

MOVILIDADES ELECTRONICAS LIMITADAS POR MECANISMOS DE DISPERSION FONONICA EN SISTEMAS SEMICONDUCTORES DE BAJA DIMENSIONALIDAD

H. León, J. Tutor, F. Comas y C. Trallero, Departamento de Física Teórica,
Universidad de La Habana

RESUMEN

En el presente trabajo se muestra un estudio sistematizado de las movi-
dades electrónicas, limitadas por diferentes mecanismos de dispersión
fonónica, en heteroestructuras semiconductoras de baja dimensionalidad.
La interacción electrón-fonón se considera para la rama acústica a través
del potencial de deformación (DP) y del acoplamiento piezoeléctrico (PZ);
así como para la rama óptica polar (OP) y no polar (ONP). La movilidad
óhmica y la movilidad Hall son calculadas en el límite cuántico dimen-
sional (cuando que se supone que sólo existe una subbanda) y conside-
rando el caso de no degeneración del gas electrónico. El apantallamiento
de la interacción no es tenido en cuenta. Se discute el caso particular
de sistemas hechos de heterojunturas de GaAs/AlGaAs y se llega a la
conclusión que a bajas temperaturas el mecanismo DP es dominante, aunque
el PZ aporta una contribución finita, cuando otros mecanismos (en especial
la dispersión por impurezas) pueden ser obviadas.

ABSTRACT

This work is devoted to a systematic investigation of phonon-limited
electron mobilities in low-dimensional semiconductor heterostructures.
Electron-phonon interaction is considered for acoustic branche, via

deformation potential (DP) and piezoelectric (PZ) couplings; as well as for polar optical (OP) and non-polar optical (ONP) branches. Ohmic and Hall mobilities are calculated in the size quantum limit (SQL) for low carrier concentration, assuming non-degenerate statistic and neglecting screening effect. The special case of GaAs/AlGaAs heterostructures is discussed, and the conclusion is drawn that DP mechanism dominates, although the PZ one gives a finite contribution, at low temperatures when other mechanisms (specially ion impurity scattering) can be neglected.

1. INTRODUCCIÓN

El estudio de los fenómenos de transporte en heteroestructuras semiconductoras cuasiunidimensionales (Q1D) y cuasibidimensionales (Q2D) atrae la atención de numerosas investigaciones debido a las novedosas características que estos revelan en tales sistemas. En particular, la posibilidad de construir dispositivos semiconductores de alta velocidad se ha acercado a la realidad luego de obtenerse experimentalmente movi- lidades electrónicas muy altas ($\approx 5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V-s}$) en sistemas formados con GaAs/AlGaAs, lo cual se ha logrado gracias al uso de dopado modulado, la inclusión de capas espaciadoras y el alto grado de limpieza en los procesos de crecimiento /1-4/. Todo esto redundando en la supresión del mecanismo de dispersión por impurezas, cargadas o no, y es por ello que la interacción electrón-fonón queda como la más relevante (aunque no es la única), sobre todo a partir de temperaturas ligeramente superiores a varios Kelvin. El transporte paralelo a las heterojunturas se ha tratado ampliamente (pero no lo suficiente) sobre la base de la teoría cuasiclásica fundamentada en la ecuación cinética de Boltzmann (BTE: Boltzmann Transport equation). En particular, la solución de esta en la aproximación del tiempo de relajación (RT: relaxation time) ha permitido calcular las movi- lidades para campos débiles en numerosos trabajos, como los citados en /5/. Este último artículo está dedicado a un estudio sistematizado de los RT de electrones dispersados por fonones acústicos, a través del acoplamiento por potencial de deformación (DP) o piezo- eléctrico (PZ), así como por fonones ópticos, no polares (ONP) o polares (OP), en sistemas Q1D y Q2D del tipo de *alambres cuánticos* y *pozos cuánticos* respectivamente. En el marco del modelo usado en /5/, que será esbozado en el epígrafe 2, han sido calculadas movi- lidades (entiéndase movi- lidad óhmica a menos que se aclare otra cosa) tanto en el caso Q1D /6,7/ como en el Q2D /8-12/. Sin embargo, el cuadro no estuvo completo hasta que recientemente el papel del acoplamiento PZ fue establecido /13/ utili- zando ese mismo modelo.

