

Raport științific

privind implementarea proiectului PN-III-P4-ID-PCE-2016-0122, cu titlul *Nanostructuri pentru calcul cuantic și plasmonic* în perioada ianuarie – decembrie 2018

În cadrul proiectului, etapa aferentă anului 2018 s-a axat pe realizarea activităților

Act. 2.1 - Dezvoltarea unei configurații balistice pentru implementarea circuitelor cuantice folosind stări de margine,

Act. 2.2 - Investigarea unor configurații noi de calcul cuantic folosind spini în nanostructuri cu cuplaj spin-orbită Rashba controlat de poartă,

Act. 2.3 - Dezvoltarea unei corespondențe între implementările biților cuantici cu spini și stări de vale, și

Act. 2.4 - Investigarea unor configurații noi de calcul cuantic folosind stări de vale; această activitate va fi continuată în 2019 ca Act 3.1.

Rezultatele obținute sunt detaliate în continuare.

Dezvoltarea unei configurații balistice pentru implementarea circuitelor cuantice folosind stări de margine

Există în prezent două modalități de a implementa circuite logice cuantice: folosind nanostructuri ce pot manipula stări cuantice localizate de spini [1], sarcină [2] sau supra-conductoare [3], respectiv configurații bazate pe interferența cuantică în nanosisteme în care transportul purtătorilor de sarcină are loc în regim balistic (fără ciocniri). Ultima modalitate de implementare a circuitelor logice cuantice, care include interferența stărilor de margine în interferometre definite de puncte cuantice de contact (QPCs – quantum point contacts) [4] realizate în gaze bidimensionale de electroni (2DEGs – two-dimensional electron gases), are avantajul unei bune sensibilități [5] și pe cel al posibilității unei modelări analitice a propagării funcției de undă electronice. Din aceste motive ne-am concentrat asupra găsirii unei configurații compacte și reconfigurabile pentru implementarea unor porți logice folosind stări de margine.

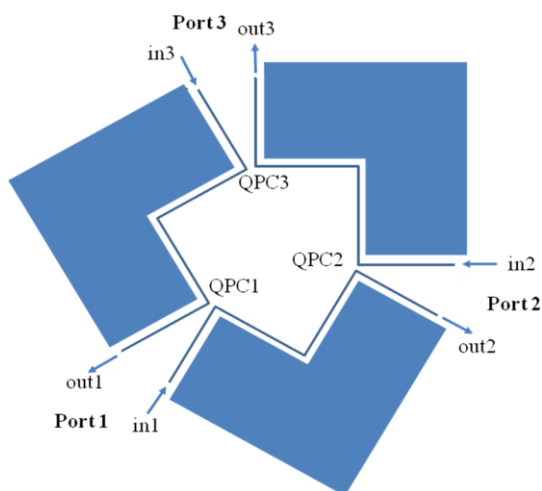


Fig. 1

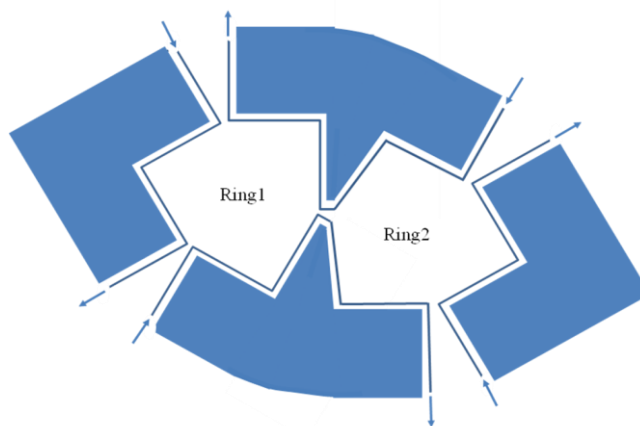


Fig. 2

Configurația propusă, reprezentată în Fig. 1, constă dintr-un interferometru cu 3 porți care funcționează în regimul de efect Hall întreg într-un 2DEG, purtătorii de sarcină propagându-se de-a lungul canalelor/stărilor de margine. Două astfel de interferometre pot fi combinate pentru a realiza circuite logice complexe, după cum este sugerat de Fig. 2. Stările logice de intrare sunt codate în potențialele aplicate pe cele trei QPC ce definesc interferometrul, iar stările logice de ieșire sunt determinate de coeficientul de transmisie la fiecare poartă. După cum vom arăta în cele ce urmează, această configurație permite implementarea a diferite porți logice în diferite porturi, și deci posibilitatea procesării în paralel a diferiților algoritmi cuantici.

Presupunând o împrăștiere independentă de spin la fiecare barieră de potențial indusă de QPCs, și un câmp magnetic uniform B aplicat pe axa z , perpendiculară pe planul (x,y) al 2DEG, astfel încât potențial vector este $A = (0, Bx, 0)$, Hamiltonian uni-particulă al electronului cu masă efectivă m și componente ale vectorului de undă de-a lungul direcțiilor x și y notate k_x și, respectiv, k_y , este [4]

$$H = \frac{\omega_d^2}{\omega_t^2} \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{m\omega_t^2}{2} (x - x_0)^2 \quad (1)$$

unde ω_d este frecvența asociată confinării transversale pe direcția x , $\omega_t = \sqrt{\omega_d^2 + \omega_c^2}$ cu $\omega_c = eB/m$ frecvența ciclotronică, și $x_0 = \hbar k_y \omega_c / (\omega_t^2 m)$.

Relația de dispersie a nivelelor de energie cuantizate este

$$E_{n,k_y} = \hbar^2 k_y^2 \frac{\omega_d^2}{2m\omega_t^2} + \hbar\omega_t \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (2)$$

cele două stări de margine, localizate pe margini opuse $\pm x_0$, și corespunzând la componente ale vectorului de undă $\pm k_y$, propagându-se la aceeași valoare (fixată) a energiei. Ne limităm la cazul $n = 0$, în care doar nivelul fundamental de energie este ocupat, adică la cazul în care energia E ia valori între $\hbar\omega_t/2$ și $3\hbar\omega_t/2$. Într-un 2DEG energia purtătorilor de sarcină (nivelul Fermi) poate fi controlat prin aplicarea unei tensiuni de poartă [6].

Acțiunea fiecărui QPCs, situat la $x = x_i$, $i = 1, 2, 3$, și presupus a separa regiuni în care electronul are același vector de undă k , se modelează printr-un potențial $U_i(x_i) = (\hbar^2/2m)\gamma_i\delta(x_i)$, coeficienții de reflexie și transmisie a QPC depinzând de potențialul aplicat U_i ca: $r_i = \gamma_i/(2ik - \gamma_i)$, și, respectiv, $t_i = 2ik/(2ik - \gamma_i)$.

În aceste condiții, vectorul de ieșire al interferometrului cu 3 porți, $out^T = (out1, out2, out3)$, de pinde linear de vectorul de intrare $in^T = (in1, in2, in3)$, care descrie amplitudinile funcțiilor de undă de intrare la cele trei porturi:

$$\begin{pmatrix} out1 \\ out2 \\ out3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} in1 \\ in2 \\ in3 \end{pmatrix} \quad (3)$$

elementele matricii M fiind date de

$$M_{11} = r_1 + \frac{t_1^2 r_2 r_3 \exp(i\Phi)}{\Delta}, \quad M_{21} = \frac{t_1 t_2 \exp(i\phi_{12})}{\Delta}, \quad M_{31} = \frac{t_1 r_2 t_3 \exp[i(\phi_{12} + \phi_{23})]}{\Delta} \quad (5a)$$

$$M_{12} = \frac{t_2 r_3 t_1 \exp[i(\phi_{23} + \phi_{31})]}{\Delta}, \quad M_{22} = r_2 + \frac{t_2^2 r_3 r_1 \exp(i\Phi)}{\Delta}, \quad M_{32} = \frac{t_2 t_3 \exp(i\phi_{23})}{\Delta} \quad (5b)$$

$$M_{13} = \frac{t_3 t_1 \exp(i\phi_{31})}{\Delta}, \quad M_{23} = \frac{t_3 r_1 t_2 \exp[i(\phi_{31} + \phi_{12})]}{\Delta}, \quad M_{33} = r_3 + \frac{t_3^2 r_1 r_2 \exp(i\Phi)}{\Delta} \quad (5c)$$

unde $\phi_{ij} = kL_{ij}$ sunt fazele acumulate la propagarea de la portul i la portul j , separate de distanța L_{ij} , $\Phi = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}$, și $\Delta = 1 - r_1 r_2 r_3 \exp(i\Phi)$. Coeficientul de transmisie la portul i este dat de pătratul modulului lui out_i , $i = 1, 2, 3$. Acestui coeficient de transmisie T i se asociază valoarea logică de ieșire 1 dacă $T > T_{th}$, unde T_{th} este o valoare de prag, și valoarea logică de ieșire 0 dacă $T < T_{th}$. În mod similar, codăm valorile logice de intrare în potențialele aplicate pe cele trei QPC, (U_1, U_2, U_3) , astfel încât fiecare U_i , $i = 1, 2, 3$ poate avea valoarea logică 0 dacă este egal cu $V_0 = 0$ sau valoarea logică 1 dacă este egal cu $V_1 = 0.5$ eV.

Pentru exemplificare, în Fig. 3(a), 3(b) și 3(c) sunt ilustrate dependențele de energie al celor 3 ieșiri/porturi 1, 2 și respectiv 3, dacă $in^T = (1,1,0)$, stările logice de intrare codate ca (U_1, U_2, U_3) fiind specificate în legenda figurii. În acest caz, maximele coeficienților de transmisie la fiecare port pot fi mai mari decât 1 (dar mai mici decât 2), deoarece avem două intrări, fiecare cu amplitudine 1. Ca parametri de simulare am folosit $m = 0.067m_0$, cu m_0 masa electronului liber (ca în sistemul 2DEG GaAs/AlAs), $\hbar\omega_d = \hbar\omega_c = 4$ meV, și $L_{12} = L_{23} = L_{31} = 100$ nm. Reprezentările tri-dimensionale din partea dreaptă a Fig. 3(a)-(c) arată aceleași dependențe, evidențiind curbele care se suprapun.

