Tiltott sáv mérnökség félvezető ötvözetekkel és önszerveződő alacsonydimenziós nanoszerkezetekkel

Ürmös Antal[1], Farkas Zoltán[2], Berecz Norbert[34], Nemcsics Ákos[1]

[1]Mikroelektronikai és Technológia Tanszék, Elektronikai és Kommunikációs Rendszerek Intézet, Óbudai Egyetem, Tavaszmező utca 17, H-1084 Budapest, Magyarország

[2]Természettudományi Tanszék, Elektrofizika Intézet, Óbudai Egyetem, Tavaszmező utca 17, H-1084 Budapest, Magyarország

[3]Környezetmérnöki és Természettudományi Intézet, Óbudai Egyetem, Doberdó út 6, H-1034 Budapest, Magyarország

[4]Anyagtudományok és Technológiák Doktori Iskola, Óbudai Egyetem, Népszínház u. 8, H-1081 Budapest, Magyarország

e-mail: urmos.antal@kvk.uni-obuda.hu, farkas.zoltan@kvk.uni-obuda.hu, berecz.norbert@uni-obuda.hu, nemcsics.akos@kvk.uni-obuda.hu

Absztrakt: Jelen dolgozatban a félvezetők sávszerkezetének testreszabásával újfajta félvezető "anyagok" ezáltal újfajta eszközök készíthetők, illetve a hagyományos eszközök teljesítőképessége jelentős mértékben megnövelhető. A félvezetők tiltott sávjának megváltoztatásával az úgynevezett tiltott sáv mérnökség (angolul bandgap engineering vagy bandstructure engineering) területe foglalkozik. Ebben a cikkben áttekintjük a tiltott sáv mérnökség két módszerét, a félvezető ötvözetek alkalmazását és önszerveződő alacsonydimenziós nanoszerkezetek felhasználását.

Kulcsszavak: vegyület félvezető; bandgap ; tiltott sáv; GaAs; nanoszerkezet; csepp-epitaxia;

1 Bevezetés

A kondenzált anyagok fizikáját művelő kutatókat régóta foglalkoztatja az a kérdés, hogy miként lehet olyan anyagszerkezeteket előállítani mesterségesen, melyeknek adott, speciális alkalmazásokhoz szabott sávszerkezete van [1]. Ez a kérdés azért érdekes, mert a sávszerkezet testreszabása útján újfajta félvezető

eszközök készíthetők, illetve a hagyományos eszközök teljesítőképessége jelentős mértékben megnövelhető. Előbbire egy jó példa az ún. kvantumszámítógépek, míg utóbbira a nanoszerkezetekkel tartalmazó napelemek. Utóbbi példában konkrétan arról van szó, hogy a hagyományos Si-alapú napelemek kevesebb, mint 20%-os hatásfokát a III-V-ös vegyületfélvezetőkből (GaAs és rokon anyagai) növesztett nano-szerkezetekkel készült napelemek hatásfoka jelentősen meghaladhatja, ami akár 60-80% is lehet [2], [3], [4]. A 40% feletti változat már keresekedelmi forgalomban is kapható.

A félvezetők tiltott sávjának megváltoztatásával az úgynevezett tiltott sáv mérnökség (angolul bandgap engineering vagy bandstructure engineering) területe foglalkozik. A tiltott sáv mérnökséggel foglalkozó kutatóknak és más szakembereknek alapvetően háromféle módszere van a sávszerkezet testreszabására: 1. (vegyület)félvezető ötvözetekkel, 2. alacsonydimenziós félvezető nanoszerkezetekkel (ide tartoznak a félvezető szuperrácsok vagy félvezető heteroszerkezetek), 3. szerves molekulákkal.

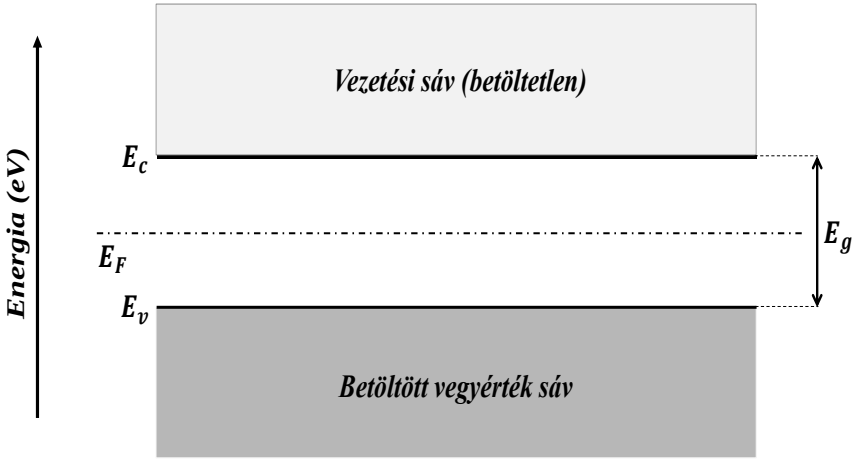
A tiltott sáv mérnökség legegyszerűbb módja a félvezető ötvözetek alkalmazása. Ebben az esetben egy széles tiltottsávú félvezetőt és egy keskeny tiltottsávú félvezetőt ötvözünk ahhoz, hogy a kívánt köztes sávszélességű anyagot kapjuk meg. A második módszer a mesterséges félvezető nanoszerkezetek felhasználása. Ebben az esetben különböző félvezető nano-szerkezetek nagyon vékony rétegeit növesztjük rá egymásra. A harmadik technika a szerves molekulák kategóriája, ahol szerves vagy szervetlen molekulák segítségével érjük el a kívánt fémes-, félvezető- vagy a szupravezető tulajdonságokat.

Ebben a cikkben áttekintjük a tiltott sáv mérnökség első két módszerét, a félvezető ötvözetek alkalmazását és önszerveződő alacsony-dimenziós nano-szerkezetek felhasználását.

Az szerkezeti félvezetők sávszerkezetéről egy egyszerűsített kép a 1-1. ábrán látható. Az 1-1. ábrán az alsó, sötétszürke sáv az úgynevezett vegyérték sáv, ami $T \approx 0K$ hőmérsékleten teljesen be van töltve. Szintén a 1-1. ábrán a felső világosszürke sáv az úgynevezett vezetési sáv, ami $T \approx 0K$ hőmérsékleten teljesen üres. A két sáv között az úgynevezett tiltott sáv van. E tiltott sáv a vezetési sáv és a vegyértéksáv között helyezkedik el. A tiltott sáv E_g szélessége megegyezik a vezetési sáv minimuma és a vegyértéksáv maximuma közötti energiakülönbséggel, azaz $E_g = E_c - E_v$. Az E_F energia az úgynevezett intrinsic Fermi-szint. Ez a Fermi-szint szerkezeti félvezetők esetében a tiltott sáv közepén helyezkedik el. A Fermi-szint az az energiaszint, amely betöltési valószínűsége éppen 50%. Ez a szint intrinszik félvezetőkben a tiltott sáv közepén található, de ez függ az elektronok effektív tömegétől. Az effektív tömeg abból adódik, hogy az elektron periodikusan változó potenciáltérben mozog, emiatt az elektron tömege változik [5], [6].

A félvezetők állhatnak egyféle atomból, de többféle atomból is. Az egyféle atomot tartalmazó félvezetők az elemi félvezetők, míg a többféle atomból álló félvezetők a vegyületfélvezetők. A bináris (azaz két kémiai elemből álló) vegyületfélvezetők általános kémiai képlete A^xB^y, ahol az x az A komponens főcsoportjának a száma és az y a B komponens főcsoportjának a száma.

Ha az A egy trivalens elem (azaz a periódusos rendszer harmadik főcsoportjában van) és a B egy pentavalens elem (azaz a periódusos rendszer ötödik főcsoportjában van), akkor a vegyületfélvezető kémiai képlete $A^{III}B^{V}$. Ezeket vegyületfélvezetőket III-V-ös vegyületfélvezetőknek nevezzük. Ide tartozik például az indium-foszfid (InP), gallium-arzenid (GaAs), alumínium-antimonid (AlSb).



