

# VIDA CIENTÍFICA

Siguiendo con la trayectoria marcada en el número anterior, iniciamos esta sección con un nuevo trabajo divulgativo de la serie sobre "Nuevos Materiales", realizado por el Catedrático de Física Teórica de la Universidad de La Habana, Rolando Pérez Álvarez, dedicado a los sistemas semiconductores de baja dimensionalidad.

A continuación, como novedad, contamos con tres colaboraciones, realizadas por profesores procedentes de cada una de las secciones de la Facultad, que esperamos sean de vuestro agrado.

Continuamos con las novedades científicas, efemérides y semblanzas de los Premios Nobel, apartados que aparecerán constantemente en todos los números.

Por último, como colaboración ajena a la Facultad, contamos con un trabajo de Ernesto Puertas sobre las posiciones anticientíficas de algunos miembros de la generación del 98. Ernesto es alumno de Tercer Ciclo de la Facultad de Filología y persona conocida, tanto entre los estudiantes como entre los profesores, por haber sido representante de alumnos durante varios años.

## NUEVOS MATERIALES

### Parte II: Sistemas Semiconductores de Baja Dimensionalidad

#### RESUMEN

En este artículo se hace un resumen apretado y a un nivel divulgativo de algunos de los últimos logros en la Física de los sistemas semiconductores submicrónicos (pozos cuánticos, superredes, etc.). Se hace particular énfasis en sistemas novedosos ( $\delta$ -dopados, superredes isotópicas, monocapas embebidas en materiales homogéneos, etc.) y en algunos fenómenos también nuevos (modos vibracionales planares, por ejemplo).

#### 1. INTRODUCCIÓN

Sobre el tema se ha escrito una buena cantidad de artículos de corte divulgativo para profesionales; vea por ejemplo los aparecidos en *Physics Today* [1], o en la revista de la UNED [2]. Por ello en este trabajo insistiremos en lo sucedido en el tema más recientemente.

No obstante, siempre es interesante recordar y notar que el *boom* del estudio de estos sistemas se originó al lograrse su obtención experimental por la epitaxia de haces moleculares (MBE<sup>1</sup>) prime-

ro y por otras técnicas después [3] hace ya más de veinte años. Estos métodos se han ido refinando hasta límites verdaderamente difíciles de imaginar hace tan solo diez años, lo que ha permitido realizar mediciones con un control realmente sorprendente de la composición, contenido de impurezas, calidad de las intercaras, temperaturas, campos eléctricos y magnéticos, presiones, etc.

Aún hoy en día la mayor parte de lo que se publica en el tema trata de sistemas construidos con GaAs, AlAs, u otros materiales III-V (GaSb, InAs, etc.). También existen bastantes y buenos estudios en sistemas con materiales del grupo IV (C, Si, Ge). La perspectiva real de obtener el láser en la región azul del espectro ha despertado el interés por los sistemas a base de materiales II-VI (CdTe, ZnTe, ZnSe, etc.).

La geometría más estudiada es la planar, o sea, compuesta por capas de intercaras paralelas y de espesores muy finos. Los sistemas de una sola capa emparedada (A/B/A) se llaman *pozos cuánticos* (QW<sup>2</sup>); si hay varias capas en el centro (A/B/A/B/A, por ejemplo) el pozo es *múltiple* (MQW<sup>3</sup>). Si se yuxtaponen

una cantidad grande de periodos A/B (o sea, ...A/B/A/B/A/B/A/B/A....) el sistema es prácticamente periódico y se denomina *superred* (SL<sup>4</sup>). Hace ya más de diez años que se experimenta con otras geometrías como la cilíndrica o la esférica y se tienen entonces los *hilos cuánticos* (QWW<sup>5</sup>) y los *puntos cuánticos* (QD<sup>6</sup>). Ver figura 1.

Mención aparte merecen los sistemas no periódicos o cuasiperiódicos, como las superredes de Fibonacci, las cuales prometen sorpresas tanto desde el punto de vista de la investigación básica como de sus potencialidades aplicativas. Más adelante haremos una descripción somera de éstas.

Los posibles usos prácticos de estos sistemas han sido motor impulsor de las investigaciones básicas. En la tabla adjunta se suman algunos de estos usos. Se usan las siglas inglesas HEMFET<sup>7</sup> y FET<sup>8</sup>.

Un aspecto interesante de estos sistemas es la posibilidad tremenda de variar las propiedades cambiando los parámetros de los mismos. En efecto, además de la posibilidad de

<sup>1</sup> MBE: Molecular Beam Epitaxy.

<sup>2</sup> QW: Quantum Wells.

<sup>3</sup> MQW: Multiple Quantum Well.

<sup>4</sup> SL: Superlattice.

<sup>5</sup> QWW: Quantum Well Wires.