După cum se observă din aceste figuri, coeficienții de transmisie la toate porturile variază continuu cu energia, cu excepția stării logice de intrare (111), pentru care au loc variații abrupte la anumite energii de rezonanță, E_r . În funcție de valorile energiei E , ale tensiunilor de prag alese și ale potențialelor aplicate pe QPC, Fig. 3(a)-(c) sugerează că la fiecare port se pot implementa, de exemplu, următoarele operații/porti logice:

I. Pentru out_1 ,

i) la energiile rezonante E_r , pentru $T_{th} = 0.5$, se pot implementa:

- poarta logică OR pentru U_1 și U_2 , dacă $U_3 = 0$
- poarta logică NAND pentru U_1 și U_3 , dacă $U_2 = 1$
- poarta logică NAND pentru U_2 și U_3 , dacă $U_1 = 1$
- poarta logică Set 1 (setează valoarea logică la ieșire 1), dacă $(U_2, U_3) = (01)$ sau (10)

ii) în afara rezonanței, pentru $T_{th} = 0.3$, se pot implementa:

- poarta logică OR pentru U_1 și U_3 , indiferent de U_2
- poarta logică Set 1, dacă $U_1 = 1$ sau $U_3 = 1$

iii) la $E \cong 4.3$ meV, pentru $T_{th} = 1.2$, se pot implementa:

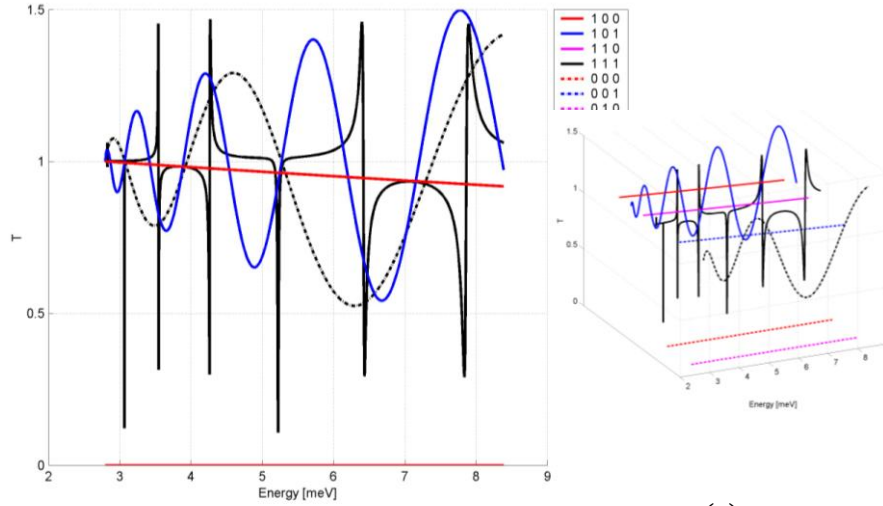
- poarta logică Erase (setează valoarea logică la ieșire 0) pentru $U_1 = 1$, indiferent de U_2 și U_3

b) poarta logică AND pentru U_2 și U_3 , dacă $U_1 = 0$

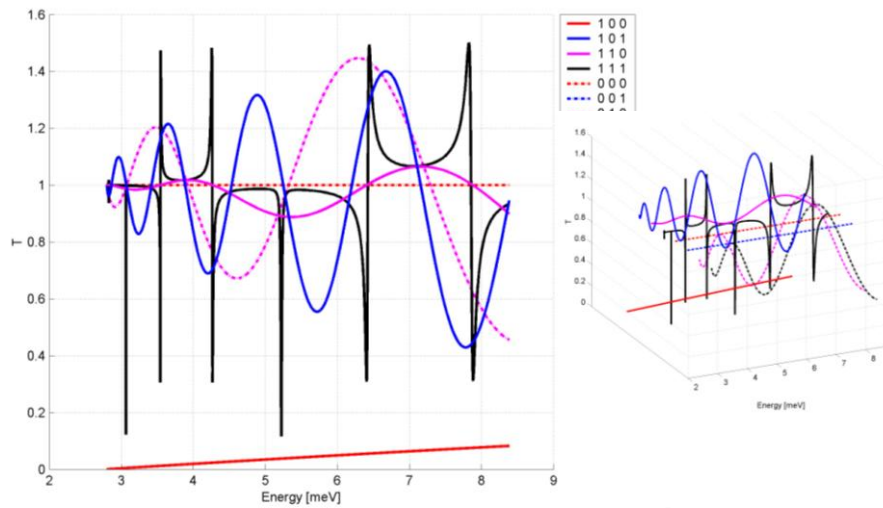
iv) la $E \cong 5.7$ meV, pentru $T_{th} = 1.25$, se pot implementa:

a) poarta logică Erase dacă $(U_1, U_2) = (00)$, (01) sau (11) , indiferent de U_3

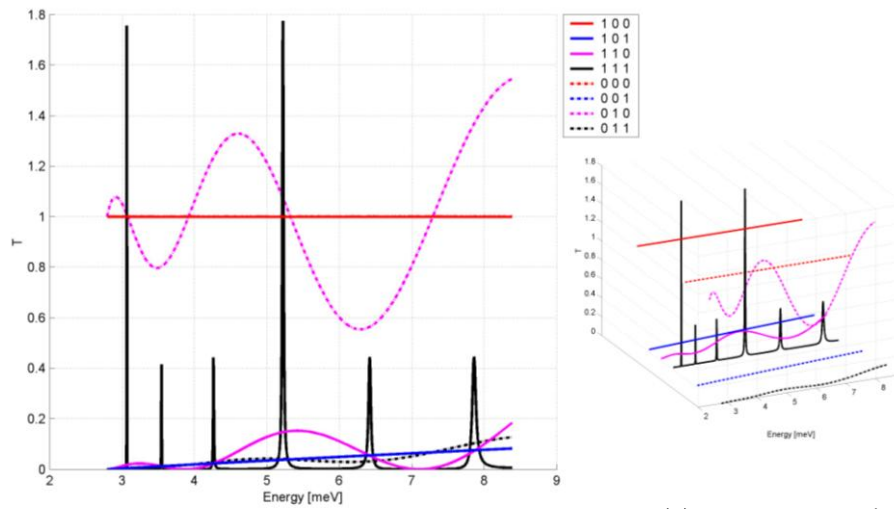
b) poarta logică AND pentru U_1 și U_3 , dacă $U_2 = 0$



(a)



(b)



(c)

Fig. 3

v) la $E \cong 6$ meV, pentru $T_{th} = 0.7$, se pot implementa:

- a) poarta logică NOR pentru U_1 și U_3 , dacă $U_2 = 0$
- b) poarta logică Set 1 dacă $U_1 = 1$, indiferent de U_2 și U_3
- c) poarta logică Identity pentru U_1 , dacă $(U_2, U_3) = (00), (10)$, sau (11)

vi) la $E \cong 7.7$ meV, pentru $T_{th} = 1.2$, se pot implementa:

- a) poarta logică Erase dacă $U_3 = 0$, indiferent de U_1 și U_2
- b) poarta logică AND pentru U_1 și U_3 , dacă $U_2 = 0$
- c) poarta logică AND pentru U_2 și U_3 , dacă $U_1 = 0$
- d) poarta logică CNOT dacă $U_3 = 1$, cu U_1 bit asupra căruia se acționează și U_2 bit de control

II. Pentru out2,

i) la energii rezonante E_r , pentru $T_{th} = 0.5$, se pot implementa:

- a) poarta logică NOR pentru U_1 și U_2 , dacă $U_3 = 1$
- b) poarta logică NOR pentru U_1 și U_3 , dacă $U_2 = 1$
- c) poarta logică CNOT dacă $U_1 = 1$, cu U_2 bit asupra căruia se acționează și U_3 bit de control
- d) poarta logică Set 1, dacă $U_1 = 0$, indiferent de U_2 și U_3
- e) poarta logică NOT pentru U_1 , dacă $(U_2, U_3) = (00)$ sau (11)

ii) în afara rezonanței, pentru $T_{th} = 0.3$, se pot implementa:

- a) poarta logică OR pentru U_2 și U_3 , dacă $U_1 = 0$
- b) poarta logică Set 1, dacă $U_1 = 0$, $U_2 = 1$ sau $U_3 = 1$

iii) la $E \cong 4.8$ meV, pentru $T_{th} = 1.2$, se pot implementa:

- a) poarta logică Erase dacă $U_1 = 0$, $U_2 = 1$ sau $U_3 = 0$
- b) poarta logică AND pentru U_1 și U_3 , dacă $U_2 = 0$

iv) la $E \cong 5.7$ meV, pentru $T_{th} = 0.8$, se pot implementa:

- a) poarta logică Set 1 dacă $U_1 = 0$ sau $U_2 = 1$

v) la $E \cong 6$ meV, pentru $T_{th} = 1.2$, se pot implementa:

- a) poarta logică Erase dacă $U_1 = 1$ sau $U_2 = 0$
- b) poarta logică NOT pentru U_1 , dacă $(U_2, U_3) = (10)$ sau (11)

III. For out3,

i) în afara rezonanței, pentru $T_{th} = 0.5$, se pot implementa:

- a) poarta logică NOR pentru U_2 și U_3 , dacă $U_1 = 1$
- b) poarta logică NOT pentru U_3 , dacă $(U_1, U_2) = (00), (01)$ sau (10)

ii) în afara rezonanței, $E \cong 5-7$ meV, pentru $T_{th} = 0.8$, se pot implementa:

- a) poarta logică NOR pentru U_2 și U_3 , indiferent de U_1

iii) în afara rezonanței, $E \cong 4-5.2$ meV, pentru $T_{th} = 0.8$, se pot implementa:

- a) poarta logică NOR pentru U_1 și U_3 , dacă $U_2 = 1$
- b) poarta logică NOR pentru U_2 și U_3 , dacă $U_1 = 1$
- c) poarta logică NAND pentru U_1 și U_2 , dacă $U_3 = 0$
- d) poarta logică NOT pentru U_3 , dacă $(U_1, U_2) = (00)$ sau (10)
- e) poarta logică Erase dacă $U_3 = 1$, indiferent de U_1 și U_2

iv) la rezonanță, $E \cong 5.2$ meV, pentru $T_{th} = 0.8$, se pot implementa:

a) poarta logică modificată CNOT (modifică valoarea unui bit dacă bitul de control este 0) dacă $U_1 = 1$, cu U_3 bitul asupra căruia se acționează și U_2 bitul de control

Deoarece funcțiile de undă pot fi detectate la fiecare dintre ieșiri/porturi, exemplele de mai sus sugerează că pot fi implementate un număr mare de porți logice la fiecare port pentru anumite energii (controlabile prin tensiuni de poartă) și anumite valori de prag ale coeficientului de transmisie/curentului măsurat. Rezultate similare se obțin pentru $in^T = (1,0,0)$ și $in^T = (1,1,1)$.

Mai mult decât a oferi posibilitatea procesării în paralel a diferitelor porți/algoritmi cuantici la ieșiri diferite pentru aceleași stări logice de intrare, configurația cu 3 porturi din Fig. 1 poate fi combinată cu o alta similară (vezi Fig. 2), astfel încât primul interferometru (cu porți 1, 2 și 3) este condiționat de ieșirea celui de-al doilea (cu porți 1', 2' și 3'). În plus, poarta logică implementată la porturile 1 sau 3 este restricționată/ selectată dintre posibilele implementări (vezi exemplele de mai sus) de faptul că QPC2 este identic cu QPC2'.

Rezultatele simulărilor acestei configurații de interferometru cu 3 porți care folosește stări de margine sunt trimise spre publicare într-o revistă ISI (vezi A1).

Investigarea unor configurații noi de calcul cuantic folosind spini în nanostructuri cu cuplaj spin-orbită Rashba controlat de poartă

În cadrul acestei activități am studiat două configurații, ambele implementate în 2DEG cu cuplaj spin-orbită Rashba controlat de o tensiune de poartă, în care purtătorii de sarcină se propagă în regim balistic. În aceste configurații bitul cuantic (qubitul) este codat în stări de spin, considerate a fi robuste, și este manipulat cu ajutorul interacțiunii spin-orbită Rashba.

Prima configurație, reprezentată în Fig. 4, este un sistem compus din două fire cuantice de intrare, a și b , cuplate prin intermediul unui câmp Rashba în regiunea Ω_0 , care modulează funcționalitatea sistemului, permițând implementarea unor porți logice ca OR, AND XOR sau CNOT. Firele cuantice de ieșire sunt notate c și d . Regiunea de cuplaj, caracterizată de un coeficient Rashba tunabil α , conține un QPC, util pentru implementarea diverselor porți logice. Acest QPC, format din două bariere de înălțime V_0 și arii $\Delta y_1 \times w$ și $\Delta y_2 \times w$, poate fi simetric sau asimetric față de firele cuantice de intrare. Interfața dintre regiunea de cuplaj și regiunile Ω_s în care firele cuantice sunt separate este notată cu Γ_s și are o arie $L_x \times L_y$.

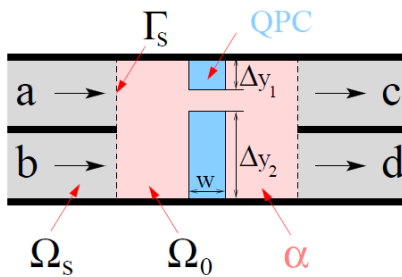


Fig. 4

Transportul balistic în acest sistem este modelat cu ajutorul metodei matricii R [7, 8], care presupune că funcția de undă a electronilor de energie E în canalul ν din firele cuantice, de tipul

$$\Psi(\mathbf{r} \in \Omega_s; E) = \sum_{\nu, \sigma} \Phi_{\nu}^{in}(\mathbf{r}_s^{\perp}) \exp(-ik_{\nu} z_s) |\sigma\rangle + \sum_{\nu, \sigma} \Phi_{\nu}^{out}(\mathbf{r}_s^{\perp}) \exp(ik_{\nu} z_s) |\sigma\rangle \quad (6)$$

unde $|\sigma\rangle$ sunt funcții proprii de spin și $k_v = \sqrt{2m(E - E_v^\perp)}/\hbar$ sunt vectori de undă pe direcția de propagare, este o soluție a Hamiltonianului $H_s = -\hbar^2 \Delta / 2m + V_s$ în firele cuantice separate în care potențialul de confinare este V_s . Elementele matricii R se definesc ca

$$R_{vv'}(E) = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_l \frac{(\chi_l)_v (\chi_l^*)_{v'}}{E - E_l} \quad (7)$$

$$\text{unde } (\chi_l)_v = \int_{\Gamma_s} \Phi_v(r_s^\perp) \chi_{l,\sigma} d\Gamma_s.$$

cu $|\chi_l\rangle = \sum_\sigma \chi_{l,\sigma} |\sigma\rangle$ și E_l funcțiile și valorile proprii ale Hamiltonianului în regiunea de cuplaj, $H_0 = -\hbar^2 \Delta / 2m + V_0 + \alpha(p_y \sigma_x - p_x \sigma_y) / \hbar$, cu condițiile la interfață $|\partial \chi_{l,\sigma} / \partial z_s|_{\Gamma_s} = 0$. Coeficientul de transmisie din firul s în firul s' este dat de $T_s^{s'}(E) = \sum_{v,v'} |S_{vv'}(E)|^2$, unde $S = -\kappa^{1/2} [I - (i/m)R\kappa]^{-1} [I + (i/m)R\kappa] \kappa^{-1/2}$ cu I matricea unitate, R matricea cu elemente $R_{vv'}$ și κ o matrice diagonală cu elemente $\kappa_{vv'} = k_v \delta_{vv'}$.

În cazul sistemului din Fig. 4, se pot defini patru stări logice de intrare $S = A, B, C, D$ ca:

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}} |\uparrow\rangle_a + \frac{1}{\sqrt{2}} |\uparrow\rangle_b, \quad B = \frac{1}{\sqrt{2}} |\uparrow\rangle_a + \frac{1}{\sqrt{2}} |\downarrow\rangle_b, \quad (8a)$$

$$C = \frac{1}{\sqrt{2}} |\downarrow\rangle_a + \frac{1}{\sqrt{2}} |\uparrow\rangle_b, \quad D = \frac{1}{\sqrt{2}} |\downarrow\rangle_a + \frac{1}{\sqrt{2}} |\downarrow\rangle_b \quad (8b)$$

ce corespund la (a,b) : (0,0), (0,1), (1,0), (1,1). Electronii preparați în una din stările S prin suprapunerea coerentă a funcțiilor de undă din firele cuantice de intrare a și b interferă în regiunea de cuplaj, astfel încât în firele de ieșire $s = c, d$ se obțin curenți de spin polarizați, cu polarizarea

$$p_s^S = (T_{s\uparrow}^S - T_{s\downarrow}^S) / (T_{s\uparrow}^S + T_{s\downarrow}^S) \quad (9)$$

valoarea logică a stărilor de ieșire fiind atribuită în funcție de semnul polarizării.