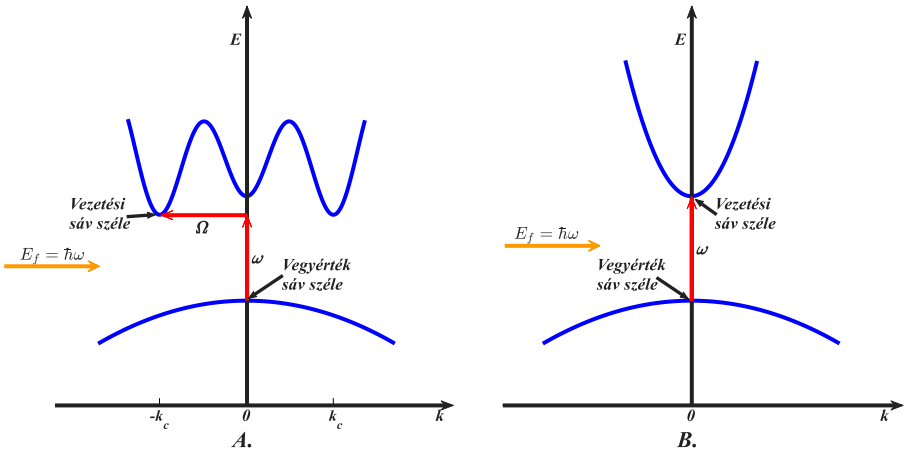
1-1. ábra.

A szerkezeti félvezetők sávszerkezete, T ≈ 0K hőmérsékleten.

Ha az A egy divalens elem (azaz a periódusos rendszer második főcsoportjában van) és a B egy hexavalens elem (azaz a periódusos rendszer hatodik főcsoportjában van), akkor a vegyületfélvezető kémiai képlete $A^{II}B^{VI}$. Ezeket vegyületfélvezetőket II-VI-ös vegyületfélvezetőknek nevezzük. Ide tartozik például az cink-szulfid (ZnS), kadmium-szelenid (CdSe). Vannak olyan vegyületfélvezetők is, ahol mindkét elem a negyedik főcsoportban van $A^{IV}B^{IV}$. Ilyen vegyületfélvezető például a szilícium-karbid (SiC). A szilícium (Si) és a germánium (Ge) egy komponensből álló félvezetők, melyeket elemi félvezetőknek nevezünk. A félvezetőknek lehet indirekt sávszerkezete és direkt sávszerkezete is. Ez a két sávszerkezet típus a 1-2. ábrán látható.

A 1-2/A. ábrán jól látható, hogy a vezetési sáv minimuma és a vegyértéksáv maximuma nem ugyanannál a hullámszámnál van, indirekt sávszerkezet esetében.

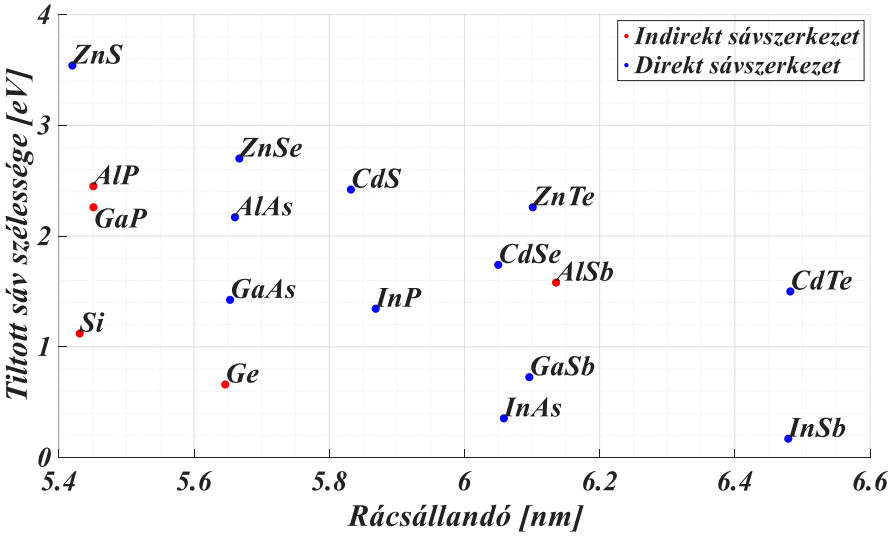
Emiatt, ha az ilyen napelemre rásüt a nap, akkor az ω frekvenciájú foton energiája egyrészt E_g energiájú elektron-lyuk párt generál, másrészt a kristályrácsnak is energiát ad át, azaz $\hbar\Omega$ energiájú és Ω frekvenciájú rácsrezgés (azaz fonon) keletkezik. Emiatt a $\hbar\Omega$ energiatöbblet miatt a napelem melegedni fog. Indirekt sávszerkezetű félvezető anyag például a szilícium (Si), germánium (Ge), gallium-foszfid (GaP) illetve az alumínium-antimon (AlSb) is. Indirekt sávszerkezetű félvezető anyagnál az energiamérleg $E_f = \hbar\omega = E_g + \hbar\Omega$ lesz [7].
A direkt sávszerkezet a 1-2/B. ábrán található. Ebben az esetben a vezetési sáv minimuma és a vegyértéksáv maximuma ugyanannál a hullámszámnál van. Ennek következtében, ha a direkt sávszerkezetű napelemre rásüt a nap, akkor az ω frekvenciájú foton energiája teljes egészében E_g energiájú elektron-lyuk párt generál, így az energiamérleg $E_f = \hbar\omega = E_g$ lesz [7]. Direkt sávszerkezetű félvezető anyag például az indium-foszfid (InP), gallium-arzenid (GaAs), ólom-szulfid (PbS) illetve a kadmium-szelenid (CdSe) is.



1-2. ábra.

A félvezetők sávszerkezete egyaránt lehet indirekt (A.) és direkt (B.) is.

Az 1-3. ábrán a néhány fontos vegyületfélvezető tiltott sávja látható, a rácsállandó függvényében.



1-3. ábra.

Néhány fontos félvezető anyag tilossávja, a rácsállandó függvényében.

2 Félvezető rétegszerkezetek

A tiltottsáv megváltoztatásának legegyszerűbb módja a háromkomponensű (ternary) rétegszerkezetek növesztése, például (Hg,Cd)Te vagy (Ga,Al)As [1].

A háromkomponensű ötvözetek általános képlete: $A_xB_{(1-x)}C$ [8]. Ezek az ötvözetek háromféle atomból állnak, az A, a B és C típusú atomokból. Az A atom és a B atom egyaránt tartozhat a III. főcsoportba vagy a V. főcsoportba. Az A atomok és a B atomok aránya x:(1-x) . Ez az x arány az úgynevezett sztöchiometriai arány, amit az $0 < x < 1$ tartományban értelmezünk. Ebből a feltételezésből kiindulva az sávszerkezetét az átlagos rácsparaméter és az átlagos pszeudopotenciál alapján, valamint az x:(1-x) arányból kiindulva tudjuk számolni. Ez a módszer az úgynevezett virtuális kristály közelítés. Ez a közelítés feltételezi, hogy az A atomok és a B atomok eloszlása x:(1-x) arányban egyenletes, a C kation környezetében [8].

A háromkomponensű vegyületfélvezetőkre jó példa a higany-kadmium-tellurid $Hg_xCd_{(1-x)}Te$ és az alumínium-gallium-arzenid $Al_xGa_{(1-x)}As$ is.

A higany-kadmium-telluridnak $Hg_xCd_{(1-x)}Te$ infravörös szenzorok készítésénél van nagy jelentősége [1]. Ezek az anyagszerkezetek lefedik a 10 µm-es (x = 0.2, $E_g \approx 100$ meV) és az 5 µm-es (x = 0.3, $E_g \approx 200$ meV) atmoszferikus ablakokat. Ezek az „atmoszferikus ablakok" olyan hullámhossz tartományok, ahol a légkör nem nyeli el az elektromágneses sugárzást olyan mértékben, mint más hullámhosszokon. A 10 µm-es hullámhossz tartomány több ~ 300 K hőmérsékletű dolog csúcs hőkibocsátását is tartalmazza, így számos orvosi (hőképalkotás), meteorológiai és más alkalmazás is létezik. A kipufogós és a sugárhajtóművek pontosan az 5 µm-es tartományban bocsátanak ki elektromágneses sugarakat, így könnyen elképzelhető a $Hg_xCd_{(1-x)}Te$ katonai alkalmazása is (ebben az esetben x = 0.3) [1].

