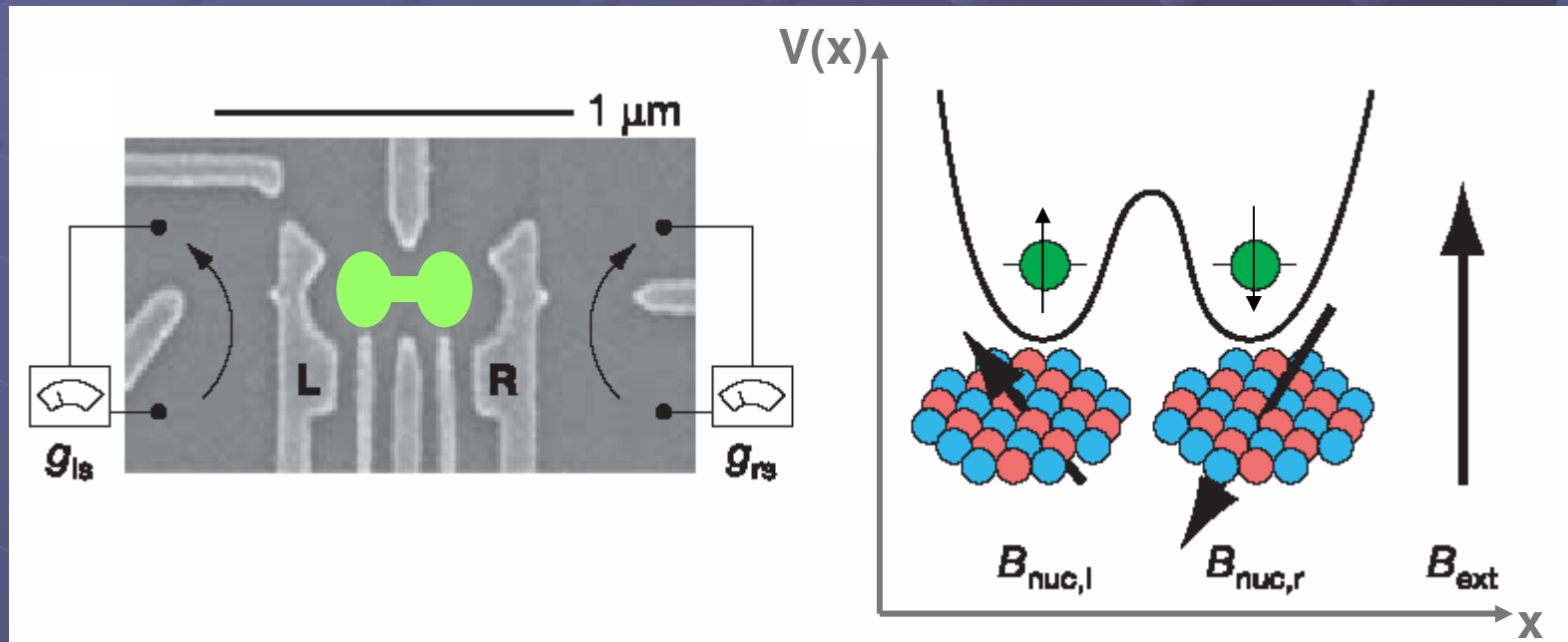


Punto cuántico como un bit cuántico



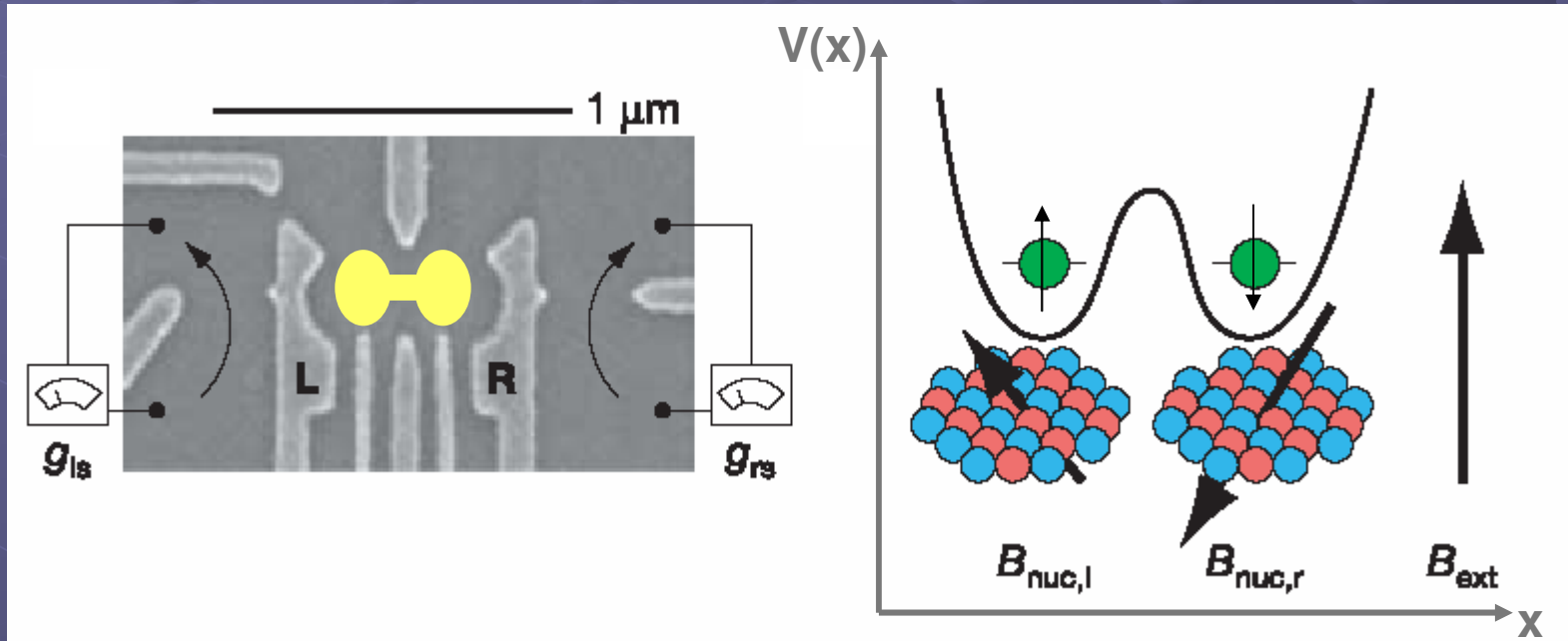
Elena Rufeil Fiori

Motivación

punto cuántico doble, con sólo 2 electrones:
molécula de hidrógeno artificial

↓ *gran diferencia*

acoplado a alrededor de un millón de espines nucleares del
sustrato donde está construido el punto cuántico



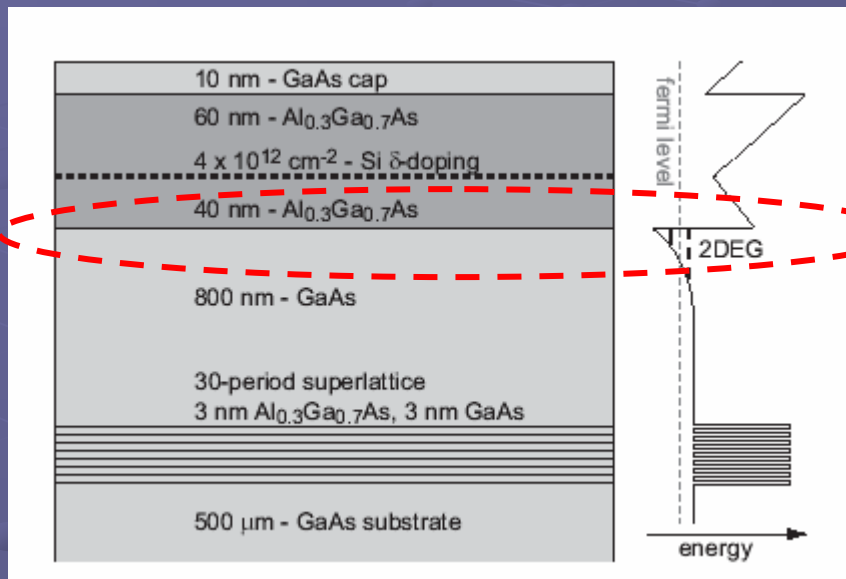
ambiente coherente aprovechado para realizar operaciones de
información cuántica

Organización de la charla

- Motivación,
- Puntos Cuánticos (breve),
- Puntos Cuánticos Dobles; control de voltaje, estados de carga y de espín,
- Qubit lógico: Singlete-Triplete,
- Separación espacial del singlete y pérdida de fase: medición de T_2^* ,
- Medición de oscilaciones de Rabi,
- Aplicación de operación SWAP,
- Extensión del tiempo de coherencia; T_2 ,
- Conclusiones.

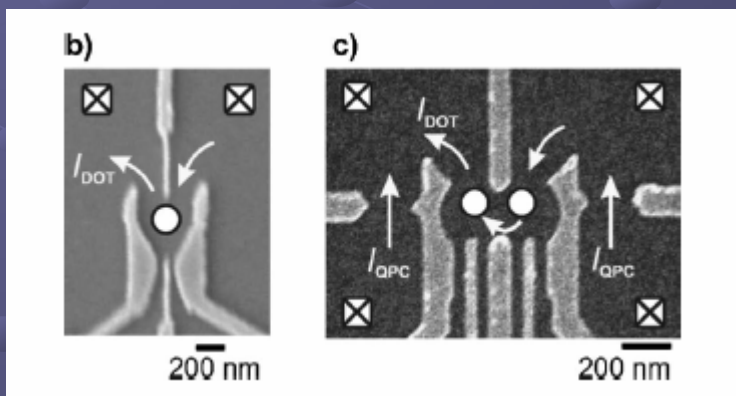
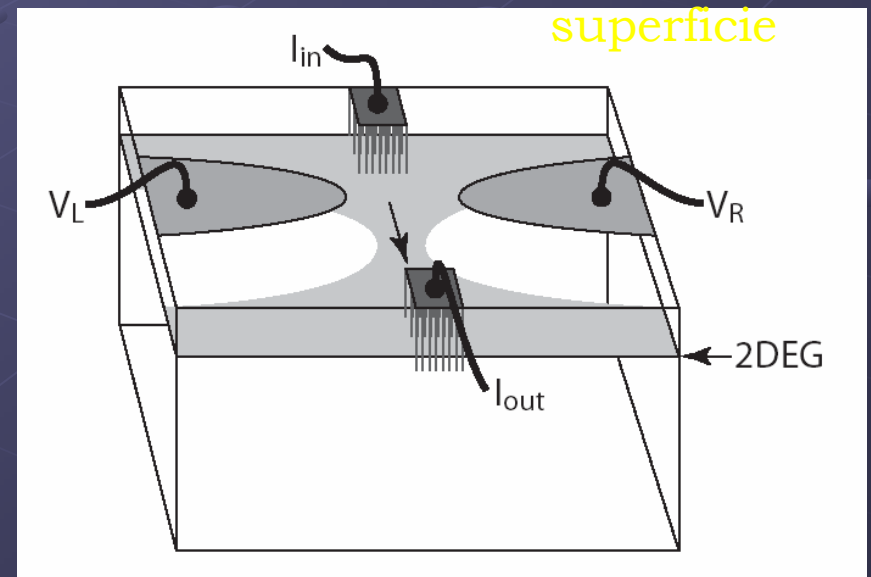
Puntos cuánticos (breve)

son sistemas semiconductores de tamaño nanoscópico capaces de alojar sólo un electrón \rightarrow átomos artificiales...



gas bidimensional de electrones

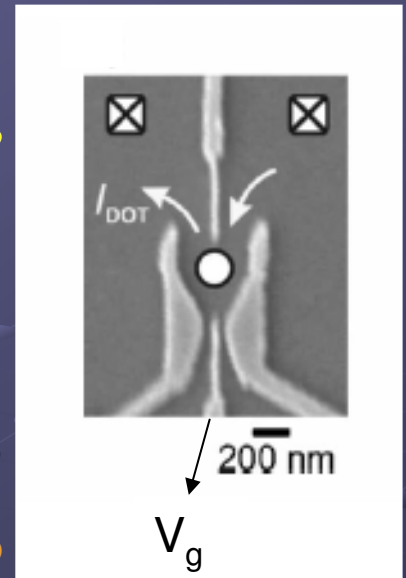
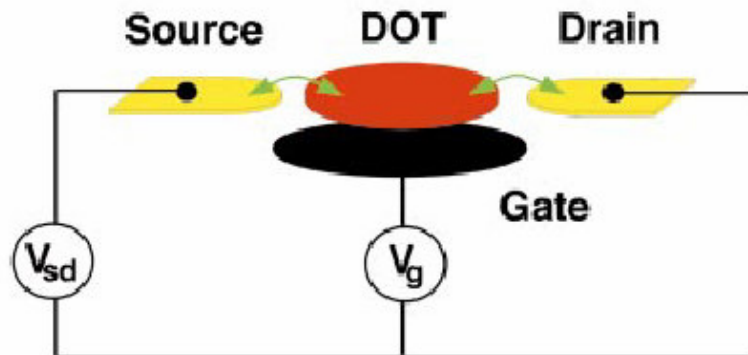
compuertas
metálicas en la
superficie



restricción del gas de electrones en 2 direcciones más \rightarrow sistema 0 dim

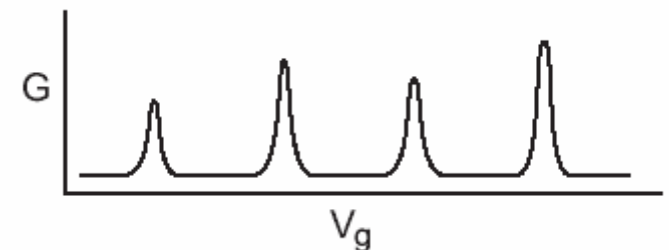
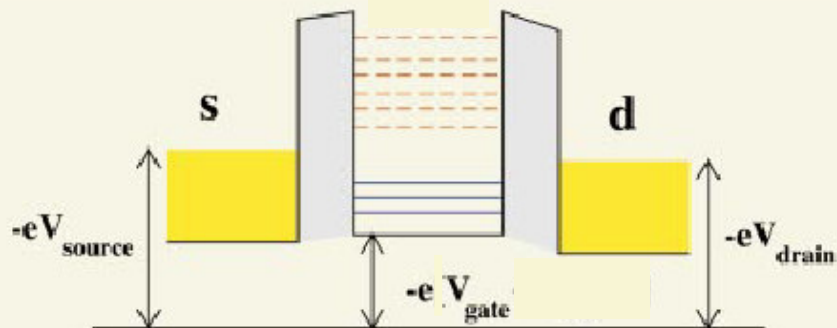
Punto cuántico

isla de e^-
acoplada a un reservorio fuente y uno colector,
con voltajes V_s y V_d ,
y con una compuerta de voltaje V_g .