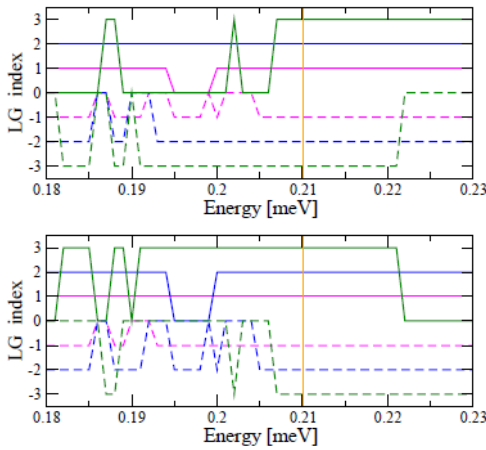


Fig. 5

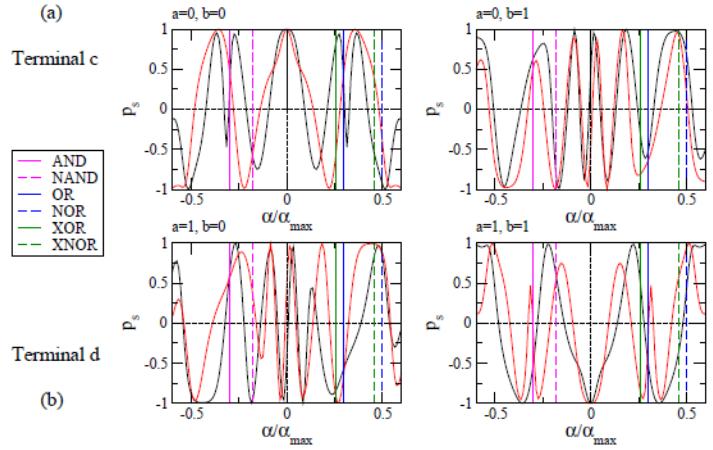


Fig. 6

Pentru a exemplifica funcționarea sistemului din Fig. 4, presupunând că semnul polarizării poate fi atribuit ne-ambiguu pentru un curent net de spin mai mare de 10%, definim un index LG al realizării pentru porțile logice considerate ca +1 pentru AND, -1 pentru NAND, +2 pentru OR, -2 pentru NOR, +3 pentru XOR, -3 pentru XNOR și +4 pentru CNOT. Obiectivul este de a stabili, pentru electroni cu energie dată dacă, prin variația coeficientului Rashba în intervalul $[-\alpha_{\max}, \alpha_{\max}]$, cu $\alpha_{\max} = 20$ meV nm, se pot realiza aceste porți. În caz afirmativ, LG ia valoarea indicată, în caz negativ LG = 0. Dependența LG de energie pentru un QPC simetric cu $\Delta y_1 = \Delta y_2 = L_y/4$, $w = L_x/8$, fabricat într-un 2DEG din InAs, cu $m = 0.023m_0$, $L_x = 4$ μm , $L_y = 1$ μm , și $V_0 = 1$ eV, este prezentată în Fig. 5(a) pentru măsurători de curenți de spin în terminalul c, respectiv în Fig. 5(b) pentru măsurători în terminalul d. Datorită simetriei, se observă că $\text{XOR}_c = \text{XNOR}_d$ și $\text{XOR}_d = \text{XNOR}_c$, la energia de 0.21 meV putându-se implementa toate porțile logice studiate, cu excepția CNOT pentru valori α distincte. Valorile polarizării la $E = 0.21$ meV pentru cele patru stări posibile de intrare în terminalul c (cu negru) și d (cu roșu) sunt ilustrate în Fig. 6 în funcție de coeficientul Rashba, liniile verticale indicând valoarea lui α pentru care se pot implementa în terminalul c porțile logice cu același tip de linie în Fig. 5. După cum se poate observa din Fig. 6, polarizările de spin au următoarele simetrii față de schimbarea semnului lui α : $p_c^A(\alpha) = -p_d^D(-\alpha)$, $p_c^B(\alpha) = -p_d^B(-\alpha)$, $p_c^C(\alpha) = -p_d^C(-\alpha)$, $p_c^D(\alpha) = -p_d^A(-\alpha)$.

După cum se poate observa din Fig. 5, poarta CNOT nu poate fi implementată într-o structură cu QPC simetric. Din acest motiv am studiat o structură asimetrică, cu $\Delta y_1 = 0$, $\Delta y_2 = 0.75L_y$, restul parametrilor rămânând constanți. Rezultatele simulărilor din Fig. 7, analoge celor din Fig. 5 pentru un QPC simetric arată că în acest caz poate fi implementată și poarta logică CNOT, la energia de $E = 0.14$ meV putându-se implementa porțile AND, OR, NOR și CNOT pentru valori diferite ale coeficientului Rashba/tensiunii de poartă aplicate. Din Fig. 8, în care sunt reprezentate polarizările curenților de spin într-un mod analog Fig. 6 pentru un QPC simetric, se poate observa că într-un QPC asimetric se păstrează doar relațiile de simetrie $p_c^A(\alpha) = -p_d^D(-\alpha)$ și $p_c^D(\alpha) = -p_d^A(-\alpha)$, iar polarizările sunt maximizate pentru $\alpha = 0$.

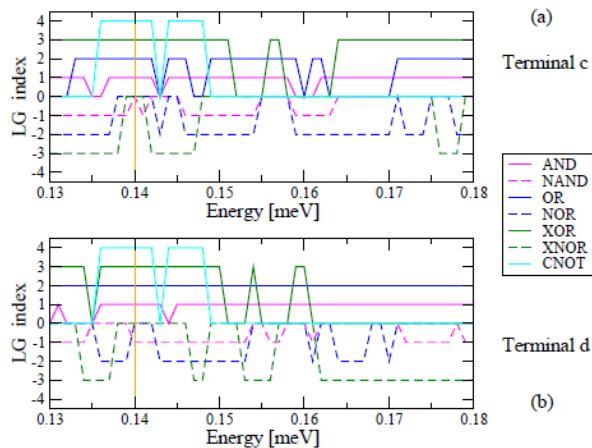


Fig. 7

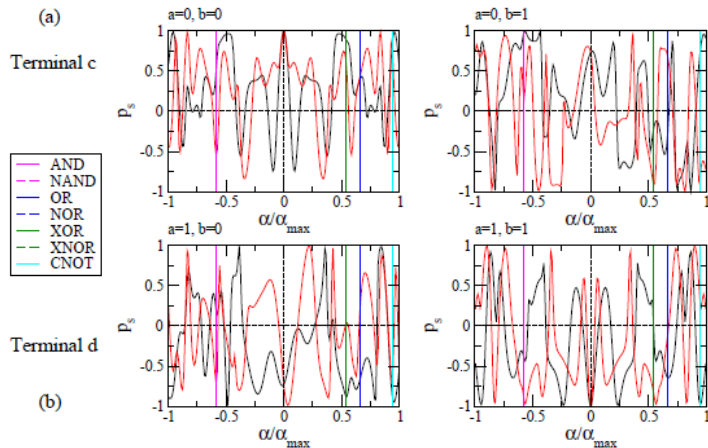


Fig. 8

Aceste rezultate, care arată că funcționalitatea configurației din Fig. 4 poate fi modificată prin variația unui singur parametru: α /tensiunea pe poartă, astfel încât să se poată realiza diferite porți logice: AND/NAND, OR/NOR, XOR/XNOR și CNOT (pentru QPC asimetric), sunt trimise spre publicare într-o revistă ISI (vezi A2).

A doua configurație imaginată pentru implementarea unor porți logice într-un 2DEG cu coeficienți Rashba variabili α_i în diferite regiuni pe care se aplică diferite tensiuni de poartă, ce pot fi controlate independent, este ilustrată în Fig. 9.

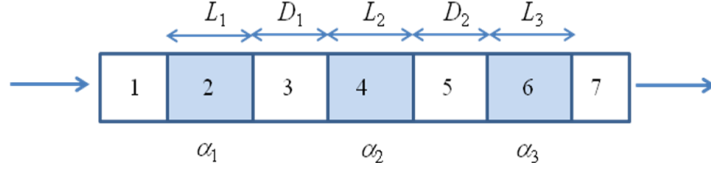


Fig. 9

Avantajul acestei configurații simple este că transportul/coeficientul de transmisie al electronilor balistici cu energie constantă E și masa efectivă m poate fi obținut analitic. Mai precis, considerând structura unidimensională pe direcție x , și deci un Hamiltonian Rashba de tipul $H = p_x^2/2m - \alpha\sigma_y p_x/\hbar$, funcțiile de undă în fiecare segment j , se pot scrie ca

$$\Psi_j = a_j \exp(ik_{+j}x) |\uparrow\rangle + b_j \exp(-ik_{-j}x) |\uparrow\rangle + c_j \exp(ik_{-j}x) |\downarrow\rangle + d_j \exp(-ik_{+j}x) |\downarrow\rangle \quad (10)$$

unde $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ sunt funcțiile proprii de spin sus și jos, și $k_{\pm j} = \pm k_{Rj} + \sqrt{k_{Rj}^2 + 2mE/\hbar^2}$, cu $k_{Rj} = \alpha_j m/\hbar^2$. Aplicând la fiecare dintre interfețe condiția de continuitate a funcției de undă și cea de conservare a curentului, obținem următoarea relație între coeficienții a , b , c , d de la intrare (stratul 1) și ieșire (stratul 7) [9]:

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \\ d_1 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} a_7 \\ b_7 \\ c_7 \\ d_7 \end{pmatrix} = S_n^{-1} S_{R1} P_{R1}(L_1) S_{R1}^{-1} S_n P_n(D_1) S_n^{-1} S_{R2} P_{R2}(L_2) \times S_{R2}^{-1} S_n P_n(D_2) S_n^{-1} S_{R3} P_{R3}(L_3) S_{R3}^{-1} S_n \begin{pmatrix} a_7 \\ b_7 \\ c_7 \\ d_7 \end{pmatrix} \quad (11)$$

unde

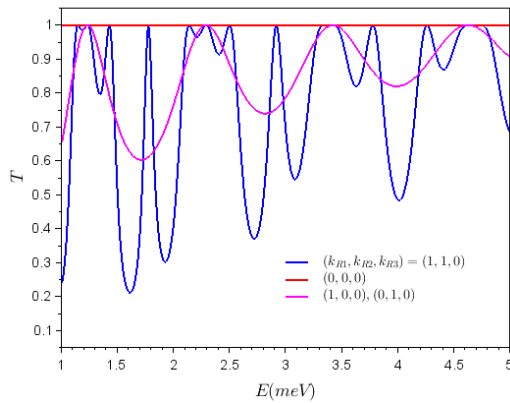
$$S_{Rj} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ \hbar(k_{+j} - k_{Rj})/m & -\hbar(k_{-j} + k_{Rj})/m & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \hbar(k_{-j} + k_{Rj})/m & -\hbar(k_{+j} - k_{Rj})/m \end{pmatrix},$$

$$P_{Rj}(L_j) = \begin{pmatrix} \exp(-ik_{+j}L_j) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(ik_{-j}L_j) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-ik_{-j}L_j) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(ik_{+j}L_j) \end{pmatrix},$$

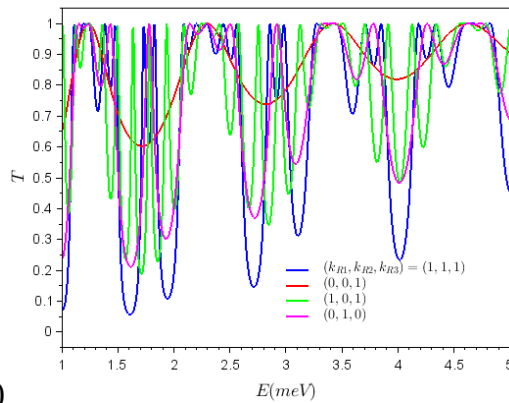
$$S_n = S_{Rj}|_{k_{Rj}=0}, \quad P_n(D_j) = P_{Rj}(D_j)|_{k_{Rj}=0}$$

În aceste condiții coeficientul de transmisie al funcției de undă cu spin sus, de exemplu, este dat $T = 1/|M_{11}|^2$, unde M_{11} este elementul (1,1) al matricii totale M .