Az alumínium-gallium-arzenid $Al_xGa_{(1-x)}As$ technológiai szempontból nagyon fontos, mert a gallium-arzenid (GaAs) és az alumínium-arzenid (AlAs) ötvözeténél a rácsparaméter a teljes összetétel tartományban $0 < x < 1$ csak kicsit változik. Ebből az következik, hogy nagyon jó minőségű vékonyrétegeket készíthetünk ezzel a két anyaggal. A $Al_xGa_{(1-x)}As$ tiltott sávja a ($0 \leq x \leq 0{,}35$) tartományban direkt sávszerkezetű, míg az ($0{,}35 \leq x \leq 1$) tartományban már indirekt sávszerkezetű [1].

Nem ritka az sem, hogy nem három, hanem négy vagy akár öt elemből álló vegyületfélvezetőket állítanak elő azzal a céllal, hogy adott tulajdonságú anyagokat tervezzenek.

A négykomponensű (quaternary) vegyületfélvezetők többféle felépítése lehetséges [9]. Egyik – a leggyakrabban alkalmazott – lehetőség az, hogy két III-as főcsoportba tartozó elem és két V-ös főcsoportba tartozó elem. Másik lehetőség az egy III-as főcsoportba tartozó elem és három V-ös főcsoportba tartozó elem. Harmadik lehetőség az három III-as főcsoportba tartozó elem és egy V-ös főcsoportba tartozó elem. Alapvetően a négykomponensű vegyületfélvezetőknél adott rácsparaméterrel sokkal rugalmasabban létrehozhatjuk a kívánt tiltott sávú és sáveltolású vegyületfélvezetőt. A megoldás hátránya, hogy gyakran nagyobb a bizonytalanság, különösen akkor, ha a négykomponensű vegyületfélvezetőknél az V. csoport elemeit keverjük össze [9].

A négykomponensű III-V-ös vegyületfélvezető ötvözetek alkalmazására egy jó példa Nádas et. al. [10] kutatása. Ebben a kutatásban a szerzők gallium-indium-arzén-foszfid (GaInAsP) vékonyréteg LED-eket növesztettek, indium-foszfid (InP) hordozón. Ezek a LED-eknek emissziós hullámhossza 900 nm és 1700 nm tartományban hangolható. A LED-eket a kutatók folyadékfázisú epitaxiával (LPE) növesztették, mely lehetővé tette a rétegvastagság és összetétel precíz szabályozását. A LED-ek legalább két GaInAsP infravörös fényt kibocsátó réteget tartalmaztak, amelyek közül az egyik elektromosan, míg a másik optikailag volt gerjesztett. Ez a fajta LED a foszfor konverziós fehér LED szerkezetekhez hasonlóan működik, ugyanakkor elődjéhez képest kompaktabb és stabilabb.

Ennek az az oka, hogy az összes réteg szinte rácsszerűen illeszkedik az InP hordozóhoz és a fénykibocsátó rétegek nagyon közel helyezkednek el egymáshoz. A LED szerkezeteket a kutatók úgy optimalizálták, hogy a hosszú, közepes és rövid közeli infravörös (NIR) tartományban működjenek. Az ebben a munkában ismertetett LED-szerkezetek alacsony költségűek, kis méretűek és nagy a hatékonyságuk. Ennek köszönhetően számos alkalmazási területen alkalmazhatók, beleértve az élelmiszeripari minőségellenőrzést és a klinikai diagnosztikát is [10].

3 Alacsonydimenziós félvezető nano-szerkezetek

A tiltott sáv megváltoztatásának egy másik módja az alacsonydimenziós félvezető nanoszerkezetek alkalmazása.

Ezeket az alacsonydimenziós félvezető nanoszerkezeteket többféle módon elő lehet állítani. Egyik lehetőség elektronsugár-litográfia, rétegleválasztási technológiával és más speciális megmunkálási módszerekkel [11]. Másik lehetőség a nano-szerkezetek gyártására az önszerveződés jelenségének kihasználása, epitaxiás módon.

Az epitaxia görög eredetű kifejezés, ami az *epi-* („azonos”) és a *taxis* („mintázat, textúra”) szavakból származik [12]. A különféle epitaxiás eljárások közül a legsokoldalúbb és a legkönnyebben szabályozható technika, a molekulasugár epitaxia (molecular-beam epitaxy (MBE)) [13] [14]. További előnye a módszernek, hogy a molekulasugár precízen irányítható, és a környezeti feltételek is pontosan beállíthatók. Az eljárás működésének a lényege, hogy atomi vagy molekulasugarat irányítunk ultranagyvákuum (UHV) környezetben egy fűthető mintatartóra. Az atomok a minta felületén kondenzálódnak. Az atomok, molekulák leválasztása nagytisztaságú, nagyvákuum (ultra high vacuum (UHV)) térben történik (kb. 10^{-9} Torr nyomás alatt).

A molekulasugár epitaxiával többféle úton növeszthetünk nano-szerkezeteket. Egyik ilyen módszer a feszültség indukált módszer [15] [16] [17], ahol a két egymástól különböző anyag rácsállandójának eltérése miatt a vékonyrétegben mechanikai feszültség keletkezik, így kvantumpontok alakulnak ki. A másik módszernek négy változata van: Frank Van-Der Merve növekedés, Stransky-Krastanov növekedés és a Volmer-Weber növekedés, illetve az 1990-es évek elején felfedezett csepp-epitaxia [18] [19] [20] [21] [22]. Egy jó áttekintés a molekulasugár epitaxiás önszerveződő rétegnövesztés módszereiről a [23] tanulmány.

Megjegyzendő, hogy a feszültség-indukált növesztéssel, a Frank Van-Der Merve módszerrel, Stransky-Krastanov módszerrel és a Volmer-Weber módszerrel csak kvantum-pontok növeszthetők. Ezzel szemben a csepp-epitaxiával kvantum-pontok, kvantum-gyűrűk, dupla kvantum-gyűrűk, nano-lyukak, illetve invertált

kvantum- pontok[1] is egyaránt növeszthetők. Így a csepp-epitaxia egy ígéretes technológia a nano-elektronikai eszközök gyártására [24].

A nano-szerkezetek növesztése esetén fontos, hogy atomi szempontból sima legyen a felület. Ezt a célt egy buffer réteg növesztésével érik el, ami ugyanabból az anyagból van mint a hordozó [1], [25].

Az önszerveződés során a rendszer egyes alkotó elemei önmaguktól rendezett szerkezetbe vagy mintázatba szerveződnek, kizárólag az alkotó elemek közötti kölcsönhatások (az ún. kormányzó erők) miatt, külső hatások nélkül. Ilyen kormányzó erő például az energiaminimumra való törekvés, a felületi feszültség és az Ostwald-érés (Ostwald-ripening) is.

Az „alacsony dimenziós" kifejezés azt jelenti, hogy az adott szerkezet nem 3 dimenziós (test), hanem 2 (felület), 1 (vonal) vagy 0 (pont) dimenziós. Ugyanezt másképpen kifejezve, az elektron mozgása egy vagy több irányban be van határolva, azaz ezekben az irányokban az elektron nem mozoghat.

Precízebben fogalmazva, a kvantum behatárolás azt jelenti, hogy az adott elektront egy olyan méretű térrészbe zárjuk be, ami összevethető az elektronok karakterisztikus (azaz az adott objektumra leginkább jellemző) méreteivel [26] [27] [28]. Ilyen karakterisztikus méret például az elektronok de-Brogile hullámhossza, közepes szabad úthossz, diffúziós hossz, árnyékolási hossz és a lokalizációs hossz. Az elektronoknak, melyek ebben az alacsony-dimenziós rendszerekben vannak, újszerű és érdekes tulajdonságai vannak. Ezek az új transzport tulajdonságok a kvantummechanika segítségével érthetők meg. Ebben a cikkben a karakterisztikus méretek közül csak a de-Brogile hullámhosszról és a Bohr sugárról lesz szó. A többi karakterisztikus méretről a szakirodalomban, a [27] [28] fejezetekben lesz szó.

A részecske-hullám dualitás de-Brogile féle elmélete szerint az elektron az ilyen szerkezetekben hullámszerű tulajdonságot mutat. A nano-szerkezeteket annak alapján osztályozzuk, hogy hány irányban van behatárolva egy olyan méretű térrészbe, ami összevethető az elektron de-Brogile hullámhosszával.