El presente trabajo constituye una continuación inmediata de nuestro artículo anterior /5/ y tiene como principal objetivo hacer un resumen

sistematizado de las movilidades limitadas por los mecanismos de dispersión antes mencionados (DP, PZ, ONP y OP), que permita establecer analogías y sacar conclusiones de utilidad para los experimentos. Nos limitamos a considerar el gas electrónico no degenerado y despreciamos el apantallamiento de las interacciones; asimismo calculamos en el límite cuántico dimensional (SQL: size quantum limit). En el epígrafe 2 esbozamos los cálculos y presentamos las expresiones obtenidas. La discusión de los resultados y las conclusiones aparecen en el epígrafe 3.

2. MOVILIDADES EN APROXIMACIÓN SQL

Recordemos brevemente el modelo utilizado en /5/ para calcular los RT de electrones dispersados por los distintos tipos de fonones estudiados. El confinamiento electrónico se modela por potenciales rectangulares infinitos y se consideran subbandas parabólicas e isotropas. Los correspondientes hamiltonianos de interacción electrón-fonón son exactamente los del caso volumétrico (3D), deducidos en la aproximación de onda larga, no dispersiva, para los fonones y aceptando que la interacción es isotropa. El factor de forma que aparece en los elementos matriciales es calculado en la aproximación de conservación del momento (MCA: momentum-conservation approximation), cuya validez se discute en ese trabajo. La rapidez de transición entre dos estados cualesquiera se calcula de acuerdo con la regla de oro de Fermi. Por último los correspondientes RT se hallan en una *aproximación elástica*, muy buena para los fonones acústicos, pero no así para los ópticos. Efectivamente, la energía de un fonón óptico $\hbar\omega_0$ no es despreciable en comparación con la energía del electrón dispersado; por lo tanto tal aproximación sólo es aceptable a muy bajas ($k_B T \ll \hbar\omega_0$) o muy altas ($k_B T \gg \hbar\omega_0$) temperaturas /14/. No obstante, en todos los artículos citados dicha aproximación ha sido usada, y así lo haremos como un primer paso que nos debe indicar cualitativamente la dependencia con la temperatura.

En la aproximación SQL, cuyos límites de validez fueron discutidos en /5/, se supone que sólo existe la primera subbanda (por tal razón en lo sucesivo obviamos los subíndices innecesarios). Supondremos que las concentraciones de portadores son suficientemente pequeñas para considerar el gas electrónico no degenerado, incluso a bajas temperaturas, y despreciar el apantallamiento de la interacción electrón-fonón /14/. Al resolver la BTE en la aproximación del RT hemos supuesto que el campo eléctrico externo es débil, por tanto es válida la ley de Ohm y resulta fácil obtener para la movilidad:

$$\mu = \frac{e}{m k_B T} \left\{ \sum_{\vec{k}''} E_{k''} \tau(E_{k''}) \exp \left[- \frac{E_{k''}}{k_B T} \right] \right\} \times$$

$$\times \left\{ \sum_{\vec{k}_n} \exp \left[- \frac{E_{k_n}}{K_B T} \right] \right\}^{-1}, \quad (1)$$

mientras que para la movilidad Hall:

$$\mu_H = \frac{e}{m} \left\{ \sum_{\vec{k}_n} E_{k_n} \tau^2(E_{k_n}) \exp \left[- \frac{E_{k_n}}{K_B T} \right] \right\} \times$$

$$\times \left\{ \sum_{\vec{k}_n} E_{k_n} \tau(E_{k_n}) \exp \left[- \frac{E_{k_n}}{K_B T} \right] \right\}^{-1} \quad (2)$$

esta última sólo para el caso Q2D. La notación coincide con la de /5/, excepto para el RT, que aquí simbolizamos como τ . Debemos destacar que en las referencias /6,7/ la expresión para calcular la movilidad conduce a resultados incorrectos, pues allí se coloca la energía total ($E = E_{k_n} + E_{k_\perp}$) en lugar de la energía asociada al movimiento cuasiclásico paralelo a las HJ (E_{k_n}).

