

INFLUENCIA DE LOS MECANISMOS DE INTERACCION EN EL TUNELAMIENTO RESONANTE EN HETEROESTRUCTURAS SEMICONDUCTORAS

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

Instituto de Física, Universidad Autónoma de Puebla.

A.P. J-48 Puebla, C.P. 72570, Puebla, México.

El tunelamiento resonante en heteroestructuras semiconductoras muestra una gran sensibilidad a cambios en la energía de los portadores que inciden sobre las barreras. Esto puede ser usado como una herramienta para estudiar algunos detalles acerca de la influencia que tienen los mecanismos de dispersión sobre la función de distribución de los portadores, y por tanto, sobre la corriente de tunelamiento resonante. Dado que en general la distribución de portadores se encuentra muy lejos del equilibrio, es necesario contar con una descripción lo más precisa posible de esta situación física para describir apropiadamente la fenomenología asociada al tunelamiento. En este trabajo presentamos un análisis detallado de la influencia que sobre el transporte por tunelamiento resonante tienen los principales mecanismos de interacción en sistemas semiconductores. En particular enfocamos nuestro estudio sobre los efectos asociados al apantallamiento de las interacciones electrón-electrón y electron-fonón y al de calentamiento de fonones.

En el proceso de transporte por tunelamiento resonante (TR) están involucrados algunos problemas físicos de importancia fundamental en la física de semiconductores, como son[1]: la interacción entre sistemas de electrones de diferente dimensionalidad, las modificaciones que sufren las excitaciones elementales de los sólidos en medios de dimensionalidad reducida y la determinación de funciones de distribución en situaciones de extremo desequilibrio. La sensibilidad a la energía de los portadores que exhibe el TR, puede usarse como una herramienta en el estudio del transporte por tunelamiento en heteroestructuras y superredes semiconductoras. Sin embargo, esta sensibilidad también hace necesario conocer de la forma más precisa posible la función de distribución de portadores (FDP) para describir la fenomenología relacionada con él. Obviamente la forma específica en que se distribuyen los portadores en sus diferentes estados accesibles, i.e., la FDP es determinada por las interacciones más importantes en el sistema.

Es bien conocido que en un estado estacionario de cualquier sistema físico, el efecto de las interacciones rápidas puede ser enmascarado por el efecto de las interacciones lentas. En tales condiciones no contar con información acerca de algunos de los procesos de dispersión importantes, podría conducir a interpretaciones o predicciones erróneas. Luego entonces, para la descripción teórica de los fenómenos de tunelamiento en sistemas semiconductores, en los que además de estar sometidos a campos intensos se presentan regiones de confinamiento cuántico, es necesario por una parte tomar en cuenta la naturaleza fuera de equilibrio de la FDP y por otra entender cual es el papel que juega cada una de las interacciones en la determinación de forma de la FDP.

También en el tratamiento numérico del problema se presentan grandes dificultades, a manera de ilustración considérese lo siguiente. Por una parte la gran sensibilidad que muestra el TR en la energía de los portadores hace necesario, para su descripción, el conocimiento de la forma de la FDP (generalmente fuera de equilibrio) con la mayor precisión posible, sin embargo, el propio TR a su vez influye en la determinación de la FDP. Este tipo de dificultades son comunes a todos los modelos cinéticos.

Luego, abordado desde un punto de vista fundamental el problema del TR apenas si puede plantearse y con los enfoques adoptados para abordarlo, las predicciones no coinciden completamente con los resultados experimentales[2]. Entonces en el estudio del transporte por tunelamiento en semiconductores es necesario buscar enfoques alternativos.

En nuestro estudio de los fenómenos de transporte por tunelamiento en sistemas semiconductores, seguimos un procedimiento que nos permite obtener la FDP, aun en situaciones muy lejos del equilibrio. De esta manera podemos averiguar como cambian las razones de transferencia de energía y momento asociadas a cada uno de los mecanismos de dispersión en el sistema.