A kvantumbehatárolásnak három tartománya, azaz három típusa van: az erős kvantumbehatárolás tartománya, közbülső kvantumbehatárolás tartománya és a gyenge kvantumbehatárolás tartománya. Az adott nanoszerkezet attól függően tartozik a kvantumbehatárolás adott tartományába, hogy a rendszer d_c mérete milyen viszonyban van az a_{0eh} Bohr sugárral. E három tartomány rövid összefoglalása az 1. táblázatban látható.

[1] Az invertált kvantum pont egy olyan nanolyuk, amit a hordozó anyagához képest eltérő anyaggal van feltöltve.

1. táblázat.
A kvantumbehatárolás három típusának összefoglalása (forrás: [27]*).*

A kvantumbehatárolás tartománya	***A d_c méret és az a_{0eh} Bohr sugár viszonya***
erős kvantumbehatárolás	$d_c < a_{0eh}$
közbülső kvantumbehatárolás	$d_c \sim a_{0eh}$
a gyenge kvantumbehatárolás	$d_c > a_{0eh}$

Az erős kvantumbehatárolás tartományában az elektron és a lyuk közötti elektrosztatikus erőből származó elektrosztatikus energia sokkal kisebb a kvantum behatárolás energiájához képest. Ennek eredményeképpen az exciton az alkotóelemeitől függetlenül vizsgálható [27]. A közbülső kvantumbehatárolás tartományában az elektron és a lyuk mozgását a Coulomb vonzás erős mértékben korrelálja. Ennek eredményeképpen az exciton energiaszintjeit egyrészt a Coulomb kölcsönhatás határozza meg, másrészt az exciton hullámfüggvényének határfeltételei szabják meg. A gyenge kvantumbehatárolás tartományában az exciton tömegközéppontja határozza meg az energiaspektrumot, a sokkal erősebb elektron-lyuk Coulomb kölcsönhatásnak köszönhetően.

A vegyületfélvezető hordozón növeszthető alacsony dimenziós nano-szerkezetek összefoglalása példákkal, a 2. táblázatban látható. Ebben a táblázatban a szabadsági fok azoknak a térbeli irányoknak a száma, ahol az elektron mozoghat.

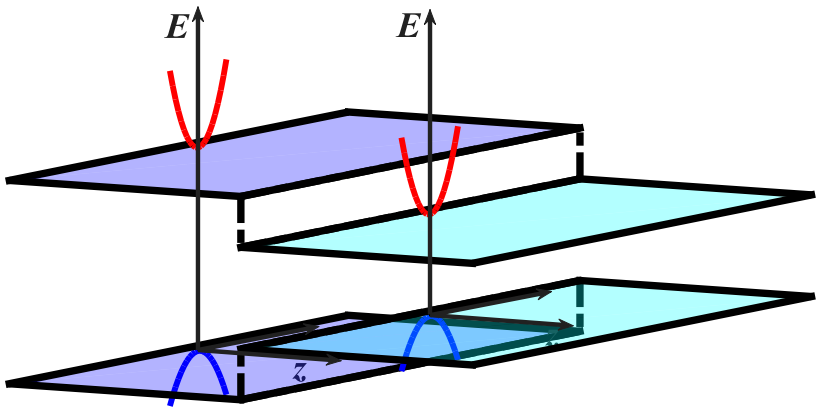
2. táblázat.
A vegyületfélvezető hordozón növeszthető alacsony dimenziós nanoszerkezetek összefoglalása példákkal.

Szabadsági fokok száma	***Kvantumbehatárolás ennyi irányban***	***Példák a nanoszerkezetekre***
3 (test)	0	-
2 (felület)	1	kvantum völgyek
1 (vonal)	2	nanohuzal, nanocső
0 (pont)	3	kvantum pont, kvantum gyűrű (dupla kvantum gyűrű), nanokristályok, nanolyukak (invertált kvantum pontok)

A nanoszerkezetek különféle típusainak részletes osztályozása V.V. Pokropivny et. al. [29] cikkében található meg.

3.1 Kétdimenziós rendszerek

Ha két különböző tömbi kristályt egymás mellé helyezünk, akkor egy úgynevezett heteroátmenetet kapunk. A heteroátmeneteknél a két anyag tiltott sávja különböző. A 3.1-1. ábrán látható, hogy a két különböző tiltott sávú félvezető anyag, egymás mellett heteroátmenetet alkot, a fekete színű görbék az elektron határfelülettel párhuzamos, korlátlan mozgási tartományát reprezentálják. A szakadás a két anyag vezetési sávja és a vegyérték sávja között egy konstans potenciál taggal vannak az ábrán reprezentálva.



3.1-1. ábra.

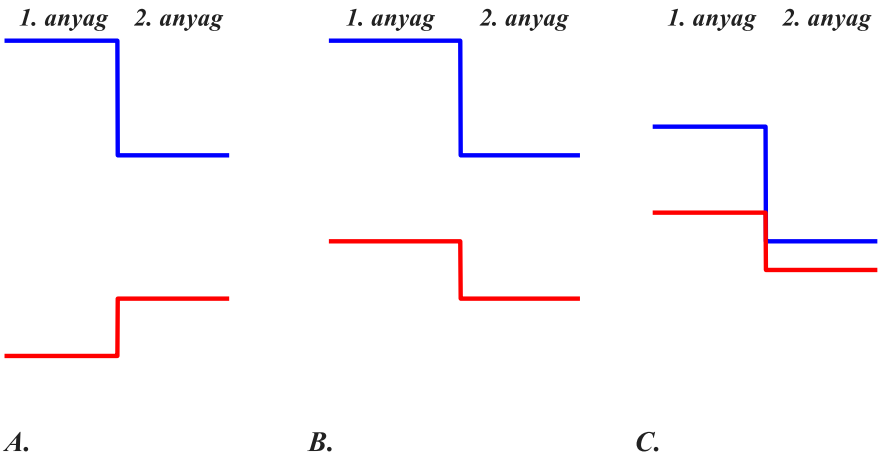
Két különböző tiltott sávú félvezető anyag, egymás mellett heteroátmenetet alkot; a fekete színű görbék az elektron határfelülettel párhuzamos, korlátlan mozgási tartományát reprezentálják (forrás: [30]).

A hetero átmenet a vegyértéksáv és a vezetési sáv egymáshoz képesti helyzetnek megfelelően lehet I.-es II-es vagy III-as típusú. Ez a három típus a 3.1-2. ábrán látható. A 3.1-2/A. ábrán az I-es típusú heteroátmenet látható, a 3.1-2/B. ábrán az II-es típusú heteroátmenet látható, míg a 3.1-2/C. ábrán az III-as típusú heteroátmenet látható. A heteroátmenet típusa az elektronaffinitástól függ. A kék vonal a vezetési sáv széle, míg a piros vonal a vegyérték sáv széle. Az 1. számú anyag a szélesebb tiltott sávú anyagot reprezentálja, míg a 2. számú anyag a keskenyebb tiltott sávú anyagot képviseli.

Ha ebből a heteroátmenetből többet egymás mellé teszünk, akkor heteroszerkezetet kapunk [30]. A heteroszerkezeteknek nagyon sok változata létezik. Ha a keskeny tiltott sávú anyagból szendvicsszerűen egy „B”-vel jelölt vékony réteget teszünk két „A”-val jelölt szélesebb tiltott sávú anyag közé, akkor egy dupla heteroátmenetet, azaz egy heteroszerkezetet kapunk. Erre a dupla heteroátmenetre a 3.1-3. ábrán látunk példát. Ha az „B”-vel jelölt vékony réteg

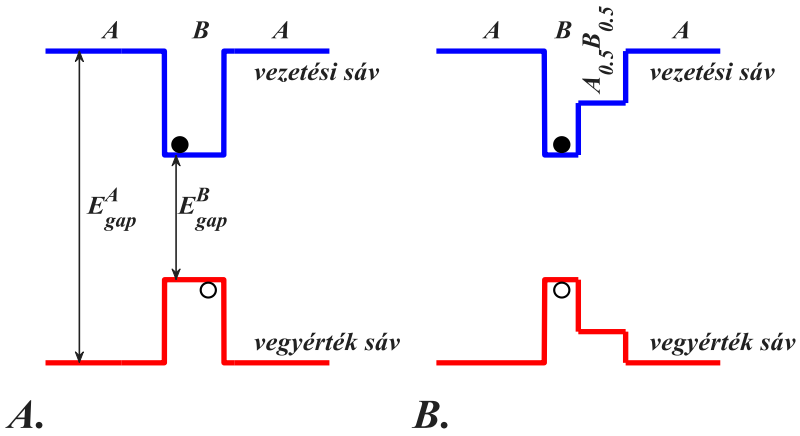
elég vékony ahhoz, hogy a kvantumtulajdonságok megjelenjenek, akkor az ilyen sávelrendezést kvantumvölgynek nevezzük (3.1-3/A. ábra) [30], [31].

