



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Villamosmérnöki és Informatikai Kar

A LED-EK FIZIKAI MŰKÖDÉSE ÉS FELÉPÍTÉSE

Függelék a doktori (Ph.D.) értekezéshez

Szerző: Hegedüs János
 okleveles villamosmérnök

Elektronikus Eszközök Tanszéke
Budapest, 2020.

Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék	I
1. fejezet A LED-ek fizikai működése és felépítése	2
1.1 A pn átmenet	2
1.2 Direkt és indirekt rekombináció	5
1.3 A dupla heteroátmenet.....	6
1.4 A nyitóirányú karakterisztika és hőmérsékletfüggése	11
1.5 A fénykibocsátás hőmérsékletfüggése	15
1.6 Másodlagos jelenségek a pn átmenetben.....	18
1.6.1 Generációs és rekombinációs áramok	18
1.6.2 A nagyáramú tartomány ellaposodása (soros ellenállás, ambipoláris diffúzió).....	18
1.7 A tokozott LED	21
Irodalomjegyzék	31

1. fejezet A LED-ek fizikai működése és felépítése

Ez a jegyzet részletes áttekintést nyújt a LED-ek fizikai működéséről. A témában igen bőséges irodalom áll rendelkezésre, amelyből itt csak egy rövid betekintésre van lehetőség, elsősorban a félvezető eszközök működésében kevésbé, vagy egyáltalán nem jártas olvasók számára. A könnyebb megérthetőséget egyszerűsített példák és analógiák segítik, részletes képletszerű levezetést pedig terjedelmi okokból csak a legszükségesebb részekenél található.

A felépítés és a működés alapos ismerete két szempontból is kiemelten fontos. Egyrészt tudni kell, hogy az áramkör-szimulációs modellben mit és hogyan érdemes leírni: mi az, ami számszerűsíthető és mi az, amire csak közelítő, vagy akár csak imperatív modell illeszthető. Másrészt a különböző öregedési és degradációs folyamatok csakis a fizikai eszköz ismeretében érthetők meg, illetve az egyes hibaokok és a számszerűen mérhető okozataik is csak így társíthatóak össze.

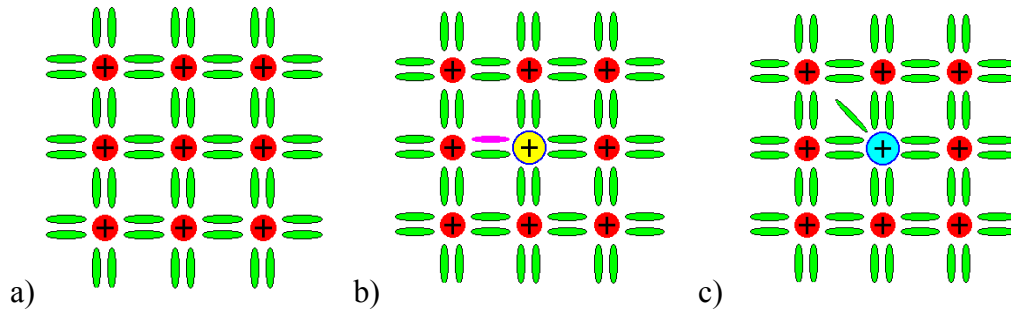
Az itt tárgyaltaknál sokkal részletesebb ismeretanyag tekintetében ajánlanám elsősorban Dr. *Székely Vladimír* Elektronika c. jegyzetét [1], a külföldi szakirodalomból pedig *E. F. Schubert* LED könyvét [2], illetve a kvantummechanikai háttérrel is leíró könyvét [3]. A félvezető eszközök működésének alapjairól és sokkal szélesebb palettájáról *Simon M. Sze* és *Kwok K. Ng* könyvében találunk további hasznos olvasnivalót [4]. Ebben a szakaszban elsősorban az előbb sorolt szakirodalomból nyújtok tömör összefoglalást, emiatt a továbbiakban ezeket külön csak az ábrák hivatkozásaiként jelölöm meg.

1.1 A pn átmenet

A LED-ek alapját egy ún. pn átmenet képezi, amely egy félvezető anyag azon része, ahol egy p és egy n adalékolású zóna egymás közvetlen szomszédságában található. Maga a félvezető darab szabályos egykristály szerkezetű; a p és az n adalékolások sűrűsége térfogat egységenként sok nagyságrenddel az alakristály sűrűsége alatt maradnak, így a pn átmenet nem jelent felületszerű kristálytani hibát. Az adalékolatlan, tiszta félvezető anyagokban az ún. *intrinsic* töltéshordozó sűrűség túl kicsi ahhoz, hogy szobahőmérsékleten akár mA nagyságrendű áramok is folyhassanak [1].

P adalékolásúnak akkor nevezünk egy félvezetőt, ha a kristályrácsba olyan, ún. akceptor atomokat juttatnak, amelyek a kristályrácsot alkotó anyagnál kevesebb vegyérték elektronnal rendelkeznek, vagyis a szomszédokkal való kötésben ilyenkor vegyértékelektron-hiány lép fel (1.1. b) ábra). Ez a hiány azonban kis energiával pótolható a szomszédos atomok kötelékéből, ahol ilyenkor egy elektronhiány, vagyis *lyuk* keletkezik. Az akceptor anyagokkal adalékolat félvezetőben a lyukak lesznek az áramvezetésre képes, ún. többségi töltéshordozók.

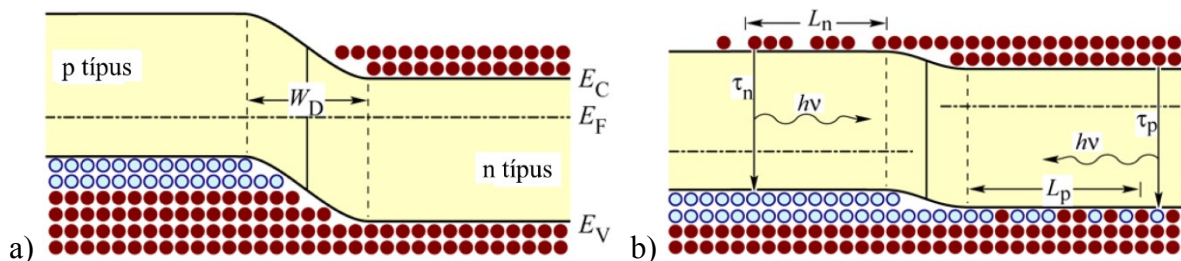
N típusú adalékolás esetén a helyzet éppen ellentétes: ilyenkor többlet vegyértékelektronokkal rendelkező, ún. donor atomokat juttatnak a félvezetőbe (1.1. c) ábra), amelyek kis energia árán a vezetési sávba kerülhetnek.



1.1. ábra. a) Adalékoltatlan, b) 3 vegyértékű akceptorral adalékolt p típusú, és c) 5 vegyértékű donorral adalékolt n típusú félvezető kétdimenziós kötési vázlatai ([4] nyomán; a színes ábra *Mikroelektronika* c. tárgy diáiból átvéve).

A p és az n oldalak áramvezetési képessége igen eltérő, ennek megfelelően a két térrész határán ún. érintkezési potenciál, *kontaktpotenciál* lép fel. Ennek rövid magyarázata, hogy az elektronok és a lyukak koncentrációja a két oldalon több nagyságrenddel eltér, és ez a koncentrációkülönbség indítja el a töltéshordozók áramlását, *diffúzióját* az ellentétes oldalak irányába. Az átmenet mindkét oldalán így felhalmozódó ún. *kisebbségi töltéshordozók* alakítják ki azt a potenciálkülönbséget, amelynek hatása, az ún. *sodródási áram* az említett diffúziós árammal egyensúlyt képez. Ezt a potenciálkülönbséget a szakirodalom *diffúziós*, vagy *beépített* („*built-in*”) *potenciálnak* nevezi. Ugyanez a magyarázata az ún. *kiürített réteg* kialakulásának, hiszen az „elvádorolt” töltések miatt egy-egy keskeny sávban az átmenet mindkét oldalán többségi töltéshordozókban elszegényedett rétegek alakulnak ki.

Az előző bekezdésben tárgyaltak további következménye, hogy a p és az n oldalak energiaszintjei kissé eltolódnak. Ennek oka könnyen belátható, ha az elektromos potenciális energia irányából tekintjük az elrendezést. Ha egy térrészbe többlet elektronokat viszünk be, akkor a végtelen távoli pontból már csak nagyobb energia árán mozgathatunk oda további elektronokat, hiszen a többlet elektronok okán megnövekedett a Coulomb-erő. Vagyis a térrészben lévő elektronok potenciális energiája megnövekedett. A 1.2. a) ábrán egy pn átmenet energiadiagramja látható, alul a vegyérték-, felül a vezetési-, közöttük pedig a tiltott sávval. Az ábrán az elektronokat bordó, a lyukakat pedig világoskék pöttyök jelölik. A W_D -vel jelölt kiürített réteg kialakulásakor a p oldalra elektronok sodródhatnak át az n oldalról, vagyis ezen az oldalon megemelkedik az elektronállapotok energiája; az átsodródott elektronok forrása az n oldal, ott tehát az elektronállapotok energiája csökken.

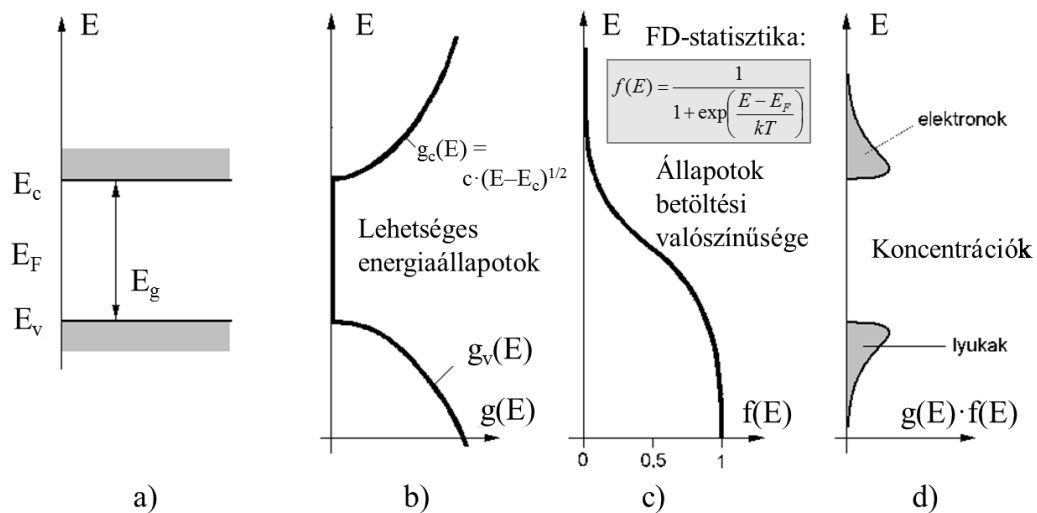


1.2. ábra. Egy pn átmenet energiadiagramja a) zérus külső és b) nyitóirányú feszültség rákapcsolásakor [2].

A pn átmenet sávdiaagramjának alakulása az előzőek megértése után még egyszerűbben magyarázható a *Fermi-szint* segítségével. A hőmérséklet emelkedésével a töltéshordozók egyre magasabb energiaszinteket foglalhatnak el; csak 0 K hőmérsékleten igaz az állítás, hogy a vegyértéksáv teljesen betöltött, a vezetési sáv pedig teljesen üres. Nullánál nagyobb

hőmérsékleten a töltéshordozók energiaszintek szerinti betöltési valószínűsége a *Fermi-Dirac statisztikát* követi (1.3. c) ábra). A Fermi-szint az az energiaszint, amelynek betöltési valószínűsége éppen 50% (elektronokra és lyukakra értelmezve egyaránt). Adalékolatlan (vagyis intrinsic) félvezetőben a Fermi-szint a tiltott sáv közepén található, *n* típusú adalékolás esetén ez a vezetési sáv (plusz elektronokat vittünk be), *p* típusú félvezetőben pedig a vegyértéksáv (elektron hiányt vittünk be) irányába tolódik el, az adalékolás mértékétől függően. A pn átmenet és a kiürített réteg viszonyainak kialakulásakor a töltéshordozók átsodródása (és ezzel együtt az energiasávok eltolódása) mindaddig megy végbe, mígnem a két oldal Fermi-szintjei ki nem egyenlítődnek (1.2. a) ábra, E_F jelöléssel).

A Fermi-Dirac eloszlást leegyszerűsítve a 1.2. ábrán az elektronok és lyukak elhelyezkedésére a pohár víz analógiája is alkalmazható: az energiaminimum eléréséhez a lyukak a buborékokhoz hasonlóan fölfelé, az elektronok pedig a leülepedő nehezebb részecskékhez hasonlóan lefelé törekszenek.



1.3. ábra. A vezetési- és vegyértéksávokban kialakuló töltéshordozó-eloszlás (d) meghatározható a Fermi-Dirac eloszlás (c) és a megengedett energiaállapotok számának (b) szorzataként. A tiltott sávon belül nincsenek megengedett állapotok (a) ([1] nyomán).

A dióda külső kapcsai közé nyitóirányú feszültséget kapcsolva (ilyenkor a külső feszültség a *p* oldal felől az *n* oldal felé esik) csökkenthető a diffúziós potenciál. Ilyenkor a diffúziós árammal ellentartó sodródási áram lecsökken, és a két oldal között az elektronok és a lyukak diffúzió útján átsodródhatnak az ellentétes zónákba, ezzel makroszkopikus áramot is létrehozva. A dióda nyitása a pohár víz analógiájával és a közlekedőedény elvével szemléletesen magyarázható: a nyitóirányú külső feszültség az energiasávok eltolódását csökkenti (1.2. b) ábra) az egyensúlyihoz képest (1.2. a) ábra). Ilyenkor pedig az *n* oldalon a vezetési sávban „leülepedő” elektronok a *p* oldalra, a *p* oldalon pedig a vegyérték sávban fölfelé „buborékozó” lyukak az *n* oldalra tudnak sodródni.

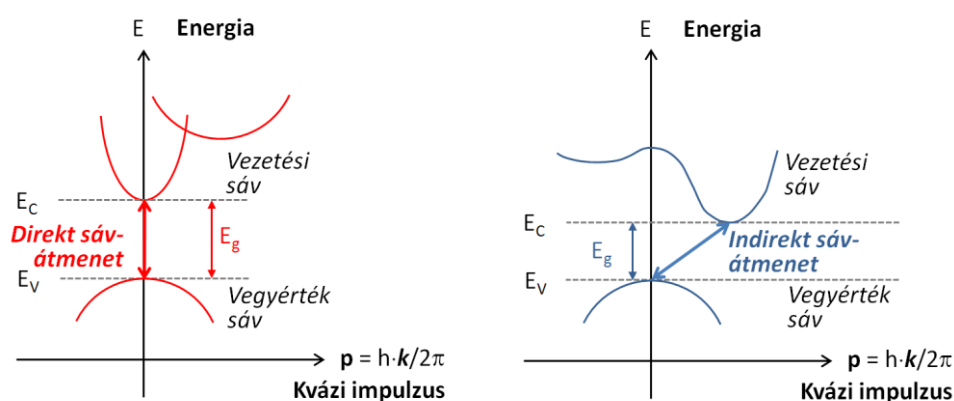
Az átsodródott töltéshordozók diffúzió útján terjednek tovább, azonban itt már, mint kisebbségi töltéshordozók vannak jelen. A kisebbségi töltéshordozókra jellemző azonban az, hogy csak véges időt tölthetnek a vegyérték- (kisebbségi lyukak) vagy vezetési sávban (kisebbségi elektronok), mielőtt egy ún. *rekombináció* során egy elektron-lyuk pár találkozna egymással; ilyenkor az elektron a vezetési sávból a vegyérték sávba esik vissza, ezzel egy

lyukat is megszüntetve. A kisebbségi töltéshordozók rekombináció előtt eltöltött átlagos idejét *élettartamnak* nevezzük és τ -val jelöljük, az ez alatt megtett, ún. *diffúziós hosszakat* pedig L_n illetve L_p jelöli a 1.2. ábrán.