Con el fin de simplificar las expresiones introducimos las energías relativas:

$$\alpha = \frac{E_{0a}}{K_B T}, \quad \beta = \frac{E_{0b}}{K_B T}, \quad R = \frac{\hbar\omega_0}{K_B T} \quad \text{y} \quad \xi = E_{k_n} / K_B T; \quad (3)$$

donde E_{0a} (E_{0b}) es la energía básica en un pozo rectangular infinito unidimensional de ancho a (b). También introducimos las movilidades relativas.

$$Z_1 = \frac{\mu_1}{\mu_3}, \quad Z_2 = \frac{\mu_2}{\mu_3} \quad \text{y} \quad Z_H = \frac{\mu_H}{\mu_3}; \quad (4)$$

donde el subíndice 1 (2) indica el caso Q1D (Q2D); μ_3 es la movilidad para el gas no degenerado en el caso 3D (dependiente de la temperatura). Para cada mecanismo en particular μ_1 y μ_2 se calculan concretando los correspondientes RT presentados en /5/. Conviene por último introducir la notación siguiente:

$$\langle f \rangle = \int_0^\infty \xi f e^{-\xi} d\xi, \quad (5)$$

para simbolizar algunas integrales analíticamente intratables, que aparecen como resultado de promediar estadísticamente los RT.

Debe quedar bien claro que cuando se considera que varios mecanismos actúan simultáneamente el RT resultante es calculado como sigue:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{DP}} + \frac{1}{\tau_{PZ}} + \frac{1}{\tau_{ONP}} + \frac{1}{\tau_{OP}}, \quad (6)$$

aceptando que los mecanismos OP y ONP son también elásticos. Este RT resultante se sustituye en (1) y se halla la movilidad combinada (llamémosla así pues es el resultado de la combinación de dos o más mecanismos). La regla de Mathiessen usada en /8/ no es una buena aproximación.

a) MOVILIDAD DP

Para la movilidad limitada por fonones acústicos a través del acoplamiento DP tenemos /14/:

$$\mu_3^{DP} = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3} \frac{e \rho s_L^2 \hbar^4}{D_{ac}^2 m^{5/2} (K_B T)^{3/2}}, \quad (7)$$

donde D_{ac} es el potencial de deformación acústico, ρ la densidad del material y s_L la velocidad de propagación del modo longitudinal.

En el caso Q1D obtenemos:

$$Z_1^{DP} = \frac{\pi}{3} (\alpha\beta)^{-1/2}, \quad (8)$$

expresión que difiere de la reportada en /6,7/, como era de esperar según nuestro comentario que sigue a (2).

En el caso Q2D obtenemos:

$$Z_2^{DP} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi/\alpha}, \quad (9)$$

expresión que coincide con la reportada en /10/. Fácilmente se comprueba que $Z_H^{DP} = Z_2^{DP}$.

b) MOVILIDAD PZ

Para la movilidad limitada por fonones acústicos a través del acoplamiento PZ tenemos /14/:

$$\mu_3^{PZ} = \frac{16\sqrt{2\pi}}{3} \frac{\hbar^2}{\bar{\Gamma} e m^{3/2} (K_B T)}; \quad (10)$$

donde como resultado de un promedio espacial /5, 14/, introducimos

$$\bar{\Gamma} = \frac{64 \pi^2 \gamma^2 \epsilon^{-2}}{15 \rho} \left(1/s_L^2 + 2/s_T^2 \right); \quad (11)$$

y así tenemos una variante isótropa de esta interacción, siendo γ el módulo piezoeléctrico, ϵ la permitividad estática y s_T la velocidad de propagación del modo longitudinal.

En el caso Q1D obtenemos:

$$Z_1^{PZ} = 3\pi(\alpha\beta)^{-1/2} \langle F_1^{-1} \rangle; \quad (12)$$

donde .

$$F_1 = \frac{1}{\alpha + \beta + \xi} + \frac{2}{\alpha + \xi} + \frac{2}{\beta + \xi} + \frac{4}{\xi}, \quad (13)$$

expresión que difiere de la reportada en /7/ por las razones ya expuestas a propósito de (1).