Pentru a obține modulații cât mai mari ale coeficientului de transmisie pentru electronii balistici am căutat sisteme cu coeficient Rashba cât mai mare și cu drum liber mediu cât mai mare. Un sistem care satisface ambele condiții este interfața bidimensională $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$, în care se pot induce structuri cvasi-unudimensionale, sistem care are un drum liber mediu de $20 \mu\text{m}$ la temperaturi de 50 mK [10] și în același timp un coeficient Rashba gigant, $k_R = 10^9 \text{ m}^{-1}$ [11]. Simulările realizate în Fig. 10 corespund unei structuri cu $L_1 = L_2 = L_3 = D_1 = D_2 = 50 \text{ nm}$ în care valorile stărilor logice la intrare sunt codate în valorile coeficienților Rashba în cele 3 regiuni, stări logice 0 corespunzându-i o valoare $k_{Ri} = 10^4 \text{ m}^{-1}$, $i = 1,2,3$ iar pentru starea logică 1, $k_{Ri} = 8 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$. Starea logică la ieșire este codată în valorile coeficientului de transmisie. Astfel, în cazul în care valoarea logică a $k_{R3} = 0$ (vezi Fig. 10(a)), configurația studiată este echivalentă cu una cu două porți de intrare (o situație similară existând pentru $k_{R1} = 0$ sau $k_{R2} = 0$, în ultimul caz distanța dintre stările de intrare/electrozii de poartă fiind triplă) și implementează poarta AND pentru intrările 1 și 2 (codate în k_{R1} și k_{R2}) la energii la care T pentru (1,1,0) este mult mai mic decât pentru (0,0,0), (1,0,0) și (0,1,0), de exemplu la $E = 1.6$ sau 1.9 meV dacă starea logică de ieșire este 1 pentru $T < 0.5$ și zero în caz contrar, sau la 2.7 , 3.05 sau 4 meV dacă starea logică de ieșire este 1 pentru $T < 0.6$ și zero în caz contrar; identificând modul de codare a stării logice de ieșire astfel încât să fie 1 pentru $T < 0.9$, la aceleași energii se implementează poarta OR. Din contră la $E = 1.8$ și 3 meV se poate implementa poarta logică CNOT cu bitul de control pe intrarea a doua, dacă $T < 0.85$ este asociat cu valoarea logică 1 și cu 0 în caz contrar. Dacă și $k_{R2} = 0$, configurația studiată implementează poarta NOT pentru intrarea 1 la energiile 1.7 , 2.9 sau 4 meV dacă starea logică la ieșire este 0 pentru $T < 0.9$ și 1 în caz contrar. Pe de altă parte Fig. 10(a) și 10(b) sugerează că se poate implementa poarta CCNOT modificat (se inversează valoarea logică a unui bit – cel de la intrarea 3 – dacă valorile logice ale celorlalți doi biți sunt egale cu 0) la $E = 4 \text{ meV}$ dacă valoarea de ieșire este 0 pentru $0.6 < T < 0.9$.



(a)



(b) Fig. 10

Rezultatele originale privind funcționarea unei succesiuni de 3 regiuni cu coeficienți Rashba variabili ca porți logice sunt în faza de finalizare a redactării pentru a fi trimise spre publicare într-o revistă ISI (vezi A3).

Dezvoltarea unei corespondențe între stările cuantice de spini și de vale în vederea implementării unor configurații noi de calcul cuantic folosind stări de vale

Pe lângă spin, gradul de libertate de vale, deși mult mai puțin studiat, promite aplicații în implementarea de porți logice cu consum redus de energie. Avantajul îl constituie faptul că

astfel de porți logice ar beneficia de un timp de coerență mai mare, deoarece gradul de libertate de vale este mai robust decât cel de spin la împrăștieri/ciocniri datorită separării mari în spațiul reciproc a celor două stări neechivalente. În cadrul acestei activități a fost realizată o comparație/corespondență între gradele de libertate de spin și vale în vederea propunerii unor porți logice bazate pe stări de vale pornind de la configurații de circuite logice care folosesc qubiți de spin. Pentru a fi relevantă pentru scopul declarat o astfel de corespondență nu poate fi limitată la o identificare formală a celor două stări cu spin sus sau jos cu cele două stări de vale neechivalente, K și K' , cu atât mai mult cu cât controlul stărilor de vale este dependent de material, spre deosebire de stările de spin care pot fi manipulate cu ajutorul unui câmp magnetic, indiferent de material. Ca atare, studiul privind modul de excitare/detecție a stărilor de vale precum și a mecanismelor de manipulare a acestui grad de libertate trebuie făcut separat pe cele două tipuri de materiale în care gradul de libertate de vale a fost evidențiat teoretic și/sau experimental: grafena (incluzând grafene dublu strat – bilayer) și dicalcogenidele. În cadrul acestui studiu am luat în considerare doar acele caracteristici care permit implementarea unor porți logice bazate pe interferența/propagarea stărilor de vale în structuri balistice, și nu pe stări de vale localizate (în gropi de potențial, de exemplu, ca în [12]).

Marea majoritate a studiilor efectuate până în prezent asupra stărilor de vale s-au concentrat pe excitarea diferențiată a acestora, pentru a induce o polarizare de vale și pentru a reproduce efecte de tip Zeeman [13] sau Hall [14] corespunzătoare stărilor de spin.

Polarizarea de vale se poate realiza în principal prin aplicarea stresului mecanic uniaxial într-un strat de grafenă cu masă (crescut pe substrat de SiC sau hBN [15]), prin utilizarea unor electrozi feromagnetici în cazul dicalcogenidelor [16], sau prin excitare optică cu câmp electromagnetic polarizat circular [17] sau eliptic [18]. Deși în cazul excitării optice polarizarea de vale poate fi controlată, ajungând la valori de peste 90%, o astfel de metodă este dificil de aplicat în cazul unor circuite integrate.

În ceea ce privește dicalcogenidele, sau TMD (transition metal dichalcogenides), acestea sunt materiale de tip MX_2 , unde M este un metal de tranziție (Mo, W, etc.) și X un calcogenid (S, Se sau Te). O caracteristică a acestor materiale, în special a straturilor de grosime atomică a acestora, este că stările de spin și vale sunt cuplate datorită ruperii simetriei la inversie cauzate de însăși structura lor cristalină și cuplajului spin-orbită mare. Acest lucru, împreună cu un drum liber mediu/mobilitate semnificativ mai redusă decât în grafenă, limitează folosirea TMD pentru implementarea qubiților de spin.

Pe de altă parte, în grafene cu bandă interzisă de lățime Δ în care purtătorii de sarcină cu impuls $\mathbf{p}$ au masă efectivă m , există mecanismul de interacțiune vale-orbită, descris de Hamiltonianul

$$H_{vo} = \tau \frac{\hbar}{4m\Delta} (\mathbf{p} \times \nabla V) \cdot \hat{\mathbf{z}} \quad (12)$$

unde τ este un index de vale care ia valori -1 pentru K și +1 pentru K' și V este energia potențială. Acest Hamiltonian este similar celui din cazul cuplajului spin-orbită asociat efectului Rashba,

$$H_{so} = \frac{\alpha}{\hbar} (\mathbf{p} \times \mathbf{E} / |\mathbf{E}|) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (13)$$

unde $\mathbf{E}$ este câmpul electric și α este coeficientul Rashba. Deși interacțiunea vale-orbită are un potențial mai mare de tunabilitate în grafena dublu-strat în comparație cu grafena mono-strat,

aplicarea unor tensiuni de poartă în primul caz permițând controlul independent al nivelului Fermi și al benzii interzise [19], chiar și în cazul grafenei monostrat acest mecanism de interacție induce polarizare de vale prin aplicarea unui câmp electric cu ajutorul unei porți laterale [20]. În plus, în cazul grafenei monostrat, cele două stări de vale sunt mixate în proporție de 50:50 într-un strat îngust de tip armchair, starea rezultată putând fi folosită ca stare de plecare în algoritmi cuantici, fiind echivalentă cu cea obținută prin aplicare unei porți Hadamard.