Ha a rendszerben olyan töltéshordozók vannak, melyek az szerkezeti vagy adalékolt félvezetőben termikusan aktiváltak, akkor ezek e töltéshordozók megpróbálják csökkenteni az energiájukat. Ebben a példában a 3.1-3. ábrán az elektronokat a fekete körök jelképezik, míg a lyukakat az üres körök szimbolizálják. Ha a heteroszerkezethez további félvezető réteget adunk, akkor lépcsős, másnéven aszimmetrikus kvantumvölgy alakul ki (3.1-3/B. ábra). Az 1. anyag a széles tiltottsávú anyag, míg a 2. anyag a keskeny tiltottsávú anyag. Az elektronaffinitástól függ, hogy adott heteroátmenet esetén melyik átmenet típus alakul ki [30], [31], [32].



3.1-2. ábra.

A hetero átmenetek típusai. I-es típusú heteroátmenet (A.), II-es típusú heteroátmenet (B.), III-as típusú heteroátmenet (C.) (forrás: [30]).



3.1-3. ábra.

Az egydimenziós V(z) potenciálok a vezetési sávban és a vegyértéksávban, ahol az baloldalon egy kvantum völgy látható (A.), míg a jobboldalon egy lépcsős kvantum völgy (B.) található. A piros vonal a vegyértéksáv széle, a kék vonal a vezetési sáv széle (forrás: [30]). Mindkét részábrán az üres körök a lyukak és a fekete betöltött körök az elektronok.

Léteznek még összetettebb heteroszerkezetek is, például dupla kvantum völgyek, a többszörös kvantum völgyek, és a szuperrácsok. A többszörös kvantumvölgy és a szuperrács között a különbséget a kvantumvölgyek közötti kölcsönhatás mértéke szabja meg. A többszörös kvantumvölgyek esetében az kvantumvölgyek egymástól el vannak különítve és nincsenek egymással kölcsönhatásban. A szuperrácsban a kvantumvölgyek egymással kölcsönhatásba lépnek [30]. Ezeknek a heteroszerkezeteknek különleges elektronikus és optikai tulajdonságaik vannak.

Talán a leginkább összetett heteroszerkezet az úgynevezett CHIRP[2] szuperrács, mely egyik felhasználása egy negatív differenciális ellenállású elem [33]. Ez a CHIRP szuperrács alapú eszköz nem érzékeny sem zavarra, sem az elektronok nemkívánatos szóródására. Egy másik jó példa a CHIRP szuperrács alkalmazására a közép-infravörös tartományban működő kvantum-kaszkád lézer [34] [35]. A harmadik, közelmúltban ismertetett példa egy AlGaN heteroszerkezetű, mély ultraibolya frekvenciatartományban működő fénykibocsátó dióda [36].

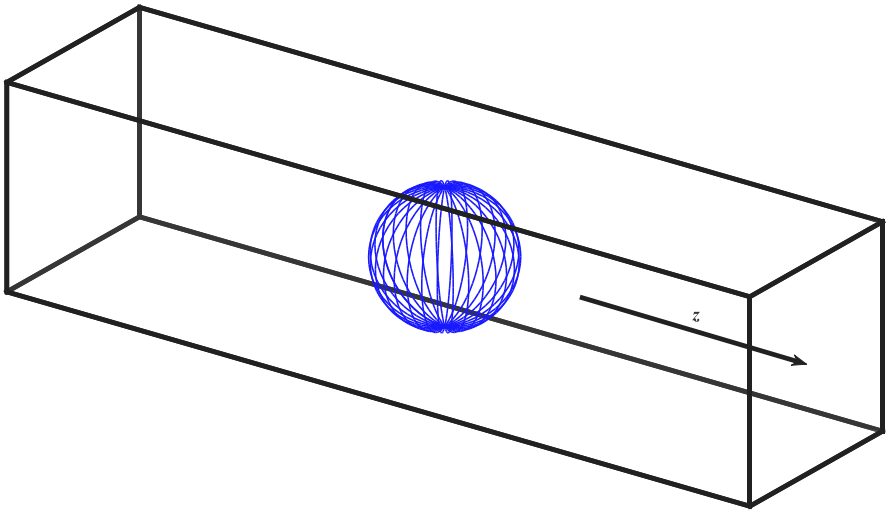
A többszörös kvantum völgyes nanoszerkezetekkel napelemek is készíthetők, melyek hatásfoka akár 40-60% is lehet. Ezen napelemek alkalmazására jó példa a magyar fejlesztésű 5 cm x 5cm x 5cm méretű SMOG-P PocketCube zsebműhold energiaellátása [37], [38], [39], ami működése során, várakozáson felül teljesített

[2] Coherent Hetero-Interfaces for Reflection and Penetration (CHIRP): Koherens hetero-interfészek a tükrözéshez és a behatoláshoz.

[40]. Az elektromos energiát a GaAs-alapú kvantumvölgyes (InGaP/GaAs/Ge heteroátmeneteket tartalmazó) *TJ Solar Cell 3G30C* típusú napelemek szolgáltatták. A zsebműhold feladata a Föld körüli pályán az elektroszmog mérése volt, azaz a Föld rádiófrekvenciás környezetének vizsgálata a 470–800 MHz-es frekvenciasávban. Az adatgyűjtésen kívül nagyon fontos volt a műhold oktatási szerepe is, hiszen oktatói irányítással a hallgatók tervezték. Érdekesség, hogy a SMOG-P a fellövés után azonnal működni kezdett, míg a vele együtt fellőtt többi műhold nem szólalt meg. A szakemberek valószínűsítik, hogy azért történhetett ez, mert a többi műhold energiaellátása nem volt megfelelő [39], [40].

3.2 Egydimenziós rendszerek

Az egydimenziós rendszerek közé tartoznak például a nanocsövek és a kvantum huzalok is. Ezekben az egydimenziós rendszerekben az elektronok csak egy dimenzióban tudnak mozogni [26]. A 3.2-1. ábrán az elektron mozgása látható, egydimenziós kvantumrendszerben.



3.2-1. ábra.

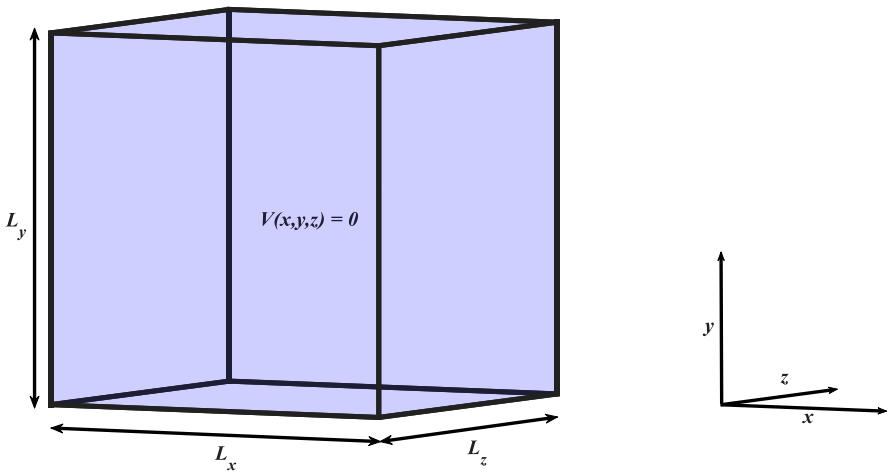
Az elektron mozgása egydimenziós kvantumrendszerben.

3.3 Nulladimenziós rendszerek

A nulladimenziós rendszereknél az elektron mozgása mindhárom irányban behatárolt [26] [41] [28]. Ez a további kvantumbehatárolás a harmadik

irányban is megszünteti az elektron mozgásának lehetőségét, így az elektron mindhárom dimenzióban lokalizált lesz. Így a nulladimenziós rendszerek energiaszintjeit alszinteknek nevezik. A nulladimenziós rendszereket mesterséges atomnak is nevezik.

