

## TIEMPO DE ESCAPE RESONANTE EN HETEROESTRUCTURAS SEMICONDUCTORAS

L. Meza-Montes, M. A. Rodríguez y J. L. Carrillo

*Instituto de Física, Universidad Autónoma de Puebla.  
Apdo. Postal J-48, Puebla 72570 México.*

Estudiamos en este trabajo el tiempo de escape de una población electrónica excitada en un pozo entre dos sistemas de doble barrera. En esta configuración, uno de los mecanismos de escape más eficiente de los electrones es el tunelamiento resonante. Para diferentes concentraciones y parámetros de las barreras, analizamos la eficiencia del tunelamiento resonante como canal de escape, en comparación con el tunelamiento no resonante y la recombinación.

El tunelamiento resonante (TR), tiene una gran sensibilidad a la energía de los portadores, esta característica nace de los sistemas de heteroestructuras en los que se presenta este fenómeno, sujetos de gran interés debido al potencial de aplicación que tiene para el desarrollo de nuevos dispositivos. El TR ha sido profusamente estudiado en los últimos años tanto desde el punto de vista experimental como del teórico[1]. Los problemas físicos que presenta este fenómeno aún no son bien entendidos dado que en él están involucrados algunos problemas fundamentales de la física del estado sólido. Una de las dificultades más importantes que se presenta en la descripción del transporte por tunelamiento es el desconocimiento de la función de distribución electrónica (FDE). La intensidad de los campos aplicados y la rapidez de los eventos de tunelamiento resonante ocasionan que en un estado estacionario la distribución electrónica sea en ocasiones muy diferente de una distribución de equilibrio. Entonces, tomando en cuenta la sensibilidad del TR a la energía de los portadores, el no conocer apropiadamente la función de distribución limita el análisis o dificulta la interpretación y ocasiona que los valores para las cantidades de interés que se pueden predecir mediante el uso de una distribución en equilibrio muestren desviaciones importantes respecto a los resultados experimentales[2].

Por supuesto, lo que subyace tras la dificultad de encontrar la FDE, además de la situación fuera de equilibrio es el largo alcance del potencial coulombiano con el que interactúan los electrones. La velocidad de respuesta de los dispositivos semiconductores en buena medida depende de su velocidad de relajación, y para describir en forma precisa como cambia en el tiempo una cantidad tan sensible como la corriente por TR en un proceso de

relajación sería necesario conocer la FDE en cada intervalo de tiempo de ese proceso. Este problema lo estamos analizando actualmente y próximamente será reportado. Como una primera aproximación en este trabajo estudiamos en estado estacionario el tiempo de escape de una población electrónica excitada en un pozo mesoscópico entre dos sistemas simétricos de dobles barreras, tomando como variables la geometría de las barreras y el pozo, y la concentración de portadores.

La mayoría de los estudios que se han llevado a cabo en los últimos años sobre este tópico han sido sobre TR inducido por la aplicación de un campo eléctrico. Aquí estudiamos lo que podríamos llamar el tiempo de escape por tunelamiento resonante espontáneo[3].

El problema que abordamos podríamos entonces plantearlo de la siguiente manera: dada una configuración geométrica de las dobles barreras y el pozo mesoscópico nos interesa averiguar cual mecanismo de escape de los portadores, i.e., recombinación, tunelamiento no-resonante y tunelamiento resonante, es el mecanismo más eficiente para diferentes valores de la concentración de portadores.

Para una geometría y una densidad de excitación dadas, nosotros obtenemos la FDE por medio de un modelo cinético que hemos desarrollado y aplicado a diversas situaciones físicas en semiconductores y que en particular en el TR nos ha permitido mostrar que algunas de las características de las curvas I-V que se obtienen experimentalmente son una manifestación del carácter fuera de equilibrio de la distribución electrónica. En seguida mencionamos brevemente el procedimiento mediante el cual obtenemos las FDE fuera de equilibrio y calculamos la razón de escape por tunelamiento.