Ca rezultat al Act. 2.3 am ajuns la următoarele concluzii necesare finalizării Act. 2.4 în 2019, conform planului de realizare al proiectului:

- ca material pentru porți logice cu stări de vale, cel mai potrivit din punctul de vedere al manipulării stărilor de vale și al drumului liber mediu mare este grafena dublu-strat, urmând a fi studiată posibilitatea folosirii unei fâșii înguste de tip armchair din acest material ca stare de plecare pentru implementarea unor algoritmi cuantici;
- ca mecanism de manipulare a stărilor de vale, cel mai potrivit pentru implementarea porților logice prin interferență/propagare este interacția vale-orbită – mecanism specific grafenei, inclusiv a grafenei dublu strat, și care poate fi controlat prin aplicarea unor tensiuni de poartă;
- ca mecanism de excitare/detecție a stărilor de vale, cel mai potrivit pentru circuite logice integrate pe grafenă este folosirea fâșiilor înguste de tip armchair în conjuncție cu măsurători specifice ale stărilor Bell/separarea spațială a stărilor cu grad de libertate de vale diferit
- ca și configurații promițătoare ce pot implementa porți logice, ne vom concentra asupra unora similare cu cele propuse pentru porți logice cu spin în prezența efectului Rashba, prezentate în acest raport

Rezultate preliminare privind dezvoltarea unor configurații de porți logice plasmonice folosind ghiduri de undă de tip fantă

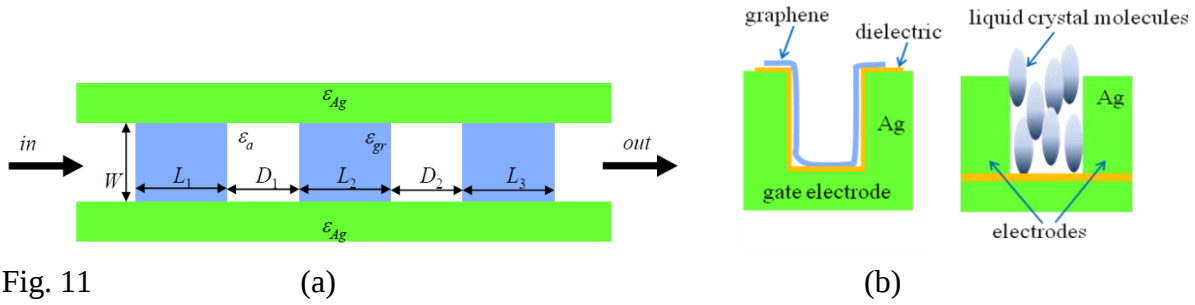
Deși dezvoltarea unor configurații de porți logice plasmonice folosind ghiduri de undă de tip fantă este o activitate de cercetare prevăzută a fi desfășurată în etapa din 2019 a proiectului, am considerat necesară începerea investigației acestui subiect din 2018, având în vedere complexitatea acestuia. Mai precis, în acest an am identificat posibile configurații de porți logice plasmonice de interes și le-am modelat cu o metodă relativ simplă, bazată pe analogiile cu liniile de transmisie în microunde. În 2019 intenționăm să îmbunătățim simularea acestor configurații plasmonice folosind algoritmi de calcul mai performanți, și să optimizăm unele configurații în vederea fabricării circuitelor logice folosind ghiduri de undă de tip fantă.

Am identificat două posibile configurații de porți logice plasmonice de interes. Prima se referă la porți logice reconfigurabile, potențial interesante, dar a căror realizare experimentală este dificilă deoarece trebuie controlată nu numai fabricarea ghidurilor de undă de tip fantă ci și a nanostructurilor cu indice de refracție variabil (grafenă sau cristale lichide). A doua configurație este bazată pe ghiduri plasmonice circulare, cu mai multe porturi de intrare/ieșire, a căror fabricare este mai puțin dificilă, dar a căror simulare ar trebui îmbunătățită în comparație cu metoda utilizată pentru a permite investigarea efectelor curburii ghidurilor asupra propagării plasmonilor. În continuare sunt prezentate pe scurt aceste două configurații.

Circuite logice plasmonice reconfigurabile

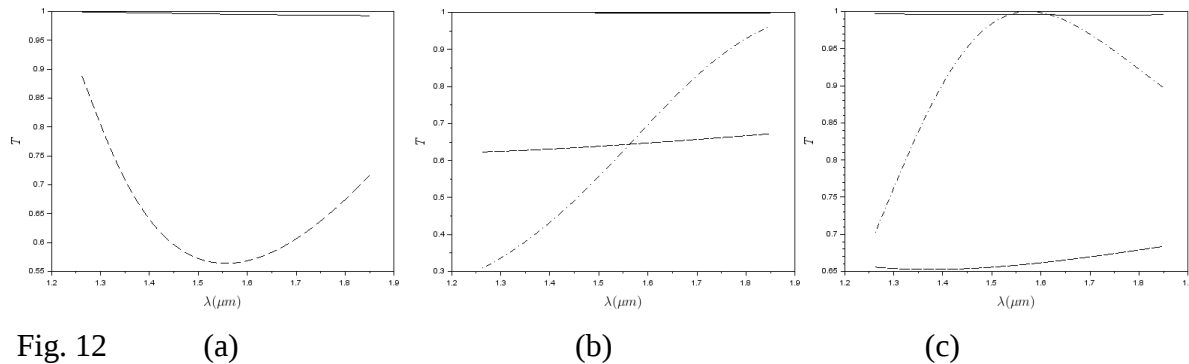
Configurația propusă constă dintr-un ghid plasmonic de tip fantă, de lățime W , format dintr-un mediu dielectric (aer) cu permitivitate ϵ_a , înconjurat de un metal cu (de exemplu, argint), cu

permitivitate ϵ_{Ag} . În acest ghid presupunem că există mai multe regiuni, cu lungimi L_i , ($i = 1, 2$ și 3 în Fig. 11(a)), care au permitivități ϵ_{gr} ce pot fi controlate prin aplicarea unor tensiuni.



După cum se sugerează în Fig. 11(b), aceste regiuni pot fi acoperite cu un strat de grafenă, a cărei permitivitate poate fi modificată de o tensiune de poartă aplicată chiar pe metal, sau din cristale lichide, a căror permitivitate variază funcție de tensiunea aplicată pe cele două părți ale ghidului, care trebuie să fie izolate electric. Pentru cazul unui ghid de undă acoperit cu grafenă, în care concentrație de purtători și permitivitatea poate fi variată în limite largi [21], notăm cu $\epsilon_{gr} = \epsilon_0$ și $\epsilon_{gr} = \epsilon_1$ valorile permitivității corespunzătoare stărilor logice 0 și, respectiv, 1, valorile tensiunii de poartă corespunzătoare fiind notate V_0 și V_1 .

Această configurație poate implementa porți logice plasmonice cu un, doi sau trei biți prin codarea stărilor logice în valorile permitivității tunabile/tensiunilor aplicate pe regiunile acoperite, minimizând astfel probleme legate de excitarea plasmonilor și transmisia acestora de-a lungul circuitului. Valorile coeficientului de transmisie/transmitanței T permit citirea stării logice la ieșire. Funcționarea acestui circuit, bazat pe modificarea rezultatului interferenței luminii prin modularea permitivității regiunilor acoperite, poate fi modelată cu ajutorul analogiei cu liniile de transmisie [22-24], valabilă dacă dimensiunile și permitivitățile sunt alese astfel încât un singur mod se propagă în ghidul de undă. Pentru o lungime de undă de operare de $1.55 \mu\text{m}$, această restricție impune ca $W = 40 \text{ nm}$.



Pentru a ilustra funcționarea acestui circuit logic, considerăm întâi implementarea porții logice NOT, pentru care este necesară prezența unei singure regiuni cu permitivitate variabilă. Dependența transmitanței T în funcție de lungimea de undă în acest situație este arătată în Fig. 12(a) pentru $L_1 = 355 \text{ nm}$, curbele cu linie continuă și întreruptă corespunzând cazurilor $\epsilon_0 = 1.2$ și $\epsilon_1 = 5$. Din această figură se observă că, la $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, T poate avea valori mari, asociate cu starea/valoarea logică de ieșire 0, de exemplu, sau valori mici, codate în starea logică 1. Poarta NOT poate fi implementată modificând tensiunea de poartă de la V_0 la V_1 .

Dacă ghidul de undă de tip fantă este acoperit cu două regiuni de grafenă de lungimi L_1 și L_2 , separate de distanța D_1 , ce pot fi controlate independent prin tensiuni de poartă, se pot

implementa operații logice care implică doi biți. În exemplul din Fig. 12(b), în care $L_1 = L_2 = D_1 = 100$ nm, $\varepsilon_0 = 1.2$ și $\varepsilon_1 = 4.75$, s-au reprezentat dependențele spectrale ale transmitanței pentru stările de intrare 00 (linie continuă), 01 (linie întreruptă), 10 (linie punctată) și 11 (linie punctată și întreruptă); notația pentru stările de intrare, XY ($X = 0,1$, $Y = 0,1$), arată că tensiunea aplicată pe prima regiune de grafenă este V_X iar pe a doua regiune este V_Y . Din Fig. 12(b), în care curbele pentru 01 și 10 se suprapun, iar curba pentru 00 are T aproape 1 pe întregul interval spectral, se observă că la 1.55 μm transmitanța este fie aproape 1 (mare) sau 0.65 (mică). Dacă valori mari ale T se asociază stării logice 0 și valorile mici stării logice 1, configurația propusă implementează poarta OR, în timp ce o asociere inversă a stărilor logice de intrare (1 pentru permitivitate ε_0 /tensiune V_0 și 0 pentru ε_1/V_1) și a celor de ieșire (1 pentru T mare, 0 pentru T mici) permite implementarea cu același ghid de undă a porții logice AND.

Aceeași configurație cu două regiuni acoperite cu grafenă, dar pentru care $L_1 = L_2 = 100$ nm, $D_1 = 45$ nm, $\varepsilon_0 = 1.2$ și $\varepsilon_1 = 4.5$ permite implementarea porții reversibile CNOT la 1.55 μm dacă stările de intrare 0 și 1 corespund la V_0 și, respectiv, V_1 , după cum se observă din Fig. 12(c) care reprezintă dependența spectrală a T pentru stările de intrare 00, 01, 10 și 11 cu același tip de linii ca și în exemplul de mai sus; din nou, curbele pentru 01 și 10 se suprapun. În acest caz însă starea logică de ieșire 0 este identificată cu o valoare mare a T și starea 1 cu o valoare mică a T , bitul asupra căruia acționează poarta fiind codat de prima regiune acoperită cu grafenă, iar bitul de control de cea de-a doua regiune.