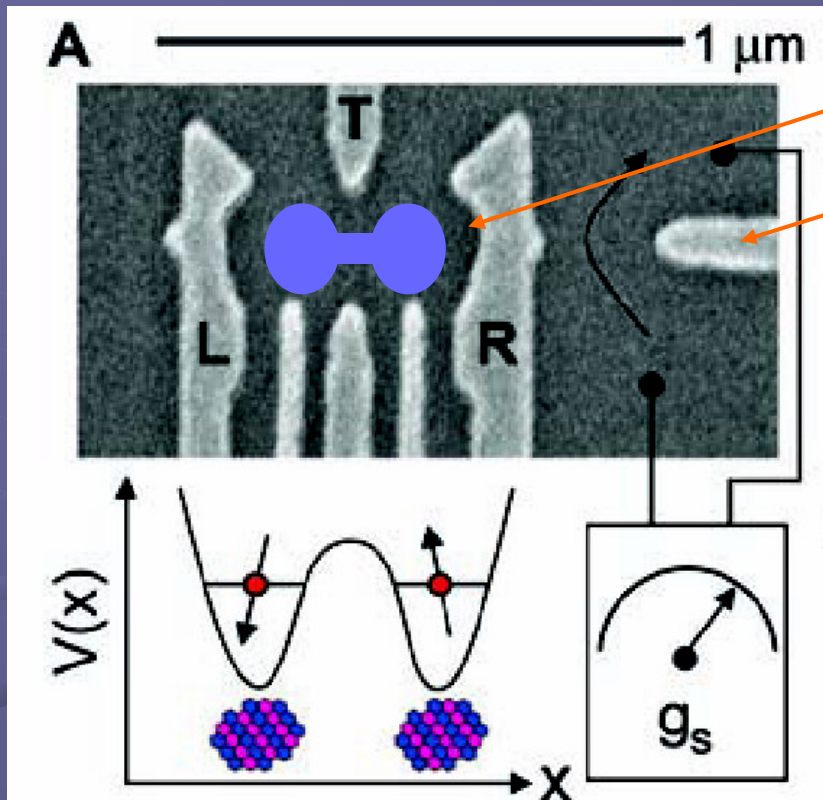


inferir
propied.
midiendo
conduct.

conductancia en
función del voltaje de
compuerta aplicado



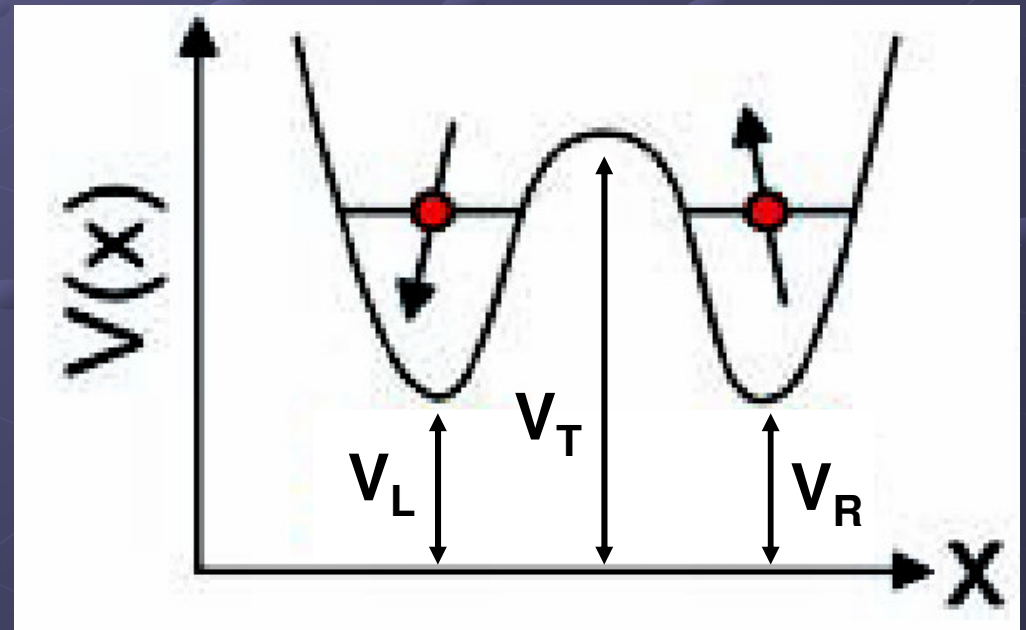
Punto cuántico doble



Punto Cuántico Doble

QPC: punta de contacto cuántica, mide conductancia lateral.

perfil de potencial creado



V_L y V_R : voltajes de compuerta de cada punto.

V_T : voltaje que controla la probabilidad de *tunneling* entre los puntos.

Estados de carga

g_s : conductancia del QPC de la derecha.

Disminuye si

- entra un e^- al sistema
- se transfiere un e^- al punto de la derecha

(n,m) :
estado de carga.
número de e^-
en el punto de la
(izq., der.)

$$\varepsilon \propto V_R - V_L$$

parámetro de
detuning

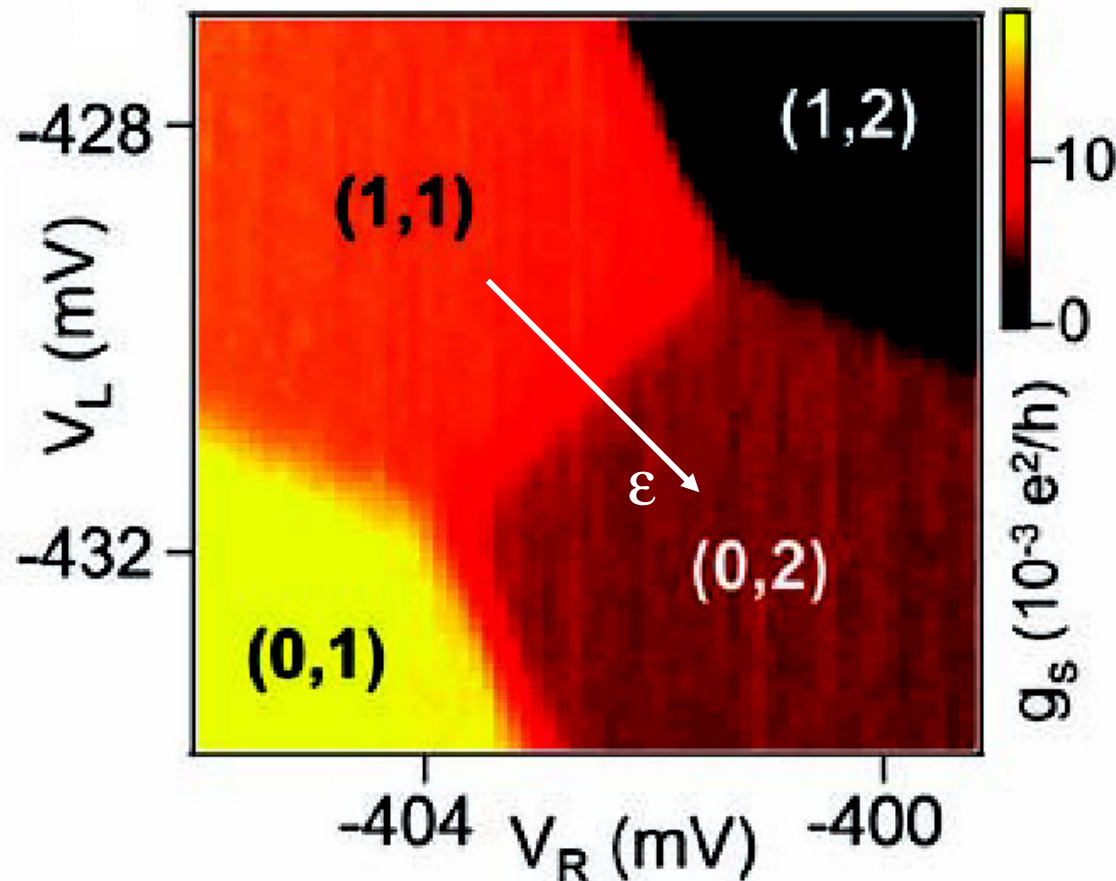
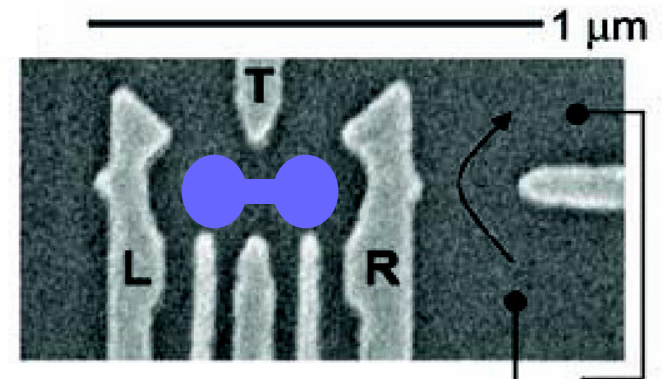


Diagrama de estabilidad de carga de un punto cuántico doble

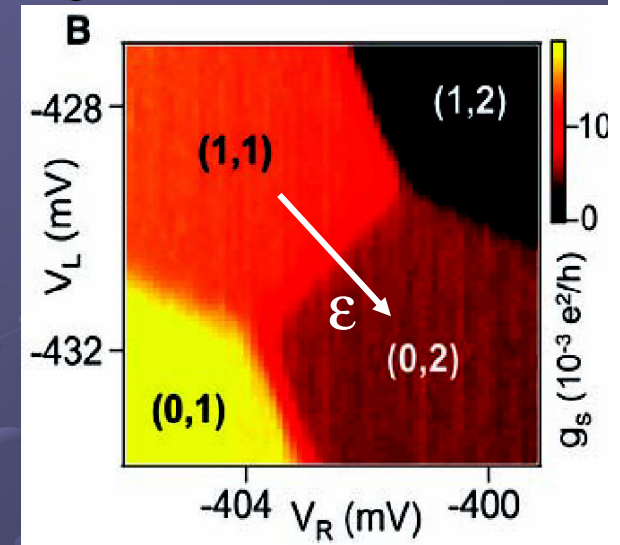
Intercambio controlado por voltaje



ϵ controla los estados de carga (1,1), (0,2)

$$\epsilon \propto V_R - V_L$$

$$\underline{\epsilon > 0}$$



estado fundamental de carga (0,2)
 confinamiento favorece estado de espín singlete S
 (0,2)S
 (los tripletes quedan energéticamente inaccesibles)

$$|S\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) / \sqrt{2} \quad s=0$$

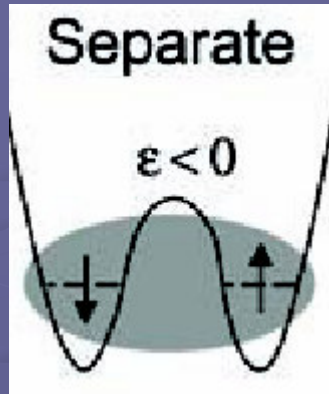
$$|T_+\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle$$

$$|T_0\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) / \sqrt{2}$$

$$|T_-\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$$

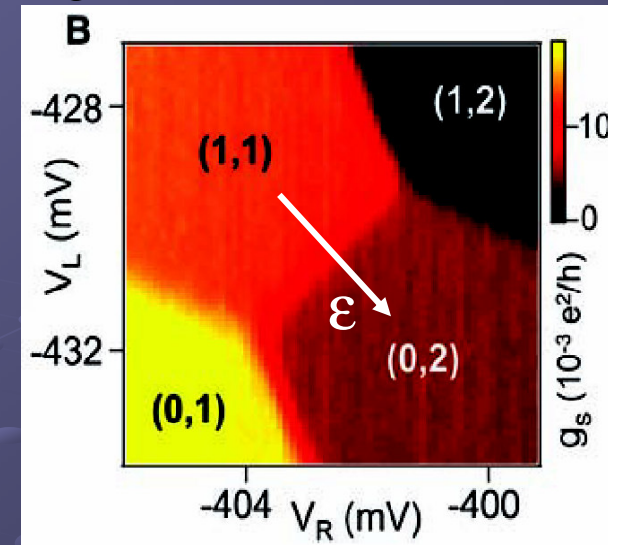
$$s=1, m_s=1, 0, -1$$

Intercambio controlado por voltaje



$$\underline{\varepsilon < 0}$$

est ftal de carga (1,1)
 los 4 estados de espín
 accesibles: singlete S,
 y los tripletes T_0, T_+, T_-



1. Ausencia de tunneling entre los dots:
 S, T_0, T_+, T_- son deg.



$$J = 0, B = 0$$

2. En presencia de un campo magnético:
 S, T_0 son deg.

$$J = 0, B \neq 0$$

3. En presencia de tunneling,
 se hibridizan los estados de carga (1,1) y (0,2)
 → resulta un desdoblamiento entre S y T_0

$$J \neq 0, B \neq 0$$

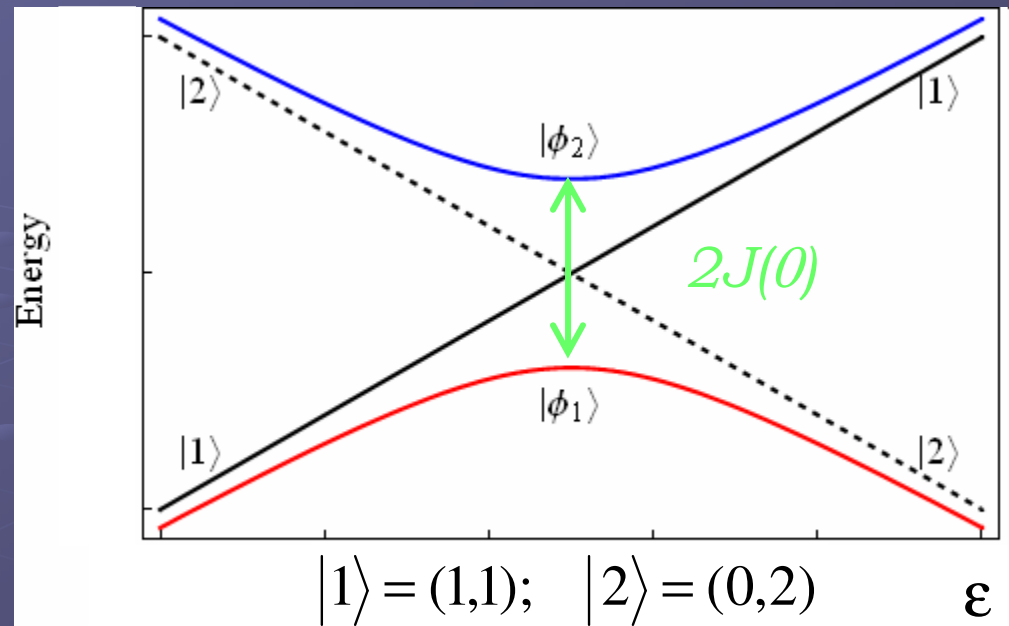


Intercambio

... en presencia de tunneling,
se hibridizan los estados de
carga (1,1) y (0,2)



resulta un desdoblamiento de
los estados S y T_0 de (1,1)
por intercambio $J(\epsilon)$

