

XI.
REALIZACJA FIZYCZNA
OBLICZEŃ KWANTOWYCH

Wstep

Obecnie w laboratoriach naukowych prowadzone są intensywne badania nad przyrządami, które mogą wykonywać kwantowe operacje logiczne.

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,
- ▶ mikrofalowe wnęki rezonansowe,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,
- ▶ mikrofalowe wnęki rezonansowe,
- ▶ pułapki jonowe,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,
- ▶ mikrofalowe wnęki rezonansowe,
- ▶ pułapki jonowe,
- ▶ wnęki atomowe, bazujące na elektrodynamice kwantowej,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,
- ▶ mikrofalowe wnęki rezonansowe,
- ▶ pułapki jonowe,
- ▶ wnęki atomowe, bazujące na elektrodynamice kwantowej,
- ▶ atomowe kondensaty Bosego-Einsteina,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,
- ▶ mikrofalowe wnęki rezonansowe,
- ▶ pułapki jonowe,
- ▶ wnęki atomowe, bazujące na elektrodynamice kwantowej,
- ▶ atomowe kondensaty Bosego-Einsteina,
- ▶ urządzenia oparte na magnetycznym rezonansie jądrowym,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

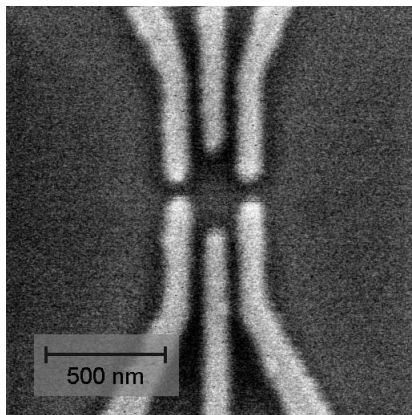
- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,
- ▶ mikrofalowe wnęki rezonansowe,
- ▶ pułapki jonowe,
- ▶ wnęki atomowe, bazujące na elektrodynamice kwantowej,
- ▶ atomowe kondensaty Bosego-Einsteina,
- ▶ urządzenia oparte na magnetycznym rezonansie jądrowym,
- ▶ obwody nadprzewodzące ze złączami Josephsona,

Niepełna lista tych przyrządów obejmuje:

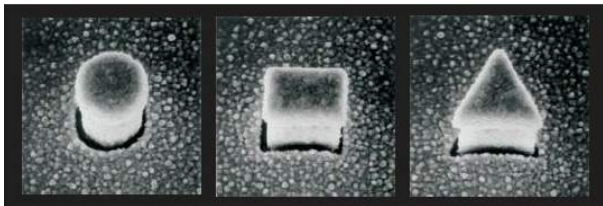
- ▶ przyrząd fotonowy, bazujący na nieliniowym efekcie Kerra,
- ▶ optyczne wnęki rezonansowe,
- ▶ mikrofalowe wnęki rezonansowe,
- ▶ pułapki jonowe,
- ▶ wnęki atomowe, bazujące na elektrodynamice kwantowej,
- ▶ atomowe kondensaty Bosego-Einsteina,
- ▶ urządzenia oparte na magnetycznym rezonansie jądrowym,
- ▶ obwody nadprzewodzące ze złączami Josephsona,
- ▶ kropki kwantowe.

Kropki kwantowe

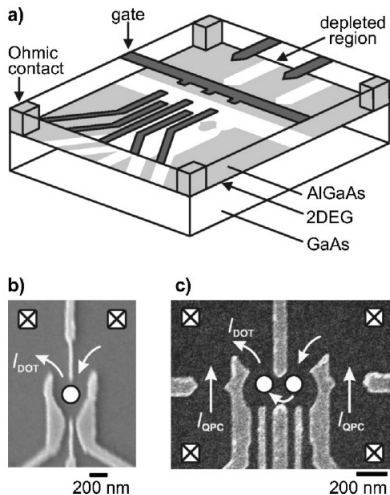
Na wykładzie tym przedstawię wybrane zagadnienia z zakresu badań nad możliwościami zastosowań **sprzężonych kropek kwantowych** do realizacji kwantowych operacji logicznych.



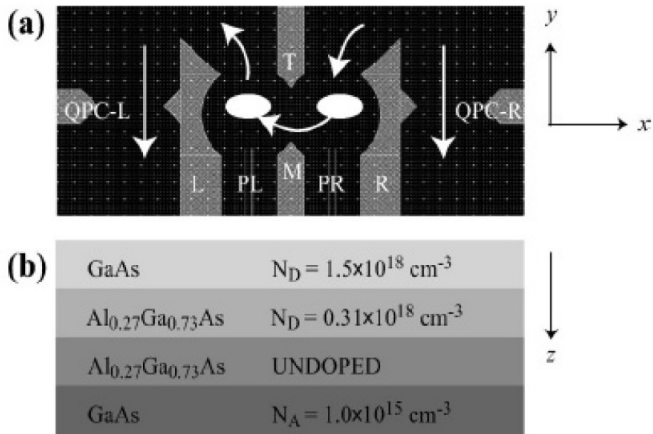
Rysunek: 10.1. Elektrody (bramki) definiujące elektrostatyczną boczną kropkę kwantową. Fotografia otrzymana przy użyciu elektronowego mikroskopu skaningowego.



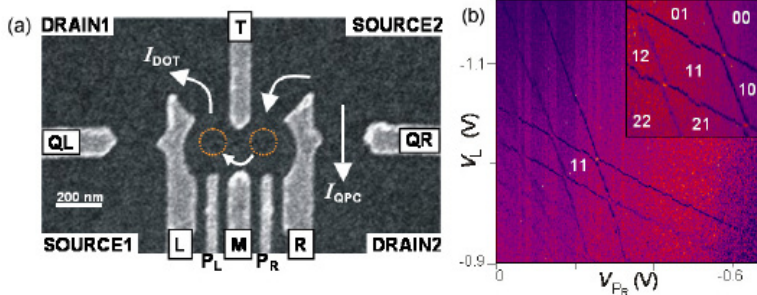
Rysunek: 10.2. Pionowe kropki kwantowe. Czarna obwódka (pierścień) pokazuje elektrodę bramki, górne pokrycie nanostruktury metalem stanowi elektrodę źródła (drenu). Średnica pierścienia $\simeq 500$ nm.



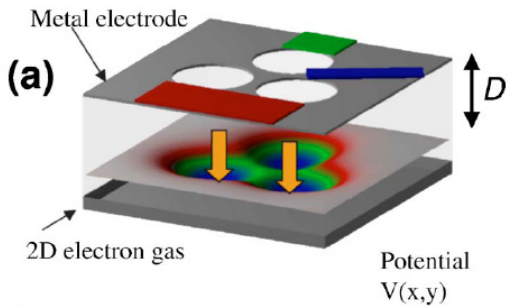
Rysunek: 10.3. (a) Schemat podwójnych sprzężonych kropek kwantowych. Kroпки kwantowe tworzą się w warstwie dwuwymiarowego gazu elektronowego (2DEG). Szare pola pokazują obszary wypełnione elektronami. Bramki definiujące (b) pojedynczą kropkę kwantową, (c) podwójną kropkę kwantową. I_{DOT} = prąd płynący przez kropki, I_{QPC} = prąd mierzony przez kwantowy kontakt punktowy.



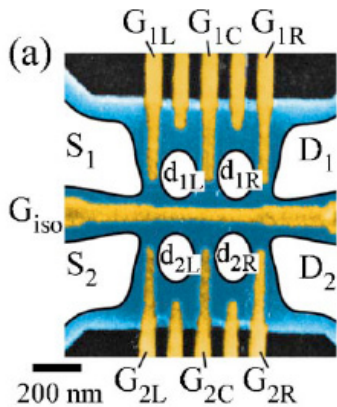
Rysunek: 10.4. (a) Bramki definiujące dwie sprzężone kropki kwantowe oraz kwantowe kontakty punktowe (QPC-L, QPC-R). (b) Układ warstw pod bramkami. Uwężenie elektronów w kropkach kwantowych występuje w wąskim obszarze dolnego heterozłącza GaAs/AlGaAs - UNDOPED.



Rysunek: 10.5. (a) Bramki definiujące dwie sprzężone kropki kwantowe oraz kwantowe kontakty punktowe (QL i QR). (b) Wyniki pomiarów przewodności różniczkowej w funkcji napięć przyłożonych do bramek L i P_R . Liczby mn ($m, n = 0, 1, 2$) oznaczają stany ładunkowe kropek lewej m i prawej n .



Rysunek: 10.8. Schemat potrójnej kropki kwantowej.



Rysunek: 10.9. Poczworna kropka kwantowa.

Spodziewamy się, że do fizycznej realizacji kubitów i operacji logicznych na nich najlepiej będą się nadawały **elektrostatyczne kropki kwantowe (kropki kwantowe sterowane bramką)**.

Symulacja bramki CNOT na sprzężonych kropkach kwantowych

Symulacja bramki CNOT na sprzężonych kropkach kwantowych

S. Moskal, S. Bednarek, J. Adamowski, Phys. Rev. A 71 (2005) 062327.

Profil potencjału uwięzienia

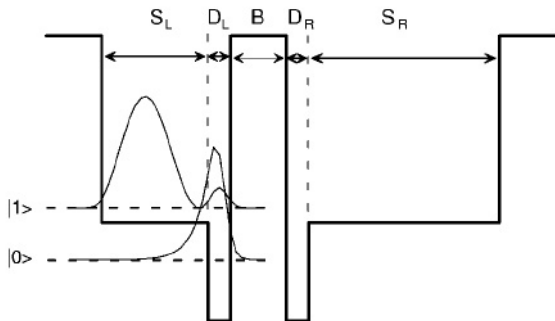
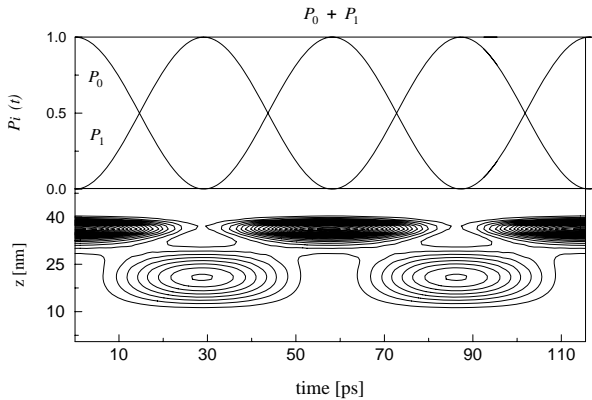


FIG. 1. Confinement potential profile in the vertical direction for two coupled QDs. Shown is also the electron probability density for the one-electron ground ($|0\rangle$) and first excited ($|1\rangle$) states. B is the barrier thickness, D_L (D_R) is the thickness of the deep potential-well region in the left (right) QD, and S_L (S_R) is the thickness of the shallow potential-well region in the left (right) QD.

Oscylacje Rabi'ego i kontury gęstości elektronowej w funkcji czasu dla stanów
jednokubitowych $|0\rangle$ i $|1\rangle$.



- ▶ Układ dwóch elektronów w potencjale uwięzienia dwóch asymetrycznych sprzężonych kropek kwantowych.

- ▶ Układ dwóch elektronów w potencjale uwięzienia dwóch asymetrycznych sprzężonych kropek kwantowych.
- ▶ "Zamrożone" boczne stopnie swobody (x, y) .

- ▶ Układ dwóch elektronów w potencjale uwięzienia dwóch asymetrycznych sprzężonych kropek kwantowych.
- ▶ ”Zamrożone” boczne stopnie swobody (x, y) .
⇒ Efektywny problem 1D.
- ▶ Badamy ewolucję czasową układu z włączanym/wyłączanym oddziaływaniem z falą elektromagnetyczną (czas trwania impulsu = T_π)

$$H_{int} = A \cos(\omega t)(\hat{p}_1 + \hat{p}_2)$$

- ▶ Układ dwóch elektronów w potencjale uwięzienia dwóch asymetrycznych sprzężonych kropek kwantowych.
- ▶ "Zamrożone" boczne stopnie swobody (x, y).
 \implies Efektywny problem 1D.
- ▶ Badamy ewolucję czasową układu z włączanym/wyłączanym oddziaływaniem z falą elektromagnetyczną (czas trwania impulsu = T_π)

$$H_{int} = A \cos(\omega t)(\hat{p}_1 + \hat{p}_2)$$

- ▶ Impuls π

$$T_\pi = \pi \frac{\hbar |\langle 10 | (\hat{p}_1 + \hat{p}_2) | 11 \rangle|}{A}$$

- ▶ Układ dwóch elektronów w potencjale uwięzienia dwóch asymetrycznych sprzężonych kropek kwantowych.
- ▶ "Zamrożone" boczne stopnie swobody (x, y) .
 \implies Efektywny problem 1D.
- ▶ Badamy ewolucję czasową układu z włączanym/wyłączanym oddziaływaniem z falą elektromagnetyczną (czas trwania impulsu $= T_\pi$)

$$H_{int} = A \cos(\omega t)(\hat{p}_1 + \hat{p}_2)$$

- ▶ Impuls π

$$T_\pi = \pi \frac{\hbar |\langle 10 | (\hat{p}_1 + \hat{p}_2) | 11 \rangle|}{A}$$

- ▶ Spinowy stan singletowy.

Porównanie wpływu pola elektrostatycznego i asymetrii kropek kwantowych na stany elektronowe.

