1. Miniaturizare; legea lui Moore

2. Gropi, fire, puncte cuantice semiconductoare: structura, metode de obtinere

(epitaxia), aplicatii pe scurt (lasere, detectori)

- > laserele DHS cu prag redus, funcționând la temperatura camerei;
- diode luminiscente (LED) DHS și heterostructuri simple (SHS) cu eficiență ridicată;
- celule solare;
- tranzistori bipolari;
- dispozitive de comutare de tip tiristor p-n-p-n.

3. Ec. Schrodinger pentru o groapa cuantica; conditii la limita, nivele discrete

- 4. **Perturbatiile externe** (campuri electrice si cp. magnetice statice) modifica nivelele de energie, prin urmare controlul radiatiei emise se poate realize prin
 - a) geometrie: forma gropii, dimensiuni, inaltimea gropii de potential;
 - b) perturbatii externe. In ultimul timp, dupa obtinerea laserelor de intensitate mare in domeniul THz, aceste perturbatii pot fi produse prin aplicarea camp. laser asupra structurii semic.

5. Laser dressed potential.

Campul laser pune electronul in miscare oscilatorie fortata

Teoria Floquet-Gavrilă

O teorie alternativă, prezentată în continuare, include efectul radiației laser în energia potențială a sistemului. Aproximația, bazată pe o teorie neperturbativă, a fost inițial utilizată pentru a descrie comportarea atomilor în câmpuri laser de frecvență înaltă [10] și extinsă ulterior [11] pentru heterostructurile semiconductoare.

Se consideră un câmp laser nerezonant reprezentat printr-o undă plană monocromatică de frecvență ω liniar polarizată. Potențialul vector al câmpului laser este $\vec{A}(t) = A_0 \cos(\omega t) \vec{u}$ În

aceste condiții, ecuația Schrödinger temporală pentru o particulă cu masa efectivă m^* se scrie:

$$\left\lfloor \frac{\left(\vec{p} + q\vec{A}\right)^2}{2m^*} + V(\vec{r}) \right\rfloor \Psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t}.$$
(4.2)

unde in absenta altor perturbatii $V(\vec{r}) = V_{conf}(\vec{r})$.(potentialul gropii)

Aplicând o translație dependentă de timp $\vec{r} \rightarrow \vec{r} + \vec{\alpha}(t)$, unde

$$\vec{\alpha}(t) = -\frac{e}{m^*} \int_0^t \vec{A}(t') dt' = \alpha_0 \sin(\omega t) \vec{u}, \qquad \alpha_0 = \frac{q A_0}{m^* \omega} \qquad (4.3)$$

ecuația (4.2) devine [12]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta + V(\vec{r} + \vec{\alpha}(t))\right]\Psi(\vec{r}, t) = i\hbar\frac{\partial\Psi(\vec{r}, t)}{\partial t}$$
(4.4)

 $\vec{\alpha}(t)$ reprezintă elongația mișcării oscilatorii a electronului în câmpul laser, iar $V(\vec{r} + \vec{\alpha}(t))$ este energia potențială modificată de laser ("dressed" potential). α_0 este parametrul laser și poate fi exprimat în funcție de intensitatea *I* a fasciculului laser $\alpha_0 = (I^{1/2}/\omega^2)(q/m^*)(8\pi/c)^{1/2}$, unde q este sarcina electrică și c viteza luminii. În limita frecvențelor înalte, ($\omega \tau >>1$, unde τ este timpul de tranzit al electronului prin structura) sistemul se reduce la ecuația Schrödinger independentă de timp

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta + V(\vec{r}, \vec{\alpha}_0)\right]\Psi_0(\vec{r}) = E\Psi_0(\vec{r}).$$
(4.5)

unde $V(\vec{r}, \vec{\alpha}_0)$ este media temporală a energiei potențiale $V(\vec{r} + \vec{\alpha}(t))$:

$$V\left(\vec{r},\vec{\alpha}_{0}\right) = \frac{\omega}{2\pi} \int_{0}^{2\pi/\omega} V\left[\vec{r}+\vec{\alpha}_{0}\sin(\omega t)\right] dt.$$
(4.6)

Ecuația (4.5) conține potențialul modificat de laser $V(\vec{r}, \vec{\alpha}_0)$, care depine de ω și de *I* numai prin parametrul laser $\vec{\alpha}_0$ [13].

Vom prezenta cîteva exemple de aplicare a teoriei la studierea nivelelor de energie ale electronilor în nanostructuri semiconductoare în prezența unei radiației laser nerezonantă, de înaltă frecvență.