En el caso Q2D obtenemos:

$$Z_2^{PZ} = \frac{3}{4} \sqrt{\pi/\alpha} \langle \xi F_2^{-1} \rangle, \quad (14)$$

donde:

$$F_2 = 3 - 2 \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha + \xi}}; \quad (15)$$

mientras que la movilidad Hall relativa es:

$$Z_H^{PZ} = \frac{3}{4} \sqrt{\pi/\alpha} \frac{\langle \xi^2 F_2^{-2} \rangle}{\langle \xi F_2^{-1} \rangle}. \quad (16)$$

c) MOVILIDAD ONP

Para la movilidad limitada por fonones ópticos no polares conviene tomar, por razones de sencillez, la expresión asintótica de μ_3 para altas temperaturas /4/:

$$\mu_3^{ONP} = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3} \frac{e \rho s^2 \hbar^4}{E_{do}^2 m^{5/2} (K_B T)^{3/2}}, \quad (17)$$

donde E_{do} es el potencial de deformación óptico y $s^{-2} = s_L^{-2} + 2s_T^{-2}$ para un cristal de simetría cúbica con dos átomos por celda elemental (este detalle debe ser corregido en nuestro trabajo anterior /5/).

En el caso Q1D obtenemos

$$Z_1^{ONP} = \frac{2\pi}{3} (\alpha\beta)^{-1/2} \langle G_1 \rangle, \quad (18)$$

donde (introduciendo la distribución de Bose-Einstein N_0):

$$G_1 = \frac{\xi^{-3/2}}{N_0 (\xi+R)^{-1/2} + (N_0+1) (\xi-R)^{-1/2} e^{-(\xi-R)}}. \quad (19)$$

En el caso Q2D obtenemos:

$$Z_2^{ONP} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi/\alpha} R^{-1} \langle G_2^{-1} \rangle; \quad (20)$$

donde:

$$G_2 = N_0 + (N_0+1) O(\xi-R), \quad (21)$$

siendo $O(\xi-R) = 1$ ($=0$) si $\xi > R$ ($\xi < R$). La movilidad Hall relativa es:

$$Z_H^{ONP} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi/\alpha} R^{-1} \frac{\langle G_2^{-2} \rangle}{\langle G_2^{-1} \rangle}. \quad (22)$$

d) MOVILIDAD OP

Para la movilidad limitada por fonones ópticos polares conviene tomar, otra vez por razones de sencillez, la expresión asintótica de μ_3 para altas temperaturas /5/:

$$\mu_3^{OP} = \frac{4}{3} \sqrt{2/\pi} \frac{\hbar^2 \epsilon^*}{e m^{3/2} (K_B T)^{1/2}} \quad (23)$$

donde $1/\epsilon^* = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}$, siendo ϵ_0 (ϵ_∞) la permitividad estática (de alta frecuencia).

En el caso Q1D obtenemos:

$$Z_1^{OP} = 67 (\alpha\beta)^{-1/2} R^{-1} \langle \xi^{-1/2} K^{-1} \rangle, \quad (24)$$

donde

$$K = N_0 (\xi+R)^{-1/2} L^+ + (N_0+1) (\xi-R)^{-1/2} L^- \Theta (\xi-R), \quad (25)$$

$$L^\pm = \sum_{n,m=0}^1 (1+n)(1+m) \frac{B_{nm} \pm R}{(B_{nm} \pm R)^2 + 4 \xi B_{nm}}, \quad (26)$$

$$B_{nm} = [1+(-1)^n] \alpha + [1+(-1)^m] \beta. \quad (27)$$

En el caso Q2D obtenemos:

$$Z_2^{OP} = \frac{3}{2} \sqrt{\pi/\alpha} R^{-1} \langle \xi Q_2^{-1} \rangle; \quad (28)$$

donde:

$$Q_2 = N_0 [1-B^+] + (N_0+1) [1-B^-], \quad (29)$$

y a su vez:

$$B^\pm = \frac{4 \alpha \pm R}{[16 \alpha^2 + 16 \alpha \xi \pm 8 \alpha R + R^2]}. \quad (30)$$