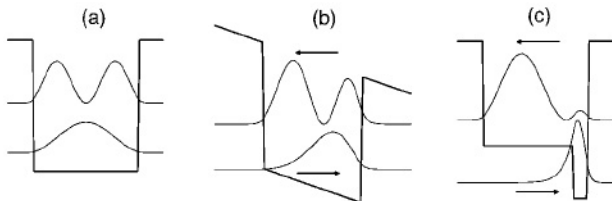
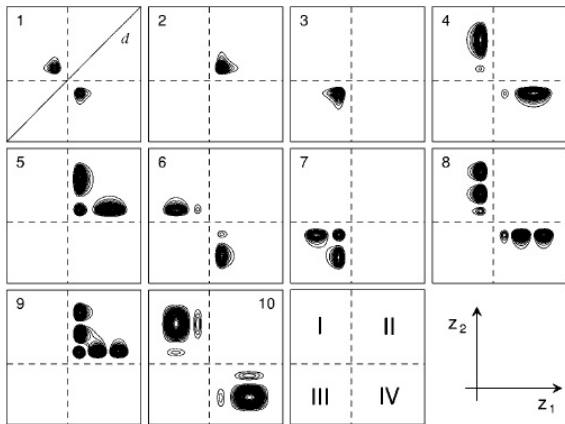


FIG. 2. Electron probability density for the one-electron ground and first excited states localized in (a) symmetric QD, (b) symmetric QD in an electric field, and (c) asymmetric QD. Arrows indicate the shift of the electron density in cases (b) and (c) with respect to case (a).

Kontury gęstości prawdopodobieństwa dla 10 stanów dwuelektronowych o najniższej energii. Jako stany bazy obliczeniowej wybieramy stany 1, 4, 6, 10.



$$\rho_1(z_1, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz_2 \rho(z_1, z_2, t), \quad (14)$$

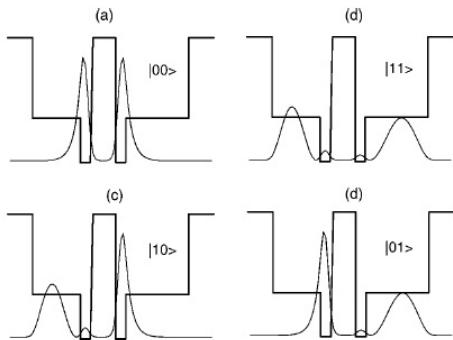


FIG. 5. One-electron probability density [Eq. (14)] for the computational-basis states for $t=0$. Also shown is the profile of the confinement potential.

Jednoelektronowa gęstość prawdopodobieństwa $\rho_1(z_1, t = 0)$ dla stanów bazy obliczeniowej.

TABLE II: Energy levels E_ν of the ten lowest-energy states of the model two-electron system. ν numbers the subsequent energy levels. The lateral excitation energy $2\hbar\omega_\perp$ is included in E_ν . The computational-basis states $|ij\rangle$ are listed in the last column.

ν	E_ν [meV]	$ ij\rangle$
1	-356.59	$ 00\rangle$
2	-342.15	
3	-342.02	
4	-329.81	$ 01\rangle$
5	-324.80	
6	-321.57	$ 10\rangle$
7	-313.98	
8	-307.86	
9	-301.09	
10	-293.34	$ 11\rangle$

Poziomy energetyczne E_ν dziesięciu stanów o najniższej energii. Trzecia kolumna wskazuje stany bazy obliczeniowej.

TABLE III: Energy separations between energy levels E_{ij} of the computational-basis states $|ij\rangle$ and energy difference ΔE between the two transition energies relevant to the CNOT gate operation.

energy difference	[meV]
$\Delta E_I = E_{01} - E_{00}$	26.78
$\Delta E_{II} = E_{11} - E_{10}$	28.23
$E_{10} - E_{01}$	8.24
$E_{10} - E_{00}$	36.47
$E_{11} - E_{01}$	35.02
$\Delta E = \Delta E_{II} - \Delta E_I$	1.45

Różnice energii pomiędzy poziomami bazy obliczeniowej. Operacja CNOT jest realizowana za pomocą fotonu o energii $\hbar\omega = \Delta E_{II}$.

Fazy operacji bramki CNOT

Fazy operacji bramki CNOT

(a) relaksacja układu do stanu podstawowego $|00\rangle$

Fazy operacji bramki CNOT

- (a) relaksacja układu do stanu podstawowego $|00\rangle$
- (b) preparacja dwukubitowego stanu początkowego $|ij\rangle$

Fazy operacji bramki CNOT

- (a) relaksacja układu do stanu podstawowego $|00\rangle$
- (b) preparacja dwukubitowego stanu początkowego $|ij\rangle$
- (c) właściwa operacja CNOT:

Fazy operacji bramki CNOT

- (a) relaksacja układu do stanu podstawowego $|00\rangle$
- (b) preparacja dwukubitowego stanu początkowego $|ij\rangle$
- (c) właściwa operacja CNOT:
absorpcja fali elektromagnetycznej o energii fotonu $\hbar\omega$, czas trwania impulsu T_π

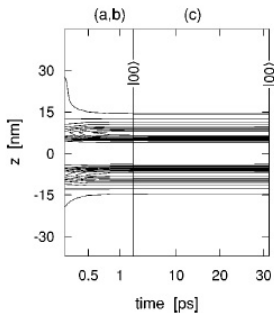
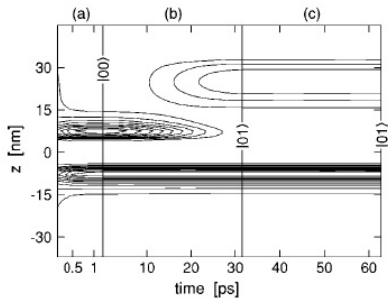
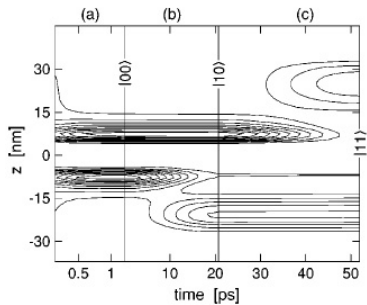


FIG. 6. Contour plots of the electron probability density as functions of time t and spatial coordinate $z=z_1$ for the working cycle of the CNOT gate corresponding to the operation defined by Eq. (7a). (a,b) corresponds to the relaxation of the system to the ground state and simultaneously the preparation of the initial state. (c) corresponds to the CNOT gate operation defined by Eq. (7a).

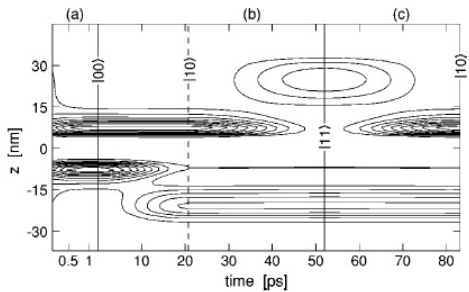
Symulacja komputerowa operacji $U_{\text{CNOT}}|00\rangle = |00\rangle$.



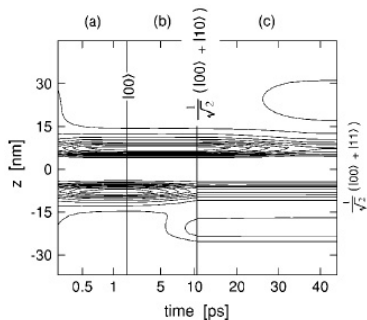
Symulacja komputerowa operacji $U_{\text{CNOT}}|01\rangle = |01\rangle$.



Symulacja komputerowa operacji $U_{\text{CNOT}}|10\rangle = |11\rangle$.



Symulacja komputerowa operacji $U_{\text{CNOT}}|11\rangle = |10\rangle$.



Produkcja stanu splątanego

$U_{\text{CNOT}}(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)|0\rangle = \alpha|00\rangle + \beta|11\rangle$. Krok (b) – impuls $\pi/2$, krok (c) – impuls π .

Symulacja operacji SWAP na kubitach spinowych za pomocą kontrolowanego oddziaływania wymennego

Symulacja operacji SWAP na kubitach spinowych za pomocą kontrolowanego oddziaływania wymennego

S. Moskal, S. Bednarek, J. Adamowski, Phys. Rev A 76 (2007) 032302.

Symulacja czasowej ewolucji operacji zamiany spinów
elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych sterowanych
napięciami bramek

Symulacja czasowej ewolucji operacji zamiany spinów
elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych sterowanych
napięciami bramek

Proces fizyczny:

Symulacja czasowej ewolucji operacji zamiany spinów elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych sterowanych napięciami bramek

Proces fizyczny:

Okresowa zmiana napięcia bramki powoduje oscylacje
potencjału uwięzienia

Symulacja czasowej ewolucji operacji zamiany spinów elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych sterowanych napięciami bramek

Proces fizyczny:

Okresowa zmiana napięcia bramki powoduje oscylacje
potencjału uwięzienia

\implies dwie rozdzielone studnie potencjału uwięzienia \longrightarrow
pojedyncza studnia potencjału \longrightarrow dwie rozdzielone studnie
potencjału $\longrightarrow \dots$

Symulacja czasowej ewolucji operacji zamiany spinów elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych sterowanych napięciami bramek

Proces fizyczny:

Okresowa zmiana napięcia bramki powoduje oscylacje
potencjału uwięzienia

⇒ dwie rozdzielone studnie potencjału uwięzienia →
pojedyncza studnia potencjału → dwie rozdzielone studnie
potencjału → ...

⇒ tunelowanie elektronów do jednej wspólnej studni
potencjału i z powrotem do rozdzielonych kropek kwantowych

Symulacja czasowej ewolucji operacji zamiany spinów elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych sterowanych napięciami bramek

Proces fizyczny:

Okresowa zmiana napięcia bramki powoduje oscylacje potencjału uwięzienia

⇒ dwie rozdzielone studnie potencjału uwięzienia → pojedyncza studnia potencjału → dwie rozdzielone studnie potencjału → ...

⇒ tunelowanie elektronów do jednej wspólnej studni potencjału i z powrotem do rozdzielonych kropek kwantowych

⇒ spiny elektronów ulegają zamianie

Symulacja czasowej ewolucji operacji zamiany spinów elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych sterowanych napięciami bramek

Proces fizyczny:

Okresowa zmiana napięcia bramki powoduje oscylacje potencjału uwięzienia

⇒ dwie rozdzielone studnie potencjału uwięzienia → pojedyncza studnia potencjału → dwie rozdzielone studnie potencjału → ...

⇒ tunelowanie elektronów do jednej wspólnej studni potencjału i z powrotem do rozdzielonych kropek kwantowych

⇒ spiny elektronów ulegają zamianie

⇒ **Operacja SWAP**

Działanie takiego układu można opisać efektywnym hamiltonianem Heisenberga

Działanie takiego układu można opisać efektywnym hamiltonianem Heisenberga

$$H_{eff} = J(t)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (1)$$

Działanie takiego układu można opisać efektywnym hamiltonianem Heisenberga

$$H_{eff} = J(t)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (1)$$

$J(t)$ = energia wymiany (zależna od czasu)

$\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ = operatory spinów elektronów

Działanie takiego układu można opisać efektywnym hamiltonianem Heisenberga

$$H_{eff} = J(t)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (1)$$

$J(t)$ = energia wymiany (zależna od czasu)

$\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ = operatory spinów elektronów

Uwaga

Działanie takiego układu można opisać efektywnym hamiltonianem Heisenberga

$$H_{eff} = J(t)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (1)$$

$J(t)$ = energia wymiany (zależna od czasu)
 $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ = operatory spinów elektronów

Uwaga

$$\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 = 2P_{12} - \mathbf{1}$$

P_{12} = operator zamiany spinów $1 \longleftrightarrow 2$

Działanie takiego układu można opisać efektywnym hamiltonianem Heisenberga

$$H_{eff} = J(t)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (1)$$

$J(t)$ = energia wymiany (zależna od czasu)
 $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ = operatory spinów elektronów

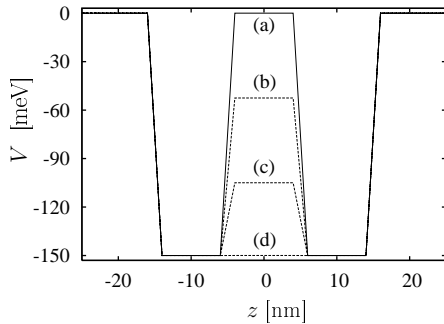
Uwaga

$$\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 = 2P_{12} - \mathbf{1}$$

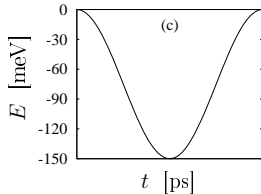
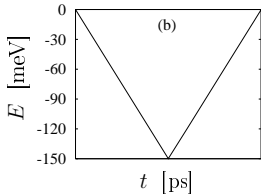
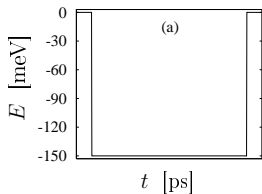
P_{12} = operator zamiany spinów $1 \longleftrightarrow 2$

\implies zamiana spinów nie występuje z prawdopodobieństwem 1
(!!!)

Pionowo sprzężone kropki kwantowe



Bariera potencjału pomiędzy pionowo sprężonymi kropkami kwantowymi.



Sposoby zmiany maksymalnej energii bariery potencjału: (a) skokowy, (b) przedziałami liniowy, (c) gładki (funkcja cosinus).