Las ecuaciones fundamentales de nuestro modelo cinético son las siguientes[4]:

$$\frac{d\eta_0}{dt} = -\omega\eta_0 + \nu\eta_1 - \mu\eta_0 + \frac{ZN}{2}(\eta_1 - \eta_0) + \frac{Z\eta_0}{2}\eta_0, \quad (1.a)$$

$$\frac{d\eta_{i \neq 0}}{dt} = -\omega\eta_i + \nu(\eta_{i+1} - \eta_i) - \mu(\eta_i - \eta_{i-1}) + \frac{ZN}{2}(\eta_{i+1} - 2\eta_i + \eta_{i-1}) + \frac{Z\eta_0}{2}(\eta_i - \eta_{i-1}) + \eta_p(t)\delta_{i,ip} \quad (1.b)$$

$$\frac{dN_{LO}^{exc}}{dt} = \nu(N - \eta_0) - \mu N - \zeta N_{LO}^{exc} \quad (1.c)$$

Aquí  $\eta_i$  es la población de electrones en el nivel  $i$ -ésimo de energía  $i = 1, 2, \dots$  y está relacionada con la función de distribución  $f(\epsilon)$  por medio de la expresión

$$\eta_i = \frac{1}{N} \int_{\epsilon_i}^{\epsilon_i + \Delta} D(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon, \quad (2)$$

donde  $\Delta = \hbar\omega_{LO}$  y  $D(\epsilon)$  es la densidad de estados de energía,  $\eta_i = \eta_i^+ + \eta_i^-$ . Los superíndices ( $\pm$ ) indican las dos posibles direcciones de movimiento en un sistema unidimensional.

Las cantidades  $\omega$ ,  $\nu$ ,  $\mu$ , y  $ZN$  son frecuencias efectivas relacionadas con cada una de las interacciones más importantes. Estas frecuencias se calculan mediante la teoría de perturbaciones dependiente del tiempo. La expresión general para estas frecuencias es la siguiente

$$\nu_\kappa = \frac{1}{\epsilon_{max}} \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} P(\epsilon) d\epsilon \quad (3)$$

donde  $P(\epsilon)$  es la probabilidad por unidad de tiempo para una transición debida al mecanismo de dispersión en cuestión y  $\epsilon_{max}$  es el ancho en energía de la banda.

La Ec. (1.c) gobierna la evolución de la población de fonones en exceso respecto al valor, en equilibrio. Para calcular las frecuencias asociadas a la interacción con fonones, dado que las probabilidades  $P(\epsilon)$  para la interacción con fonones dependen del número de estos  $N_{LO}^{exc}$ , los conjuntos de Ecs. (1) deben resolverse autoconsistentemente.

En un estado estacionario  $d\eta_i^\pm/dt = 0$  y de las Ecs (1.a) y (1.b) puede mostrarse fácilmente que

$$N = \frac{n_p - n_t}{\omega} \quad (4)$$

donde  $N$  es la concentración electrónica total, i.e.,  $\sum_i \eta_i^\pm = N$ ;  $\eta_p$  y  $\eta_t$  son la densidad de excitación y la razón de tunelamiento y  $\omega$  es la frecuencia de recombinación.

Entonces dadas las dimensiones geométricas de las barreras en el pozo y la densidad de excitación, de la solución de las Ecs. (1) se determina la FDE a través del conjunto de valores  $\eta_i = \eta_i^+ + \eta_i^-$  y de aquí se encuentran