La movilidad Hall relativa es:

$$Z_H^{OP} = \frac{3}{2} \sqrt{\pi/\alpha} R^{-1} \frac{\langle \xi^2 Q_2^{-2} \rangle}{\langle \xi Q_2^{-1} \rangle}. \quad (31)$$

e) MOVILIDAD COMBINADA DP Y PZ

Es un hecho bien conocido que a bajas temperaturas ($T < 100$ K) la movilidad está limitada fundamentalmente por los fonones acústicos, y se puede despreciar la dispersión por fonones ópticos /1/. Por otro lado a estas temperaturas es que se logran los valores más altos de

movilidad /1-14/. Es por estas razones que tiene sentido investigar la movilidad limitada por los acoplamientos DP y PZ simultáneamente. En el caso Q1D se obtiene:

$$\mu_1 = \frac{3\sqrt{2}\pi}{2} (\alpha\beta)^{-\frac{1}{2}} \mu_3^{DP} \mu_3^{PZ} \times \int_0^{\infty} \frac{\xi e^{-\xi}}{F_1 \mu_3^{DP} + \frac{9}{2} \sqrt{2} \mu_3^{PZ}} d\xi ; \quad (32)$$

mientras que en el Q2D:

$$\mu_2 = \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \alpha^{-1} \mu_3^{DP} \mu_3^{PZ} \int_0^{\infty} \frac{\xi e^{-\xi}}{F_2 \mu_3^{DP} + \frac{3}{2} \mu_3^{PZ} \xi} d\xi , \quad (33)$$

donde todos los parámetros han sido definidos anteriormente.

3. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Con el propósito de ilustrar los resultados obtenidos haremos los gráficos correspondientes a las movilidades limitadas por fonones acústicos, a través de los acoplamientos DP y PZ.

En la Figura 1 se muestran las movilidades relativas limitadas por el mecanismo DP. Aparecen Z_1^{DP} para $\alpha=\beta$ (línea continua fina) y Z_2^{DP} (línea continua gruesa) en función de α^{-1} (en el intervalo donde es aceptable la aproximación SQL, según se discutió en /5/). En la Figura 2 todo es similar a la Figura 1, pero para el mecanismo PZ; aparece además la movilidad Hall relativa Z_H^{PZ} (línea discontinua). Una discusión bien detallada de estos resultados se encuentra en /13/, por lo que no lo repetiremos. Destaquemos solamente cuatro aspectos: la movilidad crece con el ancho del pozo (note que $\alpha^{-1} \sim a^2$) siempre que este último se mantenga en el rango de validez de la aproximación SQL ($\alpha^{-1} \leq 3$) la movilidad en el caso Q1D es mayor que en el caso Q2D sólo a partir de cierto valor de α^{-1} , o sea de ancho del pozo, y alcanza a ser entre 3 y 3,5 veces mayor; para el mecanismo PZ el factor Hall μ_H^{PZ} / μ_2^{PZ} llega a ser igual a 1,38; y, por último, las expresiones asintóticas para el mecanismo PZ dan buenos resultados para pequeños valores de α^{-1} ($\alpha^{-1} \leq 0,08$).

La dependencia con la temperatura conviene analizarla en las gráficas de movilidad absoluta. Para el GaAs hemos tomado los mismos valores de los parámetros que en /13/. Tomando $a = b = 100 \text{ \AA}$ obtenemos que, por ejemplo, $\mu_1^{PZ} \geq \mu_2^{PZ}$ cuando $T \geq 192 \text{ K}$, y $\mu_2^{PZ} \geq \mu_3^{PZ}$ cuando $T \geq 212 \text{ K}$. De acuerdo con (8), (12) y (32) las dependencias con la temperatura de μ_1^{DP} (línea fina continua) μ_1^{PZ} (línea discontinua) y μ_1 (línea gruesa) se muestran en la Figura 3 para $a = b = 100 \text{ \AA}$. La movilidad PZ aumenta con la temperatura en contraste con el resultado de /7/. La movilidad DP decrece con la temperatura, al igual que en /6,7/, pero ahora como $T^{-\frac{1}{2}}$. Las