A rekombináció mindig a vezetési sáv és a vegyérték sáv között zajlik le, az ún. *tiltott sávon* (angolul „bandgap”) keresztül, amelyben megengedett elektronállapotok nem találhatóak. A tiltott sáv szélessége igen fontos paraméter: rekombináció során az energiamegmaradás törvényének teljesülnie kell, vagyis ilyenkor a tiltott sáv szélességének megfelelő energia szabadul fel. Ez az energia a környezet felé foton vagy fonon formájában adódhat át: előbbi hullámhosszát a fénysebesség és a tiltott sáv szélessége határozza meg (a *fotoelektromos hatás* egyenletének megfelelően), míg utóbbi csak a kristályrácsot melegíti. Az ilyen, elektromos hatáson alapuló fénykeltés az ún. *elektrolumineszcencia*.

1.2 Direkt és indirekt rekombináció

Az, hogy egy rekombináció során foton vagy fonon keletkezik, egy másik megmaradási törvényen múlik. A kristályrácsban mozgó elektronoknak ugyanis van egy ún. *effektív tömegük*, ennek megfelelően pedig egy *kvázi impulzusuk*. A rekombináció során tehát az impulzusmegmaradás törvényének is teljesülnie kell; foton kibocsátás abban az esetben történik, ha a rekombinálódó elektron kvázi impulzusa nem változik meg, máskülönben fonon keletkezik. E tekintetben azt kell megvizsgálni, hogy a vezetési sáv alja és a vegyérték sáv teteje hogyan alakul a kvázi impulzus függvényében.



1.4. ábra. Direkt és indirekt sávátmenetek energia vs. kvázi impulzus diagramjai ([5] nyomán).

Rekombinációra a vezetési sáv minimuma és a vegyérték sáv maximuma között van a legnagyobb esély, vagyis fénykibocsátásra azok a félvezető anyagok lesznek alkalmasak, ahol ez a két tartomány azonos kvázi impulzushoz tartozik. Az ilyen anyagokat *direkt sávátmenetű* félvezetőknek nevezzük. Az ún. *indirekt sávátmenettel* rendelkező anyagok fénykeltésre nem alkalmasak, ilyen félvezető anyag pl. a szilícium.

Rekombináció természetesen nem kizárólagosan a tiltott sáv szélességnek megfelelő energiakülönbséggel történhet, előfordulnak rekombinációk a 1.4. ábrán látható lokális minimum és maximum helyektől eltérően is. Ennek egyenes következtében a kibocsátott fény nem koherens, de keskeny sávú (közel monokróm), azaz a LED-ek meghatározott színnel sugároznak (ellentétben a folytonos spektrumú fényforrásokkal).

A fény tehát az aktív rétegben keletkezik, a félvezetőt közvetlenül, vagy visszaverődések útján hagyja el. Nagy fényerejű LED-ek készítésére InAlGaP és InGaN/AlGaN vegyület félvezetőket használnak [6]. Ezek anyagi összetételének változtatásával szinte a teljes látható spektrum lefedhető színes LED-ekkel, de létezik az ún. „green gap”: 550nm környékén jelenleg nem tudnak még a kék vagy vörös LED-ek hatásfokával felérő LED-eket készíteni. A fehér LED-ek olyan InGaN/GaN vegyületfélvezető rétegekből készített kék LED-ek, ahol a félvezető lapka felületére sárgás (de nem mindig sárga) színű fényport tesznek, ez az alapszint lumineszcens módon alakítja át a kívánt hatású – hideg, természetes, meleg – fehérre.

1.3 A dupla heteroátmenet

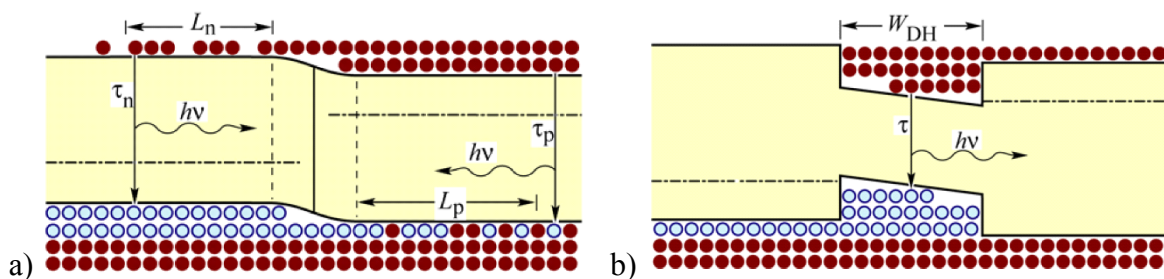
Az emittált fotonok száma tehát arányos a rekombinációk számával. Így az egységnyi térrészben és egységnyi idő alatt lejátszódó rekombinációk, vagyis a *rekombinációs ráta* növelése az egyik legfontosabb hatásfoknövelő módszer.

Egy elektron-lyuk pár rekombinációjának valószínűsége arányos az elektronok és a lyukak koncentrációjával, vagyis az R rekombinációs ráta arányos lesz e két koncentráció szorzatával:

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = B \cdot n \cdot p \quad (1.1)$$

A fenti egyenlet az ún. *bimolekuláris reakciósebesség* egyenlete, ahol B a bimolekuláris rekombinációs együttható, n és p pedig az elektronok és lyukak koncentrációja.

Az egyazon anyagból kialakított pn átmenet esetében a tiltott sáv a teljes kristályban ugyanakkora szélességű, a pn átmenet közvetlen közelében csak a kiürített réteg miatti sávgörbület tapasztalható. Nyitóirányú külső feszültség rákapcsolásakor a potenciálgát csökken (1.5. a) ábra), így mindkét oldal többségi töltéshordozói szabadon átsodródhatnak a túloldalra, ahol a τ élettartam letelte és az L diffúziós hossz megtétele után rekombinálódnak.



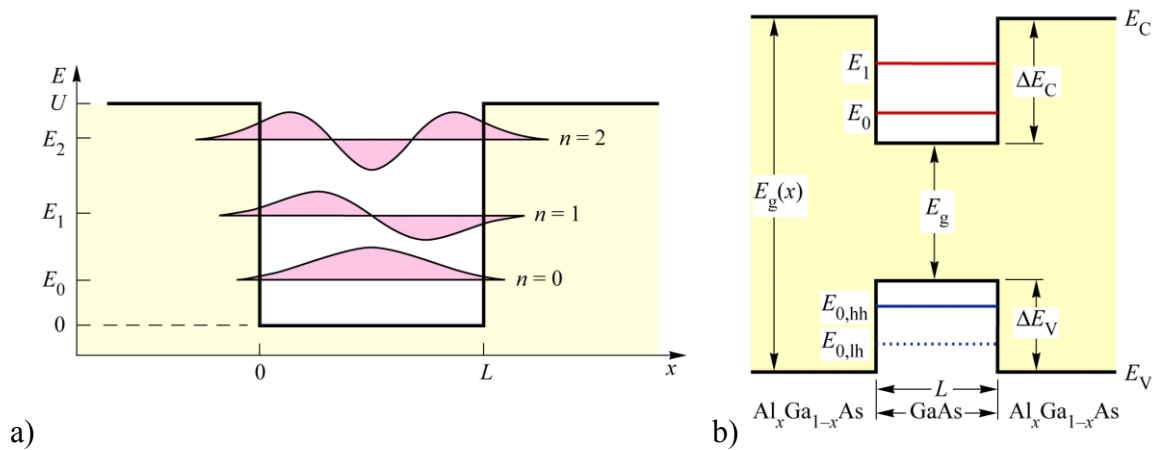
1.5. ábra. a) Homoátmenetes elrendezés energiadiagramja b) Dupla heteroátmenetes elrendezés energiadiagramja [2].

A diffúziós hossz lecsökkentésére és így a rekombinációs ráta megnövelésére speciális rétegelrendezéseket alkalmaznak. *Nagy hatásfokú LED-ek csak ún. dupla heteroátmenetes kvantumgödörök segítségével készíthetők.* A struktúra két, eltérő tiltottsáv-szélességű anyagból áll. A kisebb tiltott sávú anyagot aktív réteggént alkalmazzák, míg a kétoldalról határoló nagyobb tiltott sávú anyag segítségével alakítják ki a *kvantumvölgyet* (a magyar szakterminológiában használatos a *kvantumgödör* elnevezés is, az angol szakirodalomban:

„*quantum well*”). Az elnevezés eredete kettős. Egyrészt a völgy mérete olyan kicsi (tipikusan 100 Å körüli, ami nagyjából 40 atom távolsága), amelyben a töltéshordozók hullámtermészete már nem elhanyagolható; a völgyön belül csak meghatározott állóhullámok alakulhatnak ki, vagyis a rendszer kvantált. Másrészt mind az elektronok, mind pedig a lyukak alacsonyabb energiaszintre kerülnek, akár egy potenciál völgyben [7].

A 1.5. b) ábra jól szemlélteti, hogy a nyitófeszültség rákapcsolásakor a sodródó többségi töltéshordozók a kvantumgödörben „becsapdázódnak”. Ennek következtében a rekombinációk helyének szélessége a diffúziós hossz (1...20 μm) helyett csupán a kvantumgödör szélességére (0,01...1,0 μm) korlátozódik, a megnövekvő töltéssűrűségek miatt pedig a radiatív rekombinációs ráta is nagymértékben megnövekszik.

A kvantumgödörben megengedett energiaállapotok (1.6. a) és b) ábrák) függenek többek között a gödör szélességétől, alakjától és a korlátozó potenciálfalak magasságától. Az egzakt kvantummechanikai háttérre itt nem térünk ki, de *E. F. Schubert* a félvezető fizikáról írt könyvében [3] igen részletes és széleskörű leírást ad.



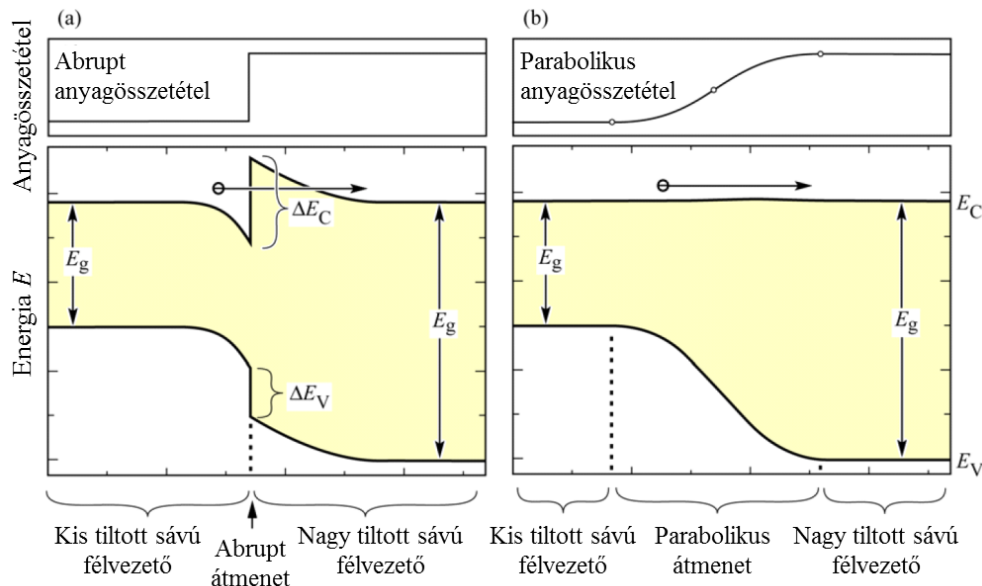
1.6. ábra. a) A szimmetrikus kvantumvölgyben megengedett három legalacsonyabb rendű hullámfüggvény
b) Egy $\text{Al}_{0,30}\text{Ga}_{0,70}\text{As}$ / GaAs négyzetes kvantumgödörben megengedett kötött energiaállapotok [3].

A rétegrendek kialakításakor a tiltott sáv szélességén túl számos egyéb tényezőt is figyelembe kell venni. Ezek közül az egyik legfontosabb az eltérő anyagszerkezetek kristálytani rácsállandójának illeszkedése (angolul: „*lattice matching*”), ugyanis a diszlokációk és egyéb rácshibák rekombinációs centrumként viselkednek és a fotonkiszugárzásos rekombinációk számát, vagyis az ún. *belső kvantumhatásfokot* (kibocsátott fotonok száma / beinjektált elektronok száma) nagymértékben csökkentik. A két anyagösszetétel közötti átmenet alkalmas kialakítása szintén rendkívül fontos, hiszen a hirtelen, *abrupt* anyagváltás megnöveli az elektromos ellenállást. A vezetési sávban található elektronok ugyanis (n típusú félvezetőt feltételezve) a nagyobb tiltott sávú anyagból a kisebb tiltott sávú felé diffundálva alacsonyabb energiaállapotokat is elfoglalhatnak, ami *töltésfelhalmozódáshoz* vezet.

A kiürített réteg kialakulása kapcsán a 1.1 szakaszban már tárgyaltam, hogy a töltésfelhalmozódás az energiaállapotok egymáshoz képesti eltolódásával jár együtt: a többlet elektronok fölfelé, a többlet lyukak pedig lefelé tolják az energiasávokat. Abrupt heteroátmenetek esetében mindez a 1.7. a) ábrán látható tuskyszerű potenciálgát megjelenését okozza, amelyen az elektronok csak a gát magasságának megfelelő energiaveszteség árán, vagy *alagúthatás* révén juthatnak át. Szerencsére az energiasávok folytonossága teljes mértékig helyreállítható, ha a kémiai anyagösszetételt a heteroátmenet környezetében nem hirtelen

módon, hanem parabolikus profil szerint váltják át (1.7. b) ábra). Ennek részletes levezetése megtalálható *E. F. Schubert* LED könyvének 4.7. alfejezetében [2].

A kvantumgödört határoló potenciálfal magassága rendkívül fontos paraméter, hiszen termikus gerjesztés hatására a töltéshordozók elszökhetnek a potenciálcspadából. A potenciálfal magassága jellemzően a néhány száz meV nagyságrendjébe esik, amely sokszorosa a kT termikus energiának (amelynek szobahőmérsékleten vett értéke kb. 26 meV). A határoló réteg felé ennek ellenére elszivárgó áramok jelentős veszteséget okoznak, hiszen az aktív rétegen kívül a töltéssűrűség meglehetősen kicsi, így a radiatív rekombinációs ráta is igen alacsony lesz. Emiatt rendkívül fontos a potenciálfal megfelelő magassága és ezáltal a szivárgási áramok minimalizálása. A szivárgási áram értéke a potenciálfal tetején vett töltéssűrűségtől függ, amely a *Fermi-Dirac eloszlás* alapján, a Fermi szintnél sokkal nagyobb energiák esetén pedig a *Boltzmann eloszlással közelítve* számítható ki. A levezetést mellőzve elmondható, hogy a szivárgási áram exponenciálisan arányos az abszolút hőmérséklettel és a potenciálfal relatív magasságának reciprokával.