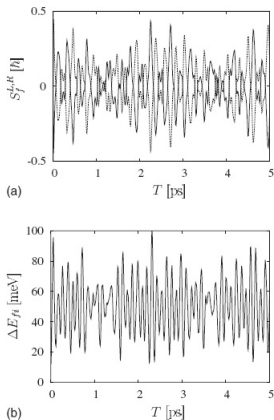
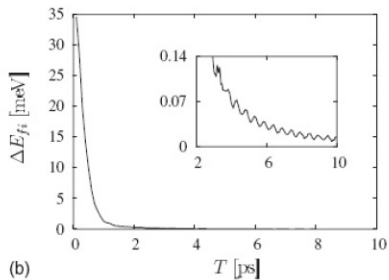
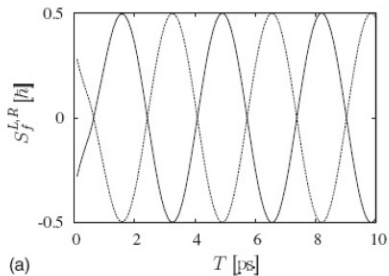
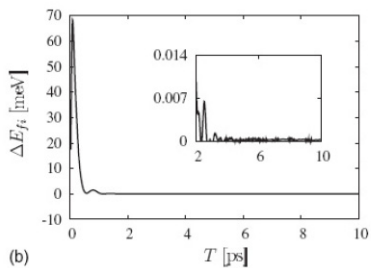
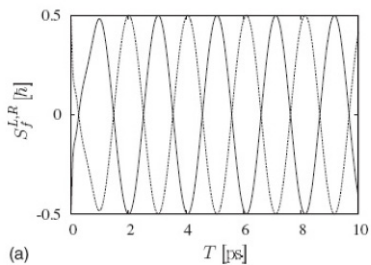


FIG. 3. (a) Expectation values $S_f^{L,R}$ of the z -spin component recorded at the end of the process of switching on and off the exchange interaction as a function of process duration time T for step like changes of the barrier. The solid (dashed) curve shows the results for an electron in the right (left) QD. (b) Energy difference ΔE_{fi} between the final- and initial-state energies as a function of process duration time T .

Wyniki dla skokowej zmiany bariery potencjału.



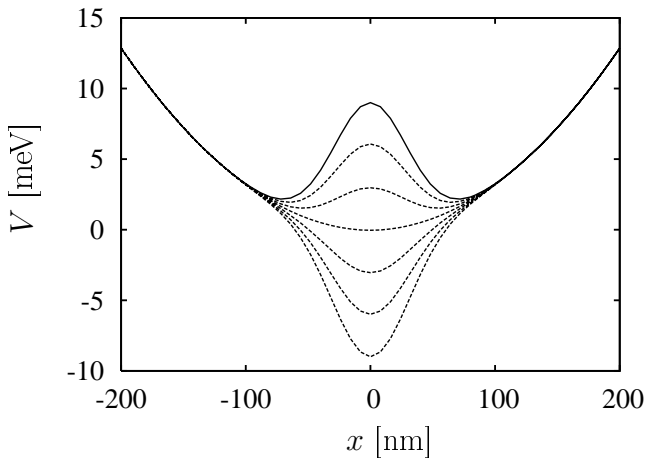
Wyniki dla przedziałami liniowej zmiany bariery potencjału.



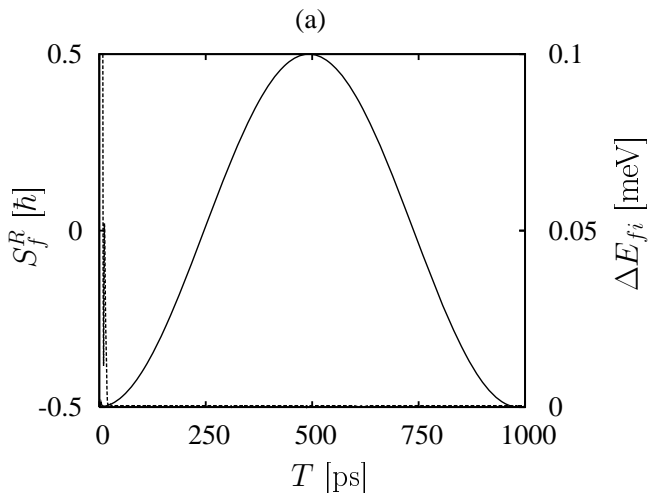
Wyniki dla gładkiej zmiany bariery potencjału.

Symetryczne bocznie sprzężone kropki kwantowe

Symetryczne bocznie sprzężone kropki kwantowe

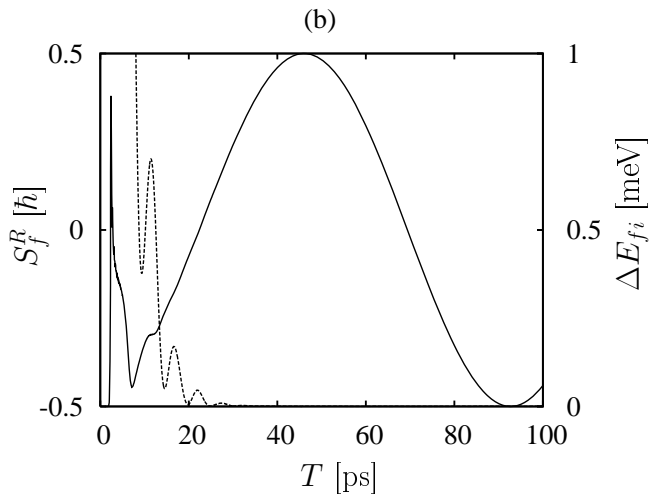


Zmiana w czasie profilu potencjału uwięzienia.

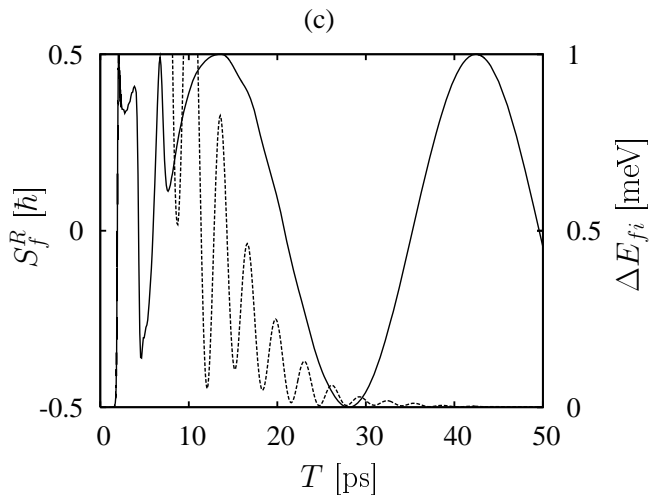


Wartość oczekiwana z-owej składowej spinu S_f^R w stanie końcowym elektronu w prawej kropce kwantowej (krzywa ciągła) i różnica energii ΔE_{fi} pomiędzy stanem końcowym i początkowym (krzywa przerywana) w funkcji czasu T trwania procesu obniżania potencjału $V(0)$.

(a) $V_{min} = 0$.



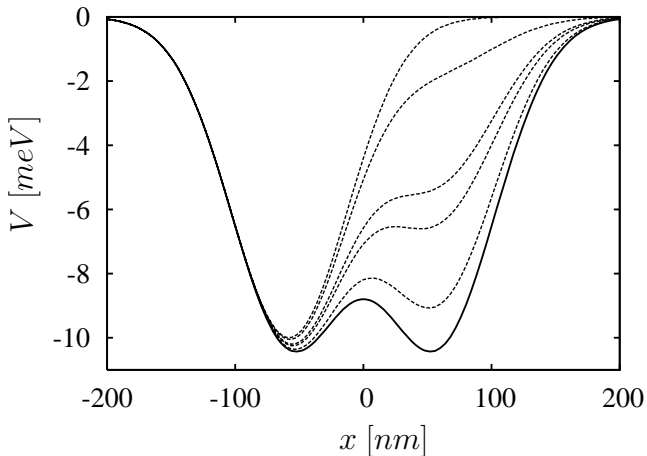
(b) $V_{min} = -3$ meV.



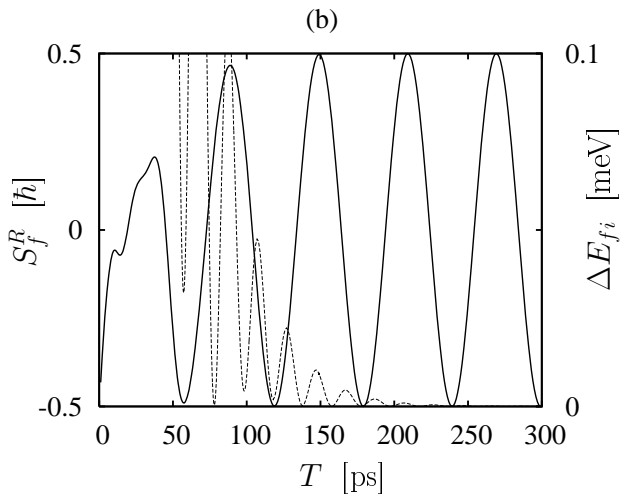
(c) $V_{min} = -6$ meV.

Asymetryczne bocznie sprzężone kropki kwantowe

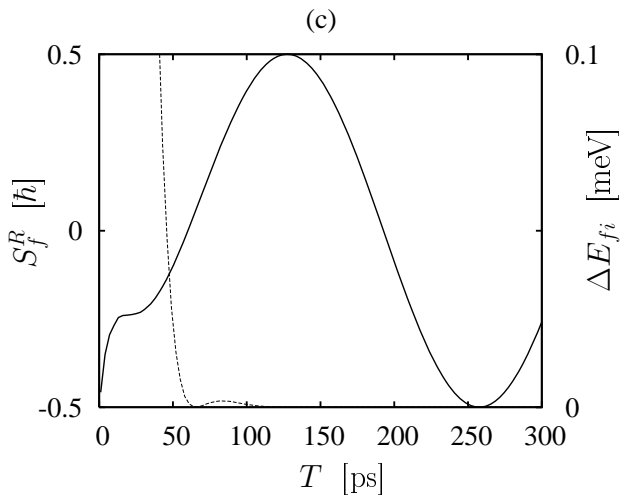
Asymetryczne bocznie sprzężone kropki kwantowe



Profil potencjału uwięzienia dla różnych chwil czasowych.



(b) $V_{max}^R = -5$ meV.



(c) $V_{max}^R = -7$ meV.

Otrzymane wyniki pokazują, że proces zamiany spinów elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych na ogół zachodzi **wielokrotnie**, zanim zostanie osiągnięta pełna zamiana spinów.

Otrzymane wyniki pokazują, że proces zamiany spinów elektronów w sprzężonych kropkach kwantowych na ogół zachodzi **wielokrotnie**, zanim zostanie osiągnięta pełna zamiana spinów.

⇒ **Wydłużenie czasu operacji.**

Manipulacja stanami spinowymi pary elektronowej w poczwórnej kropce kwantowej

Manipulacja stanami spinowymi pary elektronowej w poczwórnej kropce kwantowej

A. Kwaśniewski and J. Adamowski, Phys. Rev. B 82 (2010) 245306.

Rozważamy dwa nanourządzenia, oznaczone symbolami A i B, zawierające cztery sprzężone kropki kwantowe. Kropki prawe (wyjściowe) są asymetryczne.

Rozważamy dwa nanourządzenia, oznaczone symbolami A i B, zawierające cztery sprzężone kropki kwantowe. Kropki prawe (wyjściowe) są asymetryczne.

Asymetrię tę wprowadzamy przyjmując różne rozmiary i głębokości studni potencjału dla prawych kropek.

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

$\mathbf{r} = (x, y)$, $\mu = l, r$, $\nu = 1, 2$

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

$\mathbf{r} = (x, y)$, $\mu = l, r$, $\nu = 1, 2$

$U_{\mu\nu}^0$ = głębokość studni potencjału dla kropki QD($\mu\nu$)

($U_{\mu\nu}^0 > 0$)

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

$\mathbf{r} = (x, y)$, $\mu = l, r$, $\nu = 1, 2$

$U_{\mu\nu}^0$ = głębokość studni potencjału dla kropki QD($\mu\nu$)

($U_{\mu\nu}^0 > 0$)

$R_{\mu\nu}$ = zasięg potencjału uwięzienia, który określa rozmiar kropki QD($\mu\nu$)

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

$\mathbf{r} = (x, y)$, $\mu = l, r$, $\nu = 1, 2$

$U_{\mu\nu}^0$ = głębokość studni potencjału dla kropki QD($\mu\nu$)

($U_{\mu\nu}^0 > 0$)

$R_{\mu\nu}$ = zasięg potencjału uwięzienia, który określa rozmiar kropki QD($\mu\nu$)

$\mathbf{r}_{\mu\nu}^0$ = wektor położenia centrum kropki QD($\mu\nu$)

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

$\mathbf{r} = (x, y)$, $\mu = l, r$, $\nu = 1, 2$

$U_{\mu\nu}^0$ = głębokość studni potencjału dla kropki QD($\mu\nu$)

($U_{\mu\nu}^0 > 0$)

$R_{\mu\nu}$ = zasięg potencjału uwięzienia, który określa rozmiar kropki QD($\mu\nu$)

$\mathbf{r}_{\mu\nu}^0$ = wektor położenia centrum kropki QD($\mu\nu$)

parametr $p \geq 2$ określa "twardość" potencjału uwięzienia (nachylenie ścian)

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

$\mathbf{r} = (x, y)$, $\mu = l, r$, $\nu = 1, 2$

$U_{\mu\nu}^0$ = głębokość studni potencjału dla kropki QD($\mu\nu$)

($U_{\mu\nu}^0 > 0$)

$R_{\mu\nu}$ = zasięg potencjału uwięzienia, który określa rozmiar kropki QD($\mu\nu$)

$\mathbf{r}_{\mu\nu}^0$ = wektor położenia centrum kropki QD($\mu\nu$)

parametr $p \geq 2$ określa "twardość" potencjału uwięzienia (nachylenie ścian)

Dla $p < 4$ mamy do czynienia z potencjałem "miękkim", a dla $p \geq 4$ potencjał staje się "twardy".