diferencias con estos trabajos citados se explican por nuestro comentario que sigue (2). La movilidad combinada está limitada principalmente por el mecanismo DP, aunque el PZ aporta una contribución finita. De acuerdo con (9), (14) y (33) las dependencias con la temperatura de μ_2^{DP} (línea fina continua), μ_2^{PZ} (línea discontinua) y μ_2 (línea gruesa continua) se muestra en la Figura 4 para $\alpha = 100 \text{ \AA}$. La movilidad PZ decrece con la temperatura en concordancia con los resultados de /11/. La movilidad DP decrece con la temperatura como T^{-1} , exactamente igual que en /10/. En este caso también el mecanismo DP es el principal que limita la movilidad combinada, aunque el PZ aporta una contribución finita. Una discusión más detallada de estos resultados se puede encontrar en /13/.

En relación con las movilidades ópticas sólo queremos dar una idea de lo que significan temperaturas muy bajas y muy altas. Para el GaAs $\hbar\omega_0 = 35,3 \text{ meV}$ de modo que $\hbar\omega_0/k_B \approx 410 \text{ K}$. Así, temperaturas muy bajas significan $T < 40 \text{ K}$; mientras que muy altas $T > 4000 \text{ K}$ (obviamente estas últimas carecen de sentido práctico).

Finalmente quisiéramos hacer algunas observaciones de carácter general. Para bajas concentraciones de portadores, los altos valores de la movilidad obtenidos a bajas temperaturas se deben principalmente a la supresión, en buena medida, de varios mecanismos de dispersión (especialmente el de impurezas). La distinción entre la movilidad Hall y la óhmica es necesaria para cálculos exactos, pero no altera en lo absoluto el orden de magnitud. Para bajas temperaturas la movilidad está limitada fundamentalmente por el mecanismo DP (una conclusión hecha también en /10/); sin embargo, el aporte del mecanismo PZ no debe ser despreciado si se requieren cálculos más rigurosos. Para otros materiales con efectos piezoeléctricos más fuertes (como el CdTe) se debe esperar una situación inversa. En este artículo hemos desarrollado un estudio sistemático de las movilidades en heteroestructuras semiconductoras de baja dimensionalidad, tanto Q1D como Q2D. Asimismo hemos presentado expresiones asintóticas para bajas temperaturas. Todas ellas pueden ser usadas para otros materiales. El estudio de la dispersión por fonones ópticos, debe ser todavía más detallado y será abordado en próximos trabajos.