Ezeknek a rendszereknek több fajtája van. Egyik idealizált forma a kocka formájú kvantum pont, ami a 3.3-1. ábrán látható. Ennek a kvantum pontnak az x irányú hossza L_x, y irányú hossza L_y és z irányú hossza L_z.



3.3-1. ábra.

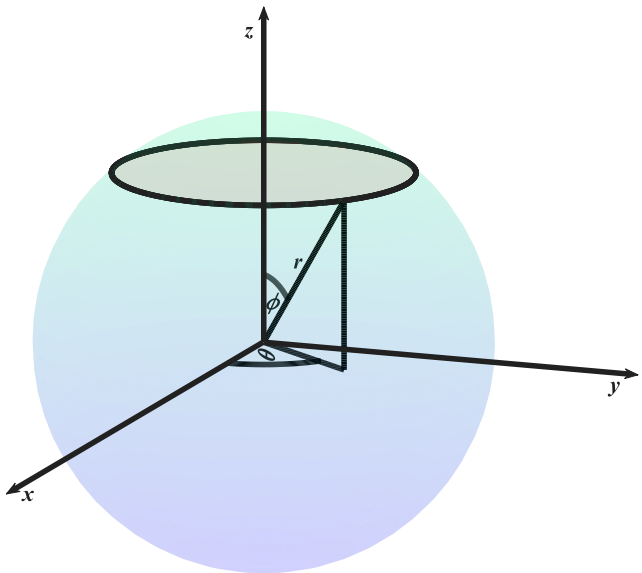
Kocka formájú kvantum pont, mely oldalainak hossza x irányban L_x, y irányban L_y és z irányban L_z (forrás: [26]).

A kvantum pont másik idealizált leírása gömb alakú (3.3-2. ábra). A gömb sugara r, a θ az irányszög és ϕ az emelkedési szög. Gömb alakú potenciál esetében a szög a gömb körül periodikusan változik.

A kocka és a gömb alakon kívül az idealizált kvantum-pont lehet piramis alakú [42], de más szabályos analitikusan leírható alak is elképzelhető [41]. A valóságban szinte tetszőleges alakú kvantumpontok (kvantum-gyűrűk, dupla kvantum-gyűrűk, nano-lyukak, invertált kvantum-pontok) állíthatók elő a korábban már megemlített csepp epitaxiás módszerrel.

Ezekből a kvantumpontokból a félvezetők tiltott sávjában egy úgynevezett köztes sávot alakíthatunk ki. Jó példa a köztes sáv alkalmazására az IBQD napelem. A 3.3-3. ábrán az IBQD napelem sávdiagramja látható [43], ahol az E_g a tiltott sáv, az E_L és az E_H al-tiltott sávok. A fehér színű körök a lyukak, míg a kék színű körök a gerjesztett elektronok. A CB QFL a vezetési sáv (angolul: conduction

band (CB)) kvázi Fermi-szintje (Quasi Fermi Level (QFL)), míg a VB QFL a vegyérték sáv (valence band (VB)) kvázi Fermi-szintje. AZ IB QFL az úgynevezett köztes sáv (intermediate band) kvázi-Fermi szintje. A 3.3-3. ábrán elmondott okok miatt az IBQD napelem – összehasonlítva a hagyományos napelemekkel – nemcsak a (1)-es energiájú fotonokat, hanem az (2)-es és a (3)-as energiájú fotonokat is el tudja nyelni. Ezt úgy is kifejezhetjük, hogy a köztes sávban lévő kvantum-pontoknak köszönhetően extra abszorpciós csatornák jelennek meg a tiltott sávban, a vezetési sáv és a vegyérték sáv között [44].



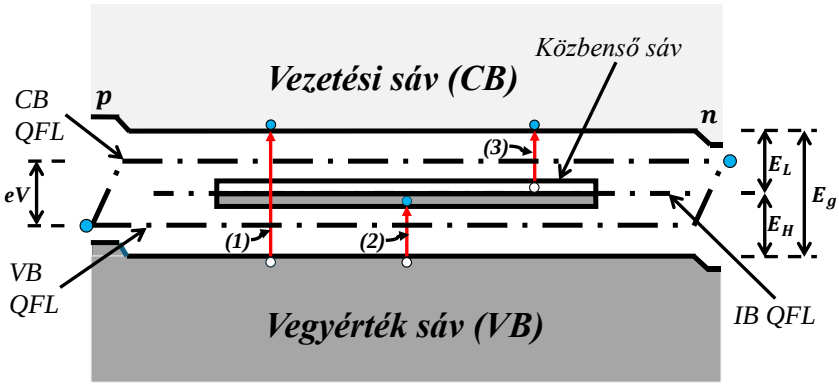
3.3-2. ábra.

Gömb alakú kvantum pont (forrás: [26]).

A köztes sáv alkalmazásának egyik hátránya az, hogy miután nagyszámú elektron került oda, a további átmeneteket a végső állapot betöltési tényezője blokkolja [44]. Ennek a blokkolásnak következtében a töltéshordozók egy része gyorsan relaxálódik [44], anélkül, hogy elnyelne fotont [45]. Ezt a blokkolást a 3.3-4. ábrán látható, úgynevezett racsni[3] sáv (ratchet band) segítségével oldhatjuk fel [45], [46], [47]. A racsni sáv lényegében egy gyűjtő tartály azon töltéshordozók számára, melyek a köztes sávból gyorsan relaxálnak. A gyors relaxáció azt jelenti,

[3] Magyarul kilincsmű vagy rögzítő kilincses fogaskerék, ami egy olyan mechanikus szerkezet, amely lehetővé teszi a forgást egy irányban, de megakadályozza a visszafelé mozgást.

hogy a köztes sáv közel üres marad, míg a racsni sáv majdnem tele van. A ΔE energiakülönbség a racsni sáv és a köztes sáv között egyaránt kisebb a tiltottsáv szélességénél, illetve a k_BT energiakülönbségnél is. Utóbbi feltétel segítségével megelőzhető, hogy a töltéshordozó termikus úton visszajusson a köztes sávba [44].

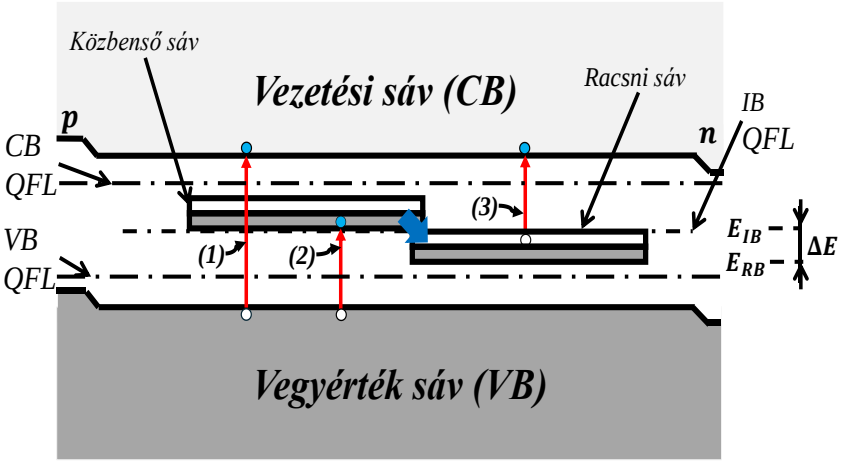


3.3-3. ábra.

Az IBQD napelem sávdiagramja, ahol az E_G a tiltott sáv, az E_L és az E_H al-tiltott sávok. A CB QFL a vezetési sáv kvázi Fermi-szintje, míg a VB QFL a vegyérték sáv kvázi Fermi-szintje. Az (2) és a (3) jelölések a tiltott sáv alatti, míg a (1) a tiltott sáv feletti foton abszorpciót reprezentálja (forrás: [43]).

A racsni sáv a köztes sáv alatt, egy ΔE energiaintervallumban található. Ez a ΔE energiaintervallum a köztes sáv energiájának és racsni sáv energiájának a különbsége ($\Delta E = E_{IB} - E_{RB}$). Feltételezzük, hogy az köztes sáv és az racsni sáv közötti termikus átmenet olyan gyors, hogy mindkét sáv betöltése egyetlen kvázi Fermi-szinttel leírható. A köztes sávban lévő töltéshordozók gyorsan az racsni sávba kerülnek, ahol hosszú lehet az élettartamuk. Ennek az az oka, hogy a racsni sáv és a vegyértéksáv optikai szempontból izolált.