Energia potencjalna uwięzienia elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w modelu 2D

$$U_c(\mathbf{r}) = - \sum_{\mu\nu} U_{\mu\nu}^0 \exp\{ - [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mu\nu}^0)^2 / R_{\mu\nu}^2]^{p/2} \} , \quad (2)$$

$\mathbf{r} = (x, y)$, $\mu = l, r$, $\nu = 1, 2$

$U_{\mu\nu}^0$ = głębokość studni potencjału dla kropki QD($\mu\nu$)

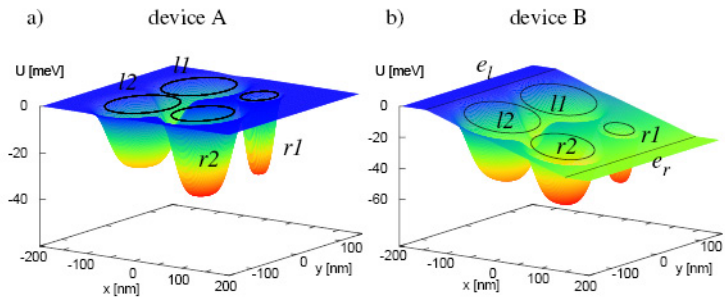
($U_{\mu\nu}^0 > 0$)

$R_{\mu\nu}$ = zasięg potencjału uwięzienia, który określa rozmiar kropki QD($\mu\nu$)

$\mathbf{r}_{\mu\nu}^0$ = wektor położenia centrum kropki QD($\mu\nu$)

parametr $p \geq 2$ określa "twardość" potencjału uwięzienia (nachylenie ścian)

Dla $p < 4$ mamy do czynienia z potencjałem "miękkim", a dla $p \geq 4$ potencjał staje się "twardy". W tych obliczeniach $p = 4$.



Rysunek: 10.10. Profil energii potencjalnej elektronu w nanourządzeniach A i B.

W nanourządzeniu A, potencjał uwięzienia elektronów może być zmieniany przez zmianę napięć bramek definiujących poczwórną kropkę kwantową.

W nanourządzeniu A, potencjał uwięzienia elektronów może być zmieniany przez zmianę napięć bramek definiujących poczwórną kropkę kwantową. W obliczeniach przyjmujemy, że głębokości lewych studni potencjału są takie same.

W nanourządzeniu A, potencjał uwięzienia elektronów może być zmieniany przez zmianę napięć bramek definiujących poczwórną kropkę kwantową. W obliczeniach przyjmujemy, że głębokości lewych studni potencjału są takie same. Wprowadzamy minimalną energię W elektronu w lewych studniach potencjału, przy czym

W nanourządzeniu A, potencjał uwięzienia elektronów może być zmieniany przez zmianę napięć bramek definiujących poczwórną kropkę kwantową. W obliczeniach przyjmujemy, że głębokości lewych studni potencjału są takie same. Wprowadzamy minimalną energię W elektronu w lewych studniach potencjału, przy czym

$$W \equiv -U_{l1}^0 = -U_{l2}^0 .$$

W nanourządzeniu A, potencjał uwięzienia elektronów może być zmieniany przez zmianę napięć bramek definiujących poczwórną kropkę kwantową. W obliczeniach przyjmujemy, że głębokości lewych studni potencjału są takie same. Wprowadzamy minimalną energię W elektronu w lewych studniach potencjału, przy czym

$$W \equiv -U_{l1}^0 = -U_{l2}^0 .$$

Jeżeli napięcie bramek definiujących lewe kropki zmieni się o ΔV_g , to energia W zmieni się o

W nanourządzeniu A, potencjał uwięzienia elektronów może być zmieniany przez zmianę napięć bramek definiujących poczwórną kropkę kwantową. W obliczeniach przyjmujemy, że głębokości lewych studni potencjału są takie same. Wprowadzamy minimalną energię W elektronu w lewych studniach potencjału, przy czym

$$W \equiv -U_{l1}^0 = -U_{l2}^0 .$$

Jeżeli napięcie bramek definiujących lewe kropki zmieni się o ΔV_g , to energia W zmieni się o

$$\Delta W = -\alpha \Delta V_g ,$$

W nanourządzeniu A, potencjał uwięzienia elektronów może być zmieniany przez zmianę napięć bramek definiujących poczwórną kropkę kwantową. W obliczeniach przyjmujemy, że głębokości lewych studni potencjału są takie same. Wprowadzamy minimalną energię W elektronu w lewych studniach potencjału, przy czym

$$W \equiv -U_{l1}^0 = -U_{l2}^0 .$$

Jeżeli napięcie bramek definiujących lewe kropki zmieni się o ΔV_g , to energia W zmieni się o

$$\Delta W = -\alpha \Delta V_g ,$$

gdzie α jest współczynnikiem konwersji napięcie-energia.

W nanourządzeniu B, potencjał uwięzienia może być modyfikowany przez zmianę napięcia V przyłożonego pomiędzy elektrodami e_l i e_r , które mogą być elektrodami źródła i drenu.

W nanourządzeniu B, potencjał uwięzienia może być modyfikowany przez zmianę napięcia V przyłożonego pomiędzy elektrodami e_l i e_r , które mogą być elektrodami źródła i drenu. Elektrody e_l i e_r wytwarzają pole elektryczne $\mathbf{F} = (-F, 0, 0)$, gdzie $F = V/L$, a L jest odległością pomiędzy elektrodami.

W nanourządzeniu B, potencjał uwięzienia może być modyfikowany przez zmianę napięcia V przyłożonego pomiędzy elektrodami e_l i e_r , które mogą być elektrodami źródła i drenu. Elektrody e_l i e_r wytwarzają pole elektryczne $\mathbf{F} = (-F, 0, 0)$, gdzie $F = V/L$, a L jest odległością pomiędzy elektrodami. Zakładamy, że pole elektryczne \mathbf{F} jest jednorodne.

W zewnętrznym polu elektrycznym \mathbf{F} , elektron posiada dodatkową energię potencjalną $\Delta U(\mathbf{r})$ wyrażoną wzorem

W zewnętrznym polu elektrycznym \mathbf{F} , elektron posiada dodatkową energię potencjalną $\Delta U(\mathbf{r})$ wyrażoną wzorem

$$\Delta U(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0 & \text{for } x < -L/2, \\ -eFx - eV/2 & \text{for } |x| \leq L/2, \\ -eV & \text{for } x > L/2. \end{cases} \quad (3)$$

Jako energię odniesienia (zero na skali energii) przyjmujemy potencjał elektrochemiczny μ_l lewej elektrody, tzn. kładziemy

Jako energię odniesienia (zero na skali energii) przyjmujemy potencjał elektrochemiczny μ_l lewej elektrody, tzn. kładziemy

$$\mu_l = 0 .$$

Jako energię odniesienia (zero na skali energii) przyjmujemy potencjał elektrochemiczny μ_l lewej elektrody, tzn. kładziemy

$$\mu_l = 0 .$$

Definiujemy całkowitą energię potencjalną elektronu jako

Jako energię odniesienia (zero na skali energii) przyjmujemy potencjał elektrochemiczny μ_l lewej elektrody, tzn. kładziemy

$$\mu_l = 0 .$$

Definiujemy całkowitą energię potencjalną elektronu jako

$$U = U_c + \Delta U .$$

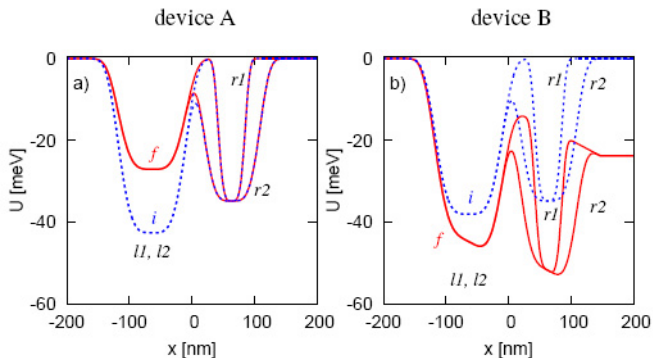
Preparacja stanu początkowego

Preparacja stanu początkowego

Energia potencjalna elektronów w lewych kropkach jest ustalona na niższym poziomie niż w prawych kropkach.

Preparacja stanu początkowego

Energia potencjalna elektronów w lewych kropkach jest ustalona na niższym poziomie niż w prawych kropkach. Zapewnia to lokalizację elektronów w lewych kropkach w stanie początkowym.



Rysunek: 10.11. Energia potencjalna U elektronu w poczwórnej kropce kwantowej w funkcji współrzędnej x dla y ustalonego dla wartości odpowiadających odcinkom łączącym centra par kropek $l1-r1$ i $l2-r2$ dla nanorządzenia A (a) i B (b). Krzywe niebieska (czerwona) pokazują profile energii potencjalnej dla stanu początkowego (i) i końcowego (f).

Badamy zmiany lokalizacji pary elektronowej w poczwórnej kropce kwantowej spowodowane zmianami profilu potencjału uwięzienia, które z kolei wynikają z kontrolowanych zmian napięć przyłożonych do elektrod bramek oraz źródła i drenu.

W tym celu rozwiązujemy numerycznie jedno- i dwuelektronowe problemy własne.

W tym celu rozwiązujemy numerycznie jedno- i dwuelektronowe problemy własne. Jednoelektronowy hamiltonian ma postać

W tym celu rozwiązujemy numerycznie jedno- i dwuelektronowe problemy własne. Jednoelektronowy hamiltonian ma postać

$$h_j = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_j^2 + U(\mathbf{r}_j) , \quad (4)$$

gdzie $j = 1, 2$, a m_e jest efektywną masą pasmową elektronu w pasmie przewodnictwa.

Obliczamy jednoelektronowe orbitale $\varphi_\nu(\mathbf{r})$ i jednoelektronowe poziomy energetyczne E_ν , gdzie ν oznacza zbiór orbitalnych liczb kwantowych.

Obliczamy jednoelektronowe orbitale $\varphi_\nu(\mathbf{r})$ i jednoelektronowe poziomy energetyczne E_ν , gdzie ν oznacza zbiór orbitalnych liczb kwantowych. Uzupełniamy te orbitale o funkcje własne χ_σ z -owej składowej spinu elektronu otrzymując spinorbitale

Obliczamy jednoelektronowe orbitale $\varphi_\nu(\mathbf{r})$ i jednoelektronowe poziomy energetyczne E_ν , gdzie ν oznacza zbiór orbitalnych liczb kwantowych. Uzupełniamy te orbitale o funkcje własne χ_σ z -owej składowej spinu elektronu otrzymując spinorbitale

$$\psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}) = \varphi_\nu(\mathbf{r})\chi_\sigma ,$$

Obliczamy jednoelektronowe orbitale $\varphi_\nu(\mathbf{r})$ i jednoelektronowe poziomy energetyczne E_ν , gdzie ν oznacza zbiór orbitalnych liczb kwantowych. Uzupełniamy te orbitale o funkcje własne χ_σ z -owej składowej spinu elektronu otrzymując spinorbitale

$$\psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}) = \varphi_\nu(\mathbf{r})\chi_\sigma ,$$

gdzie σ jest spinową liczbą kwantową.

Następnie rozważamy układ dwuelektronowy opisany za pomocą hamiltonianu

Następnie rozważamy układ dwuelektronowy opisany za pomocą hamiltonianu

$$H = h_1 + h_2 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} , \quad (5)$$

Następnie rozważamy układ dwuelektronowy opisany za pomocą hamiltonianu

$$H = h_1 + h_2 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} , \quad (5)$$

gdzie ϵ_s jest statyczną przenikalnością elektryczną.

Dwuelektronowy problem własny rozwiązywany jest metodą mieszania konfiguracji (CI) przy użyciu wyznaczników Slatera

Dwuelektronowy problem własny rozwiązywany jest metodą mieszania konfiguracji (CI) przy użyciu wyznaczników Slatera

$$\Phi_k(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_1)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_2) - \psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_2)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_1)] , \quad (6)$$

gdzie k numeruje różne konfiguracje dwuelektronowe $(\nu\sigma\nu'\sigma')$.

Dwuelektronowy problem własny rozwiązywany jest metodą mieszania konfiguracji (CI) przy użyciu wyznaczników Slatera

$$\Phi_k(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_1)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_2) - \psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_2)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_1)] , \quad (6)$$

gdzie k numeruje różne konfiguracje dwuelektronowe $(\nu\sigma\nu'\sigma')$. Funkcja falowa w metodzie CI ma postać

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{k=1}^K c_k \Phi_k(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) , \quad (7)$$

Dwuelektronowy problem własny rozwiązywany jest metodą mieszania konfiguracji (CI) przy użyciu wyznaczników Slatera

$$\Phi_k(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_1)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_2) - \psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_2)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_1)] , \quad (6)$$

gdzie k numeruje różne konfiguracje dwuelektronowe $(\nu\sigma\nu'\sigma')$. Funkcja falowa w metodzie CI ma postać

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{k=1}^K c_k \Phi_k(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) , \quad (7)$$

gdzie K jest całkowitą liczbą konfiguracji uwzględnianych w obliczeniach.

Dwuelektronowy problem własny rozwiązywany jest metodą mieszania konfiguracji (CI) przy użyciu wyznaczników Slatera

$$\Phi_k(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_1)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_2) - \psi_{\nu\sigma}(\mathbf{r}_2)\psi_{\nu'\sigma'}(\mathbf{r}_1)] , \quad (6)$$

gdzie k numeruje różne konfiguracje dwuelektronowe $(\nu\sigma\nu'\sigma')$. Funkcja falowa w metodzie CI ma postać

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{k=1}^K c_k \Phi_k(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) , \quad (7)$$

gdzie K jest całkowitą liczbą konfiguracji uwzględnianych w obliczeniach. W obliczeniach przyjęliśmy $K = 36$ dla nanoukładu A i $K = 81$ dla nanoukładu B.

Dla dwóch elektronów w poczwórnej kropce kwantowej obliczone zostały energie najniższych poziomów singletowego (E_S) i trypletowego (E_T).

Dla dwóch elektronów w poczwórnej kropce kwantowej obliczone zostały energie najniższych poziomów singletowego (E_S) i trypletowego (E_T). Przy braku zewnętrznego pola magnetycznego trzy stany trypletowe (T_0, T_{\pm}) są zdegenerowane.