1.7. ábra. a) Abrupt és b) parabolikus anyagösszetétel profilú heteroátmenetek energiadiagramjai [2].

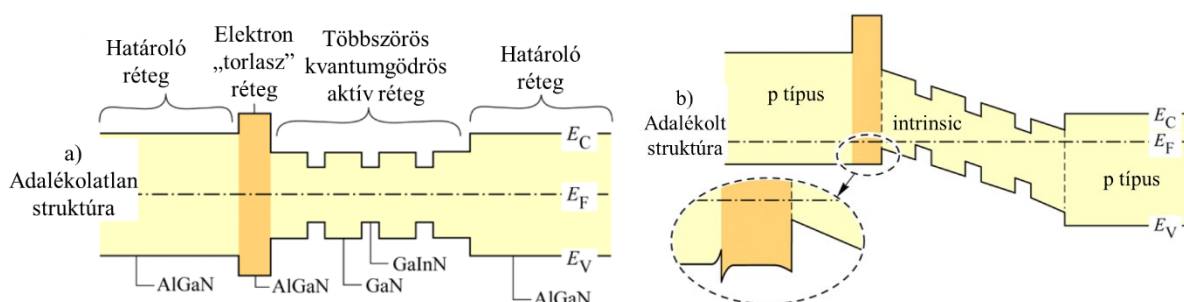
További szivárgási veszteséget az ún. *Shockley-Read-Hall rekombinációk* okoznak, amelyek során a rekombináció a tiltott sávban kristályhibák vagy szennyező atomok által létrehozott energiaállapotokon keresztül megy végbe, így fotonkibocsátással sem jár együtt. Olyan eset is előfordulhat, hogy a rekombináció során felszabaduló energiát egy harmadik töltéshordozó nyeri el, amely ennek hatására sávon belül magasabb energiaértékre gerjesztődik, majd fonon kibocsátással relaxálódik vissza korábbi állapotába. Ez utóbbi az ún. *Auger rekombináció*.

Nagy áramsűrűségek esetén előfordulhat, hogy a kvantumgödört teljesen elárasztják a beinjektált töltéshordozók és az túlcsoordul. Ilyenkor az áramsűrűség további növelésével az aktív régió töltéssűrűsége nem növekszik tovább, ennek megfelelően pedig az áramsűrűség – sugárzott teljesítmény karakterisztika szaturációba kerül. Ez a telítési állapot még akkora potenciálfal esetén is előfordulhat, amelynél nominális áramsűrűségek esetén a szivárgási áramok elhanyagolhatóak. A probléma megoldása az aktív terület növelésével lehetséges: akár

széles dupla heteroátmenet, akár többszörös kvantumgödör („*multiple quantum wells*”, rövidítve: MQW) alkalmazásával, vagy nagy kontaktusfelület létrehozásával.

Az előző szakaszokban említettem, hogy a kvantumgödörből a töltéshordozók megnövekvő termikus energiájuk révén „elszökhetnek a csapdából”. Erre leginkább azok az elrendezések érzékenyek, amelyeknél a potenciálfal magassága relatíve kicsi. Az elektronok mozgékonyasága és diffúziós hossza többször akkora, mint a lyukaké, ezért a heteroátmenet p adalékolású oldalára érdemes ilyenkor nagy tiltottsáv-szélességű anyagból olyan „torlaszt” beépíteni, amely akadályozza az n oldalról sodródó elektronok továbbdiffundálását. A torlasszal is kiegészített teljes heteroátmenetes elrendezésre mutat példát a 1.8. a) ábra. A gallium-nitrit aktív régiót számos gallium-indium-nitrit kvantumgödör tagolja, az egész aktív régiót pedig nagyobb tiltottsáv-szélességű alumínium-gallium-nitrit határolja mindkét oldalról. A határoló rétegekben a nagyobb tiltott sávú anyagok (ez esetben az alumínium) koncentrációját növelve kialakítható az elektronok továbbhaladását meggátoló torlasz is.

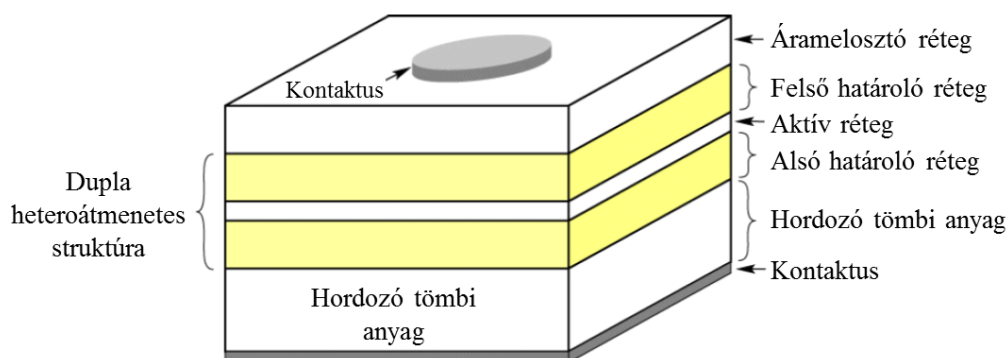
A 1.8. b) ábra szemlélteti az adalékolt pn átmenetet. A kiürített réteg kialakulása során a p és az n oldalak energiasávjai a közös Fermi-szintnek megfelelően eltolódnak (az elektronok energiaállapotai „feljebb” kerülnek ott, ahová többlet elektronok diffundálnak). A vezetőképes elektronok mozgását blokkoló réteget úgy alakítják ki, hogy egyensúlyi állapotban a teljes diszkontinuitás a vezetési sávba kerüljön, így a lyukak mozgását ne akadályozza. A 1.8. b) ábrán kinagyított részlet szemlélteti, hogy abrupt átmenet esetén a torlaszréteg határain is kialakulnak a tiltottsáv-szélességének különbségéből fakadó potenciáltüskék. Alkalmos anyagátmenet-profil segítségével ezek a tüskék is teljesen eltüntethetőek, így a torlaszréteg a lyukak mozgását nem akadályozza.



1.8. ábra. Többszörös kvantumvölgyes heteroátmenet energiadiagramjai a) adalékolatlan, és b) adalékolt pn átmenetek esetén [2].

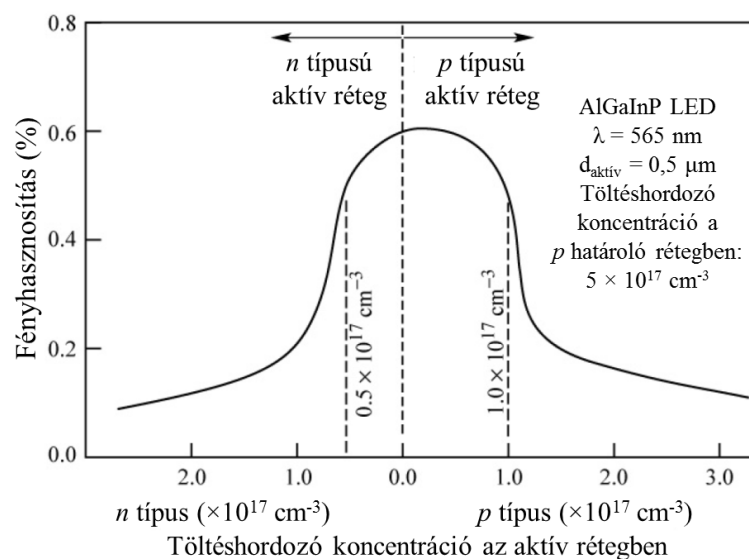
Vegyük észre, hogy a gyakorlati megvalósítást tekintve a 1.8. ábrán látható struktúra a LED lapka olyan irányú keresztmetszete, amelyiknél a vízszintes tengely a LED lapka vastagságának, a függőleges és a papírlap felé mutató tengely pedig a LED lapka laterális kiterjedésének felel meg. Másképp fogalmazva, az ábra a LED lapka éléről tekinti az energiadiagramot, ahol a bal és a jobb oldal a lapka „tetejének”, illetve „aljának” felel meg. Egy ilyen lapkára mutat példát a 1.9. ábra.

Az aktív rétegben keletkező fotonok tehát a heteroátmenet nagyobb tiltott sávú határrétegein keresztül hagyhatják el a LED lapkát. Mivel ezek a fotonok egy kisebb tiltottsáv-átmenet során keletkeztek, így energiájuk nem elegendő ahhoz, hogy a határrétegekben töltéshordozókat gerjeszthessenek a vezetési sávba. Ezeken a rétegeken tehát akadálytalanul haladhatnak át az aktív rétegben keletkezett fotonok, rájuk nézve a lapka nagyobb tiltott sávú rétegei transzparenssek.



1.9. ábra. A dupla heteroátmenet elhelyezkedése a LED lapkán belül; alulról lefelé megtalálható az n oldali kontaktus, a hordozó, a dupla heteroátmenet, az áramelosztó réteg, majd legfelül a p oldali kontaktus [2].

A heteroátmenet töltésviszonyai tekintetében kritikus fontosságú a megfelelő adalékprofil kialakítása. A 1.8. b) ábra azt sugallja, hogy a p és n régiókat a határrétegek alkotják, míg maga az aktív régió adalékolatlan, intrinsic marad. Az aktív régió erős adalékolása ugyanis a töltéeloszlás szempontjából a pn átmenetet kitolná a heteroátmenet határaitra (ahol a tiltott sáv szélessége változik). Sugawara és munkatársai [8] kimutatták, hogy az aktív réteg adalékolásának optimuma egy enyhe p típusú akceptor adalékolás; a lyukak mozgékonyasága (és diffúziós hossza) kisebb, mint az elektronoké, emiatt az aktív rétegben egyenletesebb lehet a töltéshordozók eloszlása. A 1.10. ábra a fényhasznosítás függését mutatja az aktív réteg adalékolása függvényében.



1.10. ábra. Egy 565 nm-en sugárzó LED fényhasznosítása az aktív réteg adalékolása függvényében [8].

A határrétegek adalékolása szintén kritikus jelentőségű, illetve alulról és felülről egyaránt korlátozott. A túl alacsony adalékolás jelentős mértékben megnöveli ezen rétegek ohmos ellenállását, ezáltal az itt termelődő joule-hő mennyiségét is. A felső határ inkább technológiai jellegű, a túl erős adalékolás az aktív réteg *visszamaradó* adalékkoncentrációját nem kívánt módon növeli. A határrétegek adalékkoncentrációja mindenképpen nagyobb, mint az aktív rétegé, n típus esetén jellemzően a 10^{16} és $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, míg p típus esetén az 5×10^{17} és $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ tartományban van. A két koncentráció közötti eltérés oka ebben az esetben is

az eltérő diffúziós hosszakban van; a magasabb lyukkonzentráció az aktív rétegben tartja az elektronokat és segít megakadályozni, hogy azok a p határrétegbe sodródjanak.

A heteroátmenetes struktúra elkészítésének két jellegzetes példája a *molekula-sugaras epitaxia* („*Molecular Beam Epitaxy*” – MBE) illetve a *fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás* („*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*” – MOCVD). Mindkét technológia közel atomi szintű rétegfelbontással kontrollálható [7].

1.4 A nyitóirányú karakterisztika és hőmérsékletfüggése

A félvezető eszközök működésében meghatározó szerepet tölt be a hőmérséklettől való függés. Az alábbiakban egy szemléletes megközelítéssel világítom meg ennek a függésnek az okát.

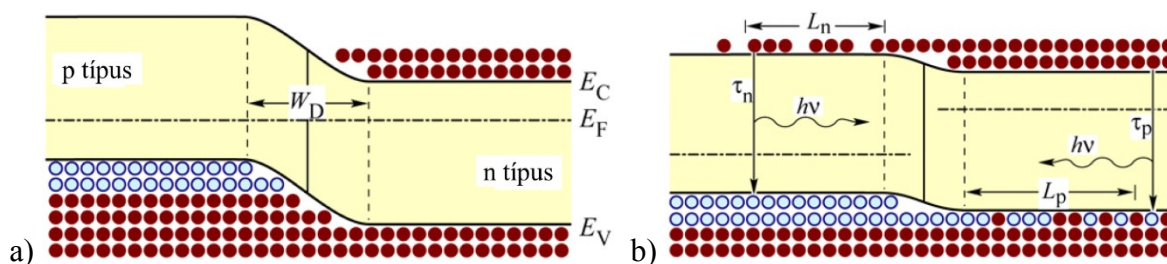
A töltéshordozók a hőmérséklet növekedésével egyre nagyobb átlagenergiára tesznek szert; az energia szerinti betöltési valószínűséget a Fermi-Dirac statisztika írja le (lásd újra a 1.3. ábrát). Formálisan:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (1.2)$$

ahol E az energiaérték, ahol a betöltési valószínűséget vizsgáljuk, E_F a Fermi-energia, k a Boltzmann-állandó és T az abszolút hőmérséklet. A Fermi-szinttől távol, úgymint a vezetési sávban a (1.2)-es összefüggés Boltzmann-eloszlás szerinti közelítése a következő:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (1.3)$$

A fenti összefüggés mind az energiára, mind pedig a hőmérsékletre nézve exponenciális. Ha ezt helyesen szeretnénk ábrázolni egy pn átmenet sávvázlatán, akkor az energia (vagyis a függőleges tengely) szerint 8-10 nagyságrendnyi elektronsűrűség eltéréseket kellene ábrázolni.



1.11. ábra. A 1.2. ábra ismétlése a hőmérsékletfüggés magyarázatához [2].

A 1.1 szakasz tömör leírást nyújt a pn átmenet működéséről. Nézzük meg újra a 1.2. ábrát; zérus külső rákapcsolt feszültség esetén a sávdiaagram görbült, a p oldali energiaállapotok magasabb értéken helyezkednek el, mint az n oldaliak. A töltésviszonyok kiegyenlítettek; többségi töltéshordozók a több nagyságrendnyi eltérések miatt mindig diffundálnak át a túloldalra, de időegységenként ugyanennyi töltéshordozót hajt vissza a pn átmenetbe beépített tér. Nyitóirányú külső feszültség rákapcsolásakor az energiasáv két oldala közötti különbségek kezdenek kiegyenlítődni, a dióda kinyit, vezetni kezd. A vizespohár analógiával élve ilyenkor

az n oldali vezetési sáv alja, azaz a „tengerfenék” fentebbre kerül, így az alján „felkavarodott üledékes por” rá tud zúdulni a p oldalra. Hasonlóképp, a p oldali vegyértéksáv tetején felgyülemelő „buborékokat” lejjebb tolja a lefelé mozgó tiltott sáv, így azok át tudnak „buborékozni” az n oldalra.