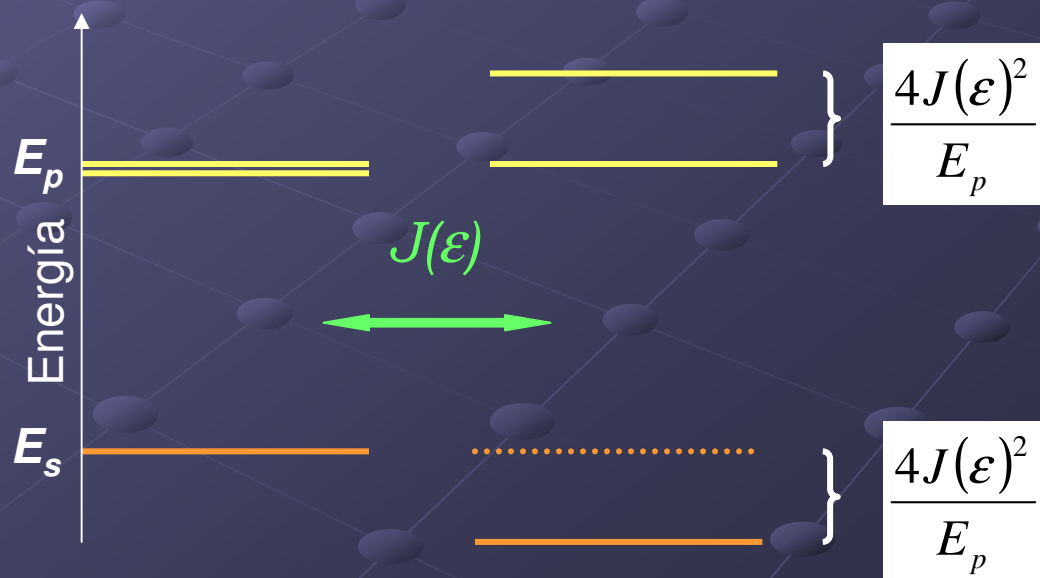


estados polares

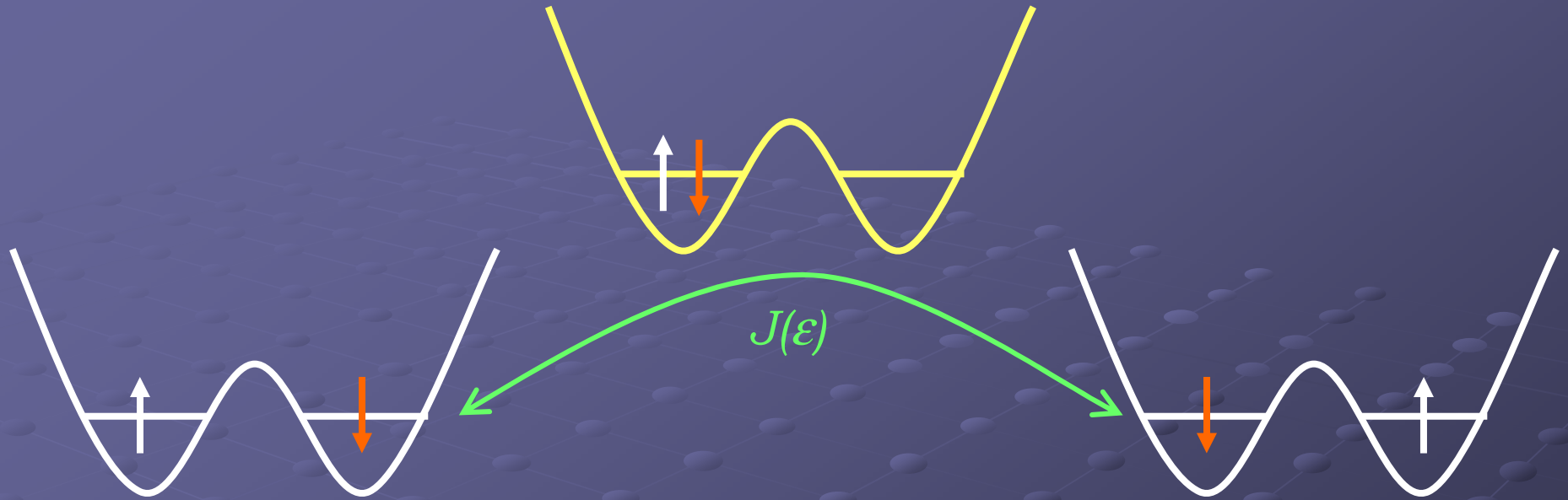
$$\phi_L(1)\phi_L(2)S; \phi_R(1)\phi_R(2)S$$

$$S = (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) / \sqrt{2}$$

$$(\phi_L(1)\phi_R(2) + \phi_R(1)\phi_L(2)) / \sqrt{2} S$$



Intercambio



estados polares

$$\phi_L(1)\phi_L(2)S; \phi_R(1)\phi_R(2)S$$

$$S = (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) / \sqrt{2}$$

$$(\phi_L(1)\phi_R(2) + \phi_R(1)\phi_L(2)) / \sqrt{2} S$$

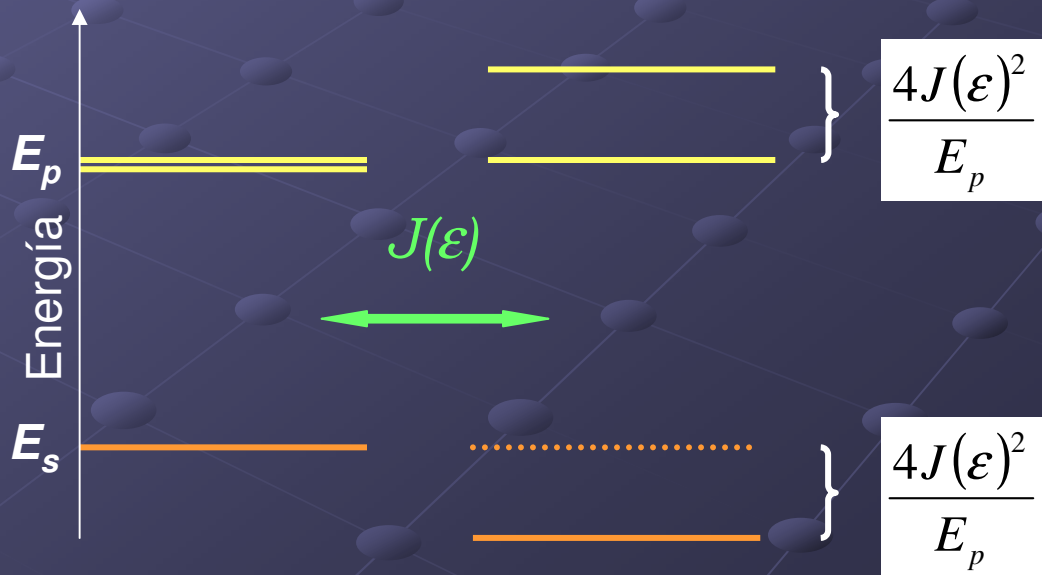
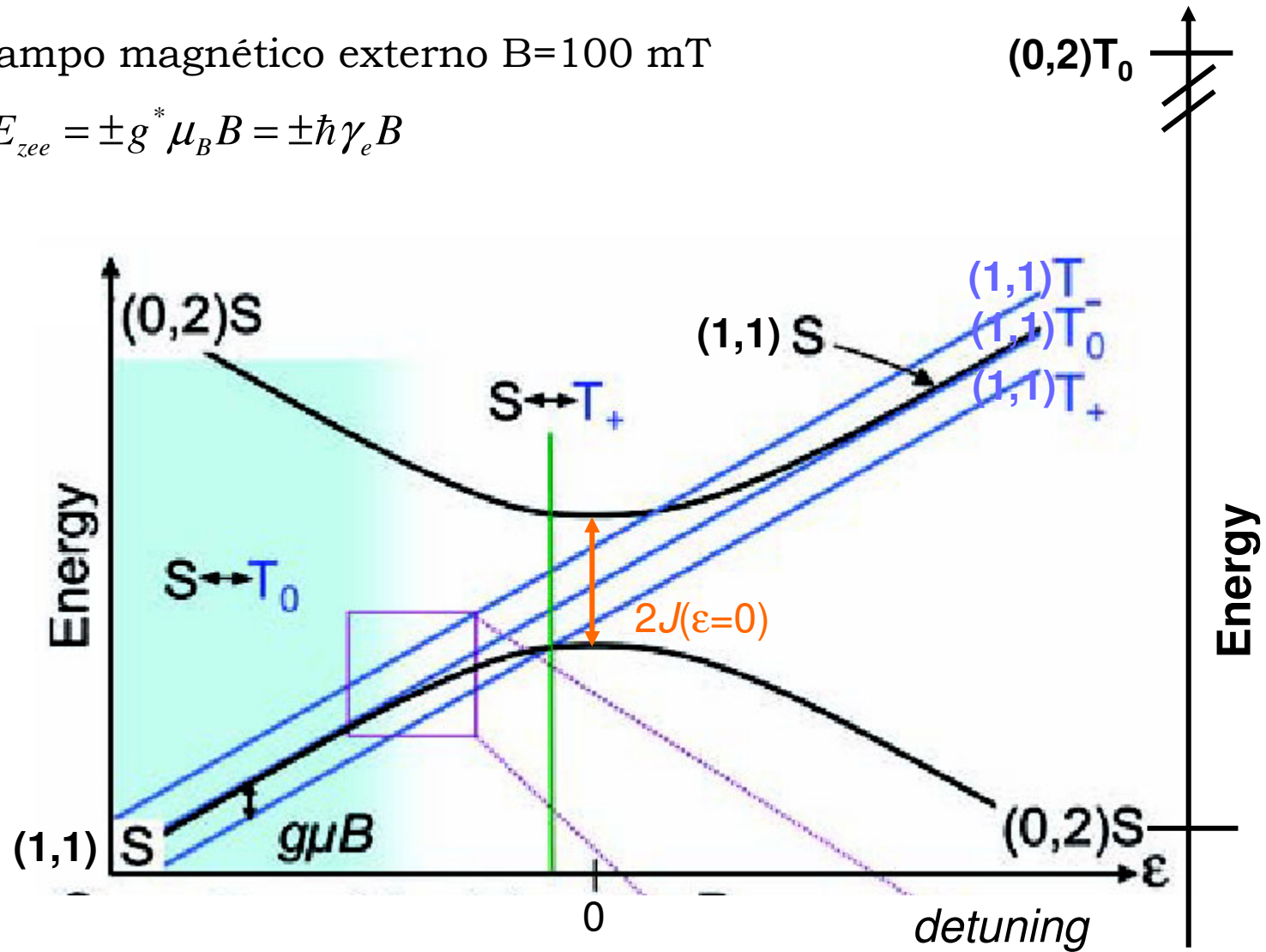


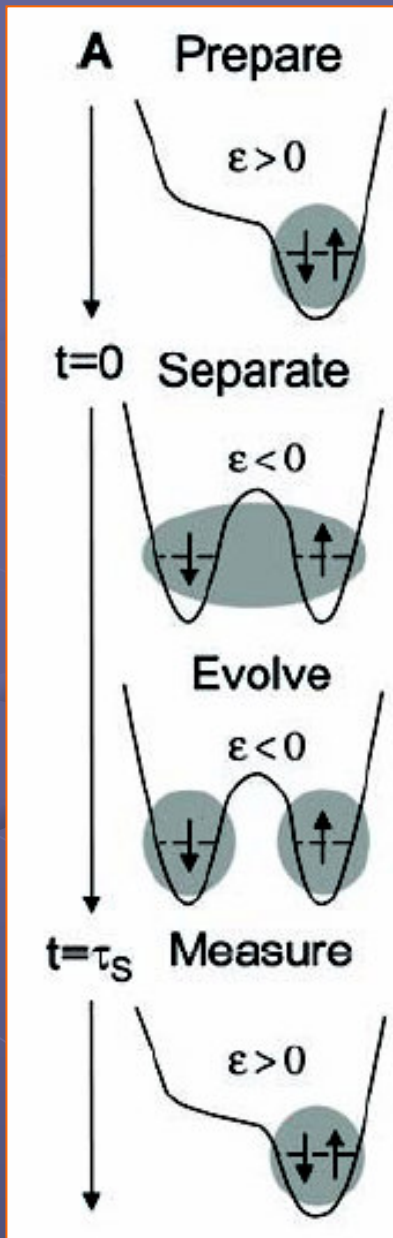
Diagrama de energía

campo magnético externo $B=100$ mT

$$E_{zee} = \pm g^* \mu_B B = \pm \hbar \gamma_e B$$



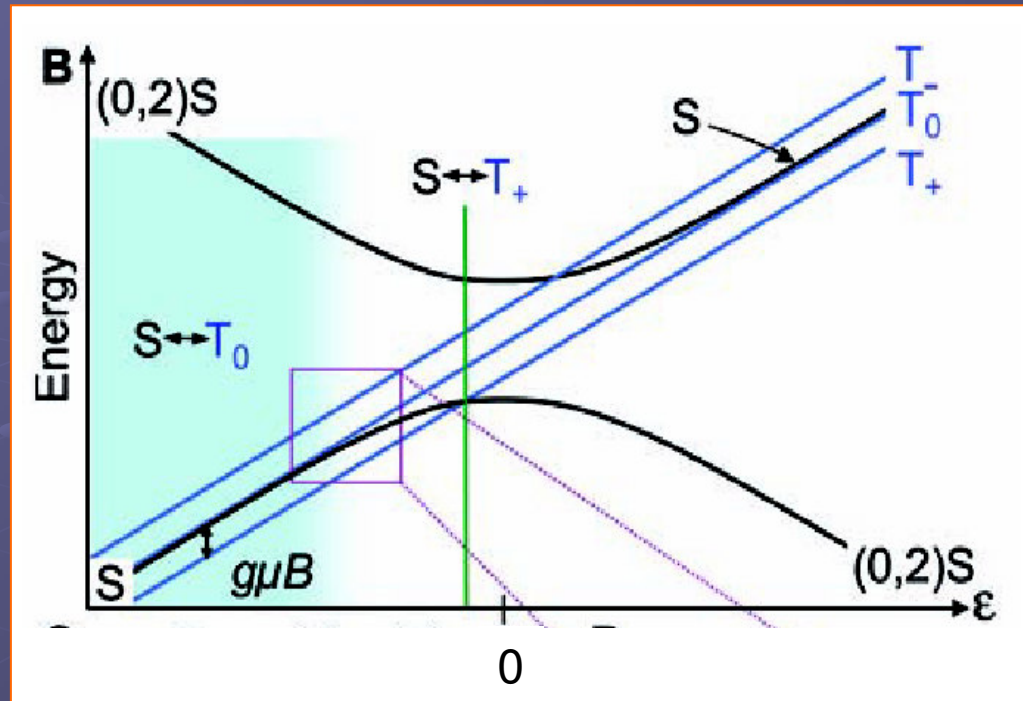
Esquema del experimento



Secuencia de pulsos de 4 pasos:

1. El sistema se inicializa en el estado fital $(0,2)S$

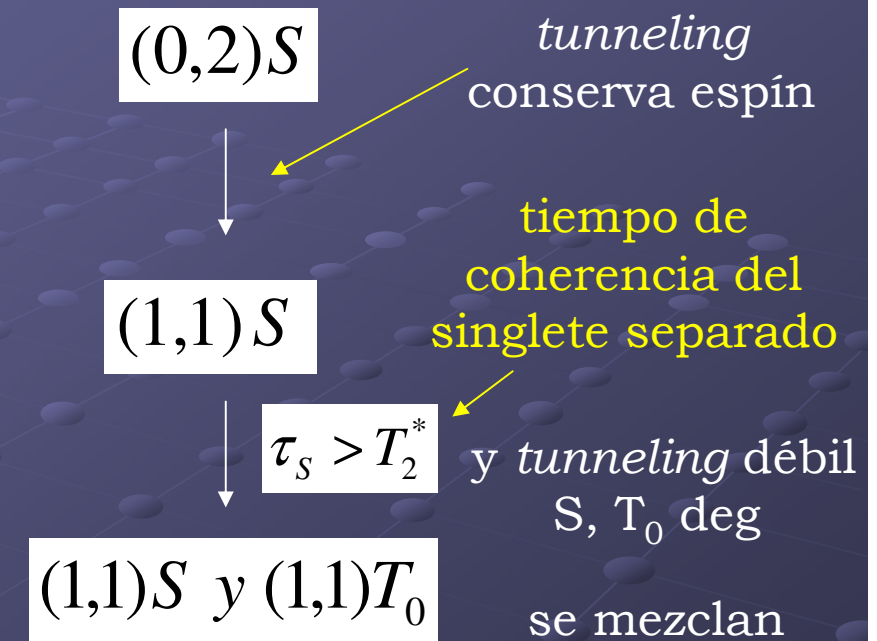
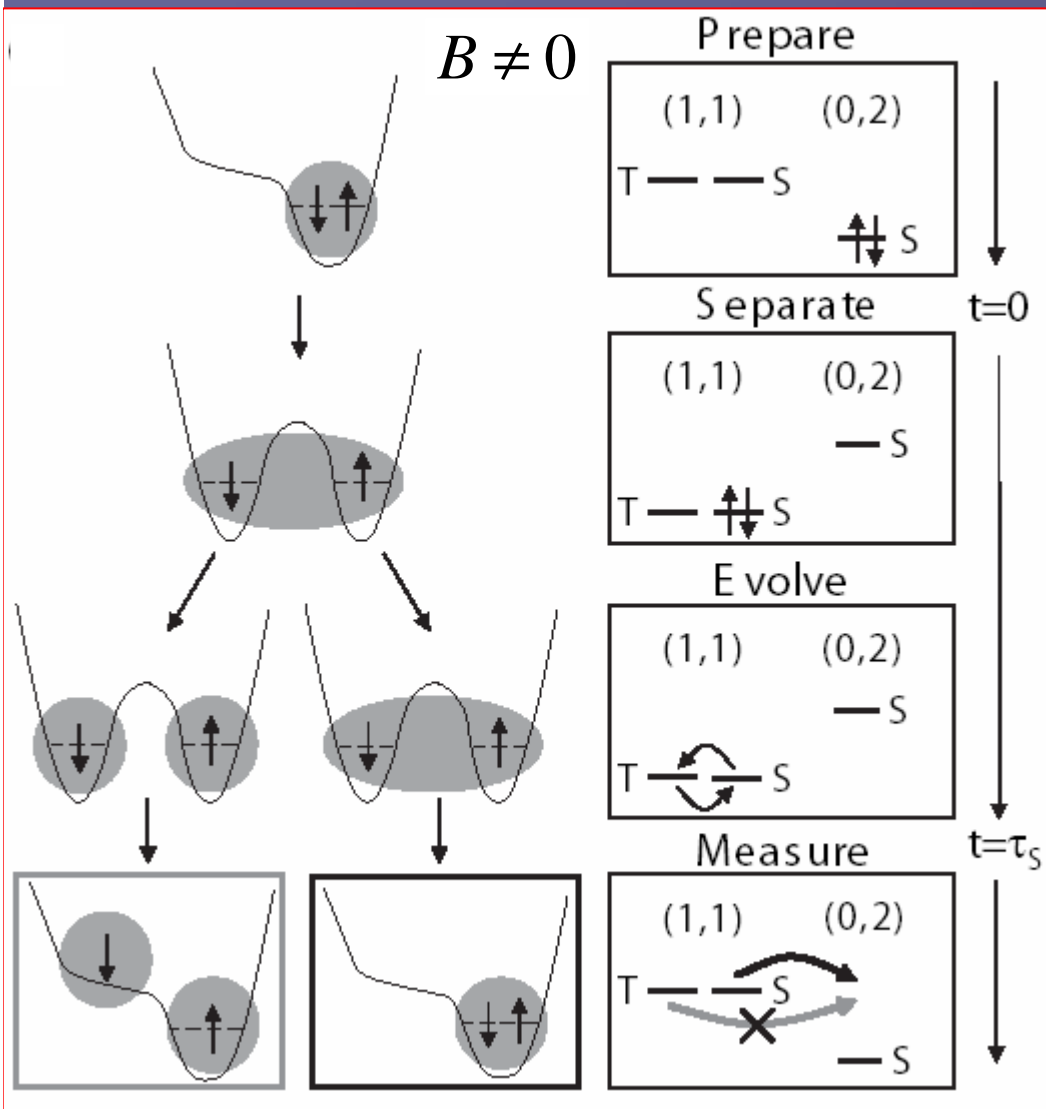
2. En $t=0$, el sistema se “inclina” para permitir a un e^- tunnelear al otro pozo: nuevo estado de carga $(1,1)$.



3. Se deja al sistema evolucionar durante un tiempo τ_s

4. Se vuelve a “inclinarse” el sistema para dejar $(0,2)S$ como est. fital. Así se proyecta el estado evolucionado al inicial y se mide la probabilidad de retorno a $(0,2)S$: $P_S \dots$

Esquema del experimento



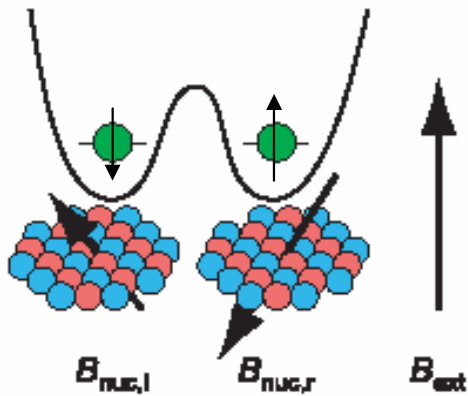
$$(1,1)S \longrightarrow (0,2)S$$

$$(1,1)T_0 \text{ —X—} \longrightarrow (0,2)S$$

Bloqueo por espín

$(0,2)T_0$ inaccesible energéticamente

Interacción hiperfina: Qubit lógico



Ambiente local:
cada e⁻ interactúa con
 10^6 espines nucleares
del GaAS

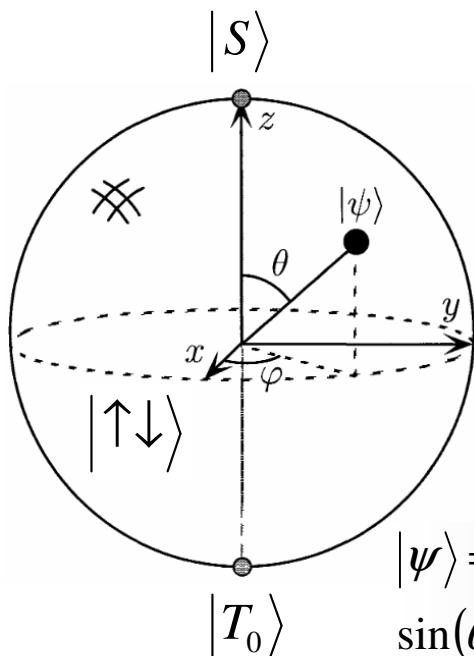
interacción hiperfina

campo local efectivo
aleatorio $B_{nuc} \sim 1 \text{ mT}$

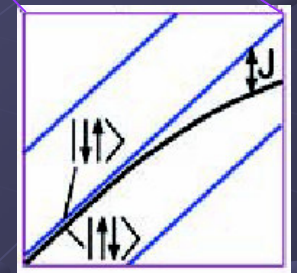
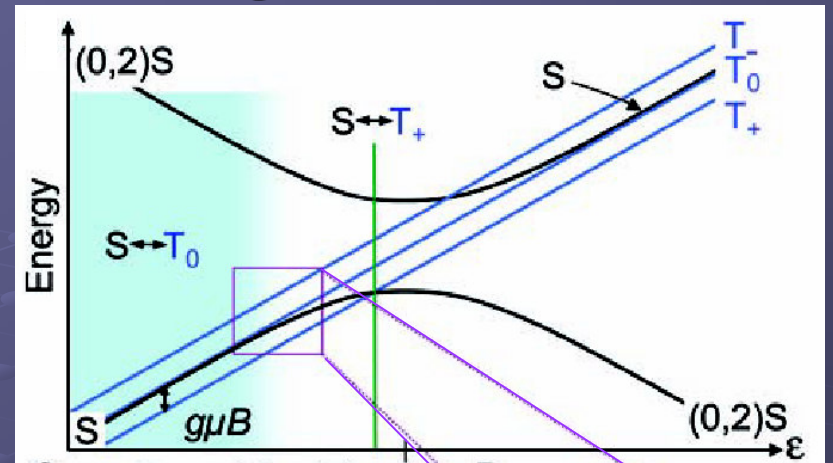
mezclan S y T_0

sistema efectivo
de 2 niveles

$$J(\epsilon) < g\mu_B B_{nuc}$$



$$|\psi\rangle = \cos(\theta/2)|S\rangle + (\cos(\phi) + i\sin(\phi)) \times \sin(\theta/2)|T_0\rangle; 0 \leq \theta < \pi; 0 \leq \phi < 2\pi$$



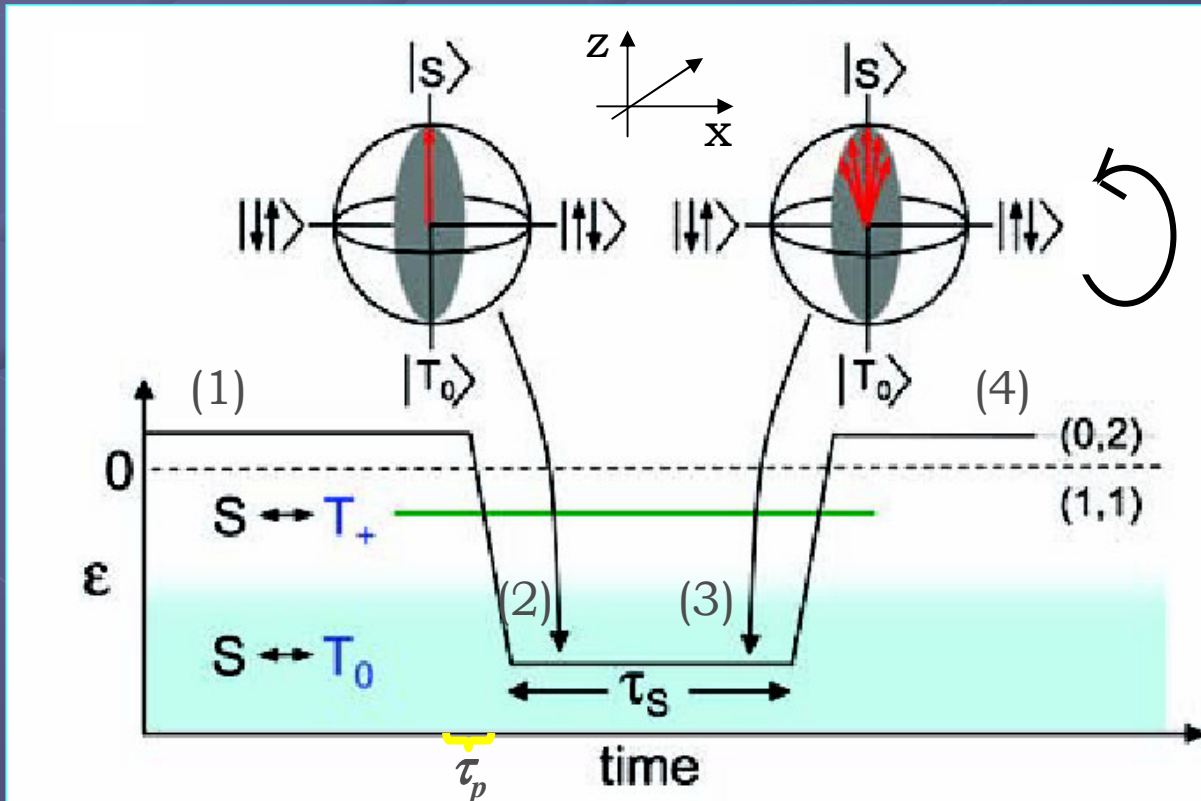
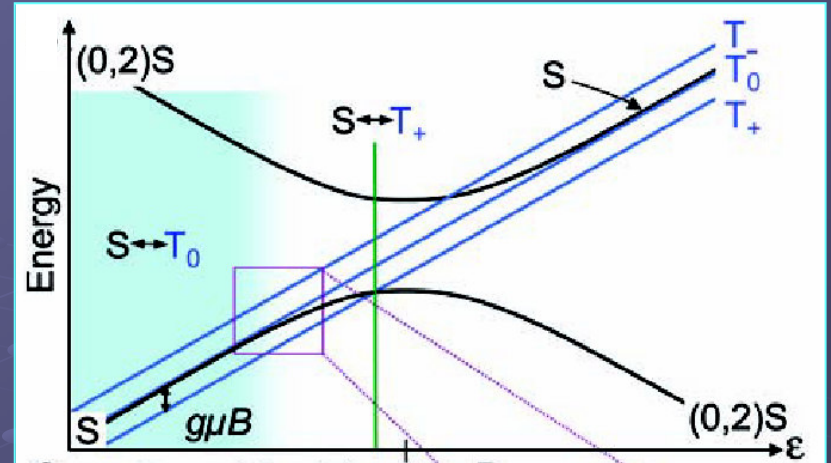
$$H_{eff} = \begin{pmatrix} |T_0\rangle & |S\rangle \\ J(\epsilon) & \Delta B_{nuc} \\ \Delta B_{nuc} & 0 \end{pmatrix}$$

