

**Válasz Dr. Jakab László „A katódporlasztás lehetőségei az optoelektronikában” című
doktori értekezésemről készített opponensi véleményére**

Mindenekelőtt hálásan köszönöm Dr. Jakab Lászlónak alapos bírálatát, az elismerő és kritikus megjegyzéseket, valamint kérdéseit. Megválaszolásuk által lehetőség nyílik bizonyos, disszertációmban nem tárgyalt témákkal kapcsolatos véleményem kifejtésére és mindezek által munkám javítására és elfogadtatására. Külön köszönöm az eredmények hasznosítását méltató szavait.

Válaszomban először a tézisekre vonatkozó megjegyzésekről nyilatkozom, majd a konkrét kérdésekre térek ki.

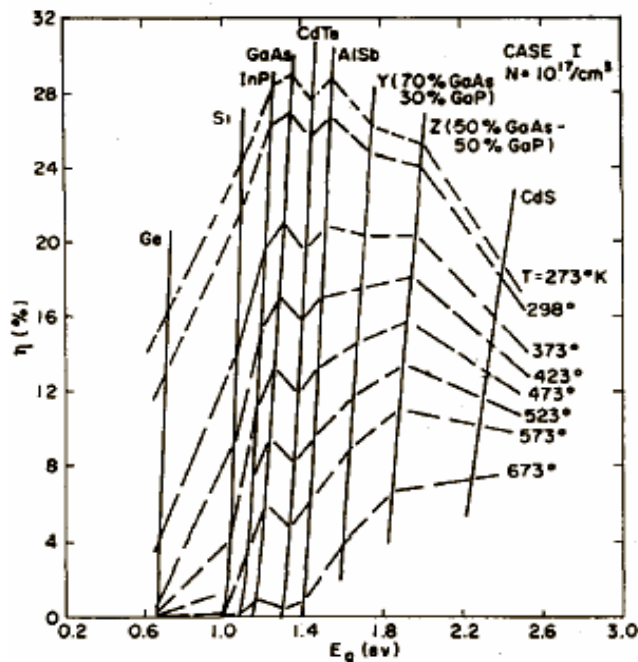
Az első tézis a) részében szereplő „ n eléri a sztöchiometrikus szilíciumra jellemző 2,05 körüli értéket” résznél egyetértek a szóhasználat kritikájával: valójában 2,05 az amorf szilíciumnitridre vonatkozó érték.

Bírálóm első tézispontot illető megjegyzése jogos, az 1.a) tézispont megegyezik a kandidátusi disszertációmban, 1993-ban megfogalmazott első tézissel, így nem tekinthető a tudományos fokozat megszerzése utáni új eredménynek. A tézisben leírt, az egy targetból gázkeverékkel porlasztott nemsztöchiometrikus szilíciumnitrid előállításának technológiája, a legegyszerűbb eljárás és ezért – véleményem szerint – tematikailag beleillik a „katódporlasztás lehetőségei” címet viselő témakörbe. Kizárólag ezt a technológiát alkalmaztam azoknál a lézerdiódáknál, melyekkel a rövid impulzusok előállítására vonatkozó kísérleteimet végeztem, és ezeknek eredményeire alapoztam kandidátusi munkámat. A jelen dolgozatban szereplő 7. - az utolsó - tézis ennek a munkának legfontosabb eredményeit foglalja össze, tehát ez sem tekinthető a fokozat megszerzése utáni új eredménynek. A 7. tézissel és annak, az elmúlt évek során is többször idézett eredményeivel azt kívántam kiemelni, hogy a katódporlasztás modellrendszerek készítésére és egyedi eszközök felületi reflexiójának módosítására alkalmas technológia, és mint ilyen, elsősorban a kutatás és fejlesztés területén alkalmazható sikeresen. Az 1.b) tézispont SiON anyagával csak 1999 után kezdtem foglalkozni. Törésmutatójának széles tartományban lehetséges változtatása tette lehetővé a többretegű AR bevonatok előállítását, melynek kontrolljára a korábban kifejlesztett (nem szabadalmaztatott) *in situ* eljárás alkalmazható. A 6. tézis a korábbi munkában leírt eljárás többretegű rendszerek növesztésénél alkalmazható változata. Az ezt leíró fejezetben szerencsésebb lett volna részemről, ha egy ilyen leválasztás folyamán mért fénytjeljesítmény-adatokat mutattam volna be.