Az energiagát magasságának változása az U nyitófeszültséggel arányosan, méghozzá a p oldalon qU értékkel lefelé változik. Tehát a p oldal vezetési elektronjainak „sűrűje” lejjebb került. Nézzük most meg, hogy a p oldal vezetési sávjában az E energiaszinten milyen elektronsűrűség kerül szembe az n oldal felől. Ehhez a (1.3) egyenletet használjuk fel, ahol E értékét a p oldalon qU értékkel kisebbnek vesszük, vagyis:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{(E - qU) - E_F}{kT}\right) \quad (1.4)$$

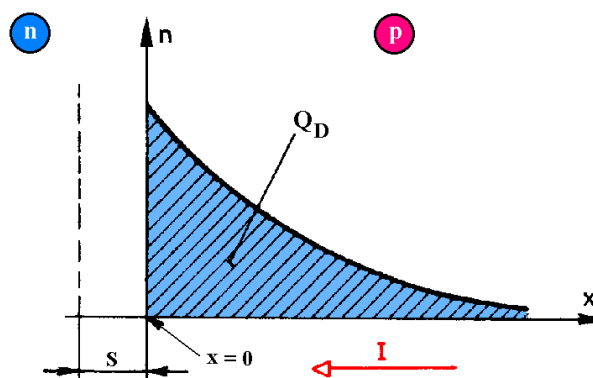
amit átrendezve megkapjuk:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \quad (1.5)$$

Használjuk fel, hogy feszültségmentes állapotban (vagy a pn átmenettől megfelelően távol) n_p a kisebbségi elektronok sűrűsége a p oldalon, $U_T = kT/q$ pedig az ún. *termikus feszültség*. Ezzel megkapjuk a pn átmenet határán beálló kisebbségi hordozósűrűséget, amely exponenciálisan függ a feszültségtől. Jelöljük ennek értékét n_0 -val:

$$f(E) = n_p \cdot \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) = n_0 \quad (1.6)$$

A pn átmenet túloldalára átsodródott töltéshordozók ott kisebbségi töltéshordozókká válnak, τ átlagos élettartam letelte (és ez alatt L diffúziós hossz megtétele) után rekombinálnak, a pn átmenettől távolodva a kisebbségi töltéshordozók száma exponenciálisan csökken (1.12. ábra).



1.12. ábra. Kisebbségi töltéshordozó eloszlás a kiürített rétegtől való távolság függvényében [A *Mikroelektronika* című tárgy fóliáiból átvéve].

A p oldalon tehát a kisebbségi elektronok sűrűsége n_p , az így kialakuló lépcső mérete pedig $(n_0 - n_p)$. Az exponenciális lecsengés karakterisztikáját a diffúziós hossz adja meg, vagyis az átmenet (vagy pontosabban: a kiürített réteg) határától távolodva az elektronsűrűség felírható a távolság függvényében:

$$n(x) = n_p + (n_0 - n_p) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \quad (1.7)$$

Korábban már tárgyaltuk, hogy a diffúziós folyamatokat a koncentrációkülönbségek, a sűrűségek gradiense mozgatja előre. A pn átmenetben sűrűséggradiens éppen ebben az exponenciális lecsengésben lesz, a gradiens pedig ott a legnagyobb, ahol az exponenciális görbe a legmeredekebb, vagyis az $x = 0$ helyen. (Ez következik abból is, hogy a kiürített rétegtől távolodva egyre több kisebbségi töltéshordozó rekombinálódik.) Ebből a diffúziós áram:

$$J_n(x) = -q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} \quad (1.8)$$

ahol q az elemi töltés, D_n pedig az elektronok mozgékonyága. Helyettesítsük be a (1.7)-es kifejezést és végezzük el a deriválást:

$$J_n(x) = -q \cdot D_n \cdot (n_0 - n_p) \cdot \left[\exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \right] \cdot \left(-\frac{1}{L_n}\right) \quad (1.9)$$

Oldjuk meg a (1.9) egyenletet $x = 0$ behelyettesítéssel, és használjuk a (1.6) kifejezést az n_0 és n_p közötti helyettesítésre:

$$J_n|_{x=0} = -q \cdot D_n \cdot (n_0 - n_p) \cdot 1 \cdot \left(-\frac{1}{L_n}\right) = \frac{q \cdot D_n}{L_n} \cdot (n_0 - n_p) \quad (1.10)$$

$$J_n|_{x=0} = \frac{q \cdot D_n}{L_n} \cdot \left(\left[n_p \cdot \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) \right] - n_p \right) = \frac{q \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) \quad (1.11)$$

Az n oldalra injektált kisebbségi lyukakra az előzőek ugyanúgy felírhatóak:

$$J_p|_{x=0} = \frac{q \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) \quad (1.12)$$

A két áramsűrűséget összeadva és a pn átmenet teljes felületével megszorozva megkapható a nyitóirányú áram értéke:

$$I = A \cdot \left(\frac{q \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} + \frac{q \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} \right) \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) \quad (1.13)$$

Az előző kifejezésből ki szokás emelni az ún. *szaturációs áramot*:

$$I_0 = A \cdot \left(\frac{q \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} + \frac{q \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} \right) \quad (1.14)$$

A *szaturációs*, vagy *telítési áram* elnevezése abból ered, hogy záróirányú előfeszítés esetén a záróirányú áram ezen értéken telítődik, és feszültségfüggetlenné válik; ez belátható, hiszen a (1.13) kifejezés exponenciális tagja negatív feszültségek esetén gyorsan tart 0-hoz.

Az előzőekben tehát eljutottunk a *Shockley diódaegyenlethez*. Ennél a pontnál mindenképpen jegyezzük meg, hogy a levezetést a legegyszerűbb esetre, vagyis homogén adalékolású, abrupt átmenetű diódára végeztük el, homogén áramsűrűséget feltételezve. Bonyolultabb elrendezések esetén csak a pontos eloszlás- és helyfüggvények ismeretében végezhető el az egzakt levezetés.

A dióda karakterisztika levezetése után vizsgáljuk meg, hogy hogyan változik mindez a hőmérséklet függvényében. A korábbi analógiát tekintve a hőmérséklet növelésével „felkavarjuk a tengerfenéken az üledéket”, vagyis egyre több egyre nagyobb energiával rendelkező töltéshordozó lesz a rendszerben, a töltéshordozók energia szerinti eloszlása jobban széthúzódik. A Shockley diódaegyenletben a hőmérséklet több helyen is szerepel, a következő lépésekben megkeressük ennek a hőmérséklet szerinti érzékenységet. Első lépésben vonjuk össze és rendezzük át a (1.13) és (1.14) összefüggéseket:

$$U = U_T \cdot \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) \cong U_T \cdot \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (1.15)$$

Ebből U_T és I_0 hőmérsékletfüggő tagok. Írjuk fel az érzékenységi függvényt:

$$\frac{dU}{dT} = \frac{dU_T}{dT} \cdot \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) + U_T \cdot \frac{I_0}{I} \cdot \frac{-I}{I_0^2} \cdot \frac{dI_0}{dT} \quad (1.16)$$

A termikus feszültség hőmérsékletfüggése:

$$\frac{dU_T}{dT} = \frac{k}{q} \quad (1.17)$$

Ezt visszahelyettesítve és kiegyesztítve:

$$\frac{dU}{dT} = \frac{U}{T} - U_T \cdot \frac{1}{I_0} \cdot \frac{dI_0}{dT} \quad (1.18)$$

A szaturációs áram hőmérsékletfüggésének meghatározása bonyolultabb. A kifejezésből a kisebbségi töltéshordozó-koncentrációk érzékenységét kell meghatározni. Ehhez viszont be kell vezetnünk az ún. *tömeghatás törvényét*, amely kimondja, hogy (adott hőmérsékleten) *a félvezetőben található lyukak és elektronok szorzata állandó, és megegyezik az adalékolatlan töltéshordozó koncentráció négyzetével*. A tömeghatás törvénye itt azért fontos számunkra, mert adalékolatlan félvezető esetén is igaz. Ilyenkor a többségi töltéshordozók száma megegyezik az adalékkoncentrációval, vagyis:

$$n_i^2 = n_p \cdot N_p = p_n \cdot N_n \quad (1.19)$$

ahol a p oldali kisebbségi elektronok száma n_p , az akceptor atomok száma N_p ; az n oldali kisebbségi lyukak száma p_n , a donor atomok száma pedig N_n . Rendezzük át a kifejezést és helyettesítsük be a (1.14) összefüggésbe n_p és p_n helyére, majd írjuk fel a parciális deriváltat:

$$\frac{dI_0}{dT} = A \cdot q \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} \cdot \frac{1}{N_p} \cdot \frac{dn_i^2}{dT} + \frac{D_p}{L_p} \cdot \frac{1}{N_n} \cdot \frac{dn_i^2}{dT} \right) \quad (1.20)$$

$$\frac{dI_0}{dT} = A \cdot q \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} \cdot \frac{1}{N_p} + \frac{D_p}{L_p} \cdot \frac{1}{N_n} \right) \cdot \frac{dn_i^2}{dT} \quad (1.21)$$

Az intrinsic töltéshordozó-koncentráció négyzetének hőmérsékletfüggését a levezetés mellőzésével felírjuk:

$$\frac{dn_i^2}{dT} = \frac{n_i^2}{T} \cdot \left(3 + \frac{W_g}{k \cdot T} \right) \quad (1.22)$$

Ezt visszahelyettesítve (1.21) majd (1.18) kifejezésekbe:

$$\frac{dI_0}{dT} = I_0 \cdot \frac{1}{T} \cdot \left(3 + \frac{W_g}{k \cdot T} \right) \quad (1.23)$$

$$\frac{dU}{dT} = \frac{U}{T} - U_T \cdot \frac{1}{T} \cdot \left(3 + \frac{W_g}{k \cdot T} \right) = \frac{U - 3U_T - \frac{W_g}{q}}{T} \quad (1.24)$$

A nyitófeszültség hőmérsékletfüggésének tipikus értékét -2 mV/K körülire szokás becsülni, de a (1.24) összefüggésből is kiderül, hogy ez az érték erősen függ a hőmérséklettől és a tiltottsáv-szélesség adott munkapontban érvényes értékétől. LED-ek esetében felmerül annak lehetősége, hogy a csúcs-hullámhossz alapján számolt tiltottsáv-szélesség segítségével végezzünk további számításokat. A gyakorlat azonban sajnos azt igazolja, hogy ezek a számítások nem adnak pontos értéket, az egyes LED típusok a hőmérséklet és a nyitófeszültség függvényében *eltérő jelleget is mutatnak*. Emiatt a nyitófeszültség hőmérséklet-érzékenységét a pontos mérés érdekében minden esetben külön kalibrációs eljárással kell meghatározni, méghozzá a teljes vizsgálni kívánt tartományban [9], [10], [11].

1.5 A fénykibocsátás hőmérsékletfüggése

Az előző szakaszban részletesebben is tárgyaltam a diódkarakterisztikát. Belátható, hogy a hőmérséklet növekedésével állandó áramú táplálás mellett a nyitófeszültség csökken. Ez egyben az eszköz csökkenő elektromos teljesítmény felvételét is jelenti, amely változatlan hatásfok mellett is csökkenő kisugárzott teljesítményt eredményez. A belső kvantumhatásfok azonban szintén romlik a növekvő hőmérséklet hatására.

A félvezetőbe jutó szennyező anyagok és a különféle kristályhibák új energiaállapotokat hozhatnak létre a tiltott sávon belül. Ha egy rekombináció egy ilyen köztes állapoton megy keresztül, akkor az átmenet közben foton nem keletkezik. Ez az ún. Shockley-Read-Hall rekombináció, amit már a dupla heteroátmenet leírásánál is említettem. Az ilyen rekombinációk valószínűsége a reciprok mennyiségével, azaz a nem-radiatív élettartammal jellemezhető:

$$\tau_i = \tau_{n_0} \cdot \left[1 + \cosh \left(\frac{E_T - E_{Fi}}{k \cdot T} \right) \right] \quad (1.25)$$

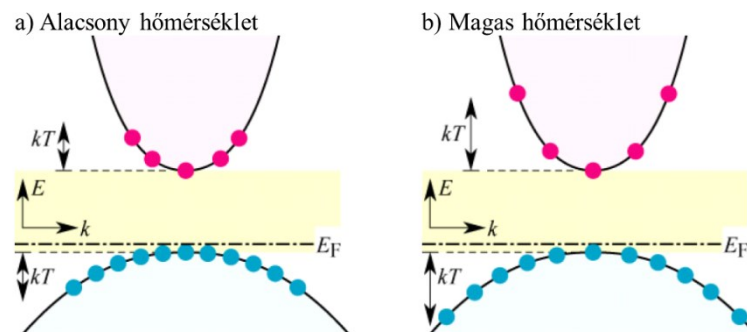
ahol τ_i a nem-radiatív töltéshordozó élettartam, τ_{n_0} a kisebbségi elektronok nem-radiatív élettartama és $\tau_{n_0} = \tau_{p_0}$ mert a csapda a lyukakat és elektronokat azonos valószínűséggel fogja el, E_T a csapda energiája és E_{Fi} az intrinsic Fermi energia. A (1.25) összefüggés intrinsic félvezetőre vonatkozik, de láttuk korábban, hogy a heteroátmenet aktív régiójában ez a feltételezés igaz. A kifejezésben szereplő koszinusz hiperbolikus függvényt szokás láncgörbének is nevezni, mert alakja megegyezik a végeinél felfüggesztett, saját súlya alatt szabadon belógó lánc formájával. Ebből következik, hogy a nem-radiatív élettartam annál rövidebb, minél közelebb vannak a csapdaállapotok a tiltott sáv közepéhez, illetve minél magasabb a hőmérséklet. A rövid élettartam nagyobb bekövetkezési valószínűséget jelent, vagyis a hőmérséklet emelkedése növeli a Shockley-Read-Hall rekombinációk számát.

A Shockley-Read-Hall rekombinációkat részben létrehozó pontszerű kristályhibák száma is arányos a hőmérséklettel. A pontszerű kristályhibák koncentrációja kiszámítható a rács atomsűrűsége és a Boltzmann-faktor szorzata alapján:

$$N_{ponthiba} = N \cdot \exp \left(- \frac{E_a}{k \cdot T} \right) \quad (1.26)$$

ahol N az atomsűrűség, E_a pedig a pontszerű rácshiba kialakulásához szükséges energia.

A félvezető lapka szélei kétdimenziós, felületszerű kristályhibát képeznek, mert itt a kristályrács periodikussága megszakad (a korábban tárgyalt folytonos energiasáv-diagramok viszont csak periodikus kristályrács esetén igazak). A hiba belátható úgy is, ha a felületet a kémiai kötések szempontjából tekintjük. A felületen ugyanis az anyagfolytonosság megszakadása révén nem alakulhat ki ugyanaz a kötési struktúra, mint a tömbi anyag belsejében. Úgynevezett „lógó kötések” maradnak szabadon, amelyek lehetnek akár akceptor, akár donor *jellegűek*, és a tiltott sávon belül újabb energiaállapotokat hoznak létre. Emiatt a lapka szélein létrejövő rekombinációk fonon emisszióval járnak és csak a lapkát melegítik, ezzel jelentősen hozzájárulva a degradációs folyamatokhoz. Az ilyen felületi rekombinációk nagyban járulnak hozzá a LED-ek veszteségéhez, ezek száma pedig szintén a hőmérséklettel arányos.



1.13. ábra. Töltéshordozó eloszlások alacsonyabb és magasabb hőmérsékleteken [2].