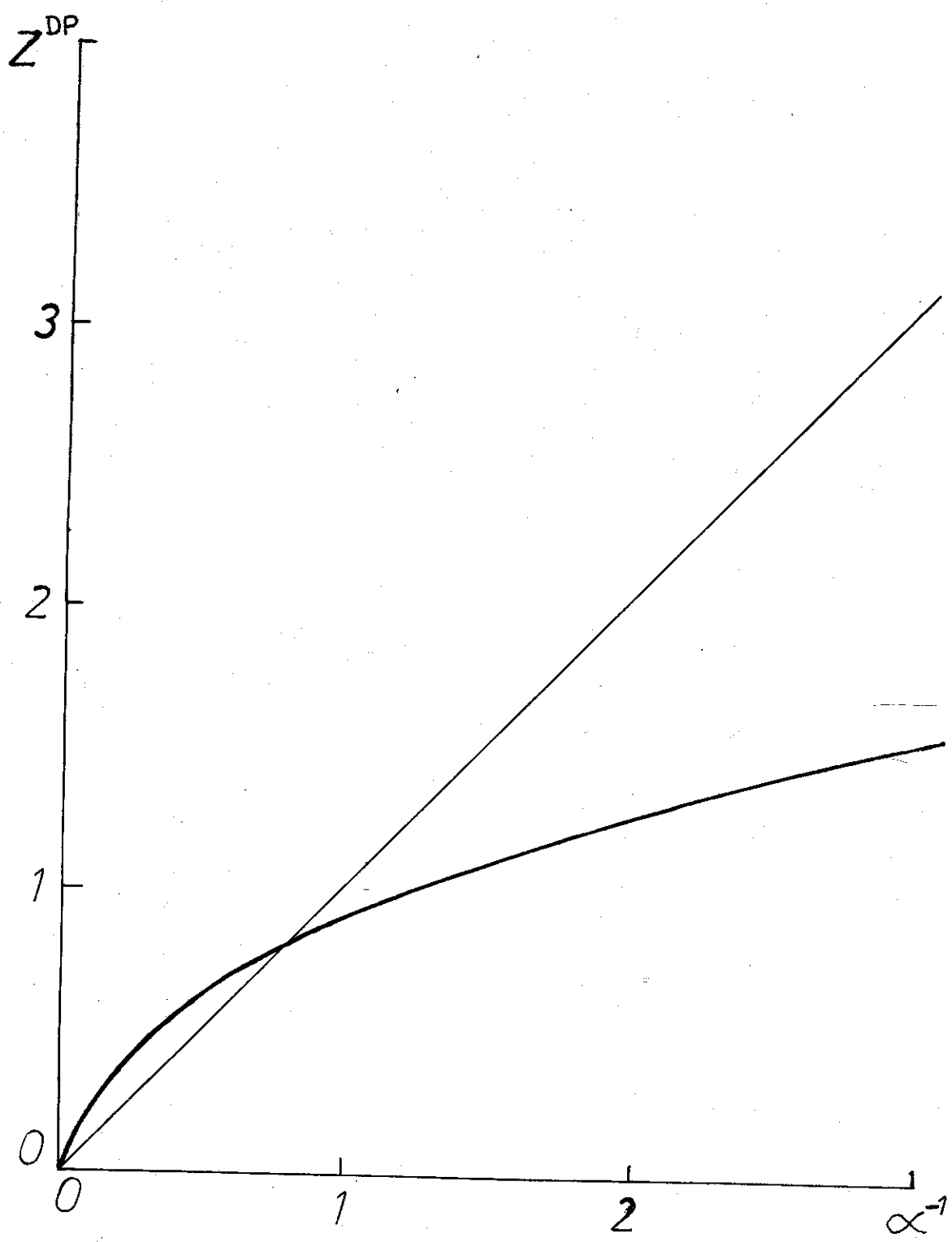


Figura 1. Movilidades acústicas relativas para acoplamiento DP en casos Q1D (curva fina) y Q2D (curva gruesa).