Desfasaje del (1,1)S: T_2^*

P_S : probabilidad promedio de retorno a (0,2)S

pasaje adiabático “rápido”:

$$\frac{\hbar}{g\mu B_{nuc}} < \tau_p < \frac{\hbar}{J(0)}$$

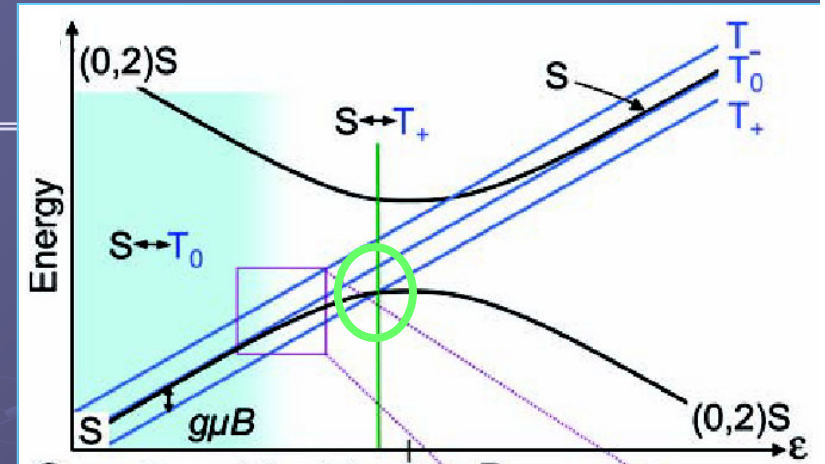
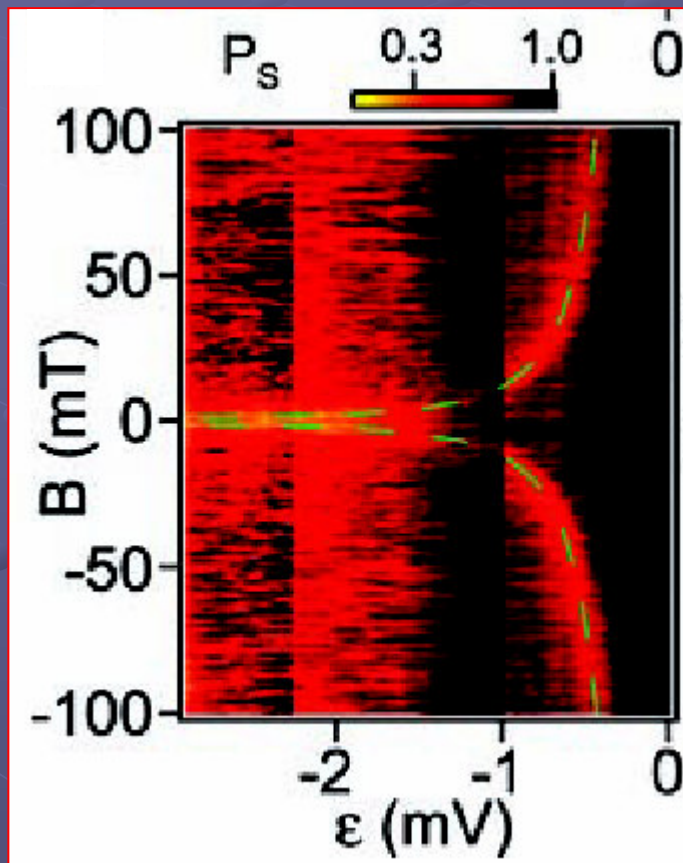


- (1) Preparación
- (2) Separación
- (3) Evolución
- (4) Medición

Medición de $J(\epsilon)$

P_S : probabilidad promedio de retorno a (0,2)S

$P_S(\epsilon, B, \tau_S = 200 \text{ ns})$



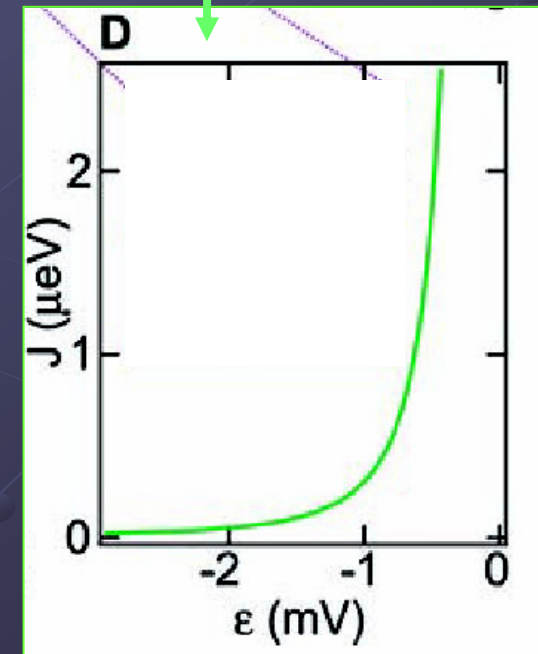
“embudo” S y T_+ degenerados en $\epsilon /$
 $J(\epsilon) = g^* \mu_B B$

$\epsilon /$
 $J(\epsilon) < g^* \mu_B B_{nuc}$

$S \leftrightarrow T_0$

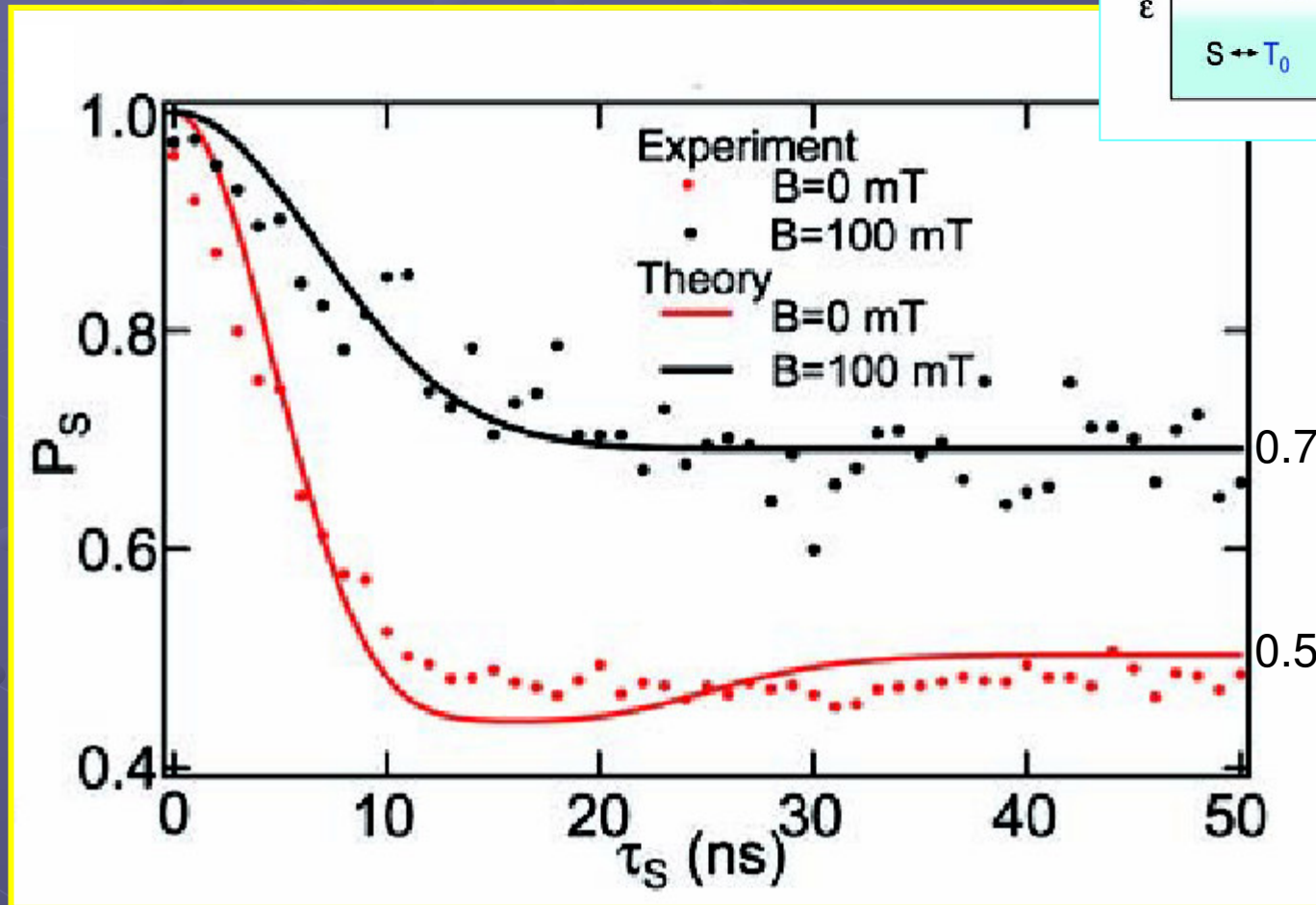
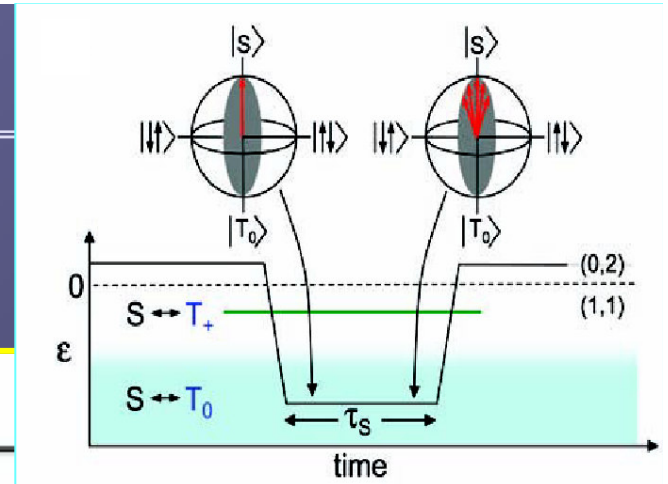
$B < B_{nuc}$

$S \leftrightarrow T_0, T_+, T_-$

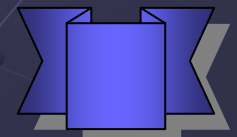


Medición de T_2^*

$P_S(\tau_S)$; $B=0$ y $B=100\text{mT}$;
separación $\epsilon=-6\text{mV}$



ajuste gaussiano \longrightarrow $T_2^* = 10\text{ ns}$



SWAP y oscilaciones de Rabi...

