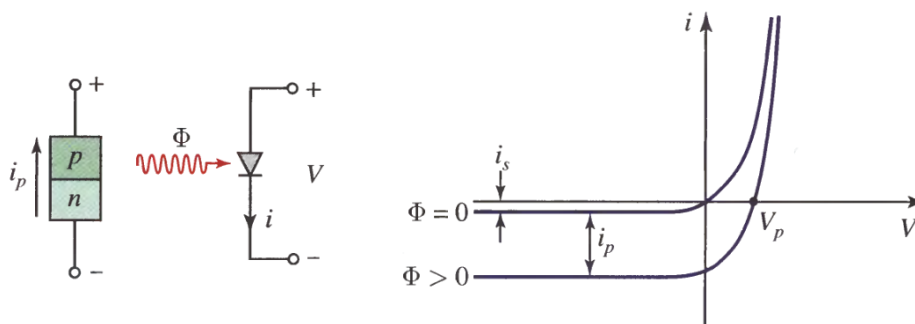
Válasz idő. A kiürülési rétegen átsodródó (driftelő) töltéshordozóknak tranzit-ideje (w_d/v_e elektronokra, w_d/v_h lyukakra) és az RC válasz-idő fontos szerepet játszik a fotodióda detektor válasz-idejének meghatározásában. Az eredő áramköri áramot mutatja a 11.6 (b) ábra, az x helyen generált elektron-lyuk párra.

Fotodiódákban van egy további járuléka a válasz-időhöz, amely a diffúziótól származik. A kiürülési rétegen kívül, de ahhoz elegendően közel generált töltéshordozóknak a bediffundáláshoz időre van szükségük. Ez egy viszonylag lassú folyamat, összehasonlítva az áramlással (sodródással). A folyamatra rendelkezésre álló maximális idő a töltéshordozók élettartama (τ_p az elektronokra a p-tartományban, és τ_n a lyukakra az n-tartományban). A diffúziós idő hatása csökkenthető p-i-n dióda használatával (l. később). Mindamelllett, a fotodiódák általában gyorsabbak, mint a fotovezetők, mivel az erős tér a kiürülési tartományban nagy sebességre gyorsítja a fotogenerált töltéshordozókat. Továbbá, a fotodiódáknál nem lépnek fel a fotodetektoroknál gyakori csapda effektusok.

Előfeszültség. A fotodiódának mint elektronikai eszköznek az áram-feszültség ($i - V$) összefüggése a következőképpen írható fel:

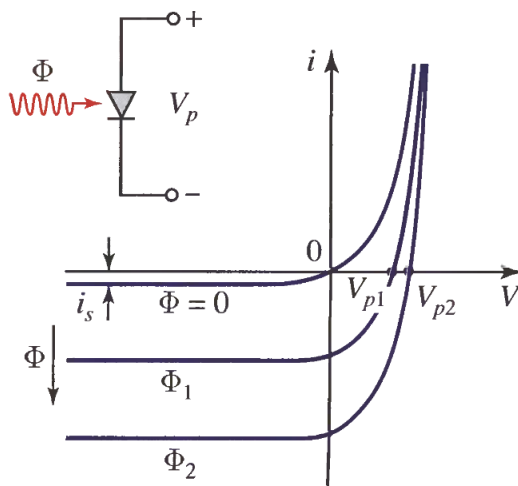
$$i = i_s \left[e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right] - i_p, \quad (12.1)$$

amelyet a 12.2 ábrán mutatunk be. Ez egy p-n átmenet szokásos $i - V$ relációja, amelyhez hozzáadtunk egy $-i_p$ fotoáramot, amely arányos a foton-fluxussal.