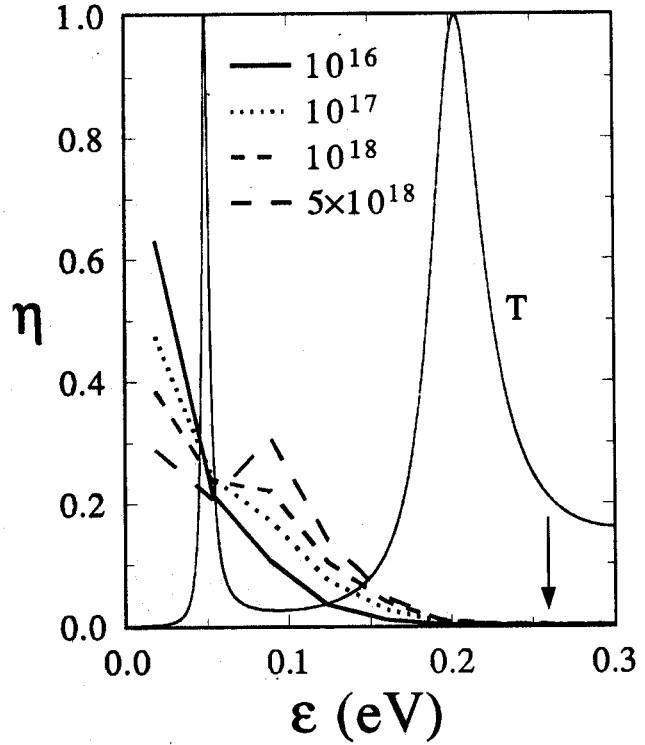


Fig. 1: Población electrónica. La flecha indica la altura de las barreras.

la concentración  $N$  y la razón de tunelamiento  $\eta_i$ . De esta manera podemos estudiar la eficiencia de los canales de escape electrónico, para diferentes geometrías de la heteroestructura y diferentes densidades de excitación. Para una explicación detallada de el formalismo y las hipótesis en que se basa nuestro modelo cinético ver la referencia 4.

Una de las características más notorias del TR es que es un evento mucho más rápido que el tunelamiento no-resonante aunque también más selectivo en energía; para barreras típicas y concentraciones moderadamente altas ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), el TR tiene asociado un tiempo promedio del orden del tiempo promedio de la interacción electrón-electrón.

Para concentraciones mayores el tiempo promedio del TR es ligeramente menor que el de la dispersión electrón-electrón. Siendo la interacción electrón-electrón la principal responsable de la termalización o aleatorización de la energía del sistema electrónico, para tales concentraciones la FDE se encuentra lejos de ser una distribución de equilibrio y las poblaciones como función de la energía tienen un comportamiento muy diferente al de un factor de Boltzmann.

Estas tendencias se pueden observar en la Fig. 1, donde presentamos nuestros resultados del análisis de un sistema de dobles barreras simétricas y pozo de las dimensiones siguientes: altura de las barreras  $V_0 = 0.26 \text{ eV}$  y ancho  $W = 20 \text{ \AA}$  ancho del pozo entre barreras  $b = 60 \text{ \AA}$ , y del pozo mesoscópico  $a = 500 \text{ \AA}$ . En la figura aparece

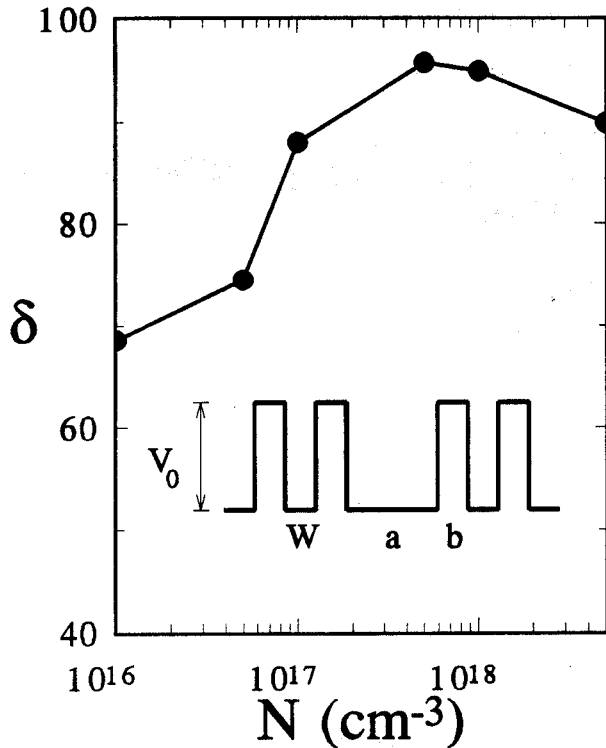


Fig. 2: Coeficiente de escape en función de la concentración.

superpuesta la función de transmisión  $T(\epsilon)$  calculada por medio de la técnica de la matriz de transferencia. Si se tratase de ajustar un factor de Boltzmann, a la población electrónica notese que la temperatura del sistema electrónico aumenta con la concentración como cabe esperar para un sistema que interactúa con un potencial de largo alcance.