A nyitófeszültség leírásánál is láttuk, hogy a Fermi-Dirac statisztika értelmében a hőmérséklet emelkedésével a töltéshordozók energia szerinti eloszlása is egyre feljebb csúszik,

ez viszont a heteroátmenet határainál *többlet szivárgási veszteséget* okoz. Emellett az indirekt sávátmenetek valószínűsége is megnövekszik, hiszen a rekombinálandó elektronok és lyukak is egyre szélesebb kváziimpulzus-tartományokból kerülnek ki, vagyis a rekombináció közbeni impulzusváltozás egyre valószínűbb, ami viszont fonon-, és nem fotonkibocsátással jár (1.13. ábra).

A tiltott sáv szélessége kis mértékben szintén változik a hőmérséklettel, itt viszont fordított az arányosság, a növekvő hőmérséklet csökkenti a tiltott sáv szélességét. LED-ek esetén ez a jelenség leginkább a csúcshullámhossz eltolódásán keresztül tapasztalható. A csúcshullámhossz ismeretében a tiltott sáv szélessége kiszámítható:

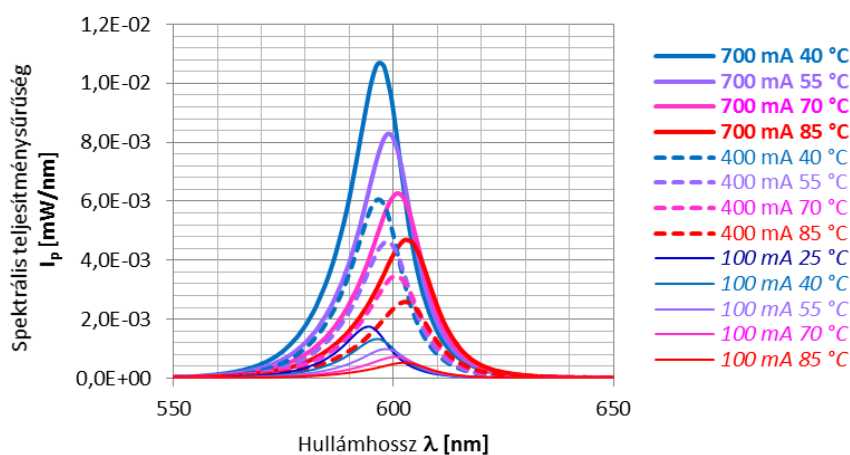
$$E_g = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (1.27)$$

ahol h a Planck-állandó, c a fénysebesség, λ pedig a csúcshullámhossz értéke. A tiltottsáv-szélességének hőmérsékletfüggése a *Varshni formula* segítségével számítható ki:

$$E_g = E_g|_{T=0K} - \frac{\alpha \cdot T^2}{T + \beta} \quad (1.28)$$

ahol α és β illesztési paraméterek, avagy a *Varshni paraméterek*.

Az eszközbe injektált áram növekedése a belső kvantumhatásfokra hasonló hatással van, mint a hőmérséklet emelkedése. A heteroátmenet aktív rétegének elárasztásával nem nő arányosan a radiatív rekombinációk száma, egyre inkább telítődik a kibocsátott fény mennyiség, a szivárgási veszteségi áramok pedig megnövekednek. Emellett az indirekt sávátmenetek valószínűsége is növekszik, hiszen a töltéshordozók kváziimpulzus-értékei ugyanúgy nagyobb tartományban változhatnak, mint a hőmérséklet növekedése esetén (lásd újra: 1.13. ábra). A 1.14. ábra együttesen szemlélteti a nyitóáram és a hőmérséklet változásának hatását a spektrális teljesítménysűrűségre.



1.14. ábra. Egy borostyán színű LED spektrális teljesítménysűrűsége a pn átmenet hőmérsékletének és a nyitóáramnak a függvényében [12].

1.6 Másodlagos jelenségek a pn átmenetben

Az ideális pn átmenet feszültség-áram karakterisztikáját a *Shockley diódaegyenlet* írja le:

$$I_F = I_0 \cdot \left(\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right) \quad (1.29)$$

ahol I_F és U_F a dióda nyitóárama és nyitófeszültsége, I_0 a szaturációs áram, U_T pedig a termikus feszültség. Ugyanennek feszültségre átrendezett formája a következő:

$$U_F = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_F}{I_0} + 1\right) \quad (1.30)$$

A Shockley diódaegyenlet kapcsán érdemes megjegyezni, hogy bár a LED-eket tipikusan áramgenerátoros meghajtással célszerű működtetni, a pn átmenetben nem a nyitófeszültség alakul ki a kényszerített áram hatására, hanem az áram alakul ki a nyitófeszültség hatására. Ennek okát a 1.1. alfejezetben már tárgyaltam.

Ha megmérjük egy LED feszültség-áram karakterisztikáját, akkor komolyabb eltéréseket is tapasztalhatunk a (1.29) számú egyenlet exponenciális függéséhez képest. A valós karakterisztika ideálistól való eltérését okozó fontosabb másodlagos jelenségeket érdemes részletesebben is kifejteni.

1.6.1 Generációs és rekombinációs áramok

Rekombinációs jelenség nem csak külső nyitófeszültség hatására mehet végbe. A vegyértéksáv elektronjai termikus gerjesztés által akár spontán módon is szert tehetnek akkora energiára, amellyel a vezetési sávnak megfelelő energiaállapotba kerülnek. Ilyenkor egy vezetőképes elektron-lyuk pár keletkezik, a jelenséget *termikus generációnak* nevezzük. Az elektron ezután τ átlagos időt tölt a vezetési sávnak, majd rekombináció útján visszakerül a vegyértéksávba. Ez a folyamat állandóan jelen van a félvezető anyagokban, hatását azonban a működési paraméterek számítása során gyakran elhanyagoljuk.

A különböző működési tartományokban a generáció és a rekombináció aránya eltérő a pn átmenet közvetlen környezetében. Záróirányú előfeszítés esetén többlet generáció jelentkezik, amely a záróirányú áramot növeli. Nyitó tartományban pedig többlet rekombináció lép fel, amely a nyitóirányú áramot szintén növeli – LED-ek esetében ez utóbbi játszhat érdemben szerepet.

1.6.2 A nagyáramú tartomány ellaposodása (soros ellenállás, ambipoláris diffúzió)

Közepes- és nagyteljesítményű LED-ek esetében a legjellemzőbb másodlagos jelenséget az ún. *soros ellenállás* okozza. A soros ellenállás legfőbb okai az alábbiak lehetnek:

- Az abrupt heteroátmenetek a 1.7. ábrán látható tükyszerű potenciálgátak megjelenését okozzák, amelyen az elektronok csak termikus gerjesztettség vagy alagúthatás révén juthatnak át.
- A szerkezeti tömbi rétegekben a töltéshordozók koncentrációja (és esetenként mozgékonyasága) alacsonyabb, mint az aktív rétegben. A pn átmenetet határoló p és

n rétegek vezetőképessége nagyságrendekkel kisebb, mint a fémeké, e két réteg ohmos ellenállása tehát nem elhanyagolható.

c) A tömbi félvezető anyag és a fém kontaktusok között kontaktellenállás alakul ki.

A soros ellenálláson eső feszültség egyenesen, a rajta disszipálódó teljesítmény pedig négyzetesen arányos a nyitóáram értékével. Nagyteljesítményű LED-ek esetében emiatt kiemelkedően fontos a soros ellenállás értékének leszorítása. Kis- és közepes teljesítményű LED-ek esetében a gyakorlatban előfordulhat, hogy az akár 1-200 mΩ nagyságú parazita soros ellenállást munkaellenállásként használják, és a LED-ekből alkotott soros füzéretet párhuzamosítva kapcsolják az áramkörbe.

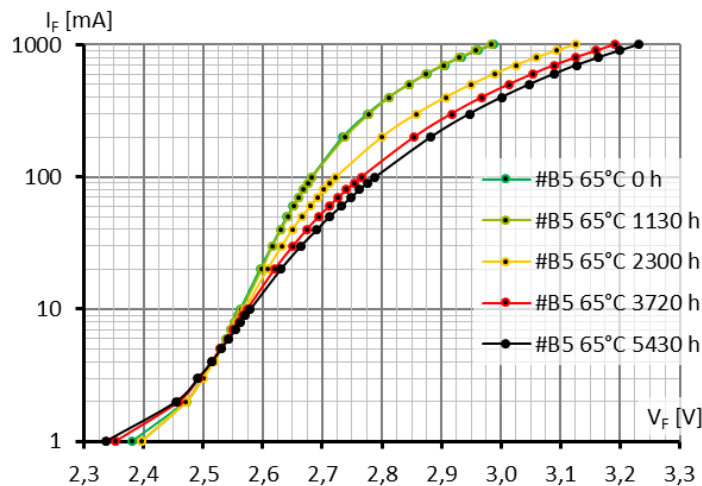
További másodlagos jelenség az ún. *ambipoláris diffúzió*, amely nagy nyitóáram értékek esetén léphet fel. Ambipoláris diffúzióról akkor beszélhetünk, ha a nagy áramsűrűségek következtében átinjektált kisebbségi töltéshordozók túlsúlyba kerülnek a többségiakkal szemben. Leegyszerűsítve és szabatosan megfogalmazva ez annyit tesz, hogy például a p rétegben az n oldalról átsodródott elektronok száma nagyobb, mint az adalékatomokkal eredetileg bevitt lyukak mennyisége. A jelenség végeredményképpen az eszköz nyitófeszültségét növeli, méghozzá a soros ellenálláshoz hasonló módon.

A LED-ek adalékkoncentrációjáról a gyártók nem adnak tájékoztatást (még kevésbé a pontos adalékprofilról), ezért a nagyáramú nemidealitások modellezésekor a soros ellenállás és az esetleges ambipoláris diffúzió hatásait csak együttesen tudjuk figyelembe venni.

Az előzőekben leírthoz hasonló hatások akár a teljes dióda karakterisztika meredekségében okozhatnak eltéréseket. Ezeket a hatásokat az ún. *idealitási tényezővel*, vagy *idealitásfaktoral* vehetjük figyelembe, a termikus feszültség szorzótagjaként:

$$I_F = I_0 \cdot \left(\exp\left(\frac{U_F}{m \cdot U_T}\right) - 1 \right) \quad (1.31)$$

ahol m az idealitási tényező. Jellemző értéke 1...2 között van.



1.15. ábra. Egy Luxeon Z LED izotermikus nyitófeszültség-nyitóáram karakterisztikája az eltelt üzemidő szerint.

A 1.15. ábrán egy általam mért Luxeon Z teljesítmény LED izotermikus nyitófeszültség-nyitóáram karakterisztikája látható, az üzemidő első kb. 5500 órájában öt diszkrét időpontban, 65 °C-os pn átmenet hőmérsékleten megmérve. Az ideális dióda karakterisztika exponenciális, tehát lineáris feszültség – logaritmusos áram skálán ez egy egyenes lenne. Az ábrán jól

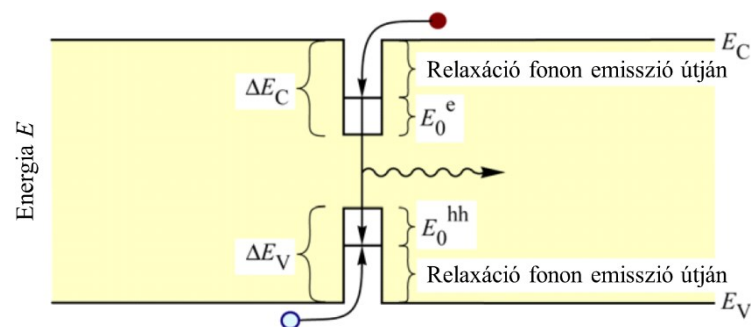
láthatóak az ideális egyenestől való eltérések, mind a kis-, mind pedig a nagyáramú tartományban. A rekombinációs áramok hatása kb. az 5 mA-es nyitóáram értékig megfigyelhető, az üzemidő múlásával is e pont körül „csavarodik” a karakterisztika. A soros ellenállás (és az esetleges ambipoláris diffúzió) miatt a nagyáramú szakasz ellaposodik, de hatása közepes áramértékek mellett sem elhanyagolható.

A soros ellenállás meghatározására két klasszikus módszer is megtalálható a szakirodalomban. Az egyik eljárás szerint a kisáramú tartományra illesztett ideális görbét tovább extrapolálva, az egyazon áramértéken vett valós és ideális görbék közötti feszültségkülönbséget elosztva az áramértékkel, megkapjuk a soros ellenállást. A másik módszer a nagyáramú szakasz meredekségét tekinti a soros ellenállás értékének. Mindkét megoldás hibával terhelt; a soros ellenállás hatása a kis- és közepes áramú szakaszon éppúgy nem elhanyagolható, mint a logaritmikus feszültségnövekedés a nagyáramú szakaszon. Emiatt a két módszer együttes, iteratív jellegű alkalmazása célszerű már elméleti szinten is, a gyakorlati megvalósításban pedig egyéb „trükkökre” is szükség lehet a mérési pontatlanságok és bizonytalanságok miatt.

Fénykibocsátó diódák esetén szinte kínálja magát annak lehetősége, hogy a soros ellenállás értékét a fényelektromos hatás figyelembevételével határozzuk meg. Már a 1.1 szakaszban kitértem rá, hogy az energiamegmaradás törvényének a rekombináció során is teljesülnie kell, tehát a tiltottsáv-szélességnek megfelelő energia szabadul fel. A kisugárzott foton energiája a hullámhossza alapján számítható a (1.27) kifejezés alapján.

Ezt az energiaértéket az elemi töltéssel elosztva megkapható a rekombinációhoz tartozó potenciálkülönbség, ezt kivonva pedig a külső kapcsok között mérhető feszültségből a soros ellenálláson eső értéket várnánk. Ezzel azonban két probléma is van.

Egyrészt, a töltéshordozók kvantumgödörbe mozgatása is energiaveszteséggel járhat. Az ún. *nem-adiabatikus beinjektálás* során (1.16. ábra) a töltéshordozók előbb a kvantumgödörben megengedett legkisebb energiaszintre relaxálódnak, közben a kristályrács felé hőt közölnek. A fotonkibocsátással járó rekombináció csak ezután következik be. Mindez a csúcshullámhosszból számított értékhez képest egy additív tagot képez a soros ellenálláshoz hasonló módon, mind az elektronok, mind a lyukak oldaláról.



1.16. ábra. Fonon és foton kisugárzással járó nem-adiabatikus beinjektálás [2].

A külső kapcsok felől mérhető feszültség ezekkel együtt így alakul:

$$U_F = \frac{h \cdot c}{\lambda} + I_F \cdot R_S + \frac{\Delta E_C - E_0}{e} + \frac{\Delta E_V - E_0}{e} \quad (1.32)$$

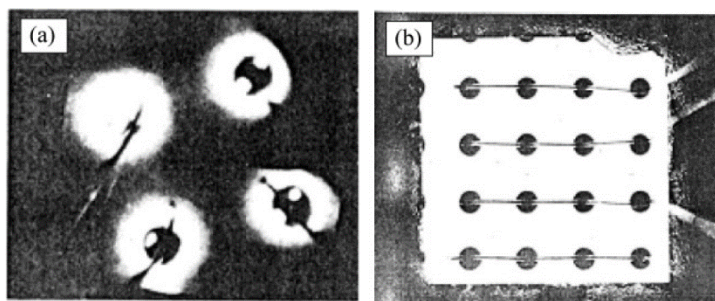
ahol $\Delta E_C - E_0$ illetve $\Delta E_V - E_0$ kifejezések a fononkibocsátással járó relaxációs energiát adják meg.