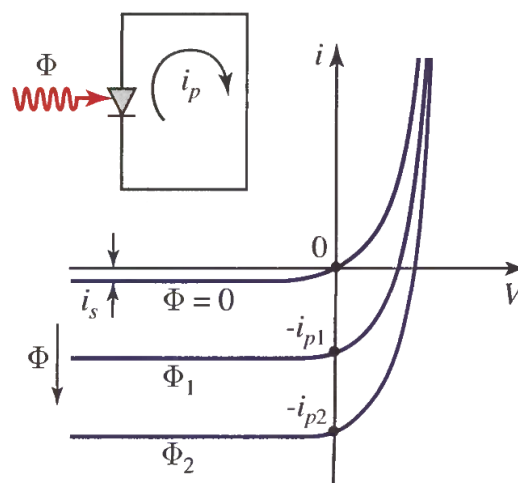


12.2. ábra. Általános fotodióda és $i - V$ relációja.

A fotodióda működésének három klasszikus módja van: a nyitott áramkörű (fotofeszültségi), a rövidzárt áramkörű és a záróirányban előfeszített (fotovezetési) mód. Nyitott áramkörű módban (12.3 ábra) a fény elektron-lyuk párokat generál a kiürülési tartományban. A réteg n-oldalán felszabadított többlet elektronok rekombinálódnak a p-oldali lyukakkal, és fordítva. A nettó eredmény: növekedés az elektromos térben, amely létrehoz az eszközön egy, a Φ foton-fluxussal növekvő V_p fotofeszültséget. Ezt a működési módot használják pl. a napelemekben. A fotovoltaiikus fotodióda érzékenységet V/W -ban mérik, és nem A/W -ban. A rövidzárt áramkörű ($V = 0$) módot illusztrálja a 12.4 ábra. A rövidzárási áram egyszerűen az i_p fotoáram.

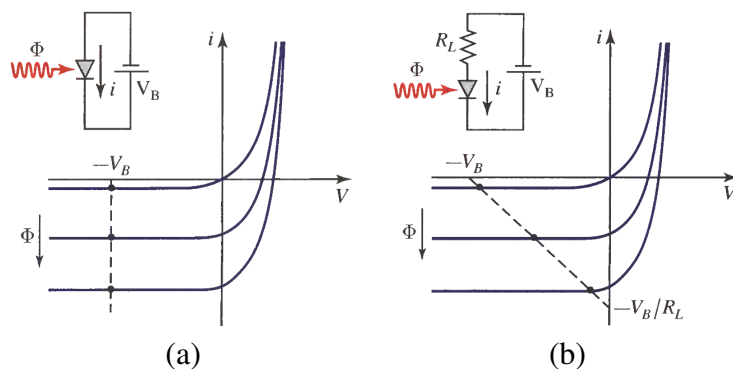


12.3. ábra. Egy fotodióda nyitott áramkörű (fotovoltaiikus) működése.



12.4. ábra. Egy fotodióda rövidzárási-áramú működése.

Végül, egy fotodióda működhet záróirányban előfeszített vagy "fotovezetési" módban, amint ezt a 12.5 (a) ábra mutatja. Ha egy sorba kapcsolt terhelő ellenállás van az áramkörben, a működési feltételeket a 12.5 (b) ábra illusztrálja.

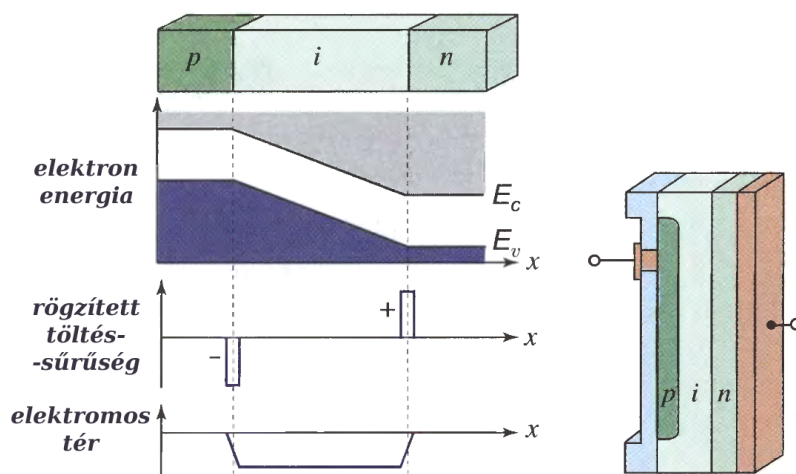


12.5. ábra. Egy záróirányban előfeszített fotodióda működése (a) terhelés nélkül és (b) R_L terhelő ellenállással. A munkapont a szaggatott vonalon fekszik.