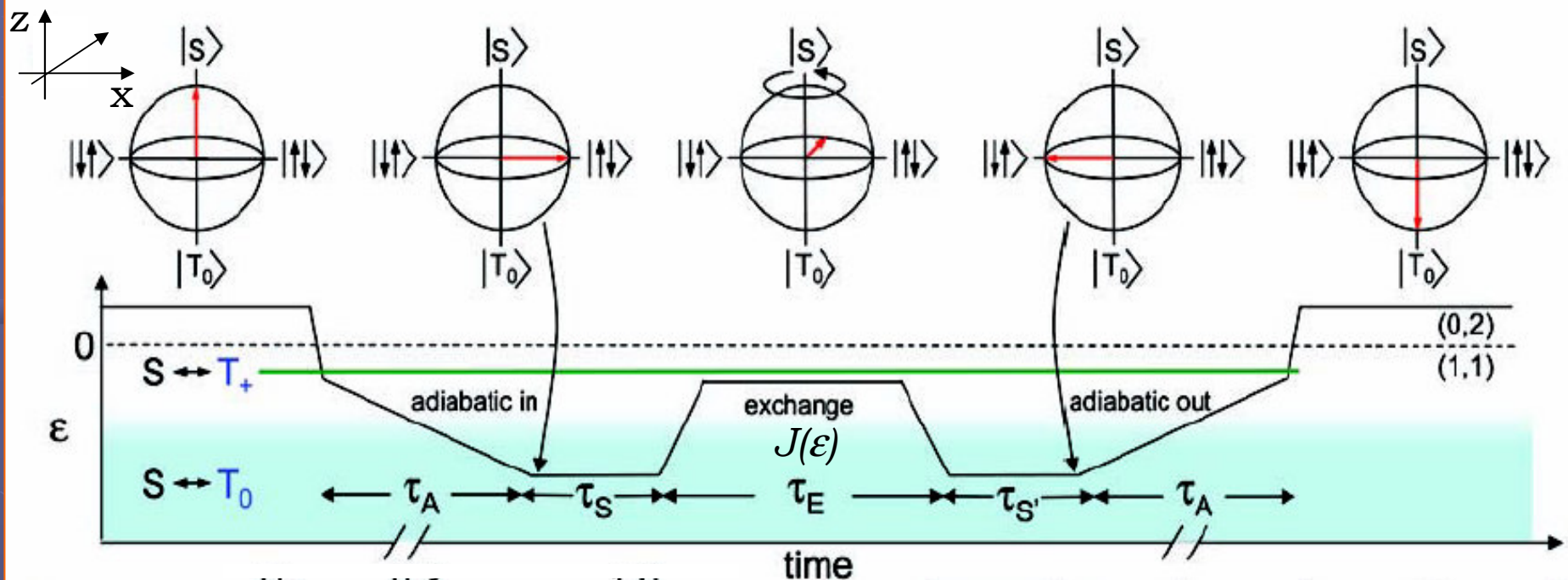
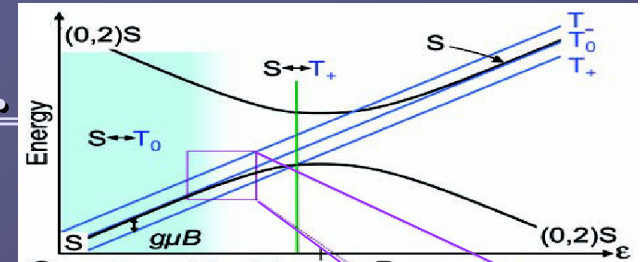
...en la base: $|\uparrow\downarrow\rangle; |\downarrow\uparrow\rangle$

pasaje adiabático “rápido”:

$$\frac{\hbar}{g\mu B_{nuc}} < \tau_p < \frac{\hbar}{J(0)}$$

pasaje adiabático “lento”:

$$\tau_A < \frac{\hbar}{g\mu B_{nuc}}$$



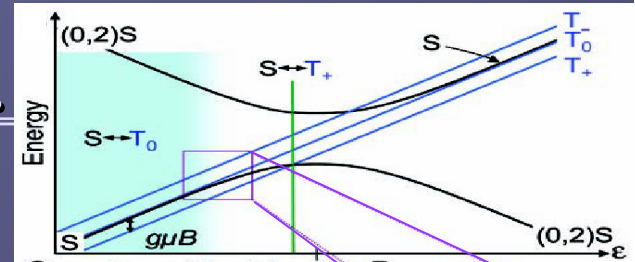
SWAP

$$\theta_{exc} \equiv J(\epsilon)\tau_E / \hbar = \pi$$

$|\uparrow\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle$

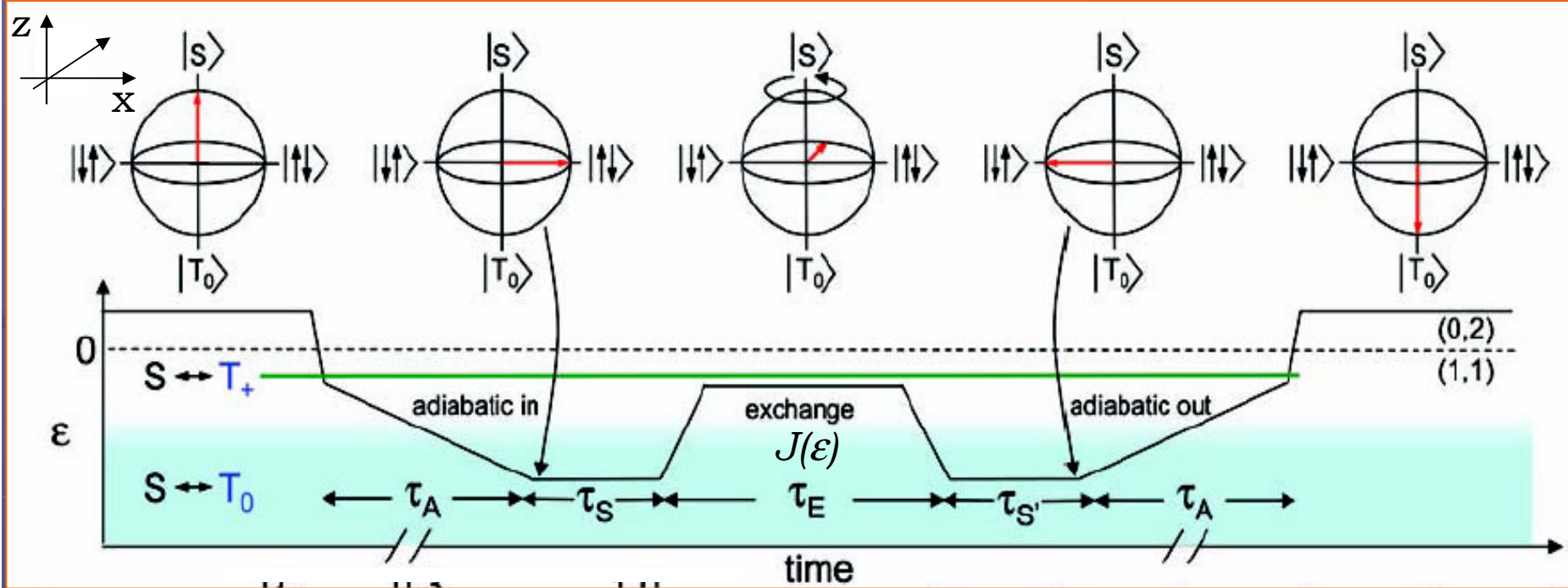
SWAP y oscilaciones de Rabi...

...en la base: $|\uparrow\downarrow\rangle; |\downarrow\uparrow\rangle$



$$(0,2)S \xrightarrow{\tau_p} (1,1)S \xrightarrow{\tau_A} (1,1)|\uparrow\downarrow\rangle \xrightarrow{\tau_S} \dots \xrightarrow{\tau_E} (1,1)(a|\uparrow\downarrow\rangle + b|\downarrow\uparrow\rangle) \xrightarrow{\tau_S} \dots \xrightarrow{\tau_A} (1,1)(aS + bT_0) \xrightarrow{\tau_p} (0,2)aS$$

$(\theta_{exc})_Z$
 $\tau_p \quad \tau_A \quad \tau_S \quad \tau_E \quad \tau_S \quad \tau_A \quad \tau_p$



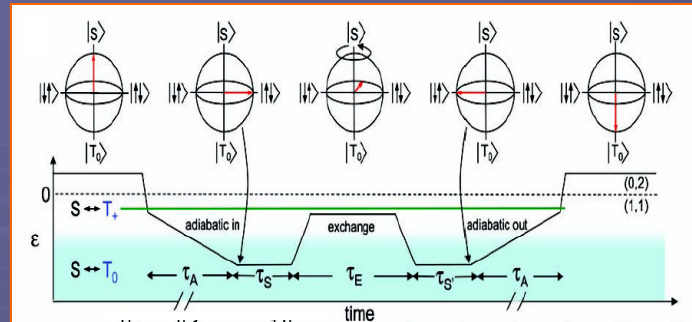
SWAP

$$\theta_{exc} \equiv J(\epsilon)\tau_E / \hbar = \pi$$

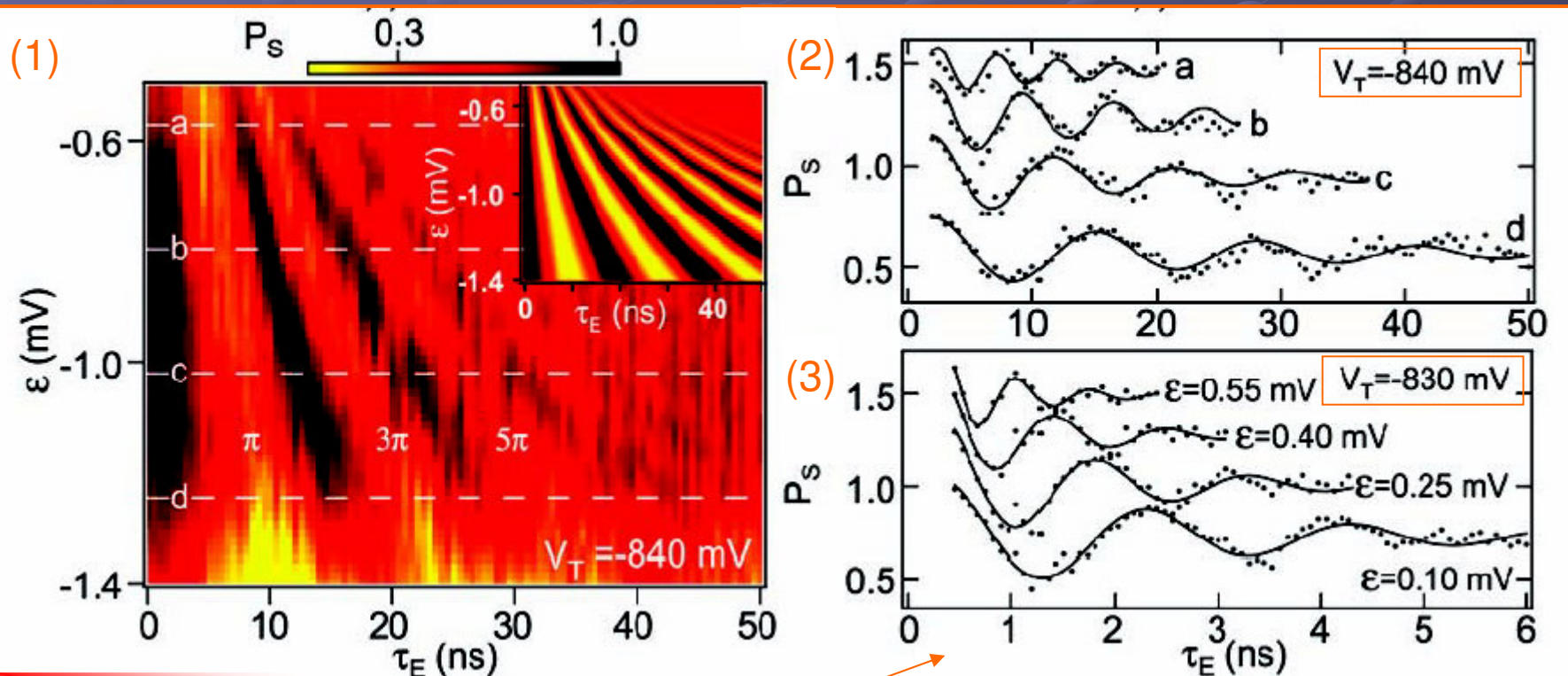
$$|\uparrow\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle$$

Medición de las oscilaciones de Rabi

$$P_S(\epsilon, \tau_E)$$



$$P_S(\tau_E); \epsilon = \text{fijo}$$

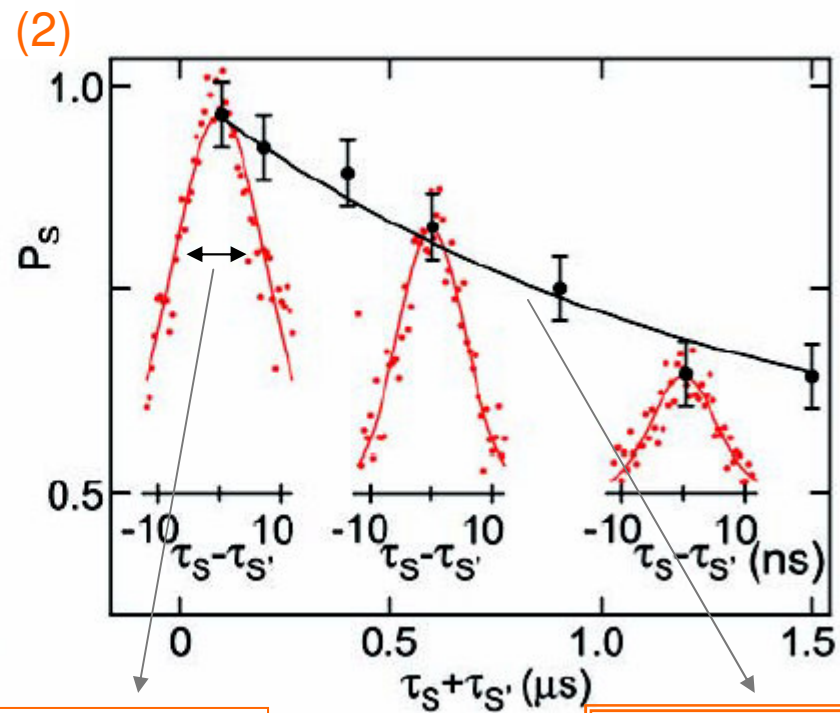
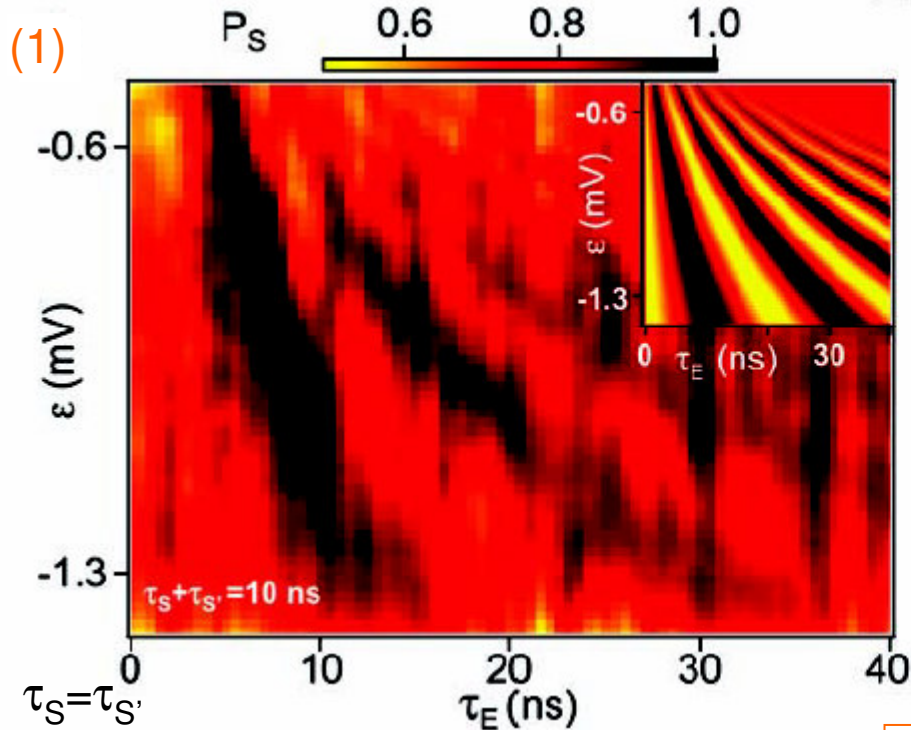
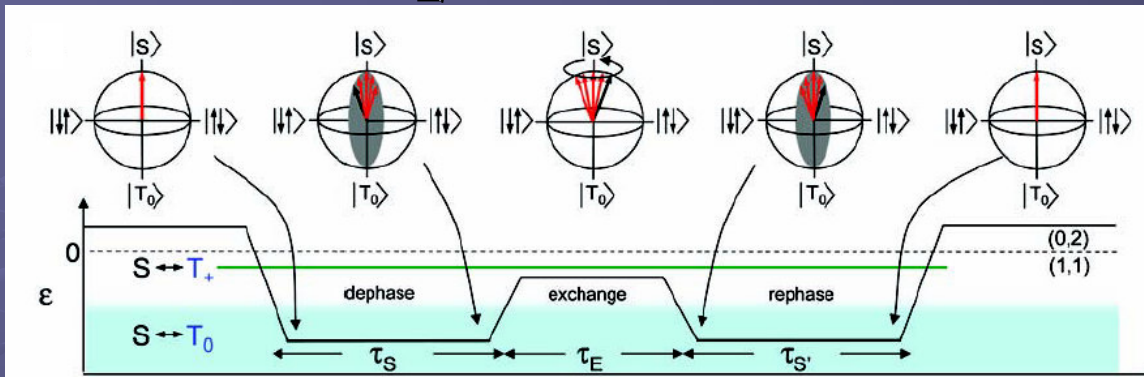