6. Prezentarea structurii studiate

(a) modificarea potentialului in camp laser; 3 valori α_0 (exemplu)



(b) Dependenta nivelelor de energie de α_0 pentru diferiti L TABELE+ GRAGICE

(c) Energia tranzitiei $f(\alpha_0)$ pentru diferiti L (deplasarea domeniului spectral cu α_0) TABELE+ GRAGICE

(d) Probabilitatea de localizare in groapade potential $f(\alpha_0)$ pentru diferiti L TABELE+ GRAGICE Intr-un **program suplimentar**, dupa **importul** functiilor de unda din programe anterioare, se pot calcula

(a) integrala de suprapunere electron-gol, definita ca $I_{eh} = \int_{-\infty}^{\infty} f_{ne}^{*}(z) f_{nh}(z) dz$; patratul

acestei marimi este proportional cu probabilit. de recombinare electron-gol (recomb. insotita de emisie de radiatie).

(b) elementul de matrice dipolar (momentul de dipol electric $\vec{p} = q\vec{r}$ este paralel cu

directia de polarizare laser) $I_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_1^*(z) qz \varphi_2(z) dz$; probabilitatea tranzitiei electronului

din starea 1 in starea 2 este proportionala cu I_{12}^2 .

Valori numerice Al_xGa_{1-x}As (x este concentratia de aluminiu in aliaj)

 $E_{g}=(1.426+1.247x) \text{ eV} \qquad \text{(banda interzisa)} \\ Qe=0.6; Qh(v)=0.4. \qquad \text{(saltul in BC (BV))} \\ m_{c}^{*}=(0.067+0.083x)m_{0} \qquad \text{(masa efectiva in BC)} \\ m_{v}^{*}: m_{hh}^{*}=(0.33+0.18x)m_{0} \text{ (pentru goluri grele, heavy hole);} \quad m_{hl}^{*}=(0.09+0.09x)m_{0} \\ \text{(pentru goluri usoare, light hole);} \\ \text{Const. dielectrica statica } \varepsilon_{s}=12.59 \text{ ; pt freevente inalte } \varepsilon_{\infty}=10.9. \\ \end{array}$

Metode de fabricare a heterostructurilor

Heterojoncțiunile sunt fabricate în principal prin epitaxie, formând straturi monocristaline perfecte chimic identice cu substratul (homoepitaxie) sau de natură diferită (heteroepitaxie). În cel de-al doilea caz, esențială este potrivirea parametrilor de rețea ai substratului și materialului depus. Avantajele care au impus metoda epitaxiei sunt [4]:

- calitatea excelentă a materialelor cristalizate;
- > posibilitatea modificării proprietăților materialelor în limite largi;
- posibilitatea stabilirii grosimii materialului depus cu precizie atomică, de la straturi mono-atomice până la sunte de microni.

Principalele tehnici epitaxiale sunt descrise în continuare, cu un accent deosebit pe epitaxia cu fascicul molecular (considerată azi tehnica de vârf a domeniului).

2.2.1. Epitaxia din fază lichidă (LPE)

Această tehnică a fost folosită mai mult la mijlocul anilor 1960. Principiul metodei se bazează pe suprasaturarea fazei lichide cu materialul ce urmează a fi cristalizat. La început s-au fabricat prin această metodă joncțiuni p-n cu GaAs, iar mai târziu heterojoncțiuni cu Al - Ga - As, folosite în primele dispozitive de tipul diodelor, LED-urilor, laserelor și celulelor solare. Tehnica a fost utilizată și pentru fabricarea multistraturilor bazate pe AlGaAs/GaAs, InGaAsP/GaAs, InGaAs/InP, InGaAsSb. Pentru creșterea heterostructurilor cu puncte cuantice, utilizate în diferite tipuri de lasere cu GaInAsP/GaAs și GaInAsP/InP, a fost dezvoltată o metodă LPE modificată, în care grosimile straturilor depuse sunt micșorate cu

câteva constante de rețea prin scurtarea timpilor de contact între substrat și topitură până la valori de ordinul 1-10 ms [2,4,5].

2.2.2. Epitaxia din fază de vapori (VPE)

Este o tehnică pentru creșteri epitaxiale ale structurilor semiconductoare, presupunând transferul amestecului reactanților gazoși pe suprafața cristalină a substratului și creșterea straturilor ca urmare a reacțiilor chimice între reactanți și substrat.

Au fost imaginate și puse în aplicare două metode diferite pentru realizarea epitaxiei cu vapori. Una dintre ele utilizează cloruri, cealaltă compuși organo-metalici.

Caracteristicile specifice ale tehnicii utilizând cloruri au permis viteze de creștere ridicate ale straturilor de arseniură de galiu nedopată, de mare puritate. Mobilitatea purtătorilor de sarcină în astfel de structuri este de asemenea ridicată.

În metoda depunerii chimice din stare de vapori a compuşilor organo-metalici, aceștia sunt folosiți ca sursă de elemente din grupele III și V, depuse pe substrat în forme chimice hibride, ce se descompun la contactul cu suprafața substratului. Avantajele acestei tehnici rezidă în simplitatea relativă a concepției reactorului și în posibilitatea obținerii heterostructurilor cu frontiere abrupte între părțile componente și cu profile de dopaj bine controlate prin modificarea rapidă a compoziției amestecului gazos, în timpul depunerilor [2,4,5].