A fotodiódák rendszerint erősen záróirányban előfeszített módon működnek a következő okokból:

- Az erős záróirányú előfeszítés egy erős elektromos teret hoz létre az átmenetben, amely megnöveli a töltéshordozók drift sebességét, ennél fogva csökken a tranzit idő.
- Az erős záróirányú előfeszítés megnöveli a kiürülési réteg szélességét, ennél fogva csökkenti az átmeneti kapacitást és javítja a válasz időt.
- A kiürülési réteg szélességének növelésével egy nagyobb fotoérzékeny felülethez jutunk.

A p-i-n fotodióda. Detektorként, a p-i-n fotodióda számos előnnyel rendelkezik a p-n fotodiódával szemben. A p-i-n dióda egy p-n átmenet, amelyben szendvicseként a p és az n rétegek között egy intrinsic (rendszerint gyengén adalékolt) réteg van elhelyezve. A dióda változó előfeszítési feltételek mellett működhet. Az energia-sáv diagramot, a töltéseloszlást és az elektromos tér eloszlását illusztráljuk egy záróirányban előfeszített p-i-n diódára a 12.6 ábrán. Ez a szerkezet képes kiszélesíteni az elektromos tér tartományát, valójában képes megnövelni a kiürülési réteg szélességét.



12.6. ábra. A p-i-n fotodióda szerkezet, energiasáv diagram, töltéseloszlás és elektromos tér eloszlás. Az eszköz megvilágítható akár merőlegesen az átmenetre, akár pedig vele párhuzamosan.

A p-i-n szerkezetű fotodiódák a következő előnyöket kínálják

- Növelve a készülék kiürülési rétegének szélességét (ahol a generált töltéshordozók áramlás útján mozoghatnak) növekszik a fény elnyelésére rendelkezésre álló terület.
- Növelve a kiürülési réteg vastagságát, csökken az átmenet kapacitása és ennél fogva az RC időállandó. Másrészt a tranzit idő növekszik a kiürülési réteg szélességével.
- Csökkentve a készülék diffúziós úthosszának és áramlási úthosszának arányát, a töltéshordozók gyorsabb áramlási folyamata révén, növekszik a generált áram részaránya.

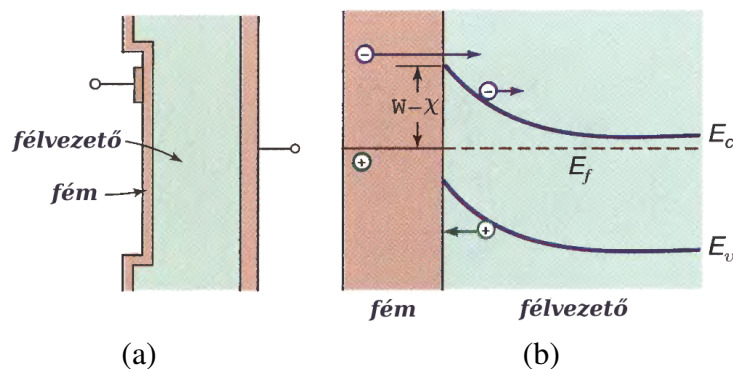
12.2. Heteroszerkezetű fotodiódák

Két különböző tiltott sáv szélességű félvezetőből kialakított heteroszerkezetű fotodiódák sokszor előnyösebbek, mint az egyetlen anyagból gyártott p-n átmenetek. Egy nagy tiltott sáv szélességű anyagot ($E_g > h\nu$) magában foglaló heteroátmenetben, pl. a nagy áteresztőképességnek köszönhetően a kiürülési tartományon kívül az optikai abszorpció minimálissá tehető. A nagy tiltott sáv szélességű anyagot ekkor „**ablak rétegnek**” nevezzük. Különböző anyagok használata tehát nagy flexibilitású eszközök készítését teszi lehetővé. Néhány anyagrendszer gyakorlati szempontból különösen érdekes:

- Az $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (az AlGaAs rácsilleszkedésű egy GaAs szubsztráthoz) a $0,7 - 0,87 \mu\text{m}$ hullámhossz tartományban hasznos.
- Az $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{InP}$ (InGaAs rácsilleszkedésű az InP szubsztráthoz), az összetétel beállításával megoldható az $1300 - 1600 \text{ nm}$ hullámhossztartományban és különösen érdekes az optikai szálakkal történő távközlésben. Egy tipikus InGaAs p-i-n fotodióda, amely 1550 nm -nél működik, $\eta = 0,75$ kvantumhatásfokkal és érzékenységgel $\mathcal{R} \approx 0,9 \text{ A/W}$ rendelkezik.
- A $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ olyan anyag, amely nagyon hasznos a spektrum a középső infravörös tartományában. Ez azért lehetséges, mert a HgTe és CdTe közel azonos rácsparaméterekkel rendelkezik, ennél fogva rácsilleszthető közel minden összetételnél. Ez az anyag az összetételének változtatásával hangolható tilossáv szélességgel rendelkezik, és így a $3 - 17 \mu\text{m}$ közötti hullámhossztartományban működik. Alkalmazási területük: éjszakai látás, termikus képalkotás és hosszú hullámú fényhullám távközlés.
- A kvaterner anyagok, mint pl. az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}/\text{InP}$ és a $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$, és amelyek a $0,92 - 1,7 \mu\text{m}$ tartományban használhatók azért is érdekesek, mert a négy elem egy további szabadságfokot biztosít, ami lehetővé teszi a rácsilleszkedést, a különböző, összetételileg meghatározott E_g értékek elérését.

Schottky-korlátú fotodiódák. A fém-félvezető fotodiódákat (Schottky-korlátú fotodiódáknak is nevezik) fém-félvezető heteroátmenetektől készítik. Vékony, féligáteresztő fém filmet használnak egy p-típusú (vagy n-típusú) réteg helyén, a p-n átmenetű fotodiódában. A vékony filmet néha egy fém-félvezető ötvözetből készítik, amely egy fémhez hasonlóan viselkedik.

a Schottky-korlátú szerkezetet és annak energiasáv diagramját mutatja sematikusan a 12.7 ábra.



12.7. ábra. Egy fém-bevonatú, n-típusú félvezetőből kialakított Schottky korlátú fotodióda szerkezete (a) és energiasáv diagramja (b). Ezek a fotodetektorok érzékenyek a Schottky-korlátnál nagyobb foton energiákra: $h\nu > W - \chi$. Schottky fotodiódák készíthetők számos anyagból, pl. Au egy n-típusú Si-on (amely a látható tartományban működik) vagy platínium szilicid (PtSi) p-típusú Si-on (amelyiknek működése az ultraibolyától az infravörös hullámhossz tartományig terjed).

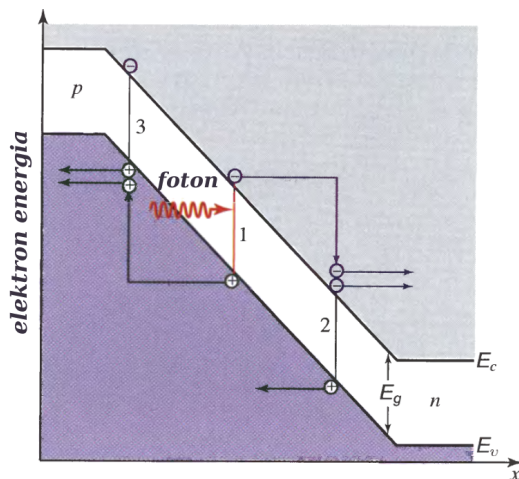
A Schottky-korlátú fotodiódák több okból hasznosak:

- Nem minden félvezetőt lehet elkészíteni mind p-típusú, mind n-típusú formában; a Schottky-készülékek különösen hasznosak ezekben az anyagi rendszerekben.
- Látható és ultraibolya fény detektálására használt félvezetők a tiltott sáv szélességet jóval meghaladó energiájú fotonokra nagy abszorpciós koefficienssel rendelkeznek. Ennek következtében jelentős felületi rekombináció zajlik és a kvantumhatásfok lecsökken. A fém-félvezető átmenetben egy kiürülési réteg van közvetlenül a felületnél, amely eltünteti a felületi rekombinációt.
- A p-n és a p-i-n átmenetű fotodiódák válasz-sebességét részben korlátozzák a kiürülési tartományon kívül, de ahhoz közel generált fototöltéshordozókkal kapcsolatos lassú diffúziós áramok. Ezen nem kívánt abszorpció csökkentésének egy módja, az egyik átmeneti réteg vastagságának csökkentése. Azonban, ezt a készülék soros ellenállásának lényeges növelése nélkül kellene elérni, mivel egy ilyen növekedés – az RC -időkonstans növekedése révén – nem kívánatos sebességcsökkenéssel járna. A Schottky-korlátú szerkezet teljesíti ezt a kívánalmat, a fém alacsony ellenállása miatt. Továbbá, a Schottky-korlátú szerkezetek többségi-töltéshordozó készülékek és ennél fogva gyors válaszúak és nagy a működési sáv szélességük. Könnyen elérhetőek pikoszekundumos válaszidők, amelyek mintegy 100 GHz sáv szélességnek felelnek meg.

12.3. Lavina fotodiódák

Egy lavina fotodióda (APD) úgy működik, hogy minden detektált fotont mozgékony töltéshordozó párok sokszorosává alakít át. Ekkor gyenge fény is képes olyan áramot kelteni, amely elegendően nagy ahhoz, hogy az APD-t követő elektronika segítségével detektálható legyen. A készülék úgy van kialakítva, mint egy záróirányban erősen előfeszített fotodióda, amelyiknek átmeneti rétegében az elektromos tér nagy. A töltéshordozók ennél fogva elegendő energiára tehetnek szert ahhoz, hogy új töltéshordozókat gerjesszenek **ütközési ionizációs** folyamatok révén.

A 12.8 ábrán egy tipikus elektron-lyuk pár keletkezésének folyamatát mutatjuk be az APD kiürülési tartományában.



12.8. ábra. Sokszorozási folyamatok sematikus ábrázolása egy APD-ben.

Egy foton abszorbeálódik az 1 pontnál, létrehozva egy elektron-lyuk párt (egy elektront a vezetési sávban és egy lyukat a valenciasávban). Az elektron gyorsul az erős elektromos tér hatása alatt, ennél fogva növekszik az energiája a vezetési sáv aljához viszonyítva. Ez a gyorsulási folyamat állandóan megszakad a ráccsal való véletlenszerű ütközések következtében, amelyek során az elektron elveszíti megszerzett energiájának egy részét. Ezek a konkuráló folyamatok okozzák, hogy az elektron elér egy átlagos sebességet. Lehetséges, hogy az elektron szerencsés és szert tesz egy E_g -nél nagyobb energiára a folyamat alatt bizonyos időben, és egy szekundér elektron-lyuk párt kelt ütközési ionizáció révén (mondjuk 2-nél). A két elektron ekkor a tér hatása alatt gyorsul, és közülük mindegyik lehet okozója egy további ütközési ionizációnak. Az 1 és 2 pontoknál generált lyukak szintén gyorsulnak és bal felé mozognak. Ezek mindegyike tehát kiválthat egy ütközési ionizációt, ha elegendő energiája van, ily módon generálva egy lyuk-iniciált elektron-lyuk párt (pl. a 3 pontnál).