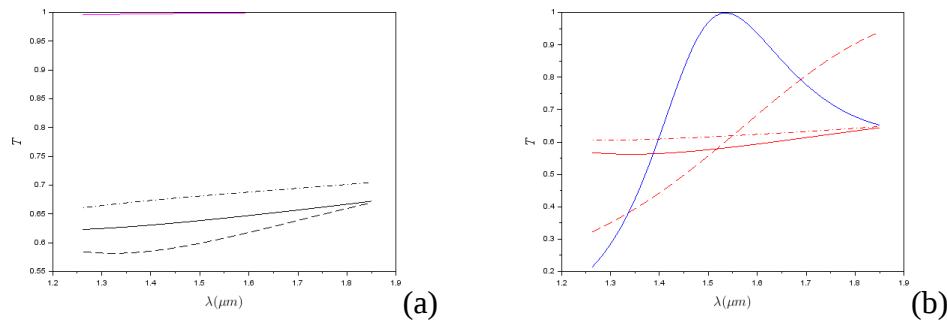


Fig. 13

În prezența a trei regiuni acoperite cu grafenă, a căror permitivitate poate fi controlată independent, se pot implementa porți logice ce implică trei biți. De exemplu, pentru a implementa poarta universală și reversibilă Toffoli, care acționează asupra (schimbă valoarea logică a) unui bit dacă doi biți de control au valoarea logică 1, putem identifica bitul asupra căruia se acționează cu prima regiune acoperită, cu stări logice 0 și 1 codate în ε_{0t} și ε_{1t} , iar biții de control cu celelalte regiuni acoperite, a căror stări logice 0 și 1 sunt codate în valorile permitivității ε_{0c} și ε_{1c} . Figurile 13(a) și 13(b) ilustrează, respectiv, dependența spectrală a transmitanței când bitul codat în prima regiune acoperită are valoarea 0 și $\varepsilon_{0c} = 4.75$, $\varepsilon_{1c} = 1.2$, respectiv când acesta are valoarea 1 și $\varepsilon_{0c} = 1.2$, $\varepsilon_{1c} = 4.75$, pentru $L_1 = L_2 = L_3 = D_1 = D_2 = 100$ nm, $\varepsilon_{0t} = 1.2$ și $\varepsilon_{1t} = 5$. Curbele negre continui, întrerupte și punctate și întrerupte din Fig. 13(a) corespund stărilor celor trei regiuni acoperite (în ordine) 000, 010 și 001, iar curba mov/magenta corespunde stării 011. Similar, curbele roșii continui, întrerupte și punctate și întrerupte din Fig. 13(b) corespund stărilor de intrare 100, 110 și 101, iar curba albastră corespunde stării 111. Aceste dependențe spectrale, care indică o schimbare a transmitanței de la valori mici la mari în jurul $\lambda = 1.55$ μm când ambii biți de control sunt 1, corespund porții Toffoli dacă modul de definire a valorii logice de ieșire se modifică odată cu modificarea definiției valorii logice a biților de control (adică starea logică de ieșire este 0 când T e mic (sub 0.7) și 1 când T e mare (peste 0.95) în Fig. 13(a) și invers în Fig. 13(b)).

Rezultatele obținute referitor la simularea acestei configurații plasmonice reconfigurabile cu una, două sau trei regiuni acoperite (de fapt, cu trei regiuni, fiecare dintre acestea putând fi echivalată cu un strat de aer dacă permitivitatea relativă este modificată la 1) a fost acceptată într-o revistă ISI (vezi **A4**)

Circuite logice circulare, cu mai multe porturi de intrare/ieșire

Acest tip de configurație este compactă, versatilă, poate fi ușor combinată în cascadă pentru a implementa algoritmi de calcul complecși, stările logice de ieșire, codate în valoarea transmitanței într-un singur port, depinzând de geometrie și de faza câmpurilor electromagnetice incidente în celelalte porturi. În particular, au fost studiate configurații cu 3 (vezi Fig. 14(a)) și 4 porturi, concluzionând că, odată cu creșterea numărului de porturi crește și complexitatea răspunsului, respectiv toleranțele de fabricație devin mai stricte. Din acest motiv este preferabilă aranjarea în cascadă a două circuite cu 3 porturi, ca în Fig. 14(b), decât folosirea unor configurații cu un număr mai mare de porturi. Ca și în cazul configurației precedente, propagarea câmpului electromagnetic în ghiduri de undă plasmonice circulare cu mai multe porturi a fost simulată cu ajutorul analogiei cu liniile de transmisie, metodă validă dacă există un singur mod de propagare în ghid. În plus, însă, au fost alese configurații simetrice pentru a putea beneficia de analiza modurilor pare-impare în circuitele conținând linii de transmisie. În toate situațiile lărgimea ghidului de undă Ag/aer/Ag este $d = 50$ nm și lungimea de undă de excitare este $\lambda = 550$ nm.

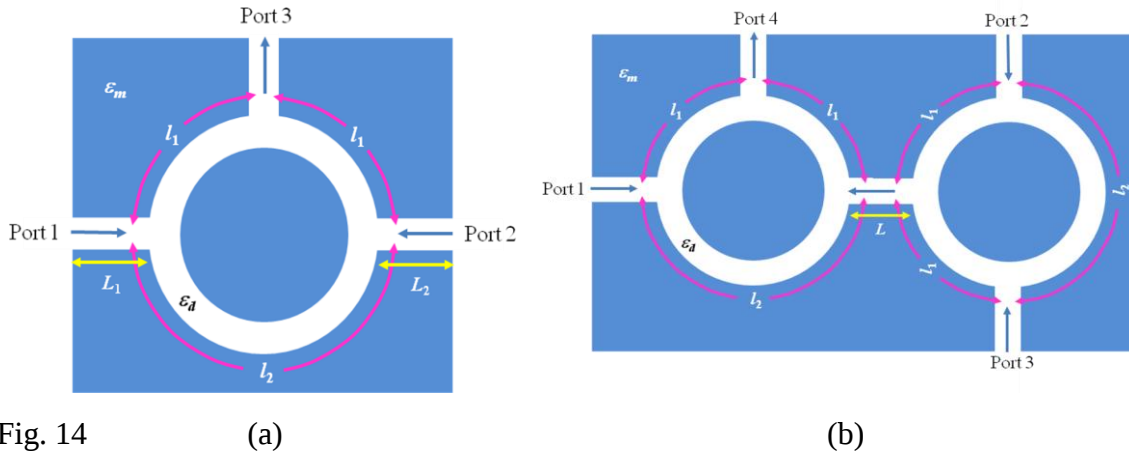


Fig. 14

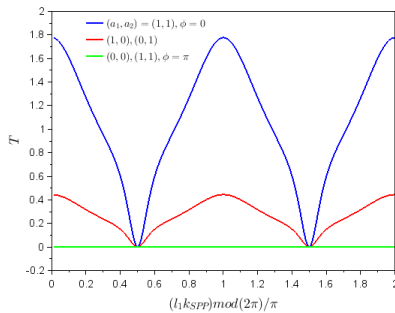


Fig. 15

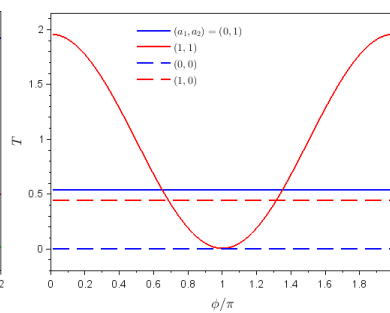


Fig. 16

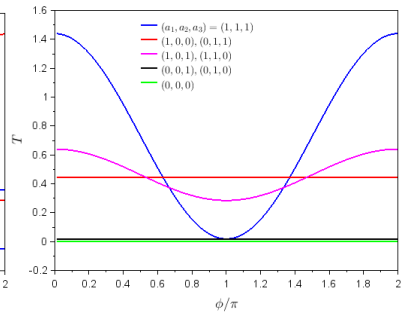


Fig. 17

De exemplu, într-o structură simetrică, ca cea din Fig. 14(a), pentru care $l_2 = 2l_1$ (lungimile sunt măsurate între centrele ghidurilor de ieșire/intrare), intensitatea la ieșire $T = |t|^2$, cu amplitudinea t , este reprezentată în Fig. 15 în funcție de l_1 , notând semnalele complexe la intrarea în porțile 1 și 2 ca a_1 și $a_2 \exp \phi$, cu a_1, a_2 amplitudinile semnalelor și ϕ faza lor

relativă. Din această figură, în care sunt trasate curbele pentru $a_1 = 1, a_2 = 1, \phi = 0$; $a_1 = 1, a_2 = 0$ sau $a_1 = 0, a_2 = 1$, indiferent de ϕ ; și $a_1 = 1, a_2 = 1, \phi = \pi$ sau $a_1 = 0, a_2 = 0$ (vezi legenda), se observă că T este periodică în l_1 /intensitatea la ieșire este maximă dacă $l_1 k_{SPP}$ este un multiplu întreg de π , și că această valoare maximă a T este de 4 ori mai mare decât în prezența unui singur semnal de intrare.

Pentru T maxim, codând stările logice de intrare 0 și 1 în valorile 0 și 1, respectiv 0 și 1.2, ale amplitudinilor la porturile 1 și 2 [25], se observă din Fig. 16 că circuitul cu 3 porturi implementează poarta ireversibilă OR pentru $\phi = 0$ (intrări în fază) dacă starea logică de la ieșire este identificată ca 1 pentru $T > 0.3$ și 0 în caz contrar. În Fig. 16 (vezi legenda) sunt reprezentate curbele corespunzătoare intrărilor $(a_1, a_2) = (0,1), (1,1), (0,0)$ și $(1,0)$. În mod analog, pentru $\phi = \pi$ (intrări în anti-fază), circuitul poate implementa poarta ireversibilă XOR pentru același mod de definire a stării de ieșire, adică ieșirea este 1 doar dacă $(a_1, a_2) = (0,1)$ sau $(1,0)$. Pe de altă parte, dacă în Fig. 15 starea logică de ieșire 1 corespunde la $T > 1$ și este 0 în caz contrar, circuitul implementează poarta ireversibilă AND dacă intrările sunt în fază, adică valoarea la ieșire este 1 doar dacă $(a_1, a_2) = (1,1)$.