$$J(\epsilon)\tau_E / \hbar = \pi$$

mayor acople de tunneling para tener pulsos de π más cortos \longrightarrow ~ 350 ps

Eco de espín; medición de T_2

$$P_S(\epsilon, \tau_E)$$



$$J(\epsilon)\tau_E / \hbar = \pi$$

$$T_2^* \sim 9 \text{ ns}$$

$$T_2 = 1.2 \mu\text{s}$$

Conclusiones

El control eléctrico rápido de la interacción de intercambio ha sido utilizado para:

- Medir $T_2^* \sim 10$ ns; tiempo de desfase del estado de espín singlete espacialmente separado,
- Medir oscilaciones de Rabi y operación SWAP en 350 ps,
- Reducir enormemente el desfase del singlete espacialmente separado, con técnicas de eco de espín, obteniendo una cota para T_2 de 1.2 μ s.

Estas técnicas pueden ser usada para propuestas experimentales de implementación de ideas de información cuántica en nanoestructuras semiconductoras.

Referencias

- J. R. Petta, A. J. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard, *Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots*, Science **309**, 2180 (2005).
- A. J. Johnson, J. R. Petta, J. M. Taylor, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard, *Triplet-singlet spin relaxation via nuclei in a double quantum dot*, Nature **435**, 925 (2005).
- C. Day, *Semiconductor quantum dots take first steps toward spin-based quantum computation*, Phys. Today, March, 16 (2006).
- A. J. Johnson, *Charge sensing and spin dynamics in GaAs quantum dots*, PhD Thesis Harvard University, November (2005).
- <http://marcuslab.harvard.edu>

A 3D perspective grid of dark blue spheres on a purple background. The spheres are arranged in a regular grid pattern that recedes into the distance, creating a sense of depth. The background is a solid, deep purple color.

Gracias

Conclusiones (2)

El control eléctrico rápido de la interacción de intercambio ha sido utilizado para:

- construir un qubit lógico utilizando el estado de espín singlete y el triplete de proyección cero, de dos electrones espacialmente separados.
- medir T_2^* ; tiempo de desfase del estado del singlete espacialmente separado.

Estas técnicas pueden ser usada para propuestas experimentales de compuertas de información cuántica.

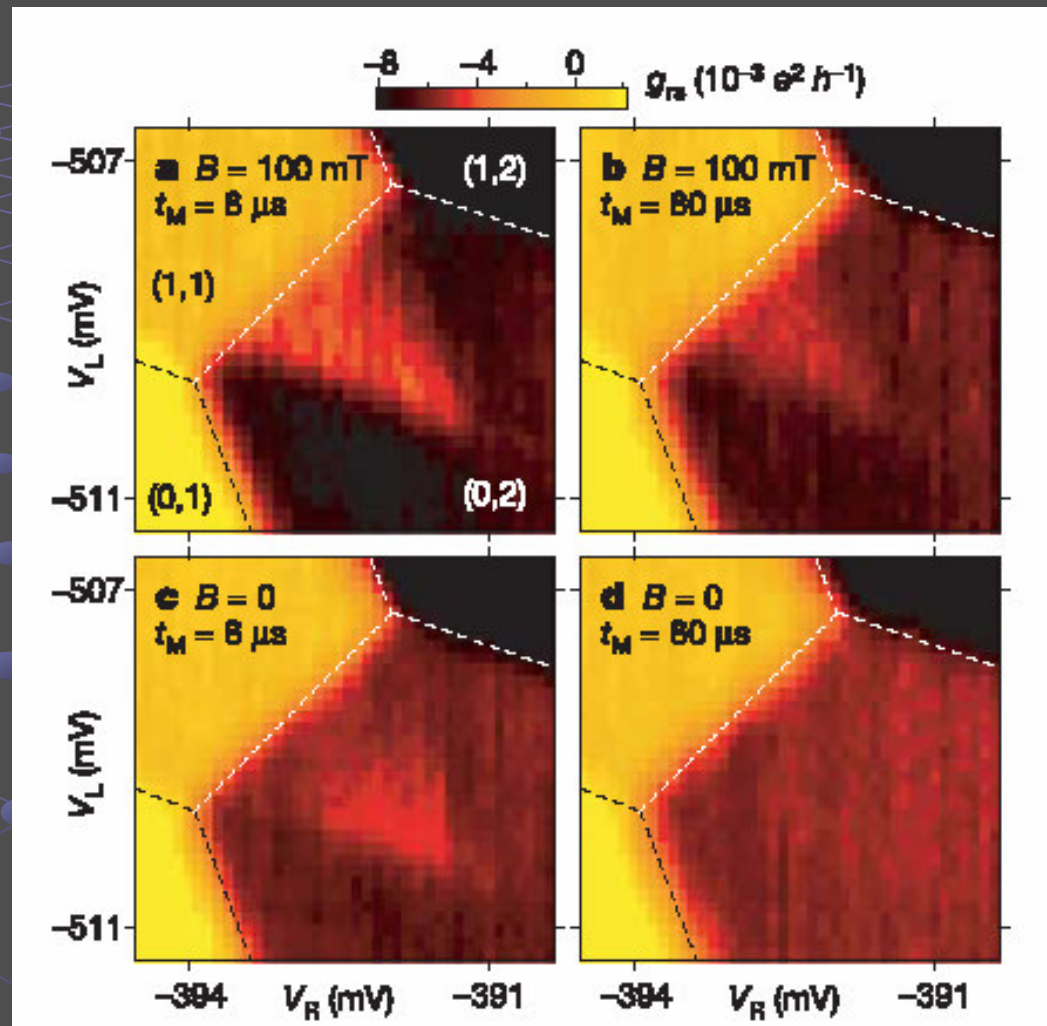
Referencias

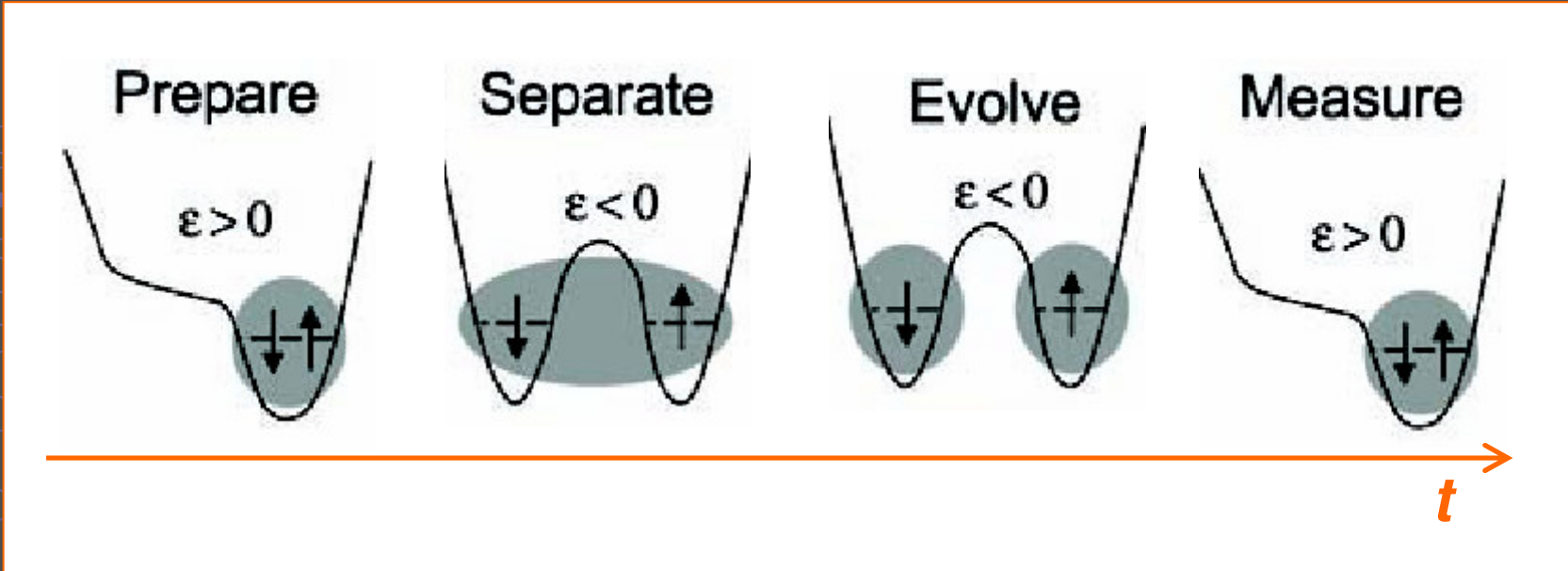
- J. R. Petta, A. J. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard, *Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots*, Science **309**, 2180 (2005).
- A. J. Johnson, J. R. Petta, J. M. Taylor, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson and A. C. Gossard, *Triplet-singlet spin relaxation via nuclei in a double quantum dot*, Nature **435**, 925 (2005).
- C. Day, *Semiconductor quantum dots take first steps toward spin-based quantum computation*, Phys. Today, March, 16 (2006).
- A. J. Johnson, *Charge sensing and spin dynamics in GaAs quantum dots*, PhD Thesis Harvard University, November (2005).
- <http://marcuslab.harvard.edu>

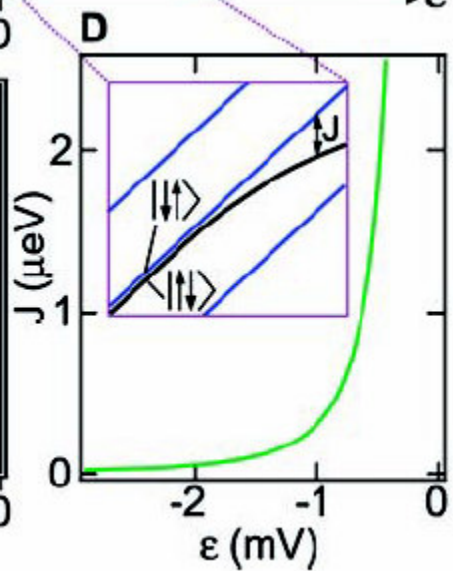
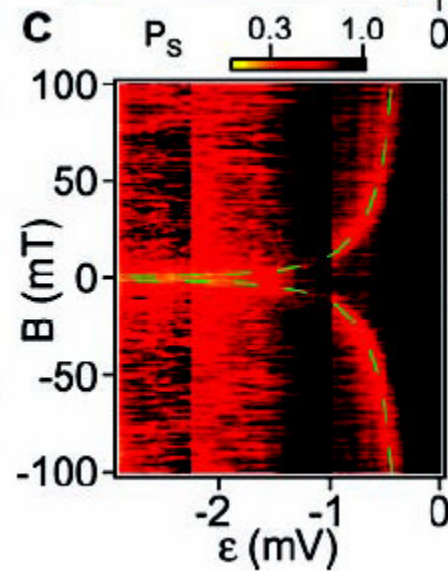
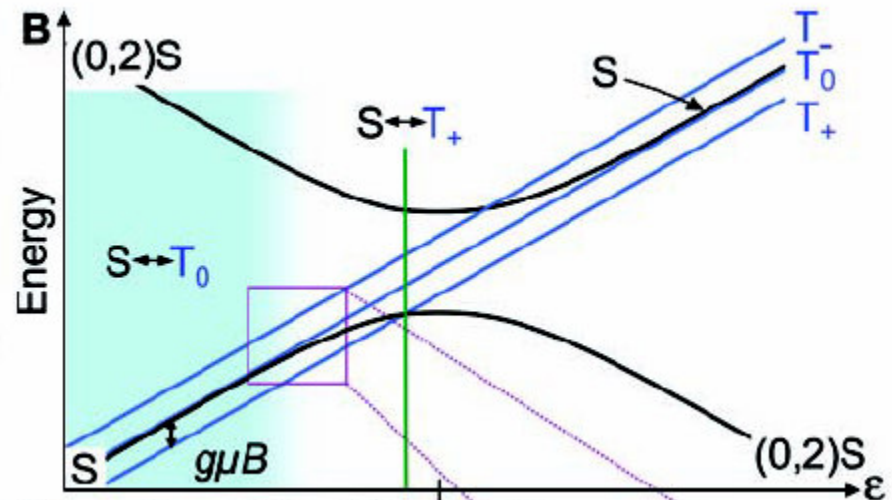
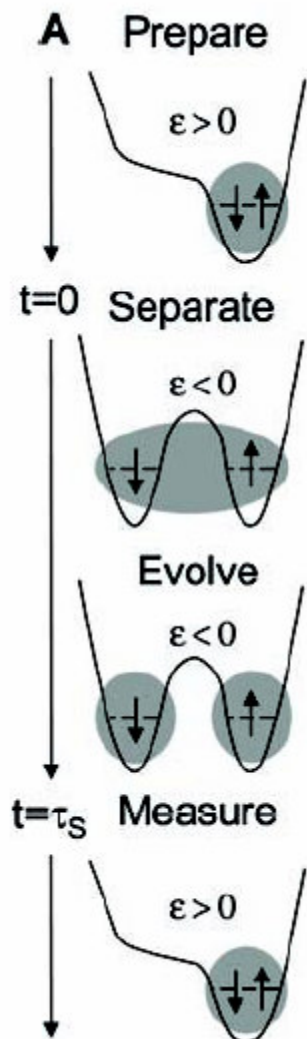
A 3D perspective grid of dark blue spheres on a purple background. The spheres are arranged in a regular grid pattern that recedes into the distance, creating a sense of depth. The background is a solid, deep purple color.