12.4. Zaj fotodetektorokban

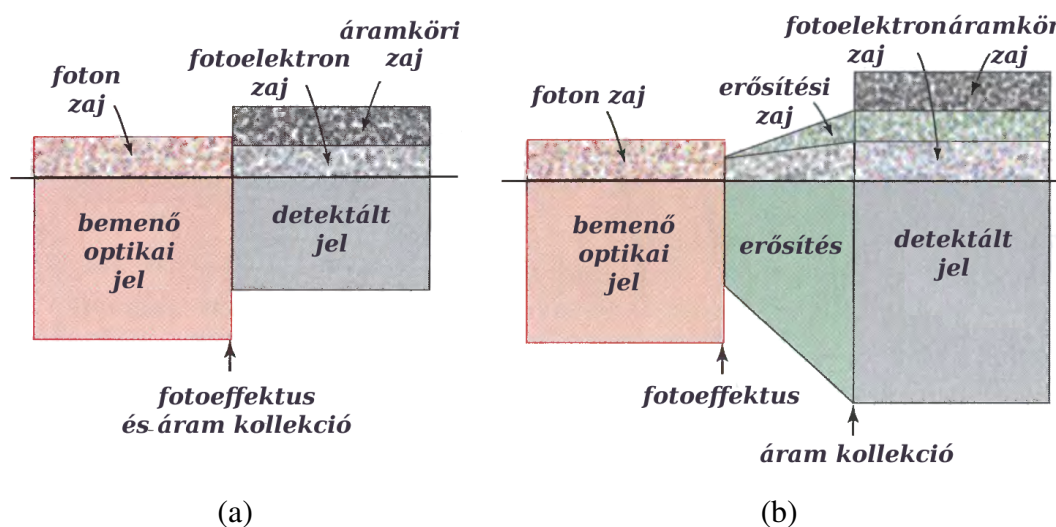
A fotodetektor érzékeny a foton-fluxusra (vagy optikai teljesítményre). A (11.4)-gyel megegyezésben, egy Φ foton-fluxus ($P = h\nu\Phi$ optikai teljesítmény) előidéz egy foton-fluxussal arányos $i_p = \eta e\Phi = \mathcal{R}P$ áramot. Ezenkívül, a valóságban az elektromos áram generál a készülékben egy véletlenszerű i mennyiséget, amelynek értéke fluktuál az $\bar{i} \equiv i_p = \eta e\Phi = \mathcal{R}P$ átlagos érték felett és alatt. Az i fluktuációit – amelyet általában zajnak tekintünk – az áram σ_i standard eltéréssel jellemezzük, ahol $\sigma_i^2 = \langle (i - \bar{i})^2 \rangle$. Zéró átlagú áramra ($\bar{i} = 0$) a standard eltérés lecsökken az áram négyzetes középértékének négyzetgyökére, $\sigma_i = \langle i^2 \rangle^{1/2}$.

A foton-detektálási folyamatokban a zaj számos forrása benne rejlik:

- **Foton-zaj.** A zaj legalapvetőbb forrása maguknak a fotonoknak a véletlenszerű érkezésével kapcsolatos, amelyet rendszerint a Poisson statisztika ír le.

- **Fotoelektron-zaj.** Egy $\eta < 1$ kvantum-hatásfokú foton detektorban, egyetlen foton egy fotoelektron-lyuk párt kelt, η valószínűséggel és nem kelt $1 - \eta$ valószínűséggel. Mivel a fototöltéshordozó-generálás folyamata véletlenszerű, ez is egy zajforrás.
- **Erősítés-zaj.** Az erősítési folyamat, amely egy belső erősítést szolgáltat bizonyos fotodetektorokban, így pl. fotovezetőkben és APD-kben, sztochasztikus. Mindegyik detektált foton véletlen számú (G) töltéshordozót kelt, amelynek átlagos értéke $\bar{G}$. Az erősítés fluktuációja függ az erősítési mechanizmus természetétől.
- **A vevő áramkör zaja.** Egy optikai vevő elektromos áramkörében a különböző áramköri elemek, mint pl. az ellenállások és tranzisztorok, mind hozzájárulnak a vevő áramkör zajához.