A másik probléma, hogy az elméleti számítások során a spektrális teljesítményeloszlás csúcshullámhosszát szokás figyelembe venni. Azonban maga a kibocsátott fény csak közel monokróm, ami arról árulkodik, hogy a tiltott sáv szélességénél nagyobb energiakülönbséggel is történhetnek rekombinációk. Ez abból következik, hogy mind a lyukak, mind pedig az elektronok $k \cdot T$ átlagos termikus energiával rendelkeznek, a nyitóirányban előfeszített pn átmenetben pedig a nagyobb energiájú töltéshordozók nagyobb valószínűséggel is sodródhatnak át a pn átmenet túloldalára, ahol az ott jelenlévő többségiakkal rekombinálódhatnak. Ez a többlet energia a foton energiájába alakul át, emiatt *a csúcshullámhossz alapján számolt feszültség kb. $4 \dots 8kT/e$ értékkel is ($1 \dots 200 \text{ mV}$) nagyobb lehet, mint a tényleges pn átmenet feszültség.*

1.7 A tokozott LED

A 1.3 szakaszban bemutatott félvezető struktúra alkalmas a nagy belső kvantumhatásfokkal történő fénykeltésre. A következő lépés az alkalmas mechanikai, optikai, elektromos és termikus határvonalak felépítése a külvilág felé – mint azt látni fogjuk, ezek megfelelő kialakítása legalább olyan fontos, mint maga a dupla heteroátmenet.

A 1.9. ábrán látható módon az elektromos kontaktusokat jellemzően a lapka alján és tetején hozzák létre. Az alsó kontaktus kialakítható akár a teljes felület fémzésével, a problémát a felső hozzávezetések jelentik. Egyrészt, mert fémek esetén a vegyérték- és a vezetési sávok definíciószerűen átlapolódnak, ennél fogva tehát a fémek átlátszatlanok. Másrészt, vékony felső határrétegű LED-ek esetén az aktív rétegbe többnyire csak a felső kontaktusok alatti területen injektálódik be töltés, vagyis a fénykeltés területe javarészt a kontaktusok méretére korlátozódik. Ezek hatása tehát az lesz, hogy a LED lapka legnagyobb része kihasználatlan, a keletkező fotonok jelentős részét pedig a kontaktusok kitarják (1.17. a) ábra).

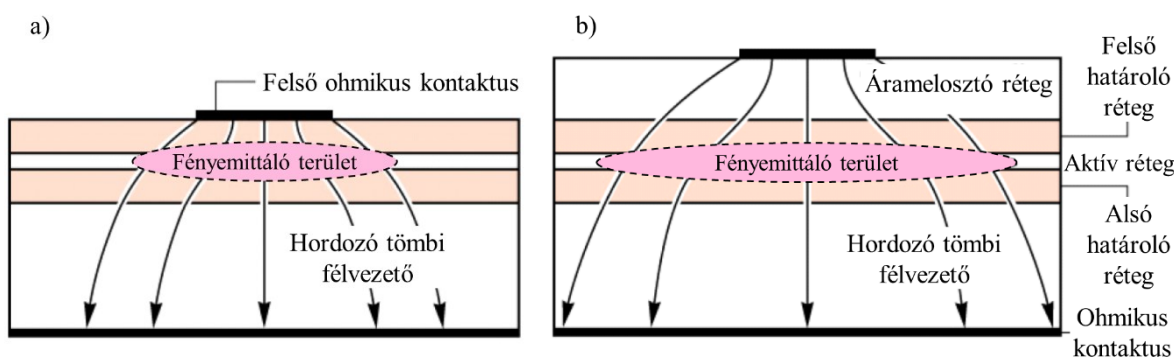


1.17. ábra. Egy LED lapka fénykibocsátása felülnézetből a) áramelosztó réteg nélkül fény csak a kontaktusok körül hagyja el a lapkát b) a fénykibocsátás áramelosztó réteg alkalmazásával [2].

Megoldást a 1.17. b) ábrán látható ún. *áramelosztó réteg* jelent. (Az angol szakirodalomban: „*current-spreading layer*”, de használatos elnevezés még a „*window layer*”, vagyis az „*ablak-réteg*”). Az áramelosztó réteget a LED lapka tetején hozzák létre, a dupla

heteroátmenet felső határoló rétege fölött (a tiltott sáv szélessége itt szükségszerűen nagyobb, mint az alsóbb rétegekben, hogy a keltett fény számára átlátszó tartomány legyen). A lényege, hogy a kontaktusokon keresztül beinjektált áramot vertikális irányban is távolabb eljuttassa, ezáltal növelje a kontaktusok látszólagos méretét, illetve csökkentse és homogénebbé tegye az áramsűrűséget. A hatásmechanizmust a 1.18. ábra szemlélteti.

Az ablak réteg ellenállása és a benne kialakuló árameloszlás jól modellezhető és analitikusan is számolható a geometria és a fajlagos vezeték (esetleg az adalékolás, vagy az adalékprofil) ismeretében. A túl vékony réteg nem éri el a kívánt hatást, de a vastagságnak optimuma van, mivel a túl vastag ablak-réteg négy szempontból is előnytelen. Először, mert kis számban a tiltott sáv szélességénél kisebb energiájú fotonok is elnyelődhetnek, ami túl nagy vastagságoknál már egyáltalán nem elhanyagolható. Másodszor, mert a réteg vastagságával az ohmos ellenállása is növekszik. Harmadszor, mert a vastagabb rétegek növesztéséhez szükséges technológiai lépés jelentős időt és hőntartást igényelhet, amely során a szükségszerűen lezajló diffúziós folyamatok tönkreteszik a heteroátmenetben korábban már kialakított adalékprofil. Negyedszer pedig, mert túl vastag ablak-réteg mellett túl nagy áramsűrűség alakul ki a LED lapka széléinél, ami nem kívánt *felületi rekombinációkat* okoz. A 1.5. alfejezetben már tárgyaltam, hogy az ilyen rekombinációk nem járnak fotonkibocsátással, csak veszteségi hő termelnek.



1.18. ábra. LED lapka metszeti képe; árameloszlás és a fénykeltés területe a) áramelosztó réteg nélkül, és b) áramelosztó réteg alkalmazásával [2].

Az áramelosztó réteggel ellátott dupla heteroátmenetes szerkezet tehát már alkalmas a nagy belső kvantumhatásfok elérésére, vagyis minden beinjektált elektron jó eséllyel egy foton kibocsátását fogja eredményezni. Önmagában azonban ez még korántsem elegendő, hiszen a keltett fotonokat a LED lapkából ki is kell csatolni a külvilág felé. Az ehhez kapcsolódó mérőszám a *kicsatolás hatásfoka*, vagyis a lapkában keltett és a lapkát elhagyó fotonok számának aránya.

A lapka széle nem csak kristálytanilag, de optikai szempontból is kritikus felület, ez ugyanis egy optikailag sűrűbb (a félvezető lapka) és egy ritkább közeg (pl. szabad levegő) határa. Ilyenkor három eset lehetséges, a beeső fény felületre merőlegessel bezárt szöge függvényében:

- A merőlegesen beeső fénysugár változatlan irányban halad tovább.
- A határszögnél kisebb szögben érkező fénysugár a *Snellius–Descartes-törvénynek megfelelően megtörik*. A *törési szög* a *beesési szögnél* nagyobb.
- A határszögnél kisebb szögben érkező fénysugár teljes visszaverődést szenved.

A határszög értéke a Snellius-törvény alapján számítható ki:

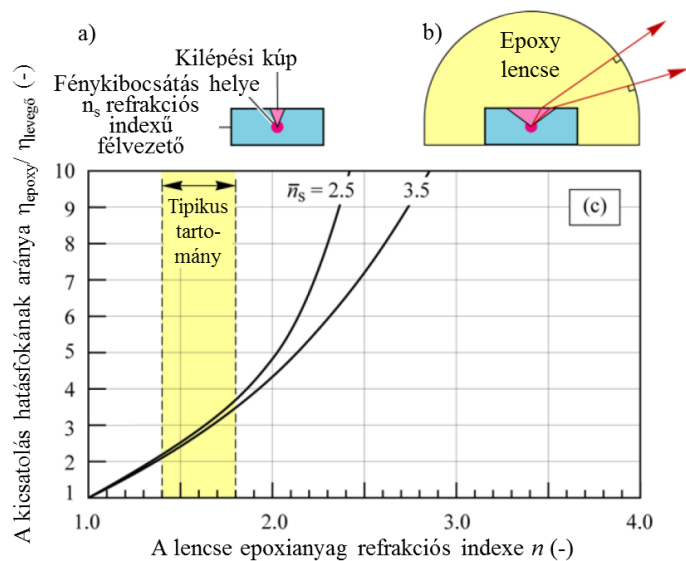
$$\sin \alpha_h = \frac{n_1}{n_2} \quad (1.33)$$

ahol α_h az optikailag sűrűbb közegben vett, (a határvonalra merőleges) normáltengelytől mért határszög, n_1 és n_2 pedig rendre az optikailag ritkább és sűrűbb közegek törésmutatója.

A visszaverődött fénysugár a lapkán belül további teljes visszaverődéseket szenved, „csapdába esik”, majd nagy valószínűséggel a szerkezeti hordozórétegben elnyelődik. (Az itt keltett elektron-lyuk pár pedig valószínűleg nem radiatíván rekombinálódik.) A kilépési határszög akár egészen kicsi érték is lehet, egy 3,3-as törésmutatójú félvezető esetén például csak 17° ; a kis kilépési kúp az egyik fő oka a rossz kicsatolási hatásfoknak. A probléma orvoslására számos megoldás készült, ezek közül a legtipikusabbak a fordított csonka piramis alakú lapka (a lapka széleinek adott szögbe köszörülése), illetve a kilépési felület texturálása, érdesítése, vagy *antireflexiós réteggel* történő bevonása.

Nyilvánvaló, hogy az aktív rétegben keltett fény mintegy fele eredendően is a szerkezeti hordozóréteg felé indul el, ahol elnyelődik és csak a veszteséget növeli. Ennek elkerülésére átlátszó (pl. zafir) mechanikai hordozóréteget és különféle tükröző felületeket alkalmaznak. Ez utóbbiak lehetnek fémrétegekből készített, vagy változó törésmutatójú vékonyrétegekből felépített dielektrikumtükrök, ún. *Bragg-tükrök*. A tükrőréteggel ellátott alsó felületek texturálása Lamberti eloszlású reflexiót hoz létre, ami a felső határrétegen való kilépést segíti.

A kicsatolás hatásfoka a LED lapkán végrehajtott módosításokon felül a megfelelő tokozás kialakításával tovább javítható. Gyakran alkalmaznak nagy törésmutatójú, kupola alakú tokozó-lencsét, ezáltal a lapka felső felületén a teljes visszaverődés normáltengellyel bezárt határszöge növekszik. Az alkalmasan megválasztott lencseformát közel 90° -os szögben érik a fénysugarak az epoxi-levegő határvonalon, így ott további veszteség már nem lép fel. Egy 1,5-ös törésmutatójú tokozó-lencse akár 2-3-szorosára növelheti a kicsatolás hatásfokát (lásd a 1.19. ábrát).



1.19. ábra. a) kilépési szög tokozatlan esetben b) kilépési szög kupola alakú epoxi tokozással c) a kicsatolás hatásfokának aránya a törésmutató függvényében, a tokozatlan esethez képest [2].

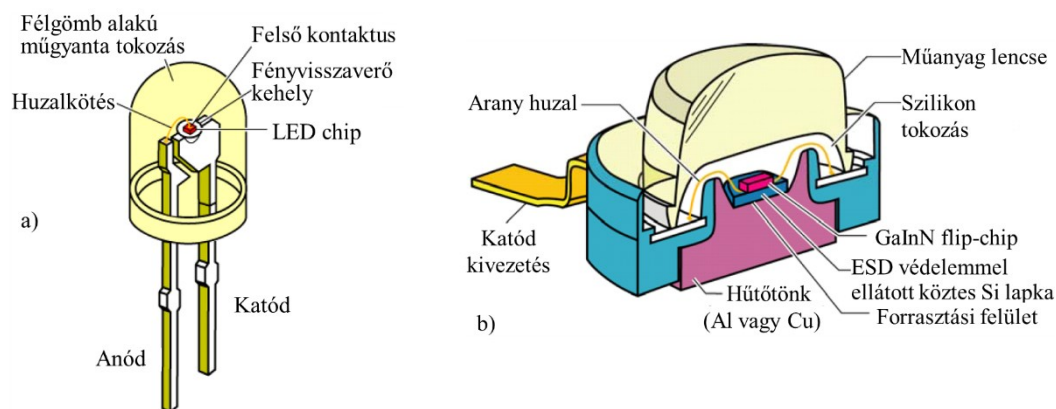
A tokozó-lencsével szemben a nagy törésmutatón felül még számos követelmény merül fel, így például a magas fényáteresztő képesség, a kémiai stabilitás, a nagy hőmérsékletek tűrése, illetve a légmentes lezárás biztosítása. A lencse minden esetben valamilyen polimer alapú anyagból készül, a szükséges átlátszóság elérése érdekében pedig megfelelő mennyiségű oxigént is tartalmaz. Az oxigén jelenléte számos anyag esetében teszi transzparenssé a vegyületet, erre nagyon jó példa a szilícium-dioxid (vagyis a kova, az üveggyártás fő alapanyaga), vagy az alumínium-oxid (amelynek kristályos formája például a rubin és a zafír).

Az egyik leggyakrabban alkalmazott lencseanyag az epoxigyanta. Olajszerűen folyós komponenseinek összekeverése után a polimer láncok magas hőmérsékleten (kb. 120 °C) és hőntartással térhálósíthatók. Kiváló mechanikai szilárdságú, jó fényáteresztő képességű anyag, mely a közepesen magas hőmérsékleteket is jól viseli, azonban rövidebb hullámhosszú kék vagy UV fénynek, vagy magas hőmérsékletnek kitéve hosszú távon megsárgásodik, megopálosodik, fényáteresztése lecsökken. Az epoxigyantánál sokkal tartósabb lencseanyag szilikonból készíthető. A szilíciumot és oxigént egyaránt tartalmazó anyag stabilitását tekintve hasonlít a kovára (szilícium-dioxidra), jól viseli a magasabb hőmérsékleteket, kémiailag nem bomlik el, átlátszóságát hosszú távon megtartja. Mindezek mellett a szilikon az epoxigyantánál sokkal rugalmasabb (és akár évtizedekig az is marad), így sokkal jobb mechanikai védelmet nyújt a LED lapka számára.

Tokozó-lencse gyanánt akár több réteget is alkalmazhatnak. Ha a LED lapkát közvetlenül borító nagy törésmutatójú anyag túlságosan puha lenne, akkor ezt egy keményebb műanyag réteggel fedhetik le, amely egyben a kívánt térbeli fényeloszlást biztosító optikát is megvalósíthatja. Több lencseréteg esetén a törésmutatók változtatása is számos tervezési lehetőséget nyújt.