El cuasi-equilibrio de la distribución electrónica se desbalancea no sólo debido a que para altas concentraciones los electrones tienen acceso a valores mayores de energía, sino también a que a altas concentraciones la interacción electrón-electrón sufre un efecto de apantallamiento dinámico por los portadores libres. Este efecto está incluido en nuestro tratamiento así como también en la dispersión electrón-fonón y se manifiesta claramente en nuestros resultados para altas concentraciones. La flecha en la figura indica el tope de las barreras.

Para evaluar la eficiencia de los mecanismos de escape para los electrones en este mismo sistema de barreras, enfocamos nuestra atención en las fracciones de la concentración total que escapan del pozo por eventos de tunelamiento y por recombinación.

Es conveniente recordar que con buena aproximación el efecto de la recombinación se puede describir mediante una frecuencia o un tiempo característico independiente de la energía de los portadores.

Para hacer una estimación de la eficiencia relativa de ambos canales de escape, definimos un coeficiente de es-

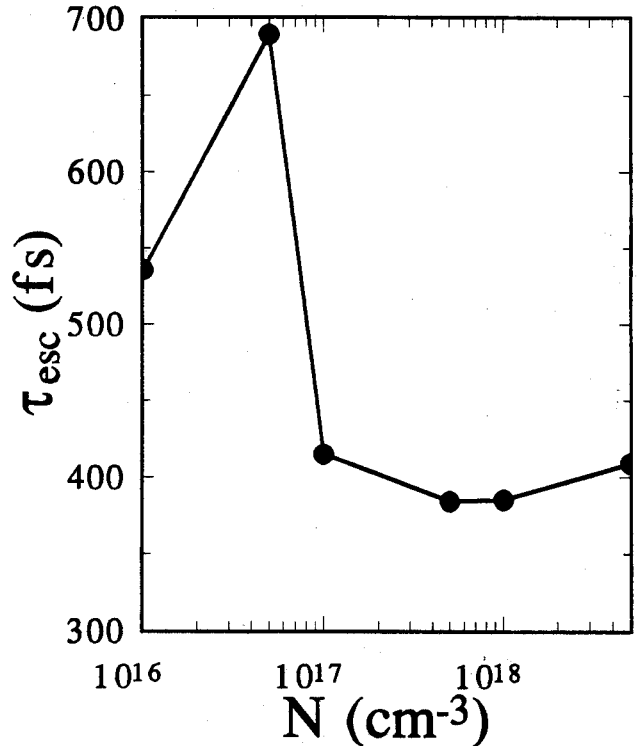


Fig. 3: Tiempo de escape en función de la concentración.

cape mediante la razón entre la fracción de escape por tunelamiento a la razón de recombinación  $\delta = \eta_t/\eta_r$  y analizamos su comportamiento para diferentes concentraciones electrónicas.

En la Fig. 2 aparecen nuestros resultados para el coeficiente de escape  $\delta$  para concentraciones en el rango  $10^{16} \text{ cm}^{-3} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . En la inserción aparece esquemáticamente el sistema bajo estudio de dobles barreras y pozo con sus dimensiones. Se observa en la figura que en todo el rango de concentraciones estudiado, la eficiencia del escape por tunelamiento resonante es mayor por dos órdenes de magnitud que el canal de la recombinación.

Para concentraciones aún mayores un canal de escape adicional, el de migración, comienza a manifestarse para concentraciones muy bajas ( $< 10^{14}$ ) y considerando una excitación térmica a temperatura ambiente, la población electrónica se distribuye en los niveles más bajos de energía y muy pocos electrones alcanzan las energías cercanas a la resonancia. En estas condiciones el tunelamiento no-resonante (definido como aquellos eventos de tunelamiento para energías fuera del ancho medio de la resonancia), compete con la recombinación en el escape electrónico.