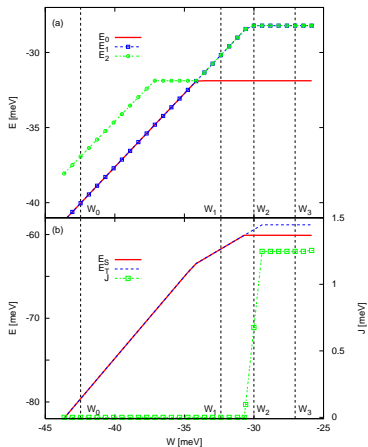
Dla dwóch elektronów w poczwórnej kropce kwantowej obliczone zostały energie najniższych poziomów singletowego (E_S) i trypletowego (E_T). Przy braku zewnętrznego pola magnetycznego trzy stany trypletowe (T_0, T_{\pm}) są zdegenerowane. A zatem mamy do czynienia z potrójnie zdegenerowanym poziomem trypletowym E_T .

Dla dwóch elektronów w poczwórnej kropce kwantowej obliczone zostały energie najniższych poziomów singletowego (E_S) i trypletowego (E_T). Przy braku zewnętrznego pola magnetycznego trzy stany trypletowe (T_0, T_{\pm}) są zdegenerowane. A zatem mamy do czynienia z potrójnie zdegenerowanym poziomem trypletowym E_T . Lokalizację pary elektronowej w poczwórnej kropce kwantowej można opisać za pomocą **jednoelektronowej gęstości prawdopodobieństwa**, która zdefiniowana jest jako

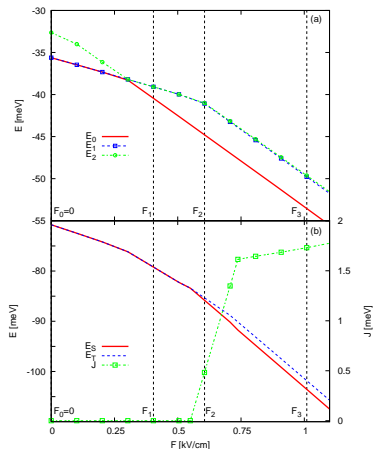
Dla dwóch elektronów w poczwórnej kropce kwantowej obliczone zostały energie najniższych poziomów singletowego (E_S) i trypletowego (E_T). Przy braku zewnętrznego pola magnetycznego trzy stany trypletowe (T_0, T_{\pm}) są zdegenerowane. A zatem mamy do czynienia z potrójnie zdegenerowanym poziomem trypletowym E_T . Lokalizację pary elektronowej w poczwórnej kropce kwantowej można opisać za pomocą **jednoelektronowej gęstości prawdopodobieństwa**, która zdefiniowana jest jako

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^2 \int d^2r_1 d^2r_2 \Psi^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) . \quad (8)$$

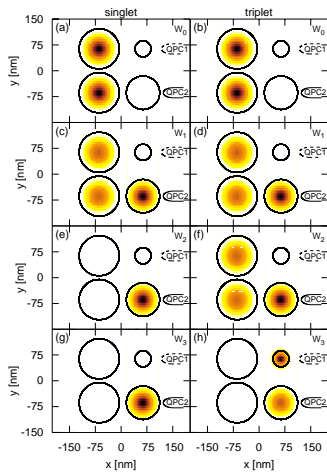
Wyniki obliczeń



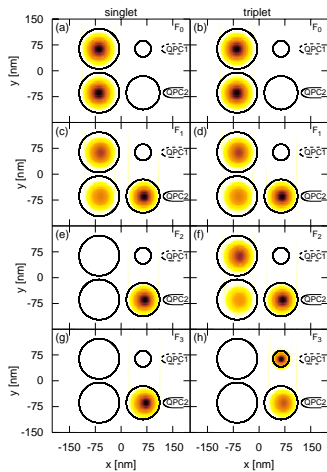
Rysunek: 10.12. (a) Poziomy energetyczne E_0 , E_1 i E_2 stanów jednoelektronowych φ_0 , φ_1 i φ_2 w funkcji energii W dna lewych studni kwantowych dla nanourządzenia A. (b) Energie stanów singletowego (E_S , czerwona krzywa) i trypletowego (E_T , niebieska krzywa) oraz energia wymiany $J = E_T - E_S$ (zielona krzywa) jako funkcje W dla nanourządzenia A.



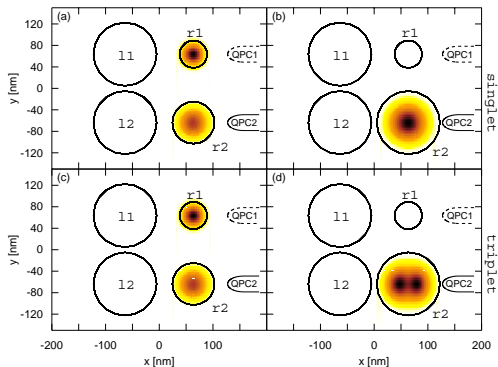
Rysunek: 10.13. (a) Poziomy energetyczne E_0 , E_1 i E_2 stanów jednoelektronowych φ_0 , φ_1 i φ_2 w funkcji pola elektrycznego F dla nanourządzenia B. (b) Energie stanów singletowego (E_S , czerwona krzywa) i trypletowego (E_T , niebieska krzywa) oraz energia wymiany $J = E_T - E_S$ (zielona krzywa) w funkcji pola elektrycznego F dla nanourządzenia B.



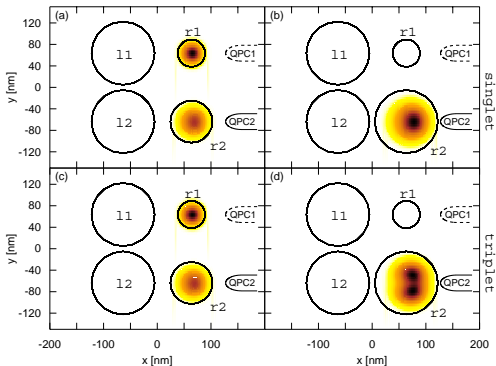
Rysunek 10.14. Kontury gęstości jednoelektronowej na płaszczyźnie $x - y$ dla singletu (lewa strona) i trypletu (prawa strona) w nanourządzeniu A. Pokazane są wyniki dla wartości $W = W_0, W_1, W_2, W_3$ zaznaczonych na rysunku 10.12. Dwa alternatywne położenia kwantowych kontaktów punktowych zaznaczone są jako QPC1 i QPC2. Pomiar ładunku elektrycznego jednej z prawych kropek pozwala na jednoznaczne wyznaczenie stanu spinowego pary elektronowej.



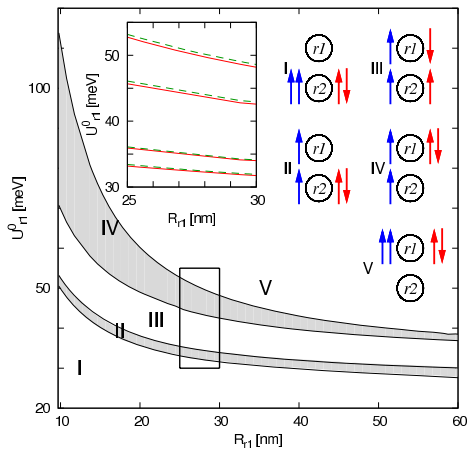
Rysunek 10.15. Kontury gęstości jednoelektronowej na płaszczyźnie $x - y$ dla singletu (lewa strona) i trypletu (prawa strona) w nanourządzeniu B. Pokazane są wyniki dla wartości pola elektrycznego $F = F_0, F_1, F_2, F_3$ zaznaczonych na rysunku 10.13. Dwa alternatywna położenia kwantowych kontaktów punktowych zaznaczone są jako QPC1 i QPC2. Pomiar ładunku elektrycznego jednej z prawych kropek pozwala na jednoznaczne wyznaczenie stanu spinowego pary elektronowej.



Rysunek: 10.16. Kontury gęstości jednoelektronowej na płaszczyźnie $x - y$ dla singletu [(a) i (b)] i trypletu [(c) i (d)] w nanourządzeniu A. Widać, że obsadzenie prawych kropek kwantowych przez elektrony jest takie samo w każdym stanie spinowym, ponieważ rozmiar kropki QD($r2$) jest albo za mały [(a), (c)] albo za duży [(b), (d)].



Rysunek: 10.17. Kontury gęstości jednoelektronowej na płaszczyźnie $x - y$ dla singletu [(a) i (b)] i trypletu [(c) i (d)] w nanourządzeniu B Widać, że obsadzenie prawych kropek kwantowych przez elektrony jest takie samo w każdym stanie spinowym, ponieważ rozmiar kropki QD(r_2) jest albo za mały [(a), (c)] albo za duży [(b), (d)].



Rysunek: 10.18.

Rysunek 10.18. Obszary I-V parametrów R_{r1} i U_{r1}^0 charakteryzujących kropkę QD($r1$). Prawa górna wstawka pokazuje w sposób schematyczny lokalizację elektronów o różnych spinach w prawych (wyjściowych) kropkach. W obu nanourządzeniach w obszarach II i IV (szare pola) lokalizacja elektronów w prawych kropkach jest jednoznacznie określona przez ich stany spinowe. Lewa górna wstawka pokazuje powiększenie prostokątnego obszaru na głównym rysunku. Krzywe czerwone (zielone) pokazują granice obszarów I-V dla nanourządzenia A (B).

Implementacija bramki XOR

Definiujemy bazę obliczeniową dla pojedynczych kubitów spinowych.

Definiujemy bazę obliczeniową dla pojedynczych kubitów spinowych. Są to spinory

$$|\alpha\rangle \equiv |\uparrow\rangle, \quad |\beta\rangle \equiv |\downarrow\rangle, \quad (9)$$

Definiujemy bazę obliczeniową dla pojedynczych kubitów spinowych. Są to spinory

$$|\alpha\rangle \equiv |\uparrow\rangle, \quad |\beta\rangle \equiv |\downarrow\rangle, \quad (9)$$

czyli stany własne operatora z -owej składowej spinu elektronu odpowiadające wartościom własnym $+\hbar/2$ and $-\hbar/2$.

Definiujemy bazę obliczeniową dla pojedynczych kubitów spinowych. Są to spinory

$$|\alpha\rangle \equiv |\uparrow\rangle, \quad |\beta\rangle \equiv |\downarrow\rangle, \quad (9)$$

czyli stany własne operatora z -owej składowej spinu elektronu odpowiadające wartościom własnym $+\hbar/2$ and $-\hbar/2$.

Konstruujemy dwukubitową bazę obliczeniową ze stanów $|\alpha\rangle$ i $|\beta\rangle$.

Stany początkowe

Stany początkowe

Lewe (wejściowe) kropki kwantowe są pojedynczo obsadzone elektronami. Para elektronowa posiada następujące stany o najniższej energii:

Stany początkowe

Lewe (wejściowe) kropki kwantowe są pojedynczo obsadzone elektronami. Para elektronowa posiada następujące stany o najniższej energii:

$$|S_a\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{l1} |\beta(2)\rangle_{l2} - |\alpha(2)\rangle_{l1} |\beta(1)\rangle_{l2}] , \quad (10)$$

Stany początkowe

Lewe (wejściowe) kropki kwantowe są pojedynczo obsadzone elektronami. Para elektronowa posiada następujące stany o najniższej energii:

$$|S_a\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{l1} |\beta(2)\rangle_{l2} - |\alpha(2)\rangle_{l1} |\beta(1)\rangle_{l2}] , \quad (10)$$

$$|S_b\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta(1)\rangle_{l1} |\alpha(2)\rangle_{l2} - |\beta(2)\rangle_{l1} |\alpha(1)\rangle_{l2}] , \quad (11)$$

Stany początkowe

Lewe (wejściowe) kropki kwantowe są pojedynczo obsadzone elektronami. Para elektronowa posiada następujące stany o najniższej energii:

$$|S_a\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{l1} |\beta(2)\rangle_{l2} - |\alpha(2)\rangle_{l1} |\beta(1)\rangle_{l2}] , \quad (10)$$

$$|S_b\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta(1)\rangle_{l1} |\alpha(2)\rangle_{l2} - |\beta(2)\rangle_{l1} |\alpha(1)\rangle_{l2}] , \quad (11)$$

$$|T_+\rangle_i = |\alpha(1)\rangle_{l1} |\alpha(2)\rangle_{l2} , \quad (12)$$

Stany początkowe

Lewe (wejściowe) kropki kwantowe są pojedynczo obsadzone elektronami. Para elektronowa posiada następujące stany o najniższej energii:

$$|S_a\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{l1} |\beta(2)\rangle_{l2} - |\alpha(2)\rangle_{l1} |\beta(1)\rangle_{l2}] , \quad (10)$$

$$|S_b\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta(1)\rangle_{l1} |\alpha(2)\rangle_{l2} - |\beta(2)\rangle_{l1} |\alpha(1)\rangle_{l2}] , \quad (11)$$

$$|T_+\rangle_i = |\alpha(1)\rangle_{l1} |\alpha(2)\rangle_{l2} , \quad (12)$$

$$|T_-\rangle_i = |\beta(1)\rangle_{l1} |\beta(2)\rangle_{l2} , \quad (13)$$

Stany początkowe

Lewe (wejściowe) kropki kwantowe są pojedynczo obsadzone elektronami. Para elektronowa posiada następujące stany o najniższej energii:

$$|S_a\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{l1} |\beta(2)\rangle_{l2} - |\alpha(2)\rangle_{l1} |\beta(1)\rangle_{l2}] , \quad (10)$$

$$|S_b\rangle_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\beta(1)\rangle_{l1} |\alpha(2)\rangle_{l2} - |\beta(2)\rangle_{l1} |\alpha(1)\rangle_{l2}] , \quad (11)$$

$$|T_+\rangle_i = |\alpha(1)\rangle_{l1} |\alpha(2)\rangle_{l2} , \quad (12)$$

$$|T_-\rangle_i = |\beta(1)\rangle_{l1} |\beta(2)\rangle_{l2} , \quad (13)$$

gdzie $|S_{a,b}\rangle_i$ i $|T_{+,-}\rangle_i$ oznaczają odpowiednio stany singletowe i trypletowe, (1) i (2) są skrótowymi oznaczeniami zmiennych spinowych elektronów 1 i 2, a wskaźniki $l1$ i $l2$ oznaczają lokalizację elektronów odpowiednio w kropkach QD($l1$) i QD($l2$).