La base de nuestra descripción teórica es un modelo cinético que hemos desarrollado y aplicado a diversas situaciones físicas en sistemas semiconductores, generalmente en sistemas tridimensionales. Para una discusión en detalle el lector interesado puede consultar la literatura al respecto[3]. El estudio del transporte por TR requiere de modificaciones a las ecuaciones de razón de cambio en las que se basa nuestro modelo y que discutimos en seguida.

Nuestras ecuaciones cinéticas pueden ser escritas, en forma simplificada para un estado estacionario, sin incluir

el tunelamiento, de la forma siguiente[3]

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

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

donde N es la concentración total de portadores y los coeficientes ω , ν , μ , ZN , son frecuencias efectivas asociadas a los mecanismos de interacción entre el sistema de portadores y las excitaciones elementales en el sólido y en nuestro procedimiento son calculadas mediante la teoría de perturbaciones. Este sistema de ecuaciones debe ser resuelto autoconsistentemente con la ecuación que gobierna la evolución del sistema de fonones que es la siguiente

$$\frac{dN_{LO}^{exc}}{dt} = \nu(N - \eta_0) - \mu N - \zeta N_{LO}^{exc}, \quad (2)$$

donde N_{LO}^{exc} es la población de fonones longitudinales ópticos, en exceso con respecto a su número en equilibrio a la temperatura de la red mientras que ζ es el coeficiente de amortiguamiento de fonones.

Para complementar las Ecs. (1) y (2) y poder describir la problemática involucrada en el TR debemos agregar fundamentalmente dos elementos físicos. Uno comprende la interacción con el campo eléctrico y la dispersión de los electrones con las barreras, para incluir estos efectos debemos calcular las respectivas frecuencias efectivas. El otro aspecto importante es el incorporar en nuestro esquema la interacción entre un sistema tridimensional de electrones y excitaciones elementales con un sistema bidimensional de portadores y vibraciones de la red en la región de las barreras.

Respecto al campo eléctrico, se debe hacer notar que afecta la dinámica de este sistema en dos formas: la primera es la deformación que ocasiona sobre la FDP, que para campos intensos es un efecto importante, y la segunda es que en la aproximación de electrón libre, deforma linealmente las barreras.

La interacción de los portadores con el campo se introduce en las Ecs. (1) mediante el término

$$\left[\frac{d\eta_i}{dt} \right]_f = -\frac{1}{\tau_E(\epsilon_i)} \eta_i \quad (3)$$

donde

$$\frac{1}{\tau_E(\epsilon)} \approx \frac{\sqrt{2}eE}{\sqrt{m}\Delta\epsilon} \sqrt{\epsilon}$$

es la frecuencia efectiva asociada a la interacción de los portadores con el campo eléctrico.

Para calcular la corriente de tunelamiento es necesario conocer la función de transmisión $T(\epsilon)$ en términos de la energía ϵ de los portadores. Obviamente esta cantidad

depende de la geometría de las barreras, las cuales son afectadas por el campo.

Para calcular la función de transmisión aquí usamos la técnica de la Matriz de transferencia que se ha encontrado que en el caso de barreras rectangulares y triangulares da una buena aproximación[4]. En términos de los elementos de la Matriz de transferencia el coeficiente de transmisión puede escribirse como:

$$T = \frac{m_1 k_n}{m_n k_1} |R_{11}|^2 \quad (4)$$

Para tomar en cuenta el tunelamiento en la dinámica de los portadores y poder obtener de la forma más exacta posible la FDP, es necesario incluir en las Ecs. (1) un término que dé cuenta de la variación de la población electrónica en los diferentes niveles de energía debida a eventos de tunelamiento.

Para tal fin usamos el tiempo característico del sistema definido por $1/\tau = \sum_i (1/\tau_i)$ donde τ_i es el tiempo medio de cada una de las interacciones consideradas. Mediante el uso de este tiempo, definimos una frecuencia efectiva, característica de los eventos de colisión y/o tunelamiento de los portadores con el sistema de barreras, de la forma siguiente

$$r_i = \frac{v}{l} \quad (5)$$

donde v es la velocidad del portador y l la longitud del electrodo. El término de colisiones con la barrera y/o tunelamiento que debe agregarse a las Ecs. (1) es el siguiente:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\eta_i^+}{dt} \right]_T &= -r_i \eta_i^+ \\ \left[\frac{d\eta_i^+}{dt} \right]_{TI} &= r_i \eta_i^+ - \omega_{Ti} \end{aligned} \quad (6.a)$$