A köztes sávnak és a racsni sávnak köszönhetően a kvantumpontot tartalmazó napelem a napsugárzás spektrumából egy szélesebb tartomány tud abszorbeálni, így a η hatásfoka 60-80% is lehet, összehasonlítva a hagyományos PN átmenetes szilícium alapú napelemekkel (η ≤ 20%) vagy gallium-arzenid alapú napelemekkel (η ≤ 30%).).Megjegyzendő, hogy a gyakorlatban kvantum pontok vagy kvantumvölgyek alkalmazása nélkül, pusztán PN átmenetes napelemekkel termodinamikai okokból a maximális hatásfok nem lépheti át a 30%-ot [48]. Ez az úgynevezett Shockley–Queisser limit [49].



3.3-4. ábra.

A racsni sávos IBQD napelem sávdiagramja (forrás: [45]).

A másik példa a kvantumpontok alkalmazására a kvantum-sejtautomaták egyik tervezett megvalósítása, az úgynevezett kvantumpont sejtautomata (Quantum-dot Cellular Automata (QCA)) [50], [51]. Ennek az elektronikus eszköznek alapkoncepcióját Tougaw és Lent dolgozta ki [52], 1993-ban. A kvantumpontok töltés tárolók, diszkrét energia állapotai vannak (több mint kettő állapota van, de csak két állapot használt), emiatt ezeket néha mesterséges atomoknak is hívják [21].

Források

[1] John Singleton, „Bandstructure Engineering”, in *Band Theory and Electronic Properties of Solids*, köt. 51, Oxford University Press, 2001, o. 65–82.

[2] Nemcsics Ákos, *A napelem működése, fajtái és alkalmazása*. Budapest: Óbudai Egyetem, Kandó Kálmán Villamosmérnöki Kar, 2013.

[3] Nemcsics Ákos, „III-V-based Low-dimensional Structures”. Óbudai Egyetem, Kandó Kálmán Villamosmérnöki Kar, 2011. [Online]. Elérhető: https://real-d.mtak.hu/498/1/Nemcsics_Akos_tezisek.pdf

[4] Ürmös Antal, „III-V-alapú kvantumpontokat tartalmazó napelemek néhány technológiai aspektusa”. Óbudai Egyetem, 2018. [Online]. Elérhető: https://lib.uni-obuda.hu/sites/lib.uni-obuda.hu/files/Urmos_Antal_ertekezes.pdf

[5] Charles Kittel, „Energy Bands”, in *Introduction to Solid State Physics*, 8. kiad., New Jersey, USA: John Wiley and Sons, 2018, o. 163–185.

[6] Prabir K. Basu és Hrishikesh Dhasmana, „Band Theory”, in *Solid State Engineering Physics*, 2. kiad., Springer, 2023, o. 81–108. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1007/978-3-031-10940-9

[7] Charles Kittel, „Semiconductor crystals”, in *Introduction to Solid State Physics*, 8. kiad., New Jersey, USA: John Wiley and Sons, 2018, o. 189–224.

[8] Chihiro Hamaguchi, „Electron–Phonon Interaction and Electron Transport”, in *Basic Semiconductor Physics*, Cham: Springer International Publishing, 2023, o. 273–374. doi: 10.1007/978-3-031-25511-3_6.

[9] Igor Vurgaftman, Jerry R. Meyer, és Matthew P. Lumb, „Alloys and Exotic Materials”, in *Bands and Photons in III-V Semiconductor Quantum Structures*, OUP Oxford, 2020, o. 197–225.

[10] Nádas József, „LED-ek sávszélesítése közeli infravörös spektroszkópiai és világítástechnikai alkalmazásokban”. Óbudai Egyetem, 2025. [Online]. Elérhető: https://lib.uni-obuda.hu/sites/lib.uni-obuda.hu/files/Nadas_Jozsef_ertekezes.pdf

[11] G. Cao és Y. Wang, „Nanostructures Fabricated by Physical Techniques”, in *Nanostructures and Nanomaterials*, 2nd kiad., WORLD SCIENTIFIC, 2011. doi: 10.1142/7885.

[12] Marian A. Herman, Wolfgang Richter, és Helmut Sitter, *Epitaxy Physical Principles and Technical Implementation*. in Springer Series in Materials Science, no. 62. Springer Berlin, Heidelberg, 2010. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1007/978-3-662-07064-2

[13] Marian A. Herman és Helmut Sitter, *Molecular Beam Epitaxy, Fundamentals and Current Status*, 2. kiad. in Springer Series in Materials Science. Berlin: Springer Berlin, Heidelberg, 1996. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1007/978-3-642-80060-3

[14] Mohamed Henini, Szerk., *Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production*, 2. kiad. Elsevier Science, 2018. [Online]. Elérhető: https://shop.elsevier.com/books/molecular-beam-epitaxy/henini/978-0-12-812136-8

[15] T. Thorbeck és N. M. Zimmerman, „Formation of strain-induced quantum dots in gated semiconductor nanostructures”, *AIP Adv.*, köt. 5, sz. 8, o. 087107, aug. 2015, doi: 10.1063/1.4928320.

[16] Ákos Nemcsics, „On the shape formation of the droplet epitaxial quantum dots”, *Microelectron. Reliab.*, köt. 56, o. 73–77, 2016, doi: https://doi.org/10.1016/j.microrel.2015.11.010.

[17] A. Branny, S. Kumar, R. Proux, és B. D. Gerardot, „Deterministic strain-induced arrays of quantum emitters in a two-dimensional semiconductor”, *Nat. Commun.*, köt. 8, sz. 1, o. 15053, máj. 2017, doi: 10.1038/ncomms15053.

[18] Nobuyuki Koguchi, Satoshi Takahashi, és Toyohiro Chikyow, „New MBE growth method for InSb quantum well boxes”, *J. Cryst. Growth*, köt. 111, sz. 1–4, o. 688–692, 1991, doi: https://doi.org/10.1016/0022-0248(91)91064-H.

[19] N. K. Nobuyuki Koguchi és K. I. Keiko Ishige, „Growth of GaAs Epitaxial Microcrystals on an S-Terminated GaAs Substrate by Successive Irradiation of Ga and As Molecular Beams”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, köt. 32, sz. 5R, o. 2052, 1993, doi: 10.1143/JJAP.32.2052.

[20] Stefano Sanguinetti, Sergio Bietti, és Nobuyuki Koguchi, „Chapter 13. - Droplet Epitaxy of Nanostructures”, in *Molecular Beam Epitaxy (Second Edition)*, Second Edition., Mohamed Henini, Szerk., Elsevier, 2018, o. 293–314. doi: https://doi.org/10.1016/B978-0-12-812136-8.00013-X.

[21] Ákos Nemcsics, „Droplet Epitaxy as a Tool for the QD-Based Circuit Realization”, in *Nonmagnetic and Magnetic Quantum Dots*, V. N. Stavrou, Szerk., Rijeka: IntechOpen, 2017. doi: 10.5772/intechopen.70613.

[22] A. Nemcsics, „Quantum Dots Prepared by Droplet Epitaxial Method”, in *Quantum Dots - Theory and Applications*, London, United Kingdom: IntechOpen, 2015, o. 120–149. doi: 10.5772/60823.

[23] Y. Galitsyn, A. Lyamkina, S. Moshchenko, T. Shamirzaev, K. Zhuravlev, és A. Toropov, „Self-assembled Quantum Dots: From Stranski–Krastanov to Droplet Epitaxy”, in *Self-Assembly of Nanostructures, Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology, Volume 12. ISBN 978-1-4614-0741-6. Springer Science+Business Media, LLC, 2012, p. 127*, 2011, o. 127–200. doi: 10.1007/978-1-4614-0742-3_3.

[24] Ákos Nemcsics, Antal Ürmös, és Lajos Tóth, „Droplet Epitaxy and its Possibilities in Nano-electronics”, előadás 2018 7th International Symposium on Next Generation Electronics (ISNE), Taipei, Taiwan: IEEE, 2018, o. 122–124. doi: https://doi.org/10.1109/ISNE.2018.8394694.