2.2.3. Epitaxia cu fascicul molecular (MBE)

Este o metodă de creștere epitaxială implicând interacția chimică a unuia sau mai multor fascicule atomice sau moleculare cu suprafața unui substrat monocristalin încălzit. A fost inventată la sfărșitul anilor 1960, la Bell Telephone Laboratories, de J.R.Arthur și Alfred Y. Cho.

Epitaxia cu fascicul molecular se produce în vid înalt sau în ultra-înalt $(10^{-8} Pa)$. Cea mai importantă caracteristică a tehnicii este rata foarte mică de creștere (între 1 și 300 *nm* pe minut). Cu cât viteza de creștere avută în vedere este mai mică, cu atât vidul disponibil trebuie să fie mai înaintat, pentru a evita impurificarea cu elemente nedorite a materialului depus.

În tehnicile MBE cu sursă solidă, elemente (de exemplu galiu și arseniu) în stare ultrapură sunt încălzite în celule de efuzie separate până la temperaturi de sublimare. Celulele de efuzie sunt confecționate din materiale chimic inerte, cu punct de topire foarte ridicat. Terminilogia utilizată în această tehnică (fascicul molecular) se explică prin lipsa interacției între atomii sau moleculele sublimate, între momentul vaporizării și momentul depunerii pe substratul-țintă (drum liber mediu mai mare decât dimensiunile caracteristicile ale incintei de proces). Compușii se formează prin reacție chimică în momentul cristalizării (producând de exemplu arseniura de galiu). Metoda a fost inițial înțeleasă ca un proces departe de echilibru caracterizabil doar prin studierea cineticii reacțiilor specifice și mai târziu printr-un model termodinamic (bazat pe echilibru de faze) ce a putut explica segregarea componentelor de bază și impurităților [2,4].



. Schema instalației de epitaxie cu fascicul molecular

În timpul operării, este utilizată tehnica RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) pentru monitorizarea creșterii straturilor (în configurații amorfe, policristaline sau epitaxiale). Controlul computerizat al obturatoarelor celulelor de efuzie permite un excelent control al grosimilor straturilor cristalizate, fiind comună chiar afirmația că aceste grosimi sunt fracționar atomice (în sensul că se pot depune straturi "rare", care într-o evaluare bazată pe volum a grosimii conduc la dimensiuni mult sub-atomice). Controlabilitatea extremă a metodei a făcut posibilă obținerea nanostructurilor de tipul gropilor cuantice multiple, firelor cuantice și punctelor cuantice. Asemenea structuri sunt azi parte componentă a dispozitivelor semiconductoare moderne, incluzând diodele luminiscente și laserele cu semiconductori.

În sistemele în care substratul trebuie răcit, vidul ultra-înalt este menținut printr-un sistem de criopompe utilizând nitrogen lichid și gazos la temperatura de fierbere sub presiune normală (77 K). Există și situații care cer încălzirea substratului sau rotirea sa pentru uniformitatea depunerii.

Epitaxia cu fascicul molecular este de asemenea utilizată pentru depunerea anumitor tipuri de semiconductori organici și în variante care includ surse gazoase în locul celor solide. Acestea din urmă apropie metoda de cea descrisă anterior, cu depunere chimică din stare de vapori [5].

Nanostructurile semiconductoare se clasifica după dimensionalitate

- gropi cuantice nanostructuri bidimensionale, în care electronii se deplasează liber perpendicular pe direcția de creştere;
- *fire cuantice* nanostructri unidimensionale, în care electronii se deplasează liber numai pe o direcție;

puncte cuantice – nanostructuri zero-dimensionale, în care electronii sunt localizați într-o regiune de dimensiuni microscopice.

Aceste heterostructuri apar în cazul în care un semiconductor cu bandă interzisă mică este intercalat într-o structură "sandwich" sau este înconjurat de un material cu bandă interzisă largă. Figura ilustrează heterostructurile 2D ((a) - gropile cuantice), 1D ((b) - firele cuantice) și 0D ((c) - punctele cuantice).



Bibliografie

NOTE CURS+

[1] Paul Harrison, **Quantum wells, wires and dots**, Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures, Wiley-Interscience, John Wiley & Sons, Ltd., 2005

[2] Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, and N. N. Ledentsov, Semiconductor heterostructures, Educational Centre at Ioffe Institute

[3] G. A. Bastard, Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures, Les Editions de Physique, Paris, 1988

[4] P. Y. Yu and M. Cardona, Fundamentals of Semiconductors: physics and materials properties, Springer-Verlag, Berlin, Heildelberg, 1996

[5] E. L. Ivchenko and G. Pikus, **Superlattices and other Heterostructures**: **Symmetry and Optical Phenomena**, Springer-Verlag, Berlin, 1995

[6] P. S. Zory, Quantum Well Lasers, Academic Press, Boston, 1993