Stany końcowe

Stany końcowe

Po zastosowaniu odpowiednich napięć zewnętrznych elektrony tunelują do prawych kropek.

Stany końcowe

Po zastosowaniu odpowiednich napięć zewnętrznych elektrony tunelują do prawych kropek. Dla nanourządzeń A lub B opisanych parametrami z obszaru II elektrony obsadzają następujące stany kwantowe o najniższych energiach:

Stany końcowe

Po zastosowaniu odpowiednich napięć zewnętrznych elektrony tunelują do prawych kropek. Dla nanourządzeń A lub B opisanych parametrami z obszaru II elektrony obsadzają następujące stany kwantowe o najniższych energiach:

$$|S\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{r2} |\beta(2)\rangle_{r2} - |\alpha(2)\rangle_{r2} |\beta(1)\rangle_{r2}] , \quad (14)$$

Stany końcowe

Po zastosowaniu odpowiednich napięć zewnętrznych elektrony tunelują do prawych kropek. Dla nanourządzeń A lub B opisanych parametrami z obszaru II elektrony obsadzają następujące stany kwantowe o najniższych energiach:

$$|S\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{r2}|\beta(2)\rangle_{r2} - |\alpha(2)\rangle_{r2}|\beta(1)\rangle_{r2}] , \quad (14)$$

$$|T_+\rangle_f = |\alpha(1)\rangle_{r1}|\alpha(2)\rangle_{r2} , \quad (15)$$

Stany końcowe

Po zastosowaniu odpowiednich napięć zewnętrznych elektrony tunelują do prawych kropek. Dla nanourządzeń A lub B opisanych parametrami z obszaru II elektrony obsadzają następujące stany kwantowe o najniższych energiach:

$$|S\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{r2}|\beta(2)\rangle_{r2} - |\alpha(2)\rangle_{r2}|\beta(1)\rangle_{r2}] , \quad (14)$$

$$|T_+\rangle_f = |\alpha(1)\rangle_{r1}|\alpha(2)\rangle_{r2} , \quad (15)$$

$$|T_-\rangle_f = |\beta(1)\rangle_{r1}|\beta(2)\rangle_{r2} . \quad (16)$$

Stany końcowe

Po zastosowaniu odpowiednich napięć zewnętrznych elektrony tunelują do prawych kropek. Dla nanourządzeń A lub B opisanych parametrami z obszaru II elektrony obsadzają następujące stany kwantowe o najniższych energiach:

$$|S\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{r2}|\beta(2)\rangle_{r2} - |\alpha(2)\rangle_{r2}|\beta(1)\rangle_{r2}] , \quad (14)$$

$$|T_+\rangle_f = |\alpha(1)\rangle_{r1}|\alpha(2)\rangle_{r2} , \quad (15)$$

$$|T_-\rangle_f = |\beta(1)\rangle_{r1}|\beta(2)\rangle_{r2} . \quad (16)$$

Po zamianie wskaźników $r1$ i $r2$ we wzorach (14), (15) i (16) otrzymamy stany końcowe elektronów w nanourządzeniach opisanych parametrami z obszaru IV.

W rezultacie wykonane zostały następujące operacje:

W rezultacie wykonane zostały następujące operacje:

$$|S_a\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f, \quad (17)$$

W rezultacie wykonane zostały następujące operacje:

$$|S_a\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (17)$$

$$|S_b\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (18)$$

W rezultacie wykonane zostały następujące operacje:

$$|S_a\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (17)$$

$$|S_b\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (18)$$

$$|T_+\rangle_i \longrightarrow |T_+\rangle_f , \quad (19)$$

W rezultacie wykonane zostały następujące operacje:

$$|S_a\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (17)$$

$$|S_b\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (18)$$

$$|T_+\rangle_i \longrightarrow |T_+\rangle_f , \quad (19)$$

$$|T_-\rangle_i \longrightarrow |T_-\rangle_f . \quad (20)$$

W rezultacie wykonane zostały następujące operacje:

$$|S_a\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (17)$$

$$|S_b\rangle_i \longrightarrow |S\rangle_f , \quad (18)$$

$$|T_+\rangle_i \longrightarrow |T_+\rangle_f , \quad (19)$$

$$|T_-\rangle_i \longrightarrow |T_-\rangle_f . \quad (20)$$

Podczas tych operacji całkowity spin pary elektronowej jest zachowany.

Wynikiem operacji (17), (18), (19) i (20) jest transformacja czterech kubitów wejściowych (początkowych) (10), (11), (12), (13) w trzy kubity wyjściowe (końcowe) (14), (15), (16).

W nanourządzeniach A i B o parametrach z obszaru II wszystkie inne stany końcowe posiadają energie wyższe od energii stanów (14), (15), (16).

W nanourządzeniach A i B o parametrach z obszaru II wszystkie inne stany końcowe posiadają energie wyższe od energii stanów (14), (15), (16).

Np. stan singletowy o postaci

$$|\tilde{S}\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{r1}|\beta(2)\rangle_{r2} - |\alpha(2)\rangle_{r1}|\beta(1)\rangle_{r2}] \quad (21)$$

W nanourządzeniach A i B o parametrach z obszaru II wszystkie inne stany końcowe posiadają energie wyższe od energii stanów (14), (15), (16).

Np. stan singletowy o postaci

$$|\tilde{S}\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{r1}|\beta(2)\rangle_{r2} - |\alpha(2)\rangle_{r1}|\beta(1)\rangle_{r2}] \quad (21)$$

nie jest stanem podstawowym w nanourządzeniach o parametrach z obszaru II.

W nanourządzeniach A i B o parametrach z obszaru II wszystkie inne stany końcowe posiadają energie wyższe od energii stanów (14), (15), (16).

Np. stan singletowy o postaci

$$|\tilde{S}\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha(1)\rangle_{r1}|\beta(2)\rangle_{r2} - |\alpha(2)\rangle_{r1}|\beta(1)\rangle_{r2}] \quad (21)$$

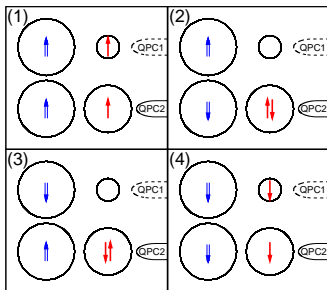
nie jest stanem podstawowym w nanourządzeniach o parametrach z obszaru II.

Jednakże stan (21) oraz inne stany z obsadzeniem prawych kropek różnym od podanego wzorami (14), (15) i (16) mogą się pojawiać jako stany podstawowe w nanourządzeniach opisanych parametrami z obszarów I, III i V (por. rysunek 10.18).

a)

	X	Y	Z
(1)	0	0	0
(2)	0	1	1
(3)	1	0	1
(4)	1	1	0

b)



Rysunek: 10.19. (a) Tabela prawdy bramki logicznej XOR. (b) Lokalizacja elektronów w stanach spinowych $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$ pokazana schematycznie dla stanu początkowego (strzałki niebieskie) i końcowego (strzałki czerwone) operacji (1-4) zdefiniowanych na rysunku (a). Wyniki (b) otrzymano dla nanourządzenia A z parametrami z obszaru II.

W tabeli prawdy [rysunek 10.19 (a)] X i Y oznaczają wejściowe wartości logiczne, a Z jest wyjściową wartością logiczną.

W tabeli prawdy [rysunek 10.19 (a)] X i Y oznaczają wejściowe wartości logiczne, a Z jest wyjściową wartością logiczną.

Wejściową wartość logiczną 0 (1) kodujemy jako stan spinowy $|\uparrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$) elektronu zlokalizowanego w jednej z lewych kropek.

W tabeli prawdy [rysunek 10.19 (a)] X i Y oznaczają wejściowe wartości logiczne, a Z jest wyjściową wartością logiczną.

Wejściową wartość logiczną 0 (1) kodujemy jako stan spinowy $|\uparrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$) elektronu zlokalizowanego w jednej z lewych kropek.

Po wykonaniu operacji kwantowy kontakt punktowy QPC1 (QPC2) mierzy ładunek elektryczny kropki QD($r1$) (QD($r2$)).

W tabeli prawdy [rysunek 10.19 (a)] X i Y oznaczają wejściowe wartości logiczne, a Z jest wyjściową wartością logiczną.

Wejściową wartość logiczną 0 (1) kodujemy jako stan spinowy $|\uparrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$) elektronu zlokalizowanego w jednej z lewych kropek.

Po wykonaniu operacji kwantowy kontakt punktowy QPC1 (QPC2) mierzy ładunek elektryczny kropki QD($r1$) (QD($r2$)).

Wynikowe wartości logiczne $Z = 0(1)$ zdefiniowane są jako **stany ładunkowe** $q(r1)$ prawej kropki kwantowej QD($r1$) następująco:

W tabeli prawdy [rysunek 10.19 (a)] X i Y oznaczają wejściowe wartości logiczne, a Z jest wyjściową wartością logiczną.

Wejściową wartość logiczną 0 (1) kodujemy jako stan spinowy $|\uparrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$) elektronu zlokalizowanego w jednej z lewych kropek.

Po wykonaniu operacji kwantowy kontakt punktowy QPC1 (QPC2) mierzy ładunek elektryczny kropki QD($r1$) (QD($r2$)).

Wynikowe wartości logiczne $Z = 0(1)$ zdefiniowane są jako **stany ładunkowe** $q(r1)$ prawej kropki kwantowej QD($r1$)

następująco:

jeżeli $q(r1) = 0$, to $Z = 1$,

W tabeli prawdy [rysunek 10.19 (a)] X i Y oznaczają wejściowe wartości logiczne, a Z jest wyjściową wartością logiczną.

Wejściową wartość logiczną 0 (1) kodujemy jako stan spinowy $|\uparrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$) elektronu zlokalizowanego w jednej z lewych kropek.

Po wykonaniu operacji kwantowy kontakt punktowy QPC1 (QPC2) mierzy ładunek elektryczny kropki QD($r1$) (QD($r2$)).

Wynikowe wartości logiczne $Z = 0(1)$ zdefiniowane są jako **stany ładunkowe** $q(r1)$ prawej kropki kwantowej QD($r1$)

następująco:

jeżeli $q(r1) = 0$, to $Z = 1$,

jeżeli $q(r1) = -e$, to $Z = 0$.

W przypadku użycia kwantowego kontaktu punktowego QPC2 do mierzenia ładunku elektrycznego kropki QD(r_2) wynikowe wartości logiczne zdefiniowane są następująco:

W przypadku użycia kwantowego kontaktu punkowego QPC2 do mierzenia ładunku elektrycznego kropki QD(r_2) wynikowe wartości logiczne zdefiniowane są następująco:
jeżeli $q(r_2) = -2e$, to $Z = 1$,

W przypadku użycia kwantowego kontaktu punktowego QPC2 do mierzenia ładunku elektrycznego kropki QD(r_2) wynikowe wartości logiczne zdefiniowane są następująco:

jeżeli $q(r_2) = -2e$, to $Z = 1$,

jeżeli $q(r_2) = -e$, to $Z = 0$.

Wnioski

Wnioski

Nanourządzenia A i B z parametrami dobranymi z obszarów II i IV wykonują operacje logicznej bramki XOR (por. tabela prawdy, rysunek 10.19 (a)).

Wnioski

Nanourządzenia A i B z parametrami dobranymi z obszarów II i IV wykonują operacje logicznej bramki XOR (por. tabela prawdy, rysunek 10.19 (a)).

Operacje te można zapisać jako

Wnioski

Nanourządzenia A i B z parametrami dobranymi z obszarów II i IV wykonują operacje logicznej bramki XOR (por. tabela prawdy, rysunek 10.19 (a)).

Operacje te można zapisać jako

$$|X\rangle_{l1}|Y\rangle_{l2} \longrightarrow |Z = X \oplus Y\rangle_{r1}, \quad (22)$$

Wnioski

Nanourządzenia A i B z parametrami dobranymi z obszarów II i IV wykonują operacje logicznej bramki XOR (por. tabela prawdy, rysunek 10.19 (a)).

Operacje te można zapisać jako

$$|X\rangle_{l1}|Y\rangle_{l2} \longrightarrow |Z = X \oplus Y\rangle_{r1}, \quad (22)$$

gdzie \oplus jest dodawaniem modulo 2.

Wnioski

Nanourządzenia A i B z parametrami dobranymi z obszarów II i IV wykonują operacje logicznej bramki XOR (por. tabela prawdy, rysunek 10.19 (a)).

Operacje te można zapisać jako

$$|X\rangle_{l1}|Y\rangle_{l2} \longrightarrow |Z = X \oplus Y\rangle_{r1}, \quad (22)$$

gdzie \oplus jest dodawaniem modulo 2.

Kubit wynikowy $|Z\rangle_{r1}$ jest mierzony za pomocą kwantowego kontaktu punktowego QPC1 jako stan ładunkowy kropki QD($r1$).

Wnioski

Nanourządzenia A i B z parametrami dobranymi z obszarów II i IV wykonują operacje logicznej bramki XOR (por. tabela prawdy, rysunek 10.19 (a)).

Operacje te można zapisać jako

$$|X\rangle_{l1}|Y\rangle_{l2} \longrightarrow |Z = X \oplus Y\rangle_{r1}, \quad (22)$$

gdzie \oplus jest dodawaniem modulo 2.

Kubit wynikowy $|Z\rangle_{r1}$ jest mierzony za pomocą kwantowego kontaktu punktowego QPC1 jako stan ładunkowy kropki QD($r1$). Jeżeli wykonamy pomiar ładunku kropki QD($r2$) za pomocą QPC2, to kubitami wynikowymi jest stan $|Z = X \oplus Y\rangle_{r2}$.

\implies Nanourządzenia A i B opisane parametrami z obszarów II i IV wykonują operacje **klasycznej bramki logicznej XOR**.