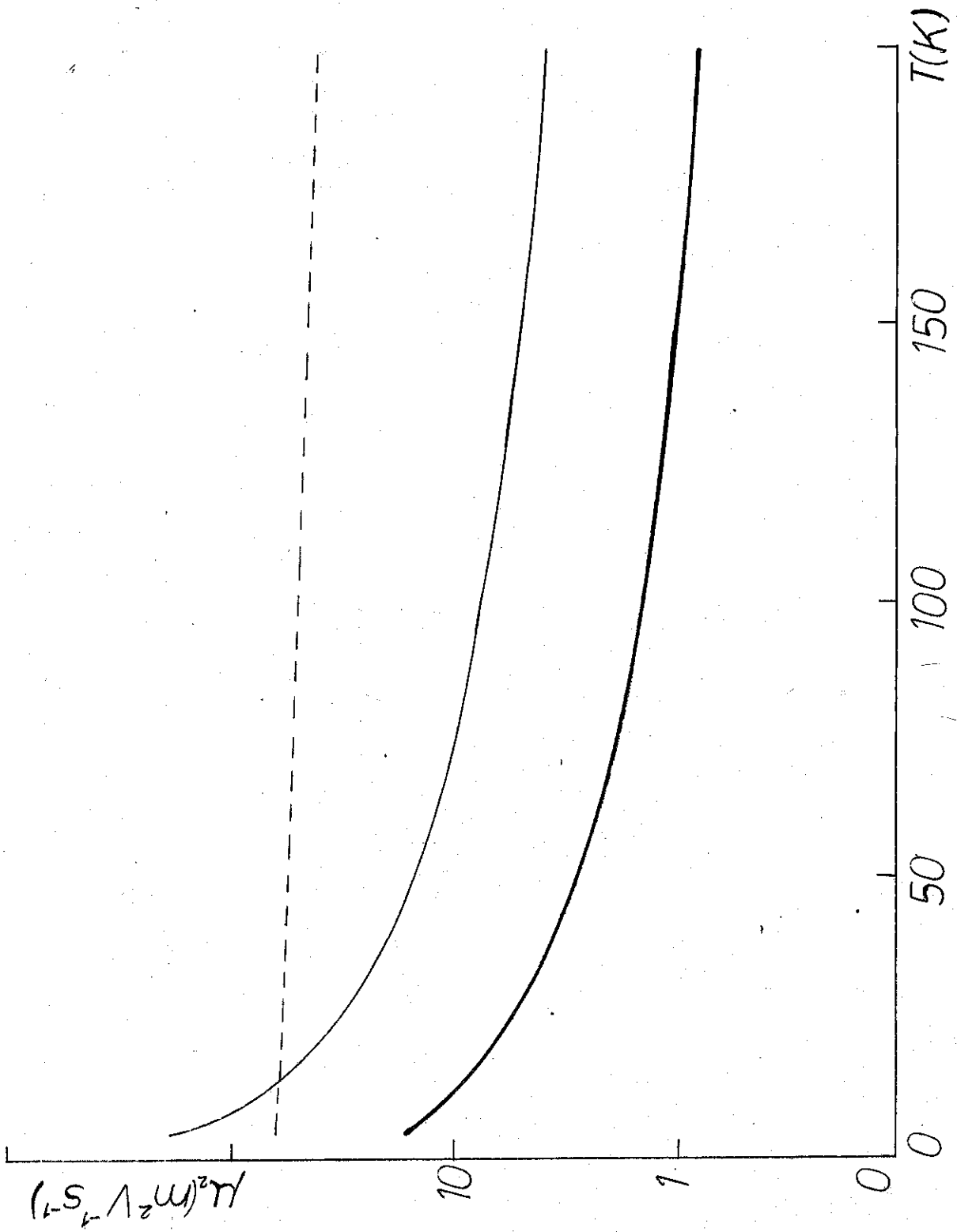


Figura 4. Movilidades acústicas absolutas PZ (curva discontinua) DP (curva fina) y combinada (curva gruesa) en caso Q2D.

REFERENCIAS

1. Hirakawa, K. y H. Sakaki (1986). *Phys. Rev. B* 33, 8291.
2. Foxon, C.T. y J.J. Harris (1989). *Phillips J. Res.* 41, 313.
3. Harris, J.J.; C.T. Foxon; K.B.J. Barriham; D.E. Lacklison; J. Hewett y C. White (1987). *J. Appl. Phys.* 61, 1219.
4. English, J.H.; A.C. Gossard; H.L. Stormer y K.W. Baldwin (1987). *Appl. Phys. Lett.* 50, 1826.
5. Comas, F.; C. Trallero; J. Tutor y H. León (aceptado para publicar) *Rev. Cub. de Física.*
6. Lee, J. y M.O. Vassell (1984). *J. Phys. C* 17, 2525.
7. Comas, F.; C. Trallero y J. Tutor (1987). *Phys. Stat. Sol. (b)* 139, 433.
8. Price, P.J. (1981). *Price, Ann. Phys.* 133, 217.
9. Lee, J. y M.O. Vassell (1984). *Jpn. J. Appl. Phys.* 23, 1086.
10. Arora, V.K. y A. Naeem (1985). *Phys. Rev. B* 31, 3887.
11. Chattopadhyay, D. (1985). *Phys. Stat. Sol. (b)* 135, 409.
12. Nag, B.R. (1986). *Pramana* 27, 47.
13. Comas, F.; C. Trallero; H. León y J. Tutor (1988). *Physica B*, 152, 352.
14. Bonch-Bruevich, B. y S. Kalashnikov (1977). *Física de los semiconductores*. MIR, Moscú (en ruso).
15. Anselm, A. (1981). *Introduction to Semiconductor Theory*. Izd. MIR, Moscow.