Gracias

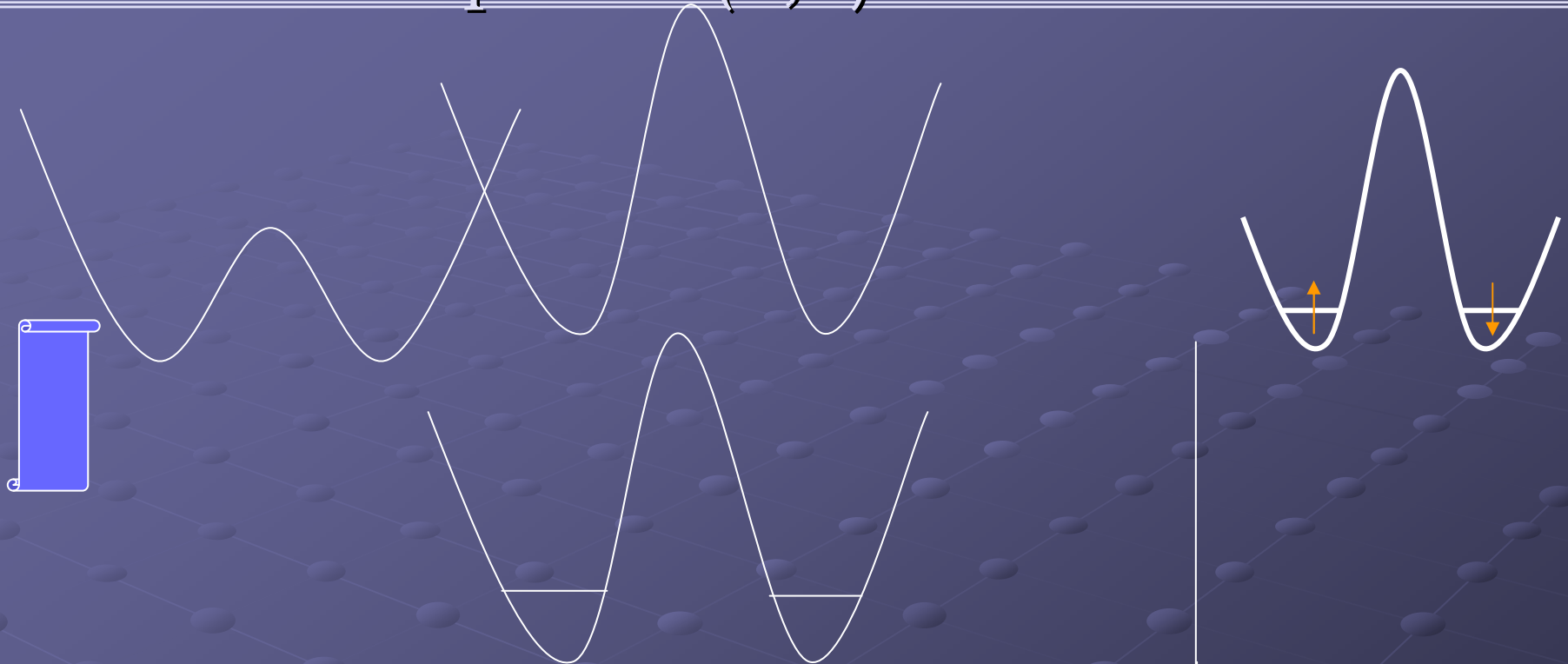
bloqueo por espín



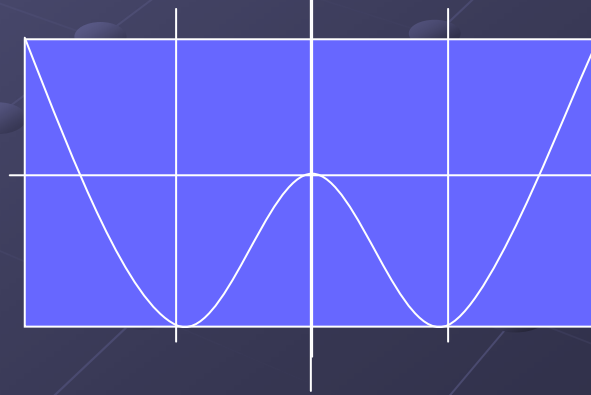




estados de espín de (1,1)



Se puede poner los 6 estados para (1,1)
Y hacer el analisis...
ver

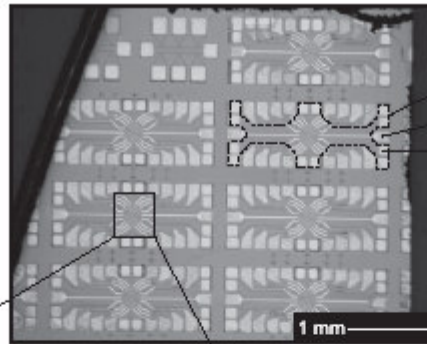


Organización de la charla

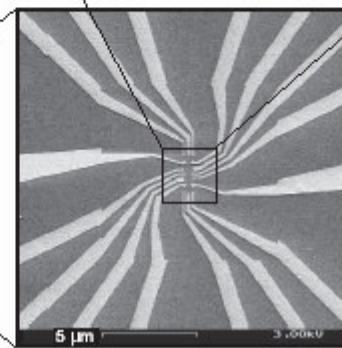
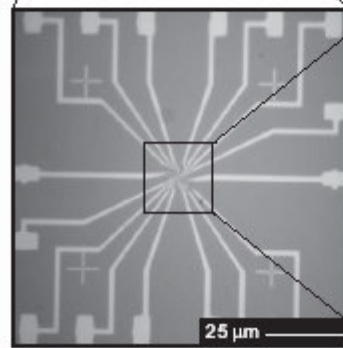
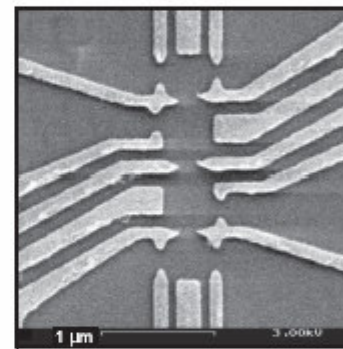
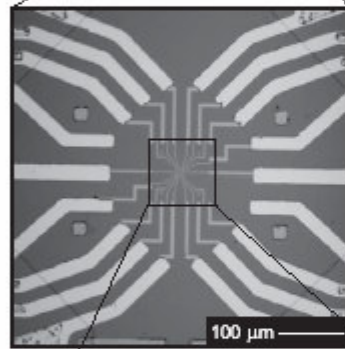
Motivación/Introducción (visto)

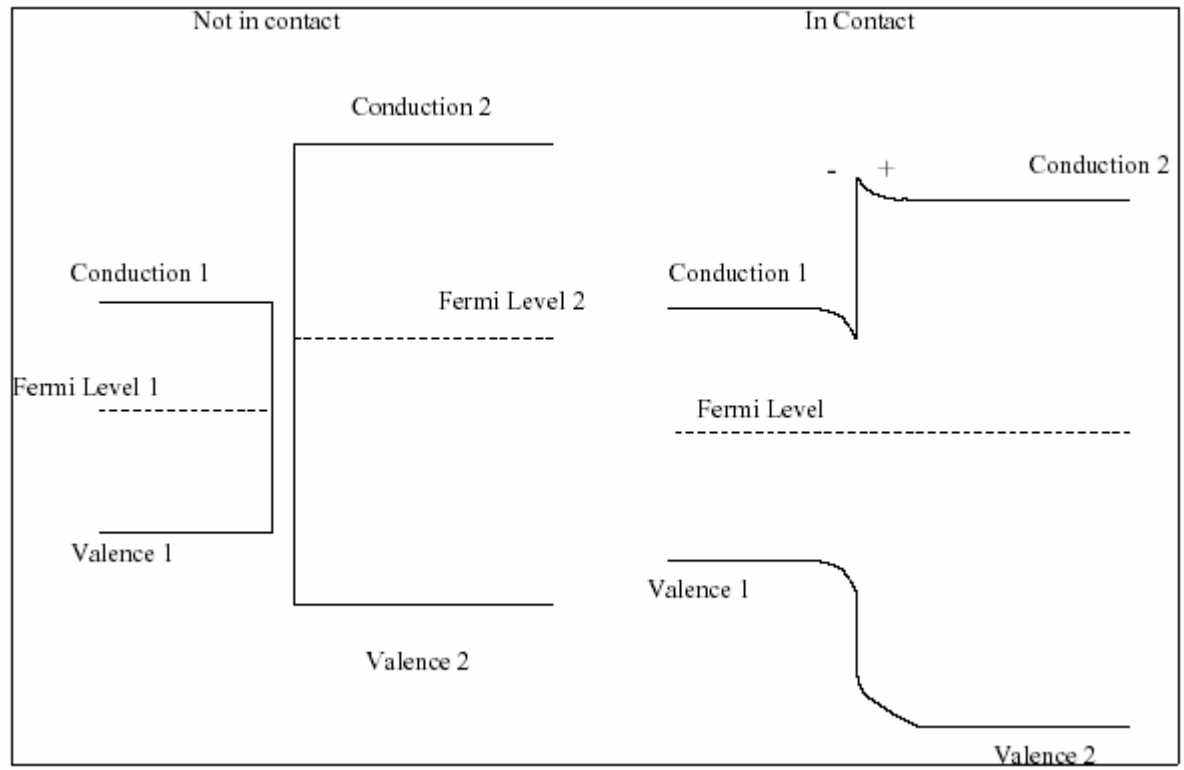
- Puntos Cuánticos (breve)
- Puntos Cuánticos Dobles; control de voltaje, estados de carga y de espín
- Separación del singlete y desfaseamiento: medición de T_2^*
- Conclusiones

- Qubit lógico: Singlete-Triplete
- Resultados: SWAP, Rabi, Decoherencia...
- Conclusiones



Mesa
Gate pad
Ohmic contact





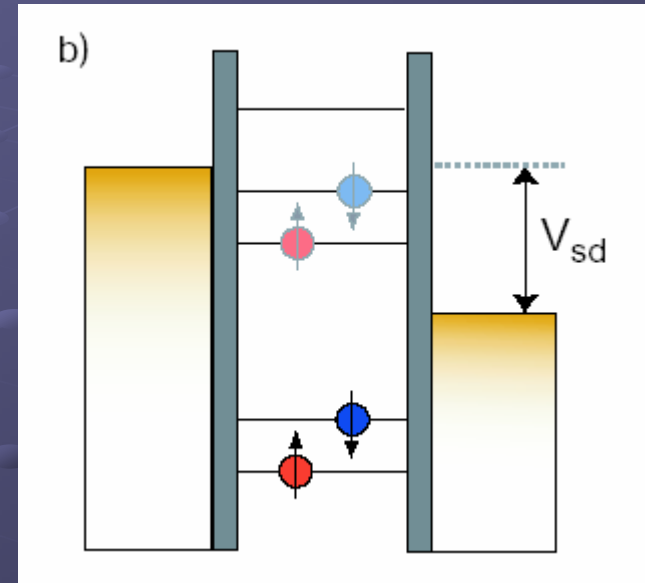
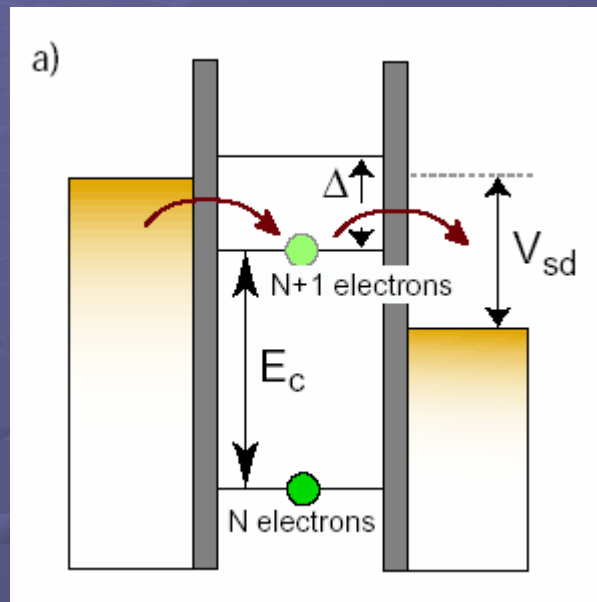
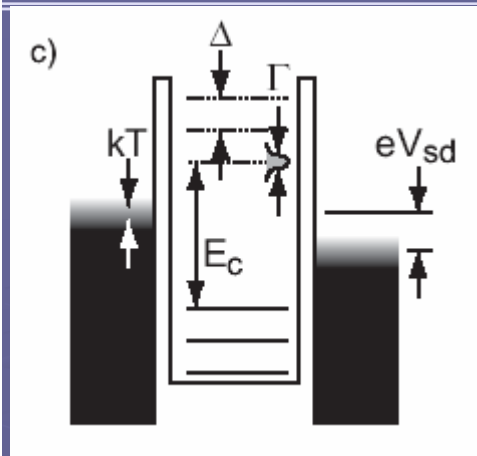


Figure 1.3: A schematic showing how a finite source-drain bias may be used to examine excited orbital states (a) as well as excited spin states (b). A peak in differential conductance dI/dV is observed whenever an excited state of the $N+1$ electron system passes the source (higher voltage, on the left), or when an excited state of the N electron system passes the drain.