Odpowiednia **kwantowa bramka logiczna XOR** jest zdefiniowana jako

Odpowiednia **kwantowa bramka logiczna XOR** jest zdefiniowana jako

$$|X\rangle|Y\rangle \longrightarrow |X\rangle|Z = X \oplus Y\rangle . \quad (23)$$

Odpowiednia **kwantowa bramka logiczna XOR** jest zdefiniowana jako

$$|X\rangle|Y\rangle \longrightarrow |X\rangle|Z = X \oplus Y\rangle . \quad (23)$$

Jest to dwukubitowa bramka logiczna **równoważna bramce CNOT**.

Odpowiednia **kwantowa bramka logiczna XOR** jest zdefiniowana jako

$$|X\rangle|Y\rangle \longrightarrow |X\rangle|Z = X \oplus Y\rangle . \quad (23)$$

Jest to dwukubitowa bramka logiczna **równoważna bramce CNOT**.

Można zauważyć, że stany wynikowe $|Z\rangle$ operacji (22) i (23) są identyczne, natomiast kubit kontrolny $|X\rangle$ nie pojawia się w wyniku klasycznej operacji (22).

Podsumowanie wyników dla poczwórnych kropek kwantowych

Podsumowanie wyników dla poczwórnych kropek kwantowych

- ▶ w poczwórnej kropce kwantowej o odpowiednio dobranych parametrach można zrealizować transformację początkowo spreparowanego stanu spinowego pary elektronowej w końcowy stan spinowy o jednoznacznie określonej lokalizacji elektronów

Podsumowanie wyników dla poczwórnych kropek kwantowych

- ▶ w poczwórnej kropce kwantowej o odpowiednio dobranych parametrach można zrealizować transformację początkowo spreparowanego stanu spinowego pary elektronowej w końcowy stan spinowy o jednoznacznie określonej lokalizacji elektronów
- ▶ możliwe jest **w pełni elektryczne** sterowanie operacjami logicznymi na kubitach spinowych

Podsumowanie wyników dla poczwórnych kropek kwantowych

- ▶ w poczwórnej kropce kwantowej o odpowiednio dobranych parametrach można zrealizować transformację początkowo spreparowanego stanu spinowego pary elektronowej w końcowy stan spinowy o jednoznacznie określonej lokalizacji elektronów
- ▶ możliwe jest **w pełni elektryczne** sterowanie operacjami logicznymi na kubitach spinowych
- ▶ **elektryczny odczyt końcowego stanu spinowego (konwersja spin-ładunek)**

Podsumowanie wyników dla poczwórnych kropek kwantowych

- ▶ w poczwórnej kropce kwantowej o odpowiednio dobranych parametrach można zrealizować transformację początkowo spreparowanego stanu spinowego pary elektronowej w końcowy stan spinowy o jednoznacznie określonej lokalizacji elektronów
- ▶ możliwe jest **w pełni elektryczne** sterowanie operacjami logicznymi na kubitach spinowych
- ▶ **elektryczny odczyt końcowego stanu spinowego (konwersja spin-ładunek)**
- ▶ poczwórna kropka kwantowa jest obiecującym nanoukładem do operacji logicznych:

Podsumowanie wyników dla poczwórnych kropek kwantowych

- ▶ w poczwórnej kropce kwantowej o odpowiednio dobranych parametrach można zrealizować transformację początkowo spreparowanego stanu spinowego pary elektronowej w końcowy stan spinowy o jednoznacznie określonej lokalizacji elektronów
- ▶ możliwe jest **w pełni elektryczne** sterowanie operacjami logicznymi na kubitach spinowych
- ▶ **elektryczny odczyt końcowego stanu spinowego (konwersja spin-ładunek)**
- ▶ poczwórna kropka kwantowa jest obiecującym nanoukładem do operacji logicznych:
stany wejściowe i wyjściowe (wynikowe) – dobrze określone i rozdzielone przestrzennie (kropki lewe i prawe)

Główne źródła dekoherencji kubitów w kropkach kwantowych

(1) oddziaływanie elektron-fonon

- (1) oddziaływanie elektron-fonon
 \implies dekoherencja stanów orbitalnych
czas koherencji $T_2 \simeq 1 - 10$ ns

- (1) oddziaływanie elektron-fonon
 \implies dekoherencja stanów orbitalnych
czas koherencji $T_2 \simeq 1 - 10$ ns
- (2) oddziaływanie nadsubtelne spinu elektronu ze spinami jąder sieci krystalicznej

- (1) oddziaływanie elektron-fonon
⇒ dekoherencja stanów orbitalnych
czas koherencji $T_2 \simeq 1 - 10$ ns
- (2) oddziaływanie nadsubtelne spinu elektronu ze spinami jąder sieci krystalicznej
⇒ dekoherencja stanów spinowych
 $T_2 \simeq 1\mu s$

Spiny jader:

Spiny jąder:

$I = 3/2$ dla jąder Ga oraz As, np. w GaAs

Spiny jąder:

$I = 3/2$ dla jąder Ga oraz As, np. w GaAs

$I = 9/2$ dla jąder In, np. w InAs, InP

Eksperymenty z kubitami spinowymi

Nieniszczący pomiar spinów pary elektronów w pojedynczej kropce kwantowej

Nieniszczący pomiar spinów pary elektronów w pojedynczej kropce kwantowej

T. Meunier et al., Phys. Rev. B 74 (2006) 195303.

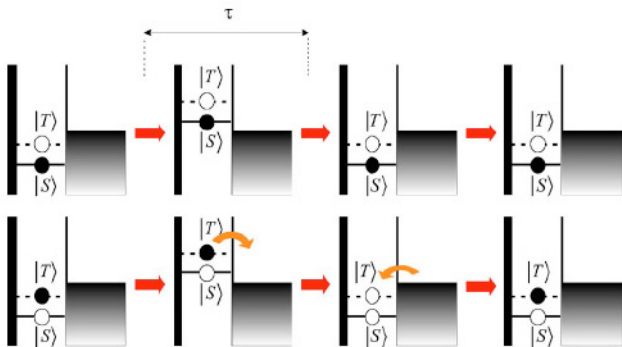
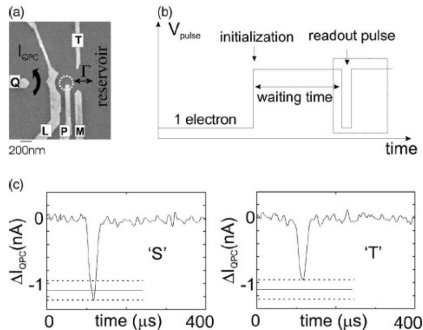


FIG. 1. (Color online) Schematic of the quantum dot throughout the nondestructive measurement scheme, for a singlet (top) or triplet (bottom) initial state. Curved arrows indicate tunnel process. The interesting feature is that the spin state is the same before and after the measurement.

Schemat pomiaru.



(a) Obraz ze skaningowego mikroskopu elektronowego. (b) Impulsy napięcia przyłożonego do bramki P. (c) Rejestrowana zmiana prądu przez kwantowy kontakt punktowy (QPC) w przedziale 400 μs jako odpowiedź na sygnał oznaczony prostokątem na rys. (b) dla singletu 'S' i trypletu 'T'.

Koherentna manipulacja stanami spinowymi w sprzężonych kropkach kwantowych

Koherentna manipulacja stanami spinowymi w sprzężonych kropkach kwantowych

J.R. Petta et al., Science 309 (2005) 2180.

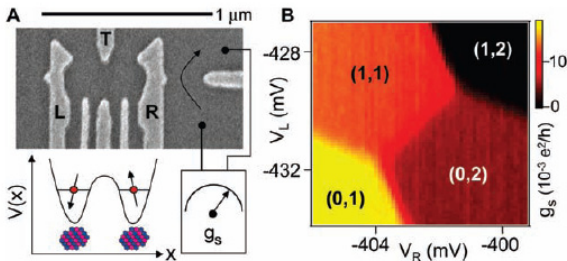
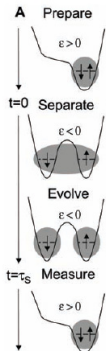


Fig. 1. (A) Scanning electron micrograph of a sample identical to the one measured, consisting of electrostatic gates on the surface of a two-dimensional electron gas. Voltages on gates L and R control the number of electrons in the left and right dots. Gate T is used to adjust the interdot tunnel coupling. The quantum point contact conductance g_s is sensitive primarily to the number of electrons in the right dot. (B) g_s measured as a function of V_L and V_R reflects the double-dot charge stability diagram (a background slope has been subtracted). Charge states are labeled (m,n) , where m is the number of electrons in the left dot and n is the number of electrons in the right dot. Each charge state gives a distinct reading of g_s .

MBER 2005 VOL 309 SCIENCE www.sciencemag.org

(A) Obraz elektrod definiujących sprzężone kropki kwantowe, przebieg potencjału uwięzienia i schemat pomiaru przewodnictwa. (B) Wyniki pomiaru przewodnictwa przez QPC dla różnych liczb elektronów (n, m) w lewej (n) i prawej (m) kropce.



Cykle eksperymentalnej manipulacji spinami za pomocą zmian parametru asymetrii ϵ potencjałów przyłożonych do elektrod L i R.

Technologie kwantowe konkurencyjne w stosunku do kropek kwantowych

(1) pułapki jonowe

- (1) pułapki jonowe
- (2) wnęki atomowe

- (1) pułapki jonowe
- (2) wnęki atomowe
- (3) układy NMR

- (1) pułapki jonowe
- (2) wnęki atomowe
- (3) układy NMR
- (4) układy nadprzewodzące

- (1) pułapki jonowe
- (2) wnęki atomowe
- (3) układy NMR
- (4) układy nadprzewodzące

Wady układów (1-3)

- (1) pułapki jonowe
- (2) wnęki atomowe
- (3) układy NMR
- (4) układy nadprzewodzące

Wady układów (1-3)

- ▶ trudna integracja z obecną elektroniką

- (1) pułapki jonowe
- (2) wnęki atomowe
- (3) układy NMR
- (4) układy nadprzewodzące

Wady układów (1-3)

- ▶ trudna integracja z obecną elektroniką
- ▶ trudna skalowalność

- (1) pułapki jonowe
- (2) wnęki atomowe
- (3) układy NMR
- (4) układy nadprzewodzące

Wady układów (1-3)

- ▶ trudna integracja z obecną elektroniką
- ▶ trudna skalowalność
- ▶ duże rozmiary

Zalety kropek kwantowych

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**
- (2) Łatwość integracji z istniejącą elektroniką

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**
- (2) Łatwość integracji z istniejącą elektroniką
⇒ **nanoelektronika**

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**
- (2) Łatwość integracji z istniejącą elektroniką
⇒ **nanoelektronika**
- (3) Skalowalność

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**
- (2) Łatwość integracji z istniejącą elektroniką
⇒ **nanoelektronika**
- (3) Skalowalność
⇒ **układ scalony = matryca kropek kwantowych**

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**
- (2) Łatwość integracji z istniejącą elektroniką
⇒ **nanoelektronika**
- (3) Skalowalność
⇒ **układ scalony = matryca kropek kwantowych**
- (4) Granica miniaturyzacji sztucznie wytworzonych przyrządów elektronicznych.

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**
- (2) Łatwość integracji z istniejącą elektroniką
⇒ **nanoelektronika**
- (3) Skalowalność
⇒ **układ scalony = matryca kropek kwantowych**
- (4) Granica miniaturyzacji sztucznie wytworzonych przyrządów elektronicznych. **Dalsza miniaturyzacja: naturalne atomy i molekuły**

Zalety kropek kwantowych

- (1) Możliwość modelowania własności elektronowych
⇒ **inżynieria kwantowa**
- (2) Łatwość integracji z istniejącą elektroniką
⇒ **nanoelektronika**
- (3) Skalowalność
⇒ **układ scalony = matryca kropek kwantowych**
- (4) Granica miniaturyzacji sztucznie wytworzonych przyrządów elektronicznych. **Dalsza miniaturyzacja: naturalne atomy i molekuły**
⇒ **elektronika molekularna.**

Nanokomputery

Nanokomputery (zrealizowane dotychczas, częściowo kwantowe maszyny):

Nanokomputery (zrealizowane dotychczas, częściowo kwantowe maszyny):

- ▶ obliczenia wykonywane w sposób klasyczny (konwencjonalny)

Nanokomputery (zrealizowane dotychczas, częściowo kwantowe maszyny):

- ▶ obliczenia wykonywane w sposób klasyczny (konwencjonalny)
- ▶ możliwa miniaturyzacja klasycznych układów elektronicznych do ~ 10 nm

Nanokomputery (zrealizowane dotychczas, częściowo kwantowe maszyny):

- ▶ obliczenia wykonywane w sposób klasyczny (konwencjonalny)
- ▶ możliwa miniaturyzacja klasycznych układów elektronicznych do ~ 10 nm
- ▶ zjawiska kwantowe mają niekorzystny wpływ na działanie nanokomputera,

Nanokomputery (zrealizowane dotychczas, częściowo kwantowe maszyny):

- ▶ obliczenia wykonywane w sposób klasyczny (konwencjonalny)
- ▶ możliwa miniaturyzacja klasycznych układów elektronicznych do ~ 10 nm
- ▶ zjawiska kwantowe mają niekorzystny wpływ na działanie nanokomputera, np. prąd tunelowy przez barierę

Nanokomputery (zrealizowane dotychczas, częściowo kwantowe maszyny):

- ▶ obliczenia wykonywane w sposób klasyczny (konwencjonalny)
- ▶ możliwa miniaturyzacja klasycznych układów elektronicznych do ~ 10 nm
- ▶ zjawiska kwantowe mają niekorzystny wpływ na działanie nanokomputera, np. prąd tunelowy przez barierę
- ▶ w pewnym zakresie można te zjawiska eliminować, np. wytwarzając warstwy barier z izolatorów o bardzo dużej przenikalności elektrycznej (azotki)

Nanokomputery (zrealizowane dotychczas, częściowo kwantowe maszyny):

- ▶ obliczenia wykonywane w sposób klasyczny (konwencjonalny)
- ▶ możliwa miniaturyzacja klasycznych układów elektronicznych do ~ 10 nm
- ▶ zjawiska kwantowe mają niekorzystny wpływ na działanie nanokomputera, np. prąd tunelowy przez barierę
- ▶ w pewnym zakresie można te zjawiska eliminować, np. wytwarzając warstwy barier z izolatorów o bardzo dużej przenikalności elektrycznej (azotki)
- ▶ możliwe zastosowanie kropek kwantowych w nanokomputerach

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów
($N \gtrsim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny.