donde

$$\omega_{Ti} = \frac{1}{\Delta\epsilon} \int r_i T(\epsilon) \eta_i^+(\epsilon) d\epsilon \quad (6.b)$$

es la fracción de portadores que tunela. De la solución de las Ecs. (1) y (2), donde se han agregado (3) y (6), se obtiene la FDP como el conjunto de valores η_i y de aquí la corriente de tunelamiento por medio de la expresión:

$$J = Ne \sum \omega_{Ti} \quad (7)$$

Las características de las curvas de corriente resonante v.s. voltaje son muy sensibles a algunos detalles de la FDP. La altura y posición del pico de corriente, la profundidad del valle y sus respectivos anchos, son cantidades que no se pueden obtener mediante el uso de una distribución de equilibrio o en el mejor de los casos los valores numéricos de éstos obtenidos con una FDP en equilibrio difieren de los valores experimentales. En un trabajo previo[5], hemos mostrado la importancia de considerar FDPs fuera de equilibrio para la descripción de estos fenómenos.

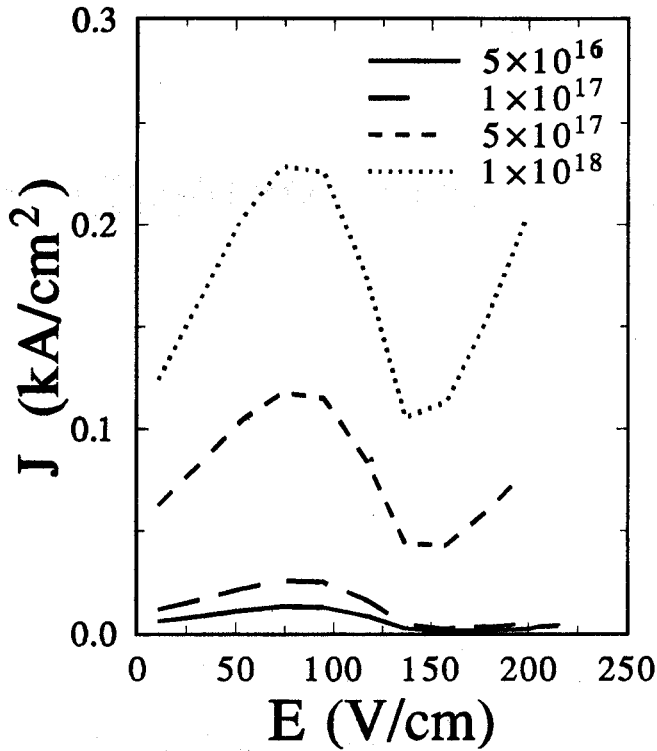


Fig. 1: Curvas de corriente contra voltaje para diferentes concentraciones.

El objetivo del presente trabajo es establecer algunos elementos de juicio para interpretar los resultados de características I-V en sistemas de heteroestructuras semiconductoras. Estos elementos, que posibilitarían una interpretación física más completa de los detalles de las curvas de corriente, son las razones de intercambio de energía y momento debido a los principales mecanismos de dispersión.

El sistema que aquí usamos para estudiar los fenómenos de TR, es una doble barrera cuyos parámetros geométricos son: el espesor de las barreras es $b = 25 \text{ \AA}$ y el del pozo $w = 70 \text{ \AA}$, la altura de las barreras en ausencia de campo es $V_0 = 1.05 \text{ eV}$, estos valores corresponden a los de una heteroestructura típica de GaAs-AlGaAs[6]. Una variable externa que puede inducir cambios notorios en las cantidades dinámicas de un sistema electrónico en semiconductores es la concentración de portadores. En la Fig. 1, mostramos nuestros resultados de corriente para 4 valores diferentes de la concentración.

Nótese que las posiciones y el ancho medio del pico y del valle no son afectados fuertemente por el número de portadores, en tanto que, los valores de la corriente en el pico y en el valle reflejan claramente el efecto del cambio en la concentración.