A dolgozat 2. tézisének utolsó mondatát (idézve: „adalekolt targetból porlasztott, néhány *nm* vastagságú rétegek esetén az ellipszometria közvetett módon veszi figyelembe a P adalék hatását a felület minőségére”) bírálóm pontatlannak tartja. Megállapításával egyetértek; elegendő lett volna azt kijelentenem, hogy a P adalék hatását az ellipszometria sima, felületi egyenetlenségektől mentes határátmeneteket feltételező modellel veszi figyelembe.

Doktori értekezésem 3. tézise a hidrogént tartalmazó amorf SiGe rétegek előállításával, továbbá a rétegek elektromos paramétereinek értékelésével foglalkozik. Az a-SiGe anyag napelemek számára történő felhasználása rendkívül fontos; a Ge tartalomtól függően az a-Si abszorpciós profilja a hosszabb hullámhosszak felé tolható, és ezáltal a napsugárzás konvertálása a hagyományos a-Si napelemeknél jobb hatásfokkal érhető el. A látszólagos tilossáv az a-Si-ban 1,7 eV, míg az a-SiGe-ban 1,1-1,7 eV, így a germánium tartalommal beállítható a fotonkonverzió számára optimális 1,4 eV-os látszólagos tilossáv. Ezt az értéket Wysocki és Rappaport (*JAP* 31, (1961) p.571) a p-n átmenetet tartalmazó fotovoltaiikus cella elméletileg elérhető maximális hatásfokának kiszámításával határozták meg. A számítás

alapjául a Shockley-Read egyenletek (S.M. Sze: *Physics of Semicon. Devices*, J.Wiley 1985) szolgálnak. Az egyenletek felhasználásával belátható, hogy az U_i üresjáratú feszültség arányos az E_g tilossáv-szélességgel, ugyanakkor az E_g növekedése hatására a fotóáram csökken, szorzatuknak maximuma van. A napsugárzás spektrumát, valamint 135 mW/cm^2 sugárzási teljesítménysűrűséget figyelembe véve, az elméletileg elérhető hatásfok egy p-n átmenettel rendelkező napelem cella esetén, 25°C -on, elérheti a 26%-t, ha a tilossáv szélessége $E_g=1,4 \text{ eV}$.



J.J. Wysocki, P. Rappaport; *JAP* 31
(1961) p.571, Fig.7.

A hidrogénnel adalékolt a-SiGe rétegek porlasztását elektromos vizsgálatok számára Horváth Zsolt József kollegám javasolta. A rétegek fajlagos ellenállásának mérését Nemcsics Ákos kollegám végezte. A galvanomágneses *van der Pauw* mérések $300\text{--}410^\circ\text{K}$ történtek, 1 T tranzverzális mágneses térben. Az elektromos paraméterek vizsgálatára alkalmas - különböző méretű, vastagságú és összetételű - mintasorozat porlasztásának körülményeit az első mérések eredményeinek kiértékelése után határoztam meg. Téziseim lényegében ennek a munkának összefoglalása, tehát egyes szám első személyben is megállják helyüket. A közös publikációinkban leírt, eszköz-specifikus következtetések – mint például a Schottky-diódák áram feszültség karakterisztikáinak, vagy a rétegek fajlagos ellenállásának hőmérsékletfüggésének értelmezése – doktori munkámban nem szerepelnek, téziseim ezeket nem tartalmazzák.