Circuitul cu 3 porturi poate implementa și poarta reversibilă CNOT gate, care inversează valoarea logică a unui qubit dacă bitul de control este 1 și îl lasă neschimbat în caz contrar. Mai precis, după cum rezultă din Fig. 16, considerând bitul de control la portul 2 și cel asupra căruia se acționează la portul 1, circuitul implementează poarta CNOT dacă ϕ ia valori între 0.7π și 1.3π (de exemplu, $\phi = \pi$) și dacă bitul de ieșire ia valoarea 1 pentru $T > 0.3$. În particular, dacă există qubit/stare logică 1 la portul 2, configurația descrisă implementează operația NOT pentru intrarea de la portul 1 în aceleași condiții ca mai sus. Analog, se pot găsi/defini stări de ieșire într-o configurație cu 4 porturi în funcție de dimensiunile aceasteia, amplitudinile și fazele semnalelor de intrare.

Pentru a ilustra modul în care un aranjament în cascadă de două configurații de ghiduri de undă circulare cu 3 porturi, ca cel ilustrat în Fig. 14(b), poate implementa poarta CCNOT, să considerăm două circuite cu $l_1 k_{SPP}$ multiplu întreg de π și $l_2 = 2l_1$, în care valorile logice 1 ale stărilor de intrare (a_1, a_2, a_3) sunt codate în valorile amplitudinilor $a_1 = 1, a_2 = a_3 = 0.4$, și au valoarea logică 0 dacă nu există semnal la portul respectiv. Dependența intensității de ieșire la portul 4 de diferența de fază ϕ între intrările în circuitul din stânga (portul 1 și ieșirea – portul 3 din circuitul din dreapta)/lungimea L este reprezentată în Fig. 17 pentru intrări în fază în porturile 2 și 3 pentru $(a_1, a_2, a_3) = (1,1,1)$ (linie albastră), $(1,0,0)$ sau $(0,1,1)$ (linie roșie), $(1,0,1)$ sau $(1,1,0)$ (linie mov/magenta), $(0,0,1)$ sau $(0,1,0)$ (linie neagră) și $(0,0,0)$ (linie verde). Figura 17 demonstrează că circuitul format din două ghiduri circulare în cascadă poate implementa poarta CCNOT pentru primul bit (de la portul 1) dacă ceilalți biți/intrări sunt de control și dacă intensitatea de ieșire este codată în stare logică 1 pentru $T > 0.2$ pentru ϕ în intervalul $0.75\pi - 1.2\pi$.

Rezultatele obținute în modelarea circuitelor formate din ghiduri de undă de tip fantă cu mai multe porturi au fost acceptate spre publicare într-o revistă ISI (vezi A5), și au fost diseminate la o conferință internațională (vezi C3).

În paralel cu modelarea unor posibile configurații logice plasmonice, am obținut și unele rezultate preliminare legate de fabricarea unor ghiduri de undă de tip fantă pe care le-am diseminat la două conferințe internaționale (C4 și C5)

Referințe

- [1] M. Veldhorst, H. G. J. Eenink, C. H. Yang, A. S. Dzurak, *Nature Commun.* 8, 1766 (2017).
- [2] H.-O. Li, G. Cao, G.-D. Yu, M. Xiao, G.-C. Guo, H.-W. Jiang, G.-P. Guo, *Nature Commun.* 6, 7681 (2015).
- [3] G. Wendin, *Rep. Prog. Phys.* 80, 106001 (2017).
- [4] S. Bellucci, P. Onorato, *J. Appl. Phys.* 108, 033710 (2010).
- [5] Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, H. Shtrikman, *Nature* 422, 415-418 (2003).
- [6] M. M. Uddin, H. W. Liu, K. F. Yang, K. Nagase, K. Sekine, C. K. Gaspe, T. D. Mishima, M. B. Santos, Y. Hirayama, *Appl. Phys. Lett.* 103, 123502 (2013).
- [7] E. P. Wigner, L. Eisenbud, *Phys. Rev.* 72 (1947) 29–41.
- [8] L. Smrka, *Superlattices and Microstructures* 8 (1990) 221 – 224.
- [9] S. J. Gong, Z. Q. Yang, *J. Phys.: Condens. Matter* 19, 446209 (2007).
- [10] A. Annadi, G. Cheng, H. Lee, J.-W. Lee, S. Lu, A. Tylan-Tyler, M. Briggeman, M. Tomczyk, M. Huang, D. Pekker, C.-B. Eom, P. Irvin, J. Levy, *Nano Lett.* 18, 4473-4481 (2018)
- [11] A. F. Santander-Syro, F. Fortuna, C. Bareille, T. C. Rödel, G. Landolt, N. C. Plumb, J. H. Dil, M. Radović, *Nature Materials* 13, 1085-1090 (2014).
- [12] G. Y. Wu, N.-Y. Lue, L. Chang, *Phys. Rev. B* 84, 195463 (2011).
- [13] A. Srivastava, M. Sidler, A. V. Allain, D. S. Lembke, A. Kis, A. Imamoglu, *Nature Phys.* 11, 141-147 (2015).
- [14] K. Komatsu, Y. Morita, E. Watanabe, D. Tsuya, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Moriyama, *Sci. Adv.* 4, eaq0194 (2018)
- [15] M. M. Grujić, M. Ž. Tadić, F. M. Peeters, *Phys. Rev. Lett.* 113, 046601 (2014).
- [16] O. L. Sanchez, D. Ovchinnikov, S. Misra, A. Allain, A. Kis, *Nano Lett.* 16, 5792-5797 (2016).
- [17] K. F. Mak, K. He, J. Shan, T. F. Heinz, *Nature Nanotechnol.* 7, 494-498 (2012).
- [18] Z. Song, R. Quhe, S. Liu, Y. Li, J. Feng, Y. Yang, J. Lu, J. Yang, *Sci. Rep.* 5, 13906 (2015).
- [19] Y. Shimazaki, M. Yamamoto, I. V. Borzenets, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Tarucha, *Nature Phys.* 11, 1032-1036 (2015).
- [20] M.-K. Lee, N.-Y. Lue, C.-K. Wen, G. Y. Wu, *Phys. Rev. B* 86, 165411 (2012).
- [21] F. Xu, S. Das, Y. Gong, Q. Liu, H.-C. Chien, H.-Y. Chiu, J. Wu, R. Hui, *Appl. Phys. Lett.* 106, 031109, 2015
- [22] Ş.E. Kocabaş, G. Veronis, D.A.B. Miller, S. Fan, *IEEE J. Selected Topics Q. Electron.* 14, 1462-1472, 2008
- [23] A. Pannipitiya, I.D. Rukhlenko, M. Premaratne, *IEEE Photonics J.* 3, 220-233, 2011
- [24] H. Nejati, A. Beirami, *Opt. Lett.* 37, 1050-1052, 2012
- [25] C. Zuo, J. Xia, H. Sun, Y. Ge, S. Yuan, X. Liu, *Appl. Phys. Lett.* 111, 243501, 2017

Articole acceptate/în curs de finalizare/trimise spre publicare în reviste cotate ISI în 2018

- A1:** A. Radu, S. Iftimie, D. Dragoman – Ballistic 3-port interferometric logic gates in the quantum Hall regime, trimisă spre publicare la revista Physica E
- A2:** G.A. Nemnes, D. Dragoman – Reconfigurable quantum logic gates using Rashba controlled spin polarized currents, trimisă spre publicare la revista Physica E
- A3:** S. Iftimie, A. Radu, D. Dragoman – Reconfigurable quantum logic gates with gate-controlled Rashba spin-orbit coupling, în faza finală de redactare pentru a fi trimisă spre publicare la revista Journal of Applied Physics
- A4:** E. Vladescu, D. Dragoman – Reconfigurable plasmonic logic gates, Plasmonics, online <https://doi.org/10.1007/s11468-018-0737-z>
- A5:** D. Dragoman, E. Vladescu – Ring-shaped plasmonic logic gates, Plasmonics, online <https://doi.org/10.1007/s11468-018-0779-2>

Contribuții la conferințe internaționale în 2018 (primele două contribuții reprezintă diseminări ale rezultatelor obținute în 2017)

- C1:** G. A. Nemnes, T. L. Mitran, D. Dragoman - Electric field control in ballistic graphene Y-junctions, TIM 18 Physics Conf, 24-26 May 2018, Timișoara, România
- C2:** G. A. Nemnes, T. L. Mitran, D. Dragoman - Ballistic transport in graphene Y-junctions, 18th International Balkan Workshop on Applied Physics and Materials Science (IBWAP 2018), 10-13, July, 2018, Constanța, România
- C3:** D. Dragoman, E. Vladescu - Multiport ring-shaped plasmonic waveguides operating as logic gates, 18th International Balkan Workshop on Applied Physics and Materials Science (IBWAP 2018), 10-13, July, 2018, Constanța, România
- C4:** V.-A. Antohe, S. Iftimie, A. Radu, L. Ion, D. Dragoman - On the fabrication and characterization of slot waveguides on silicon and aluminum, 18th International Balkan Workshop on Applied Physics and Materials Science (IBWAP 2018), 10-13, July, 2018, Constanța, România
- C5:** S. Iftimie, A. Radu, V.-A. Antohe, L. Ion, D. Dragoman - Fabrication and characterization of slot waveguides for plasmonic logic gates, 12th International Conf. on Physics of Advanced Materials, 22-28 Sept. 2018, Heraklion, Greece

Director proiect,
Prof.univ.dr. Daniela Dragoman