En nuestro tratamiento estamos incluyendo apantallamiento tanto en la interacciones electrón-electrón y electrón-fonón, por tanto, la intensidad de estas interacciones depende fuertemente de la concentración electrónica. Ya que estas son dos de las interacciones más

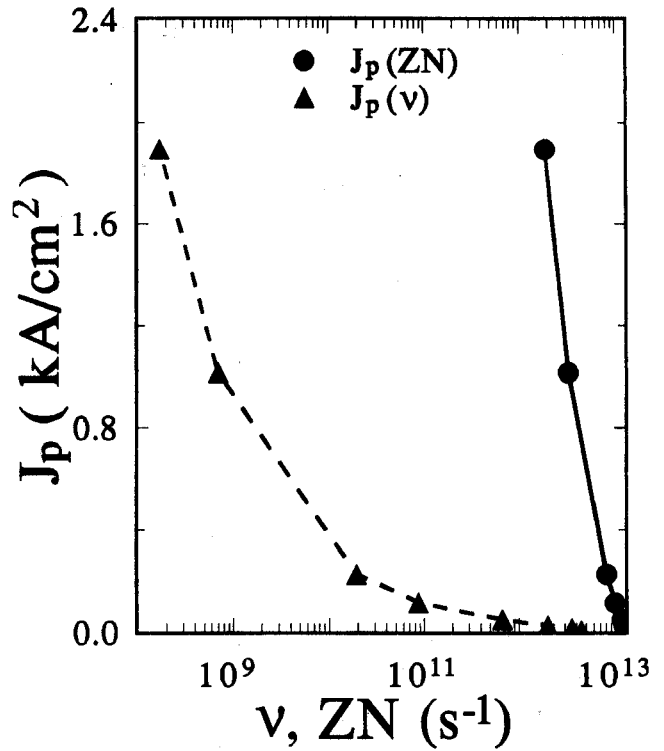


Fig. 2: Valor pico de la corriente contra las frecuencias efectivas ZN y ν .

importantes, las variaciones en la concentración de portadores inducen cambios drásticos en las razones de intercambio de energía a través de estos mecanismos de dispersión. Modificaciones en las razones de intercambio por apantallamiento, tienen como consecuencia cambios en la FDP y por lo tanto en la corriente de tunelamiento. En la Fig. 2 mostramos el comportamiento del valor pico de la corriente en términos de las frecuencias efectivas ZN y ν . Es importante hacer notar que son muy diversos los factores que contribuyen a la determinación del pico de la corriente, por tanto la relación que se manifiesta en la figura es parcial. No obstante, podemos apreciar que al aumentar la frecuencia ν el valor del pico de corriente disminuye como es de esperarse pues en tales condiciones la dispersión con fonones disminuye la velocidad de arrastre. Similarmente, puede interpretarse la relación con ZN y otras frecuencias relevantes.

Para interpretar las curvas I-V en todos sus detalles también es útil contar con la información gráfica contenida en la Fig. 3, en la que aparecen poblaciones electrónicas en función de la energía y superpuesta la función de transmisión $T(\epsilon)$ en presencia de un campo de 0.94 kV/cm . Nótese la escala logarítmica y que las curvas corresponden a dos concentraciones diferentes. Con el fin de mostrar la sensibilidad de los fenómenos de TR a la energía de los portadores, en el recuadro se muestra la misma figura en escala lineal.