A zajnak ezt a négy forrását sematikusán illusztrálja a 12.9 ábra.



12.9. ábra. Bemenő és detektált jelek a zajok különböző forrásaival: (a) egy fotodetektor erősítés nélkül, pl. egy p-i-n fotodiódáé; és (b) egy fotodetektor erősítéssel, amilyen pl. egy lavina fotodióda.

Feladatok, példák

? 12.1 Feladat:

Fotovezető áramkör: Egy fotovezető detektor gyakran sorba van kapcsolva egy R terhelő ellenállással és egy egyenáramú V feszültségforrással, és a terhelő ellenálláson eső V_p feszültséget mérjük. Ha a detektor vezetőképessége arányos a P optikai teljesítménnyel, **elemezze V_p -nek a P -től való függését.**

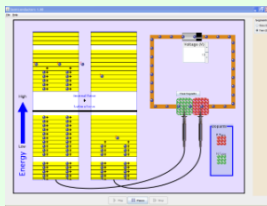
Milyen feltételek mellett lineáris ez az összefüggés?

? 12.2 Feladat:

Fotovezetőképesség. Egy intrinsic Si mintában a töltéshordozó-koncentráció: $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ és a rekombinációs élettartam: $\tau = 10 \mu\text{s}$. Ha az anyagot fénnel világítjuk meg, és az anyag elnyel 1 mW/cm^2 optikai teljesítmény sűrűséget $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ -nél, **határozzuk meg, hogy hány százalékkal nő a vezetőképesség!** A kvantum-hatásfok: $\eta = \frac{1}{2}$.



12.1 Animáció:



Adj szennyezőket egy félvezetőhöz, hogy diódát készíthess belőle. Figyeld meg, hogy közben megváltozik az elektronok energiája és elhelyezkedése.

<http://phet.colorado.edu/hu/simulation/semiconductor>

Irodalomjegyzék

- [63] R.H. Bube. *Photoelectronic Properties of Semiconductors*. Cambridge University Press, 1992.
- [64] R Chin, N Holonyak, GE Stillman, JY Tang, and K Hess. Impact ionisation in multilayered hetero-junction structures. *Electronics Letters*, 16(12):467–469, 1980.
- [65] K.K. Choi. *Physics of Quantum Well Infrared Photode*. Series in Modern Condensed Matter Physics. World Scientific Pub., 1997.
- [66] S. Donati. *Photodetectors: devices, circuits, and applications*. Prentice Hall PTR, 2000.
- [67] Majeed M Hayat, Oh-Hyun Kwon, Shuling Wang, Joe C Campbell, Bahaa EA Saleh, and Malvin C Teich. Boundary effects on multiplication noise in thin heterostructure avalanche photodiodes: theory and experiment. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 49(12):2114–2123, 2002.
- [68] M. Johnson. *Photodetection and Measurement: Making Effective Optical Measurements for an Acceptable Cost*. McGraw-Hill Professional Engineering. McGraw-Hill Education, 2003.
- [69] N. V. Joshi. *Photoconductivity: Art: Science & Technology*. Optical Engineering. Marcel Dekker, 1990.
- [70] M.O. Manasreh. *Semiconductor Quantum Wells and Superlattices for Long-Wavelength Infrared Detectors*. The Artech House Materials Science Library. Artech House, 1993.
- [71] G.R. Osche. *Optical detection theory for laser applications*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley-Interscience, 2002.
- [72] B. Saleh. *Photoelectron statistics: with applications to spectroscopy and optical communication*. Springer series in optical sciences. Springer-Verlag, 1978.
- [73] A.H. Sommer. *Photoemissive materials: preparation, properties, and uses*. Wiley, 1968.
- [74] M Teich, K Matsuo, and B Saleh. Excess noise factors for conventional and superlattice avalanche photodiodes and photomultiplier tubes. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(8):1184–1193, 1986.
- [75] A. Van Der Ziel. *Noise in Solid State Devices and Circuits*. Wiley, 1986.