A doktori munkám 4. ill 5. tézise a hidrogén tartalmú a-Si/Ge multirétegek előállításával és vizsgálatával foglalkozik, a szerkezeteket Beke Dezső javaslatára készítettem. Az elkészült mintákat az MTA ATOMKI-ban hőkezelték. A SAXRD és a SEM felvételek elkészítése, valamint kiértékelése Csik Attila munkája. Korábban épített magnetronos porlasztó berendezésükben 5 nm vastag rétegekből álló, sík és éles határátmenetekkel rendelkező Si/Ge multiréteget készítettek. A két anyag hőkezelések hatására történő diffúziós keveredését alacsonyszögű röntgendiffrakciós vizsgálatokkal végezték, és eredményeik megerősítették azt a feltételezést, hogy a diffúziós együttható erősen függ a koncentrációtól. Az általam készített hidrogén tartalmú a-Si/Ge multirétegekben lejátszódó diffúziós folyamatok leírására atomisztikus modelljüket használtam. A hőkezelések által létrejövő strukturális változások nyomon követésére nagyszámú AFM és TEM vizsgálatot végeztek a Cesare Frigeri által vezetett párizsi IMEM laboratóriumban. Ezek alapján választottam meg a további minta, illetve modellréteg sorozatok növesztési paramétereit. A közös publikációikban található,

speciális szakterületet érintő következtetéseket – mint például a diffúzió hatása az optikai tulajdonságok változásra – dolgozatomban nem szerepeltetek.

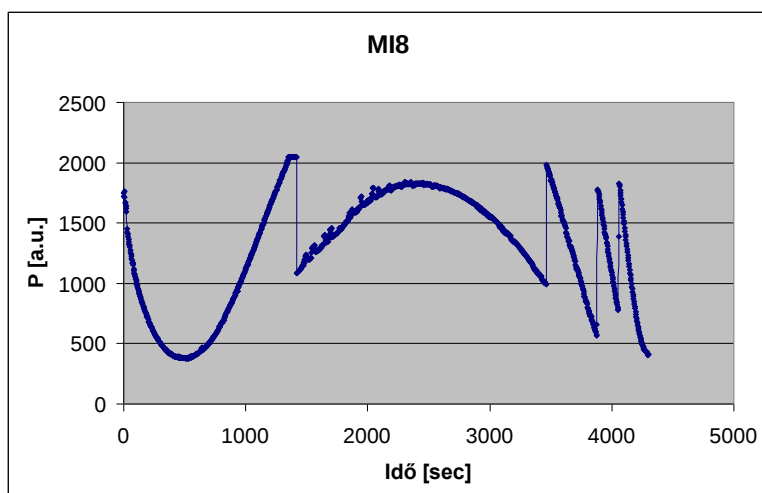
A következő részben az opponens által feltett kérdésekre adom meg a választ.

A 6. tézispontot érintő kérdés a porlasztás folyamata során fellépő lézertiódát érő hőterheléssel kapcsolatos. Az AR réteg leválasztása alatt a LD-t vízzel hűtött (10-12 °C) mintatartóba szerelve (dolgozat 1.4. ábra) 1:100 kitöltési arányú impulzus-sorozattal működtetem; az áramimpulzusok szélessége 50 ns. Ilyen körülmények között a disszipált teljesítmény elhanyagolható, a fényt emittáló aktív réteg felveszi a hűtőblokk hőmérsékletét. Porlasztás közben a rezonátorfelületre csapódó részecskék felmelegítik azt. A hőmérsékletváltozást egy dióda spektrumának eltolódásából határoztam meg. Ismeretes, hogy egy GaAs, vagy InP alapú p-n átmenetben a rekombináció spektruma 1 °C hőmérsékletemelkedés hatására kb. 0,3 nm vöröseltolódást szenved. Az *in situ* hullámhosszmérés alapján megállapítottam, hogy a lézer aktív rétegének hőmérsékletének növekedése nem több mint 15 °C. Az AR réteggel bevont eszközt szobahőmérsékleten működtetve a beállított reflexió minimum helye a lézerhullámhosszhoz jól illeszkedik, és a többrétegű AR nagyobb sáv szélessége miatt nagyobb hangolhatósági tartományt fed át.