Un parámetro importante para la utilización de sis-

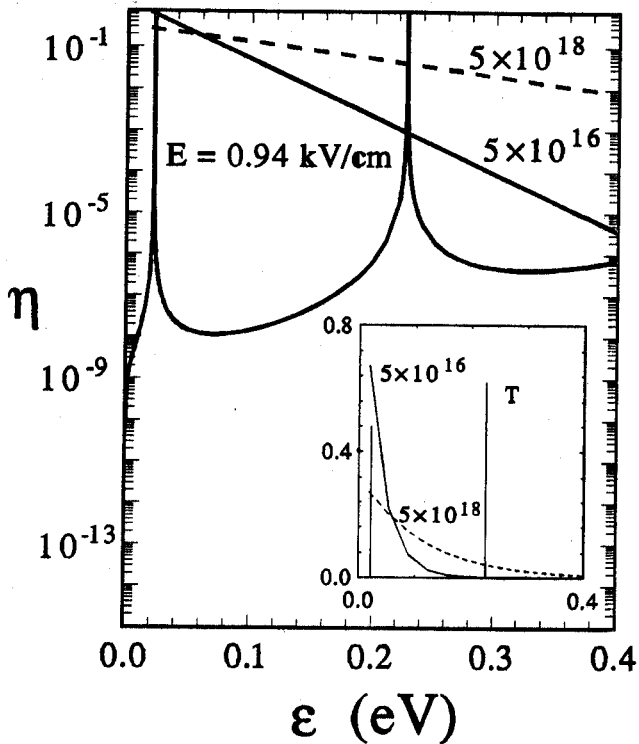


Fig. 3: Población electrónica para dos valores de la concentración, donde se ha sobrepuesto la función de transmisión. En el recuadro se puesto la misma figura en escala lineal.

temas resonantes de heteroestructuras en dispositivos es la razón del pico de corriente a la del valle, J_p/J_v . Es entonces importante determinar las condiciones favorables a un valor alto de esta razón, en la que influyen todos los factores relacionados a este proceso de transporte: geometría de la heteroestructura, temperatura, tamaño del electrodo, concentración, etc.

En la Fig. 4 mostramos el comportamiento de la razón J_p/J_v como función de la concentración electrónica para dos regímenes de campo aplicado. Nótese que $E_2 = 10E_1$ y que la curva superior corresponde a los valores E_1 del campo.

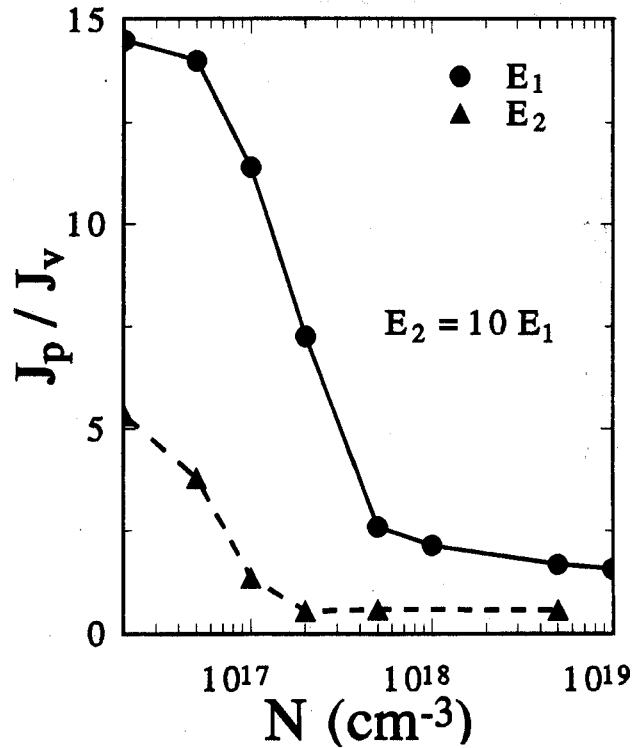


Fig. 4: Razón de pico de corriente a corriente del valle en función de la concentración para dos valores del campo eléctrico.

- [5] L. Meza-Montes, M.A. Rodríguez and J.L. Carrillo, *Solid State Commun.* **80**, 37 (1991)
- [6] M. Tsuchiya and H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 2 (1986).

REFERENCIAS

- [1] S. Datta and M. J. McLennan, *Rep. Prog. Phys.* **53**, 1003 (1990).
- [2] S. Collins, D. Lowe and J. R. Baker, *J. Appl. Phys.* **63**, 142 (1988); J. Chen, J. G. Chen, C. H. Yang and R. A. Wilson, *J. Appl. Phys.* **70**, 7769 (1991).
- [3] J. L. Carrillo and M. A. Rodríguez, *Phys. Rev.* **B44**, 2934(1991)
- [4] E. E. Méndez, *Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices*. Ed. by E. E. Méndez and K. von Klitzing (Plenum Publishing Co. 1988).