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów ($N \gtrsim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny.
Np. energia potrzebna do naładowania kropki dodatkowym elektronem

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów ($N \gg \sim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny. Np. energia potrzebna do naładowania kropki dodatkowym elektronem

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (24)$$

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów ($N \gtrsim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny. Np. energia potrzebna do naładowania kropki dodatkowym elektronem

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (24)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną kropki.

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów ($N \gg \sim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny. Np. energia potrzebna do naładowania kropki dodatkowym elektronem

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (24)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną kropki. Jeżeli

$$\Delta E \gg k_B T, \quad (25)$$

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów ($N \gg \sim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny. Np. energia potrzebna do naładowania kropki dodatkowym elektronem

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (24)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną kropki. Jeżeli

$$\Delta E \gg k_B T, \quad (25)$$

to możliwe jest wykonywanie operacji jednoelektronowych w temperaturze T .

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów ($N \gg \sim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny. Np. energia potrzebna do naładowania kropki dodatkowym elektronem

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (24)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną kropki. Jeżeli

$$\Delta E \gg k_B T, \quad (25)$$

to możliwe jest wykonywanie operacji jednoelektronowych w temperaturze T .

\implies zanedbywalne straty energii i wydzielanie ciepła

Kropka kwantowa zawierająca dużą liczbę elektronów ($N \gg \sim 20$) zachowuje się jak układ (prawie) klasyczny. Np. energia potrzebna do naładowania kropki dodatkowym elektronem

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (24)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną kropki.

Jeżeli

$$\Delta E \gg k_B T, \quad (25)$$

to możliwe jest wykonywanie operacji jednoelektronowych w temperaturze T .

\implies zanedbywalne straty energii i wydzielanie ciepła

\implies duża szybkość operacji logicznych na pojedynczych elektronach

Perspektywy budowy komputera kwantowego

**"Quantum Computer Quest",
Nature, Vol, 516, grudzień 2014**

”Quantum Computer Quest”,
Nature, Vol, 516, grudzień 2014

”Wydaje się, że obecnie nie ma żadnych brakujących elementów konstrukcyjnych do budowy komputera kwantowego”.

Aktualny stan badań

Aktualny stan badań

Najtrudniejszy problem rozwiązany dotąd przez najlepszy komputer kwantowy:

Aktualny stan badań

Najtrudniejszy problem rozwiązany dotąd przez najlepszy komputer kwantowy:
rozłożenie liczby 21 na czynniki pierwsze

Aktualny stan badań

Najtrudniejszy problem rozwiązany dotąd przez najlepszy komputer kwantowy:

rozłożenie liczby 21 na czynniki pierwsze

Odpowiedź: są to liczby 3 i 7.

Stanowisko sceptyków

Stanowisko sceptyków

Obecny stan rozwoju technologii obliczeń kwantowych można porównać do rozwoju technologii produkcji energii z kontrolowanej syntezy jądrowej:

Stanowisko sceptyków

Obecny stan rozwoju technologii obliczeń kwantowych można porównać do rozwoju technologii produkcji energii z kontrolowanej syntezy jądrowej:

Obie są technologiami rewolucyjnymi, ale ich realizacja stale opóźnia się o dziesiątki lat.

Stanowisko umiarkowanych optymistów

Stanowisko umiarkowanych optymistów

Pozostaje dużo do zrobienia, ale jest szansa realizacji obliczeń kwantowych w komputerze kwantowym.

Stanowisko umiarkowanych optymistów

Pozostaje dużo do zrobienia, ale jest szansa realizacji obliczeń kwantowych w komputerze kwantowym. Jednak nie określamy ścisłego planu czasowego tej realizacji.

Najbardziej obiecujące (obecnie) technologie obliczeń kwantowych:

Najbardziej obiecujące (obecnie) technologie obliczeń kwantowych:

- ▶ obwody nadprzewodzące:

Kubit = dwa prądy płynące w pętli okrążanej przez nośniki ładunku zgodnie i przeciwnie do ruchu wskazówek zegara.

Czas życia kubitów nadprzewodzących $T_1 \simeq 50 \div 100 \mu\text{s}$.

Najbardziej obiecujące (obecnie) technologie obliczeń kwantowych:

- ▶ obwody nadprzewodzące:

Kubit = dwa prądy płynące w pętli okrężanej przez nośniki ładunku zgodnie i przeciwnie do ruchu wskazówek zegara.

Czas życia kubitów nadprzewodzących $T_1 \simeq 50 \div 100 \mu\text{s}$.

- ▶ Spiny elektronów lub jąder atomowych. Czas życia kubitów spinowych w kryształach krzemu, nie zawierającym izotopów o niezerowym spinie, $T_1 \simeq 30 \text{ s}$.

Najbardziej obiecujące (obecnie) technologie obliczeń kwantowych:

- ▶ obwody nadprzewodzące:

Kubit = dwa prądy płynące w pętli okrężanej przez nośniki ładunku zgodnie i przeciwnie do ruchu wskazówek zegara.

Czas życia kubitów nadprzewodzących $T_1 \simeq 50 \div 100 \mu\text{s}$.

- ▶ Spiny elektronów lub jąder atomowych. Czas życia kubitów spinowych w kryształach krzemu, nie zawierającym izotopów o niezerowym spinie, $T_1 \simeq 30$ s.
- ▶ Anyon (kolektywne wzbudzenie materii o spinie niecałkowitym $\neq 0, 1, 2, \dots [\hbar]$ i niepoławkowym $\neq 1/2, 3/2, \dots [\hbar]$ \implies **kubity topologiczne.**

Dwa główne (aktualnie) kierunki badań:

Dwa główne (aktualnie) kierunki badań:

- (1) poszukiwanie kubitów o coraz dłuższym czasie życia i redukcja błędów (zmniejszenie wpływu dekoherencji),

Dwa główne (aktualnie) kierunki badań:

- (1) poszukiwanie kubitów o coraz dłuższym czasie życia i redukcja błędów (zmniejszenie wpływu dekoherencji),
- (2) poszukiwanie algorytmów, które poprawiałyby dowolne błędy.

Dwa główne (aktualnie) kierunki badań:

- (1) poszukiwanie kubitów o coraz dłuższym czasie życia i redukcja błędów (zmniejszenie wpływu dekoherencji),
- (2) poszukiwanie algorytmów, które poprawiałyby dowolne błędy.

Naukowcy pracujący nad praktyczną realizacją obliczeń kwantowych nazywani są

Dwa główne (aktualnie) kierunki badań:

- (1) poszukiwanie kubitów o coraz dłuższym czasie życia i redukcja błędów (zmniejszenie wpływu dekoherencji),
- (2) poszukiwanie algorytmów, które poprawiałyby dowolne błędy.

Naukowcy pracujący nad praktyczną realizacją obliczeń kwantowych nazywani są

inżynierami kwantowymi (określenie wg Google'a).

Plany badań na najbliższą przyszłość:

Plany badań na najbliższą przyszłość:

⇒ konstrukcja matrycy kubitów o możliwie dużej skali
(matryca kropek kwantowych),

Plany badań na najbliższą przyszłość:

⇒ konstrukcja matrycy kubitów o możliwie dużej skali
(matryca kropek kwantowych),

ale najpierw ma być zrealizowany projekt budowy 17-kubitowej
matrycy w ciągu najbliższych 5 lat

Plany badań na najbliższą przyszłość:
⇒ konstrukcja matrycy kubitów o możliwie dużej skali
(matryca kropek kwantowych),
ale najpierw ma być zrealizowany projekt budowy 17-kubitowej
matrycy w ciągu najbliższych 5 lat
(Ronald Hanson, Lieven Vandersypen, QUTech Centre, Delft
University of Technology, Holandia)

Matthias Troyer (Swiss Federal Institute of Technology, Zurich,
Szwajcaria)

Matthias Troyer (Swiss Federal Institute of Technology, Zurich,
Szwajcaria)

Odpowiedź na pytanie:

Matthias Troyer (Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Szwajcaria)

Odpowiedź na pytanie:

Co powoduje, że badania nad rozwojem i realizacją obliczeń kwantowych byłyby opłacalne ze względu na poniesione nakłady finansowe?

Matthias Troyer (Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Szwajcaria)

Odpowiedź na pytanie:

Co powoduje, że badania nad rozwojem i realizacją obliczeń kwantowych byłyby opłacalne ze względu na poniesione nakłady finansowe?

Nieopłacalne

Matthias Troyer (Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Szwajcaria)

Odpowiedź na pytanie:

Co powoduje, że badania nad rozwojem i realizacją obliczeń kwantowych byłyby opłacalne ze względu na poniesione nakłady finansowe?

Nieopłacalne

- ▶ szyfrowanie i odszyfrowywanie informacji, łamanie kodów szyfrujących,

Matthias Troyer (Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Szwajcaria)

Odpowiedź na pytanie:

Co powoduje, że badania nad rozwojem i realizacją obliczeń kwantowych byłyby opłacalne ze względu na poniesione nakłady finansowe?

Nieopłacalne

- ▶ szyfrowanie i odszyfrowywanie informacji, łamanie kodów szyfrujących,
- ▶ przeszukiwanie baz danych.

Znacznie bardziej opłacalne

Znacznie bardziej opłacalne

⇒ modelowanie własności elektronowych molekuł i materiałów na potrzeby zaawansowanej technologii

Znacznie bardziej opłacalne

⇒ modelowanie własności elektronowych molekuł i materiałów na potrzeby zaawansowanej technologii

W szczególności:

Znacznie bardziej opłacalne

⇒ modelowanie własności elektronowych molekuł i materiałów na potrzeby zaawansowanej technologii

W szczególności:

- ▶ poszukiwanie nowych katalizatorów reakcji chemicznych, które będą potrzebować znacznie mniej energii niż dotychczasowe,

Znacznie bardziej opłacalne

⇒ modelowanie własności elektronowych molekuł i materiałów na potrzeby zaawansowanej technologii

W szczególności:

- ▶ poszukiwanie nowych katalizatorów reakcji chemicznych, które będą potrzebować znacznie mniej energii niż dotychczasowe,
- ▶ poszukiwanie nowych nadprzewodników wysokotemperaturowych,

Znacznie bardziej opłacalne

⇒ **modelowanie własności elektronowych molekuł i materiałów na potrzeby zaawansowanej technologii**

W szczególności:

- ▶ poszukiwanie nowych katalizatorów reakcji chemicznych, które będą potrzebować znacznie mniej energii niż dotychczasowe,
- ▶ poszukiwanie nowych nadprzewodników wysokotemperaturowych,
- ▶ poszukiwanie nowych wydajnych technologii (opartych na katalizie) usuwania CO₂ z atmosfery Ziemi.

Gdzie obecnie jesteśmy?

Gdzie obecnie jesteśmy?

Wg umiarkowanych optymistów obecny stan badań nad komputerami kwantowymi można porównać do stany badań nad komputerami konwencjonalnymi z okresu 1945-1950, czyli

Gdzie obecnie jesteśmy?

Wg umiarkowanych optymistów obecny stan badań nad komputerami kwantowymi można porównać do stanu badań nad komputerami konwencjonalnymi z okresu 1945-1950, czyli jesteśmy gdzieś pomiędzy wynalezieniem tranzystora a konstrukcją obwodu scalonego.

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej,

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej, to produkty uboczne badań prowadzonych w tym kierunku mają (lub wkrótce będą miały) szerokie zastosowania.

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej, to produkty uboczne badań prowadzonych w tym kierunku mają (lub wkrótce będą miały) szerokie zastosowania.

Są to **technologie i urządzenie kwantowe**:

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej, to produkty uboczne badań prowadzonych w tym kierunku mają (lub wkrótce będą miały) szerokie zastosowania.

Są to **technologie i urządzenia kwantowe**:

- ▶ tranzystor jednolektronowy,

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej, to produkty uboczne badań prowadzonych w tym kierunku mają (lub wkrótce będą miały) szerokie zastosowania.

Są to **technologie i urządzenia kwantowe**:

- ▶ tranzystor jednolektronowy,
- ▶ tranzystor spinowy,

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej, to produkty uboczne badań prowadzonych w tym kierunku mają (lub wkrótce będą miały) szerokie zastosowania.

Są to **technologie i urządzenia kwantowe**:

- ▶ tranzystor jednolektronowy,
- ▶ tranzystor spinowy,
- ▶ jednoelektronowa komórka pamięci,

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej, to produkty uboczne badań prowadzonych w tym kierunku mają (lub wkrótce będą miały) szerokie zastosowania.

Są to **technologie i urządzenia kwantowe**:

- ▶ tranzystor jednolektronowy,
- ▶ tranzystor spinowy,
- ▶ jednoelektronowa komórka pamięci,
- ▶ koherentny prąd neutralnych atomów,

O ile nie możemy przewidzieć terminu realizacji komputera kwantowego, a w szczególności jego wersji komercyjnej, to produkty uboczne badań prowadzonych w tym kierunku mają (lub wkrótce będą miały) szerokie zastosowania.

Są to **technologie i urządzenia kwantowe**:

- ▶ tranzystor jednolektronowy,
- ▶ tranzystor spinowy,
- ▶ jednoelektronowa komórka pamięci,
- ▶ koherentny prąd neutralnych atomów,
- ▶ litografia kwantowa.