Általánosan elmondható, hogy a LED tokok fő feladata a mechanikai és vegyi behatásoktól, nedvességtől való védelem, illetve a huzalkötések helyhez rögzítése. A LED lapka mellett szokás elhelyezni a fordított polaritás és az elektrosztatikus kisülések (ESD) ellen beépített védődiódát. Ez lehet egy különálló szilícium lapkán létrehozott Zener, vagy egyszerű Si dióda, vagy akár a LED lapkába integrált Schottky dióda is. A LED lapkával párhuzamosan, ellentétes polaritással bekötött védődiódát egyes gyártók eltérő színnel világító, törpeteljesítményű LED-el valósítják meg, így egy hibásan, fordított polaritással való bekötés esetén bekapcsolás után a hibára hamar „fény derül”.

A tokozás mechanikai és termikus kialakítása nagyban függ az eszköz által felvett teljesítménytől. Nagyon jó példa erre a klasszikus „5 mm-es” furatszerelt világító dióda, mely talán az ezredforduló környékének legelterjedtebb tokozási típusa volt (1.20. a) ábra). A hozzá tartozó 20 mA-es nyitóáram érték a hobbielektronikával foglalkozók számára is jól ismert katalógusadat; 3 V-os nyitófeszültségű kék LED-et feltételezve is a disszipált teljesítmény mindösszesen 40...50 mW, ami a tokozás kb. 200...300 K/W értékű hőellenállásán keresztül is legfeljebb kb. 15 °C-kal emeli meg a LED lapka hőmérsékletét. Határozott hűtőfelülettel ennél a típusnál nem is találkozhatunk, a lapkát közvetlenül a katódon kialakított kehelyszerű bemélyedésben helyezik el, a lapka tetejét pedig huzalkötéssel kapcsolják az anód kivezetésre. Az optikai elrendezést a lapka helyét adó bemélyedés tükröző felülete és a félgömb alakú műgyanta tokozás együttese nyújtja.



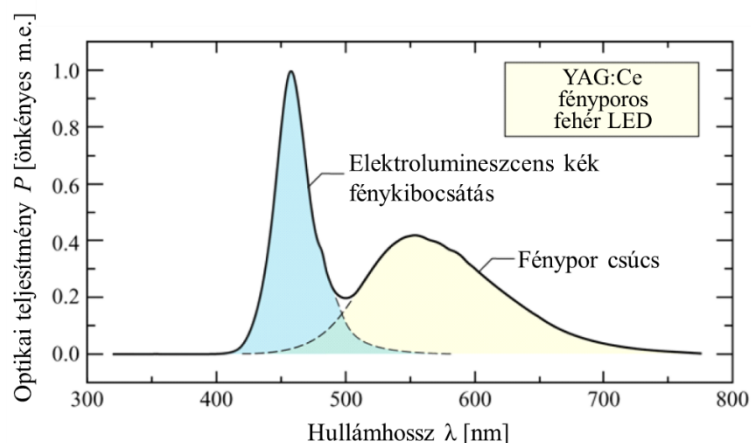
1.20. ábra. a) Kisteljesítményű, és b) nagyteljesítményű LED-ek tokozásának sematikus ábrái [2].

A mai korszerű teljesítmény LED-ek nyitóárama nem ritkán 1 A fölött van, ezeknél az eszközöknél a megfelelő hűtés kialakítása tehát kritikus feladat. A furatszerelt kivitel minden esetben felváltja a felületszerelt technológia, de magát az áramköri hordozólemezt is legalább *termikus viákkal* látják el, még jobb esetben fém magas nyomtatott huzalozású lemezt alkalmaznak. A LED lapkát közvetlenül a réz vagy alumínium hűtőtönkre ültetik rá (1.20. b) ábra). A lapka és a hűtőtönk közötti mechanikai és termikus kontaktust az ún. *chiprögzítő réteg* („*die-attach*”) biztosítja, de létezik az ún. „*flip-chip*” megoldás is, amelynél a lapkát fejjel lefelé fordítják és forraszgömböcskékkel rögzítik. Utóbbi hátránya a magasabb gyártási költség, előnye viszont, hogy fémezés helyett a felső kontaktust a teljes felületre kiterjedő adalékolt epitaxiális réteg adja, ennek köszönhetően nincs kitarakás és az aktív régió árameloszlása is sokkal homogénebb.

Egy token belül akár több LED lapka is elhelyezhető, például a sugárzott teljesítmény növelése céljából, de ilyen elrendezésben készülhetnek RGB, vagy RGBW LED-ek. Ez utóbbiak esetében vörös, zöld, kék, és opcionálisan fehér fényű (RGBW, azaz „*red, green, blue, white*”) LED lapkák segítségével additív keveréssel hozzák létre a kívánt színeket. Gyakran RGB modulokban két zöld fényű lapkát is elhelyeznek, hogy a zöld LED-ek rosszabb hatásfokát kompenzálják.

Fehér fény előállítására szilárdtest fényforrások felhasználásával két lehetőség kínálkozik. Az egyik a fentebb említett RGB (vagy akár 4, vagy még több elemű) modulok alkalmazása. Ezek segítségével igen széles színpaletta létrehozható és dinamikusan változtatható, azonban ennél egy jelentősen jobb hatásfokot elérő és a hőmérsékleti változásokra kevésbé érzékeny megoldást nyújtanak a kék (vagy UV) LED-ek és a *hullámhossz konvertáló fényporok*. A világítástechnikában jelenleg használatos fehér fényű LED-ek előállításának a fényporos megoldás a leggyakoribb módja.

A fényporok a *foszforeszkálás* jelenségén alapulnak. A rövid hullámhosszban kisugárzott (tehát nagy energiájú) fotonokat elnyelik, az anyagban található elektronok az elnyelt energiának megfelelő gerjesztett állapotba kerülnek. A relaxáció azonban nem egy, hanem több lépésben történik, vagyis ilyenkor egy nagyobb hullámhosszú foton, illetve fonon is keletkezik. A foszforeszkálás mindig energiavesztéssel jár, a kisugárzott foton kisebb energiájú, mint az elnyelt; a kettő közötti különbséget *Stokes-eltolásnak* nevezzük. Léteznek ugyan ún. *kvantum-hasító fényporok*, amelyek relaxáció során nem egy, hanem két nagyobb hullámhosszú fotont is kibocsátanak, de gyakorlatban is alkalmazható megoldás még nem született rájuk.

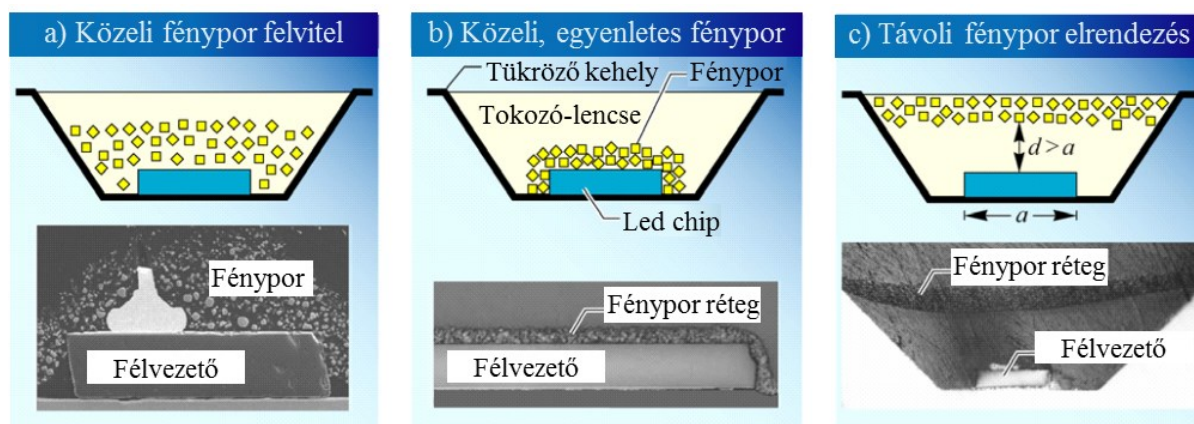


1.21. ábra. A fényporos kék LED spektrális teljesítményeloszlásán jól elkülöníthető a *kék* és a *sárga csúcs* [2].

A fényporral kiegészített kék LED jellegzetes spektrális teljesítményeloszlással sugároz (1.21. ábra). A 400 és 500 nm tartományban megtalálható a keskeny *kék csúcs*, ami a nagy *sávszélességű sárga csúccsal* kiegészítve kelti a fehér fény érzetét. A fénypor anyagi minőségétől, összetételétől és mennyiségétől függ, hogy az eredeti kék sugárzásból mennyi nyelődik el, mennyi konvertálódik, illetve hogy a konvertált sárga csúcsban mennyi a zöld, illetve vörös tartalom. Ezek együttesen határozzák meg a keltett fehér fény minőségét, azaz színhőmérsékletét és színvisszaadását; ezen értékek a világítástechnikai iparban igen meghatározó és fontos szerepet töltenek be. Nyilvánvaló, hogy minél több a vörös tartalom, a Stokes-eltolódás okozta veszteség is annál nagyobb, vagyis csak a fénypor mennyiségének változtatásával csak kisebb hatásfokú *melegfehér* LED készíthető, mint *hidegfehér*. Mivel a fényporok szerepe rendkívül fontos, ezért az alkalmazott fénypor-anyagok összetételét a LED gyártók szigorú ipari titokként kezelik.

A fénypor elhelyezésére jellegzetesen három tipikus elrendezést különböztethetünk meg. Legegyszerűbb esetben a fényport a tokozás lencse anyagába keverik bele, ezáltal egy kisebb sűrűségű elegyet létrehozva (1.22. a) ábra), amellyel a teljes kehely-formát kitöltik. Ennél a megoldásnál a fénypor szemcsék elhelyezkedésének és szemcseméretének egyenletessége nem biztosítható, emiatt a kisugárzott fény színe a betekintési szög függvényében változó lehet. A probléma nagymértékben csökkenthető, ha a fényport egy egyenletes, tömör, vékony rétegben viszik fel közvetlenül a LED lapka felületére, aminek köszönhetően a fényporban megtett optikai úthosszak irányfüggetlenné válnak (1.22. b) ábra).

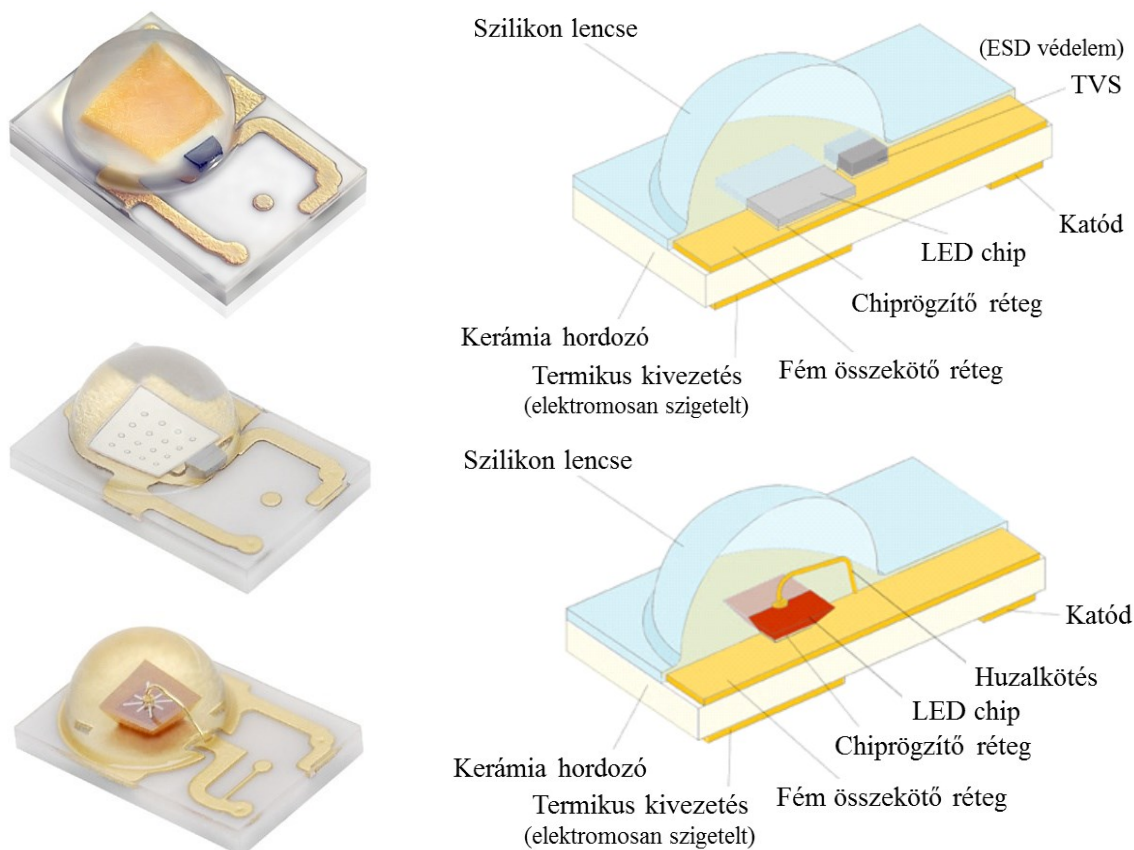
A fénypor által kibocsátott fény izotróp, vagyis irányfüggetlen. Éppen ebből fakad a közeltéri fényporos elrendezések egyik hátránya: a fénypor által konvertált fény egy jelentős hányada a LED lapkát éri, amelynek fémzésesein elnyelődve veszteséget okoz. A jelenséget nagyban csökkenti az ún. *távoli fényporos elrendezés* (1.22. c) ábra). A fénypor réteget a lapkától megfelelő (a lapka laterális méretével összemérhető) távolságban elhelyezve a lapkára visszaérkező fény mennyisége jelentősen csökkenthető. Emellett távoli fényporos elrendezéssel a LED lapka és a fénypor réteg veszteségi hője is szétválasztható, így azok egymást nem melegítik, ami mindenképpen kedvező hatású mind a hatásfok, mind pedig a várható élettartam tekintetében.



1.22. ábra. a) Közeli fénypor felvitel b) közeli, egyenletes fénypor felvitel c) távoli fényporos elrendezés [13].

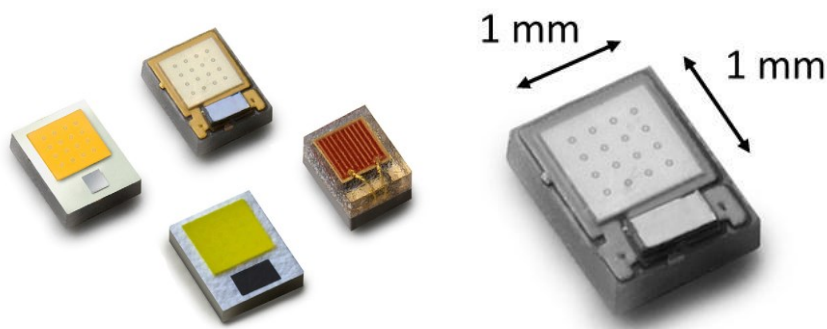
A különböző tokozási eljárásokat természetesen a gyártók rendszeresen felülvizsgálják és javítják. A folyamatos fejlesztések célja sokrétű: a nagyobb kicsatolási hatások és a jobb hővezető képesség révén növekszik a megbízhatóság és a várható élettartam, vagy nagyobb teljesítményű chip helyezhető el a tokban, vagy akár mindkettő. Továbbá, mindig fontos szempont a gyártási költségek csökkentése, amely a felhasznált anyagmennyiség és a szükséges technológiai lépések számának minimalizálásával érhető el. Mindezek egyik eredményeképpen a mai LED-ek mind kisebb és laposabb kivitelben kerülnek forgalomba. A méretcsökkentés és teljesítménysűrűség-növelés egyik szintén klasszikusnak számító példája a *Luxeon Rebel Color Line* sorozat [W1]. A $3 \times 4,5 \text{ mm}^2$ alapterületű és alig 0,6 mm vastagságú kerámia lapkára integrált LED maximális konstans nyitóárama 700 mA a piros, illetve 1 A a kék és zöld variánsoknál. A lapka félgömb alakú szilikon lencse alatt foglal helyet, amely mellé a gyártó külön ESD védelmi chip-et is beültet (TVS – „*Transient Voltage Suppressor*” chip [W2]). A 1.23. ábrán láthatóak a sorozat fényporos borostyán, kék és vörös színben világító darabjai, illetve ezek keresztmetszeti rajzai. Jól felismerhetőek az egyes típusok sajátosságai: a közeltéri egyenletes fénypor bevonat, a huzalkötés nélküli flip-chip elrendezés, valamint a fordított piramis alakú, csillagszerű fémkontaktussal ellátott vörös LED lakpa.