A 7. tézis első kérdésével kapcsolatos válasz: a módusszinkronizált rendszer által kibocsátott fényimpulzusok időtartamának határozott hullámhosszfüggését a félvezető lézer erősítésének dinamikus viselkedésével lehet megmagyarázni. A fénykibocsátás az aktív rétegbe injektált töltéshordozók rekombinációjának az eredménye; egy fényimpulzus kialakulása közben a töltéshordozók koncentrációja csökken. Ez a koncentrációváltozás az erősítés maximumánál magasabb energiájú fény esetén nagyobb erősítésváltozással jár együtt, mint az erősítés maximumánál. Így magasabb energiák esetén, a Fermi nívók közelében, egy impulzus keletkezése közben az erősítési tranziens gyorsabb és abszorpciót is eredményezhet. Ez az abszorpció hatásosan vesz részt az impulzus lefutó élének formálásában, így az impulzus rövidülését eredményezi. A külső rezonátorban végzett kísérletek eredményei alapján megállapítottam, hogy hangolva a lézert a rövidebb hullámhosszak felé, nemcsak az impulzusok rövidülnek, hanem a koherenciatulajdonságot jellemző impulzus időtartam-sáv szélesség szorzat is csökken, amit a törésmutató-változással együtt járó „chirp” csökkenése magyaráz. Magasabb energián az impulzus kialakulásához szükséges koncentrációcsökkenés által okozott erősítés és törésmutató (tehát a diszperzió) változásának mechanizmusa egyidejűleg vesz részt a koherens impulzus kialakításában.

Külön öröm számomra az opponens utolsó kérdésének - nevezetesen az, hogy eljárásom alkalmazható-e nagyteljesítményű diódák AR bevonására - megválaszolása, hiszen ezáltal lehetőség nyílik a 6. tézis új eredményként való elismerésével kapcsolatos kétség eloszlatására.

Az általam kidolgozott *in situ* eljárás alkalmas a közepes és nagyteljesítményű lézertiódák rezonátorfelületének AR bevonására. Ezen az eszközök rezonátorának monitoroldalát HR, kilépő oldalát pedig reflexiócsökkentő bevonattal látják el. Ez utóbbi - a gyártótól függően - lehet az optimális $\lambda/4$ -es rétegnél vékonyabb, más esetben vastagabb. A réteg anyaga nem ismeretes, tapasztalatom szerint SiO₂, vagy jó hővezető Al₂O₃-t használnak. A növesztés első rétege a reflexiócsökkentő bevonat kiegészítése; a mellékelt ábra első minimumig tartó szakasza egy $\lambda/4$ -es (valószínűleg SiO₂) rétegnél vékonyabb bevonat korrekciója. A további, $\lambda/2$ -es optikai réteg 1/3 vastagsága alacsony, további része pedig magas törésmutatójú SiON-ból készült. A porlasztási folyamat végén a lézer áramának emelésével (két lépésben) növeltem a minimumkeresés pontosságát. Adott törésmutatójú rétegeket feltételezve, a rétegrendszer egyes elemeinek vastagsága a Fresnel-formulából meghatározható.



Mitsubishi, ML1413R

Még egyszer köszönöm tehát Dr. Jakab Lászlónak mind a pozitív értékelést, mind pedig a bíráló megjegyzéseket, melyek lehetővé tették néhány fontos összefüggés ismételt végiggondolását. Kérem, hogy az opponensi véleményére készült válaszaimat elfogadni szíveskedjék.

2011. április 2.

Serényi Miklós

Függelék

A Shockley-Read egyenletek szerint a p-n átmeneten átfolyó I áram a sötétáram és a fényintenzitással arányos I_p fotóáram különbségéből adódik, U feszültségfüggését az

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] - I_p$$

egyenlet határozza meg, ahol I_0 a telítési áramsűrűség. Az egyenletből $I=0$ helyettesítéssel kapjuk a U_{ii} üresjárási feszültséget:

$$U_{ii} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_p}{I_0} + 1\right) = U_T \ln\left(\frac{I_p}{I_0} + 1\right)$$

Az I_0 a telítési áramsűrűség N_A , N_D akceptor sűrűséggel, valamint a hozzájuk tartozó diffúziós állandókkal és élettartamokkal kifejezhető (n_i intrinsic töltéshordozó sűrűség, E_g a tilossáv szélessége):

$$I_0 = en_i^2 \left[\frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right] e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

A napelemből kivehető maximális $P_{max} = I \cdot U_{max}$ teljesítményt a szorzat szélsőértéke határozza meg, úgy hogy $\partial P / \partial U = 0$. Innen U_{max} -ra a következő, implicit kifejezést kapjuk:

$$\left(\frac{I_p}{I_0} + 1 \right) = \left(\frac{U_{max}}{U_T} + 1 \right) e^{\frac{U_{max}}{U_T}}$$