[25] Marian A. Herman, Wolfgang Richter, és Helmut Sitter, „Growth of Buffer Layers”, in *Epitaxy Physical Principles and Technical Implementation*, in Springer Series in Materials Science, no. 62. , Springer Berlin, Heidelberg, 2010, o. 58–62. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1007/978-3-662-07064-2

[26] Paul Harrison és Alex Valavanis, „Simple models of quantum wire and dots”, in *Quantum Wells, Wires and Dots*, 4. kiad., John Wiley & Sons, Ltd, 2016, o. 249–278. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1002/9781118923337.ch8

[27] Malin Premaratne és Govind P. Agrawal, „Introduction”, in *Theoretical Foundations of Nanoscale Quantum Devices*, Cambridge University Press, 2021, o. 1–40. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1017/9781108634472.002

[28] Banerjee, J.P. és Banerjee, S., „Low-Dimensional Semiconductors”, in *Physics of Semiconductors and Nanostructures*, 1. kiad., CRC Press, 2019, o. 229–261. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1201/9781315156804

[29] V. V. Pokropivny és V. V. Skorokhod, „Classification of nanostructures by dimensionality and concept of surface forms engineering in nanomaterial science”, *Mater. Sci. Eng. C*, köt. 27, sz. 5, o. 990–993, 2007, doi: 10.1016/j.msec.2006.09.023.

[30] Paul Harrison és Alex Valavanis, „Semiconductors and heterostructures”, in *Quantum Wells, Wires and Dots*, 4. kiad., John Wiley & Sons, Ltd, 2016, o. 1–18. doi: https://doi.org/10.1002/9781118923337.ch1.

[31] Igor Vurgaftman, Jerry R. Meyer, és Matthew P. Lumb, „Superlattice and Quantum-Well Band Structure”, in *Bands and Photons in III-V Semiconductor Quantum Structures*, OUP Oxford, 2020, o. 491–526.

[32] John H. Davies, „QUANTUM WELLS AND LOW-DIMENSIONAL SYSTEMS”, in *The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction*, Cambridge University Press, 1997, o. 118–149. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1017/CBO9780511819070.006

[33] T. Nakagawa, N. J. Kawai, és K. Ohta, „Design principles for CHIRP superlattice devices”, *Superlattices Microstruct.*, köt. 1, sz. 2, o. 187–192, 1985, doi: https://doi.org/10.1016/0749-6036(85)90119-3.

[34] A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, és A. Y. Cho, „Long wavelength superlattice quantum cascade lasers at $\lambda \simeq 17$ μm”, *Appl. Phys. Lett.*, köt. 74, sz. 5, o. 638–640, febr. 1999, doi: 10.1063/1.123026.

[35] Igor Vurgaftman, Jerry R. Meyer, és Matthew P. Lumb, „Quantum Cascade Lasers”, in *Bands and Photons in III-V Semiconductor Quantum Structures*, OUP Oxford, 2020, o. 491–526.

[36] Jiahui Hu *és mtsai.*, „Enhanced Performance of AlGaN-Based Deep Ultraviolet Light-Emitting Diodes with Chirped Superlattice Electron Deceleration Layer”, *Nanoscale Res. Lett.*, köt. 14, sz. 1, o. 347, nov. 2019, doi: 10.1186/s11671-019-3201-x.

[37] HÖDL Emil Viktor *és mtsai.*, „Hallgatók által készített nagy hatásfokú napelemmel működő műhold = Students made stellite with efficient solar cells”, előadás XXVI. Nemzetközi Gépészeti Konferencia: 26th International Conference on Mechanical Engineering, Csibi Vencel-József és Barabás István, Szerk., Marosvásárhely, 2018, o. 204–207.

[38] HÖDL Emil Viktor *és mtsai.*, „SMOG-1 hallgatói műhold”, előadás XXXIII Kandó Konferencia, Csibi Vencel-József és Barabás István, Szerk., Budapest, 2018, o. 204–207.

[39] Nemcsics Ákos, „Napelemek és nanostruktúrák – az űrtechnikára fejlesztett technológiák szilárd tudományos hátteret biztosítanak a földi alkalmazású napelemfejlesztéseknek”, *Innotéka*, Budapest, Magyarország, 2025. augusztus 4. Elérés: 2025. november 17. [Online]. Elérhető: https://www.innoteka.hu/cikk/napelemek_es_nanostrukturak_az_urtechnikara_fejlesztett_technologiak_szilard_tudomanyos_hatteret_biztositanak_a_foldi_alkalmazasu_napelemfejleszteseknek.3214.html

[40] HÖDL Emil Viktor *és mtsai.*, „Az elmélet átültetése a gyakorlatba, avagy a hallgatói zsebműhold az űrben várakozáson felül teljesít”, előadás 28. Nemzetközi Gépészeti Konferencia - OGÉT 2020, Csibi Vencel-József és Barabás István, Szerk., Kolozsvár, 2020, o. 309–312.

[41] M. Califano, „Quantum dots”, in *Quantum Wells, Wires and Dots*, John Wiley & Sons, Ltd, 2016, o. 279–302. doi: https://doi.org/10.1002/9781118923337.ch9.

[42] M. A. Cusack, P. R. Briddon, és M. Jaros, „Electronic structure of InAs/GaAs self-assembled quantum dots”, *Phys Rev B*, köt. 54, sz. 4, o. R2300–R2303, 1996, doi: 10.1103/PhysRevB.54.R2300.

[43] Antonio Marti, Colin Stanley, és Antonio Luque, „Understanding intermediate-band solar cells”, *Nat. Photonics - NAT PHOTONICS*, köt. 6, o. 146–152, febr. 2012, doi: 10.1038/nphoton.2012.1.

[44] Igor Vurgaftman, Jerry R. Meyer, és Matthew P. Lumb, „Solar Cells, Thermophotovoltaics, and Nonlinear Devices Based on Quantum Wells”, in *Bands and Photons in III-V Semiconductor Quantum Structures*, Oxford University Press, 2020. doi: 10.1093/oso/9780198767275.003.0015.

[45] M. Yoshida, N. J. Ekins-Daukes, D. J. Farrell, és C. C. Phillips, „Photon ratchet intermediate band solar cells”, *Appl. Phys. Lett.*, köt. 100, sz. 26, o. 263902, jún. 2012, doi: 10.1063/1.4731277.

[46] A. Vaquero-Stainer *és mtsai.*, „Semiconductor nanostructure quantum ratchet for high efficiency solar cells”, *Commun. Phys.*, köt. 1, sz. 1, o. 7, márc. 2018, doi: 10.1038/s42005-018-0007-6.

[47] Amaury Delamarre, Daniel Suchet, Nicolas Cavassilas, Yoshitaka Okada, Masakazu Sugiyama, és Jean-François Guillemoles, „An Electronic Ratchet Is Required in Nanostructured Intermediate-Band Solar Cells”, *IEEE J. Photovolt.*, köt. 8, sz. 6, o. 1553–1559, 2018, doi: 10.1109/JPHOTOV.2018.2866186.

[48] Ryne Raffaelle és Nicholas Ekins-Daukes, „Thermodynamic Limits to Efficiency”, in *Nanostructures in Photovoltaics*, 1. kiad., Jenny Stanford

Publishing, 2025. [Online]. Elérhető: https://www.jennystanford.com/9789814310727/nanostructures-in-photovoltaics/

[49] W. Shockley és H. J. Queisser, „Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells”, *J. Appl. Phys.*, köt. 32, sz. 3, o. 510–519, márc. 1961, doi: 10.1063/1.1736034.

[50] Trailokya Nath Sasamal, Ashutosh Kumar Singh, és Anand Mohan, *Quantum-Dot Cellular Automata Based Digital Logic Circuits: A Design Perspective*, 1. kiad., köt. Studies in Computational Intelligence. Singapore, Singapore: Springer Nature Singapore Pte Ltd., 2020. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1007/978-981-15-1823-2

[51] Massimo Macucci, Szerk., *Quantum Cellular Automata (Theory, Experimentation and Prospects)*, 1. kiad. London, United Kingdom: Imperial College Press, 2006. [Online]. Elérhető: https://doi.org/10.1142/p434

[52] C. S. Lent, P. D. Tougaw, W. Porod, és G. H. Bernstein, „Quantum cellular automata”, *Nanotechnology*, köt. 4, sz. 1, o. 49, 1993, doi: 10.1088/0957-4484/4/1/004.