La geometría de las barreras influye importantemente en el TR. Con variaciones en las alturas y grosores de las barreras y ancho de los pozos se consigue cambiar la posición de los niveles resonantes y el ancho medio de las resonancias cambiando por tanto la función de trans-

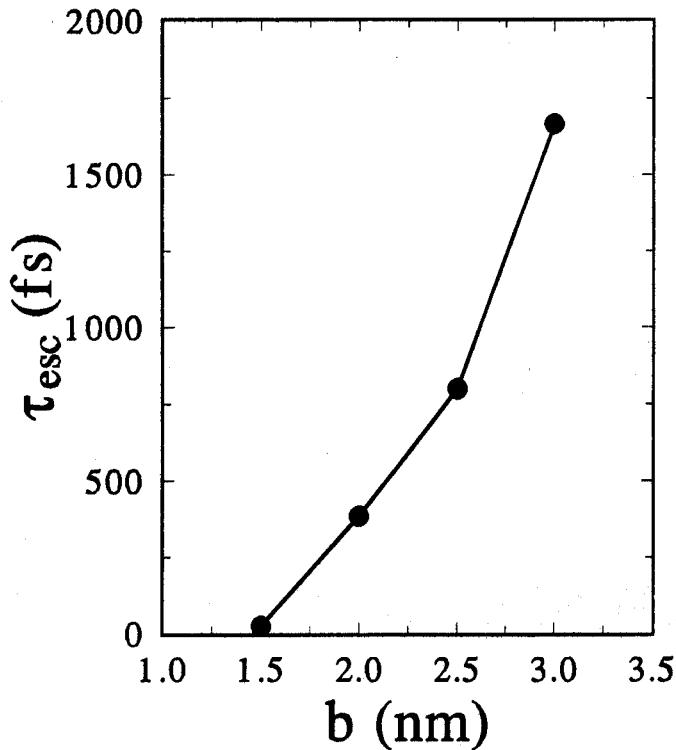


Fig. 4: Tiempo de escape en función del ancho de las barreras.

misión  $T(E)$ .

En las Figs. 3 y 4 presentamos nuestros resultados para el tiempo de escape como función de la concentración de portadores y del ancho de las barreras de los pozos. Aquí estamos despreciando los efectos de la recombinación. El tiempo de escape resonante lo definimos como aquel tiempo para el cual por eventos de tunelamiento escapan a través de las barreras una fracción  $1/e$  de la concentración total. Es claro que ésta es una aproximación de el tiempo de escape real el cual debiera evaluarse dinámicamente en el proceso de relajación de una población de electrones excitados en el pozo mesoscópico y que al tiempo  $t = 0$  tiene una concentración  $N$ . Para evaluar de esta manera el tiempo de escape sería necesario conocer la FDE en todo el intervalo de tiempo de la relajación para poder evaluar así en cada instante de tiempo la fracción que escapa. No obstante el tiempo de escape en estado estacionario como lo hemos definido puede ser útil para estimar la eficiencia de los diferentes canales de escape en diferentes condiciones físicas de excitación. Pero debe quedar claro que aun a la misma concentración en un proceso de relajación y un estado estacionario la FDE no sería la misma en general.

## REFERENCIAS

[1] E. E. Méndez, *Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices*. Ed. by E. E. Méndez and

K. von Klitzing (Plenum Publishing Co. 1988).

[2] *Proceedings of the 6th. International Conference on Hot Carriers in Semiconductors*, Scottsdale, Arizona, USA (1989); M. Tsuchiya, T. Matsusue and H. Sakaki, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2356 (1987).

[3] L. Meza-Montes, M.A. Rodríguez and J.L. Carrillo, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, B450 (1992).

[4] J. L. Carrillo and M. A. Rodríguez, *Phys. Rev.* **B44**, 2934 (1991)