Érdemes megjegyezni, hogy a sorozat egyaránt tartalmaz fényporral konvertált és eredendően 590 nm csúchullámhosszon sugárzó borostyán színű LED-et. A fényporok kapcsán tárgyalt Stokes-veszteség ilyen mértékű konvertálás esetén már igen jelentős mértékű is lehet (nagyságrendileg akár 30 %), de az eljárás létjogosultságát jól mutatja, hogy a fényporos megoldás a primer sugárzó félvezető anyaghoz képest még mindig közel kétszer akkora hatásfokkal bír és a hőmérsékletfüggése is számottevően kisebb. Hátránya lehet ennek ellenére, hogy a fénypor közel 100 nm félérték-szélességű spektrális teljesítményeloszlást eredményez, míg a primer borostyán LED-nél ez az érték kevesebb, mint negyed ekkora [W3].



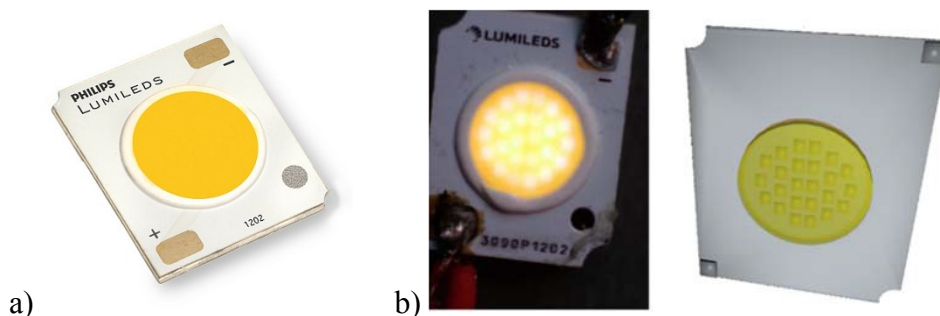
1.23. ábra. Luxeon Rebel Color Line közép teljesítményű LED-ek, bal fentről lefelé sorrendben: fényporról konvertált borostyán, kék, vörös [W1].

A méretcsökkentés és teljesítménysűrűség-növelés másik zászlóvivő példája lehet a *Luxeon Z Color Line* sorozat [W4]. A hordozó kerámia mindössze $1,7 \times 1,3 \text{ mm}^2$ méretű, a polimer lencse el is tűnik róla, a LED chip itt már fedetlen (1.24. ábra). Külön termikus pad már nem kap helyet a tok alján, ennek ellenére a maximum nyitóáram megegyezik a Rebel típuséval, vagyis 700 mA és 1 A, a LED alapszínétől függően. A Luxeon Z LED-ek magas megbízhatóságát és hosszú várható élettartamát a tanszékünkön végzett LM-80-08 alapú vizsgálatok eredményei is bizonyítják. A típus magas minőségét és a méretcsökkentés előnyeit jól példázza, hogy Martin B. van der Mark és munkatársai egy orvosi katéter prototípusának megépítéséhez a Luxeon Z egy $0,7 \times 0,7 \text{ mm}^2$ -es kísérleti darabját használták fel [14].



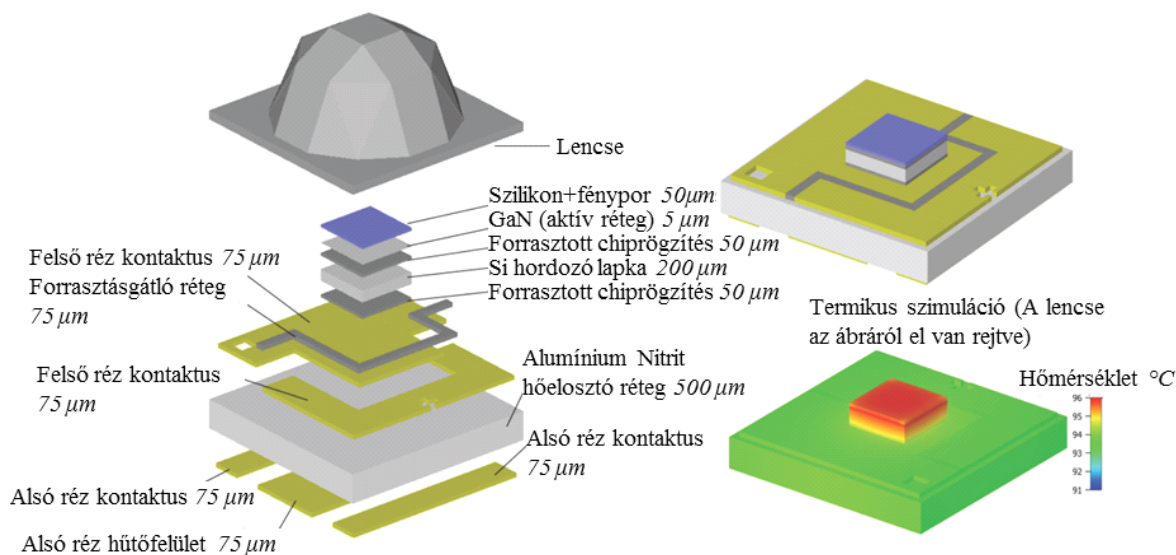
1.24. ábra. Luxeon Z Color Line teljesítmény LED-ek [W4] [14].

Az integráltság másik jellegzetes és egyre elterjedtebb példáját az ún. *Chip-on-Board* típusok képezik. Ennél az elrendezésnél egy vékony fém, vagy kerámia hordozóra tucatnyi LED chipet helyeznek el, majd jellemzően az egész felületet egy fényporral kevert epoxi töltőanyaggal vonják be. A 1.25. ábrán látható 1202-es típus 36 V körüli nyitófeszültségen üzemel, maximális nyitóárama pedig 400 mA, amely mellett 1450 lm körüli fényáramot várhatunk a mindössze 9 mm-es átmérőjű felületből. A kiváló hűtésről a hozzávetőlegesen 1 K/W értékű hőellenállás gondoskodik. A magas nyitófeszültség a 2×12 db sorba kapcsolt chipnek köszönhető; ennek megfelelően a nyitófeszültség hőmérsékletfüggése is az egy diódára várható érték 12-szerese [W5], [W6].

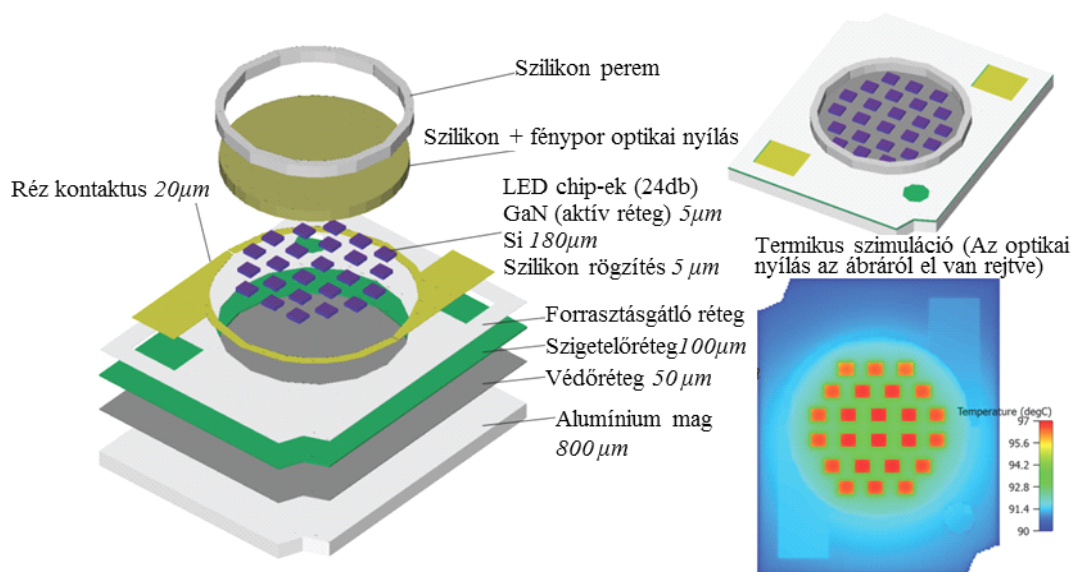


1.25. ábra. a) Luxeon CoB 1202 eszköz [W5], b) egy „boncolt” 1202-es fényképe és 3D modellje [15].

Egy közepes teljesítményű tokozott LED és egy 24 db lapkát hordozó *Chip-on-Board* elrendezés részletes felépítését mutatja be a 1.26. és a 1.27. ábra.



1.26. ábra. Egy közepes teljesítményű, egy LED chip-et tartalmazó tokozás rétegelrendezése és termikus szimulációja [15].



1.27. ábra. Egy 24 LED chipet tartalmazó *Chip-on-Board* tokozás rétegelrendezése és termikus szimulációja [15].

Irodalomjegyzék

- [1] Székely Vladimír, "Elektronika I. – Félvezető eszközök", egyetemi jegyzet, Műegyetemi Kiadó
 - [2] E. F. Schubert: Light-emitting diodes (2nd ed.), Cambridge University Press, 2006, ISBN: 0-511-34476-7
 - [3] E. F. Schubert: Physical Foundations of Solid-State Devices (2009 Edition), Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York
 - [4] S. M. Sze, Kwok K. Ng, "Physics of Semiconductor Devices" (3rd edition), John Wiley & Sons, 2007, ISBN: 0-471-14323-5
 - [5] A. Poppe, C. J M Lasance, "Solid state physics fundamentals of LED thermal behavior", In: C. J M Lasance, A. Poppe (szerk.), *Thermal Management for LED Applications*, 551 p., New York: Springer, 2014. pp. 15-28. DOI: 10.1007/978-1-4614-5091-7_6
 - [6] Chang, M. H. ; Das, D.; Varde, P. V.; and Pecht, M. "Light emitting diodes reliability review", *MICROELECTRONICS RELIABILITY*, 52(5), pp. 762–782, 2012, DOI: 10.1016/j.microrel.2011.07.063
 - [7] David A. B. Miller, "Optical Physics of Quantum Wells", In: *Quantum Dynamics of Simple Systems: Proceedings of the Forty Fourth Scottish Universities Summer School in Physics*, Stirling, August 1994, 8(6), M. W. G.L Oppo, Stephen M. Barnett, E Riis, (Szerk.) 1997, pp. 239–266.
 - [8] Sugawara H., Ishikawa M., Kokubun Y., Nishikawa Y., Naritsuka S., Itaya K., Hatakoshi G., Suzuki M., "Semiconductor light emitting device" US Patent 5,153,889, issued Oct. 6 (1992)
 - [9] Hantos G., "Fotoelektromos eszközök termikus mérés technikája" - Doktori értekezés, kézirat, Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
 - [10] G. Hantos, **J. Hegedus**, "K-factor calibration issues of high power LEDs", In: *Proc. of the 23rd THERMINIC Workshop*, 27-29 September 2017, Amsterdam, Netherlands, pp. 182-187, DOI: 10.1109/THERMINIC.2017.8233798
 - [11] G. Hantos, **J. Hegedüs**, A. Poppe, "Different questions of today's LED thermal testing procedures", In: *Proc. of the 34th IEEE SEMI-THERM Symp.*, 19-23 March 2018, San Jose, USA, pp. 63-70, DOI: 10.1109/SEMI-THERM.2018.8357354
 - [12] Poppe A., "Félvezető eszközök multi-domain karakterizációja", Akadémiai doktori értekezés, 2017 szeptember, Budapest
 - [13] E. F. Schubert, J. K. Kim, H. Luo, J. Q. Xi, "Solid-state lighting - A benevolent technology", In: *Reports on Progress in Physics*, Vol. 69(12), pp. 3069-3099, (2006), DOI: 10.1088/0034-4885/69/12/R01
 - [14] M. B. van der Mark, A. van Dusschoten, M. Pekar, "All-optical power and data transfer in catheters using an efficient LED", In: *Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics and Treatment Applications XV*, 93170E, 11 March 2015, San Francisco, DOI: 10.1117/12.2076044
 - [15] **J. Hegedüs**, G. Hantos, M. Németh, L. Pohl, Zs. Kohári, A. Poppe, "Multi-domain characterization of CoB LEDs", In: *Proc. of the 29th Session of the CIE*, 2019, pp. 387–397, doi: 10.25039/x46.2019.OP53
-

-
- [16] A. Alexeev, R. Bornoff, S. Lungten, G. Martin, G. Onushkin, A. Poppe, M. Rencz, J. Yu, "Requirements specification for multi-domain LED compact model development in Delphi4LED", In: *Proc. of the 18th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, EuroSimE'17*, 3-5 April 2017, Dresden, Germany, pp. 112-119, DOI: 10.1109/EuroSimE.2017.7926296

Internetes források jegyzéke

- [W1] Lumileds gyártói weboldal: LUXEON Rebel Color Line LED sorozat
<https://www.lumileds.com/products/color-leds/luxeon-rebel-color>
(Megtekintve: 2020. márc. 20)
- [W2] LUXEON Rebel Platform – Assembly and Handling Information
<https://www.lumileds.com/uploads/252/AB32-pdf>
(Megtekintve: 2020. márc. 20)
- [W3] LUXEON Rebel Color Line gyártói adatlapja
<https://www.lumileds.com/uploads/265/DS68-pdf>
(Megtekintve: 2020. márc. 20)
- [W4] Lumileds gyártói weboldal: LUXEON Z Color Line LED sorozat
<https://www.lumileds.com/products/color-leds/luxeon-z-colors>
(Megtekintve: 2020. márc. 20)
- [W5] „Philips Lumileds introduces 9-mm-LES COB LED for PAR lamp applications”
LEDs Magazine. April 2014.
<https://www.ledsmagazine.com/smart-lighting-iot/white-point-tuning/article/16698276/philips-lumileds-introduces-9mmles-cob-led-for-par-lamp-applications>
(Megtekintve: 2020. márc. 20)
- [W6] LUXEON CoB Core Range gyártói adatlapja
<https://www.lumileds.com/uploads/600/DS162-luxeon-cob-core-range-datasheet-pdf>
(Megtekintve: 2020. márc. 20)
-