<sup>6</sup> QD: Quantum Dots.

<sup>7</sup> HEMFET: High Electron Mobility FET.

<sup>8</sup> FET: Field Effect Transistor.

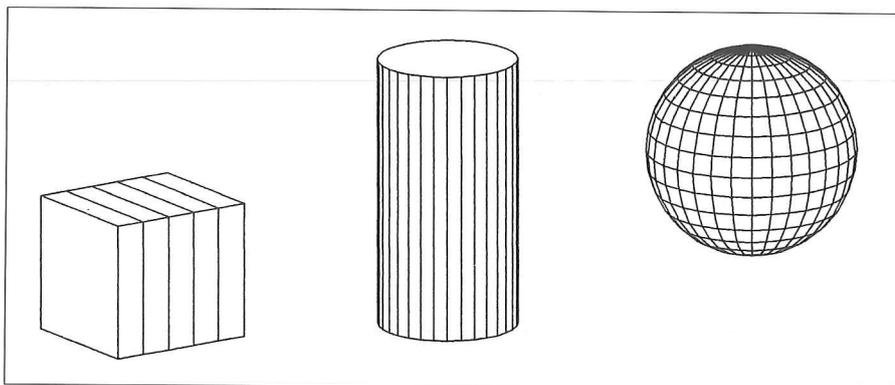


Figura 1. Esquema de una superred, hilo cuántico y punto cuántico. En la superred típica se alternan capas de dos materiales. El hilo cuántico standard es un cilindro de cierto compuesto con sección transversal que puede ser diversa, embebido en otro material. El punto cuántico se puede ver como un conglomerado de átomos de un material inmerso en una matriz distinta.

Algunos sistemas semiconductores de baja dimensionalidad con su uso práctico	
Sistema	Uso
QW III-V	Láser
Estructura modulada	HEMFET
QW II-VI	Láser azul
$\delta$ +metal/semic.	$\delta$ -FET
Superredes isotópicas	Detectores

variar los materiales base, su dopamiento y la aplicación de campos externos, aspectos todos posibles desde mucho antes de la aparición de los sistemas a baja dimensionalidad, ahora tenemos la posibilidad de cambiar el ancho de las distintas capas y su secuencia. Esto permite

hablar de la *sintonización* (tuning) de las propiedades deseadas.

## 2. FENÓMENOS CARACTERÍSTICOS DE LOS SISTEMAS SEMICONDUCTORES DE BAJA DIMENSIONALIDAD

Los fenómenos más característicos de todos estos sistemas son la *cuantización* de los niveles y el *confinamiento* de los estados. El ejemplo clásico es el de los estados electrónicos en un sandwich o emparedado  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  con la capa central bien fina (ancho menor o del orden de 100 Å, por ejemplo).

La alineación de las bandas de valencia y conducción entre la solución sólida  $Al_xGa_{1-x}As$  y GaAs es tal que, tanto para electrones como para huecos, el material del centro constituye un pozo de potencial lo suficientemente estrecho como para que haya un número finito y pequeño de niveles de energía, bien separados y por lo tanto detectables experimentalmente. En otros sistemas (la superred ...GaSb/InAs/GaSb/InAs/GaSb/InAs ..., por ejemplo) esto sucede para electrones o huecos separadamente. En correspondencia con la cuantización de los niveles de energía, los estados resultan confinados a una región espacial muy pequeña, normalmente del orden del ancho del pozo (ver figura 2). En las direcciones paralelas a las intercaras no hay confinamiento por lo que los estados son cuasibidimensionales, en el caso de los sistemas a intercaras planas, y cuasiunidimensionales en los hilos cuánticos. En los puntos cuánticos la cuantización de los niveles es total y resultan estados cuasicerodimensionales, es decir, confinados en las tres direcciones.

Matemáticamente hablando, para todos los sistemas planares, lo anterior implica que los estados (funciones de onda si de electrones se trata) se pueden escribir en la forma general

$$F(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{\kappa} \cdot \boldsymbol{\rho}} F(z)$$

donde  $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$  es el vector de posición en el plano paralelo a las intercaras y  $\mathbf{\kappa}$  es el vector de onda en este mismo plano. Aquí  $z$  es la coordenada perpendicular a las intercaras.

Para los QWVs hay sólo simetría de traslación respecto de una dirección, que tomaremos como  $z$ , y los estados se podrán escribir en la forma general

$$F(\mathbf{r}) = e^{iqz} F(\boldsymbol{\rho})$$

donde  $q$  es el vector de onda en la dirección del eje del cilindro ( $z$ ).

La misma historia se repite para las oscilaciones de la red cristalina (fonones acústicos, ópticos, piezoeléctricos); en este caso  $F$  se refiere a la elongación mecánica si se trata

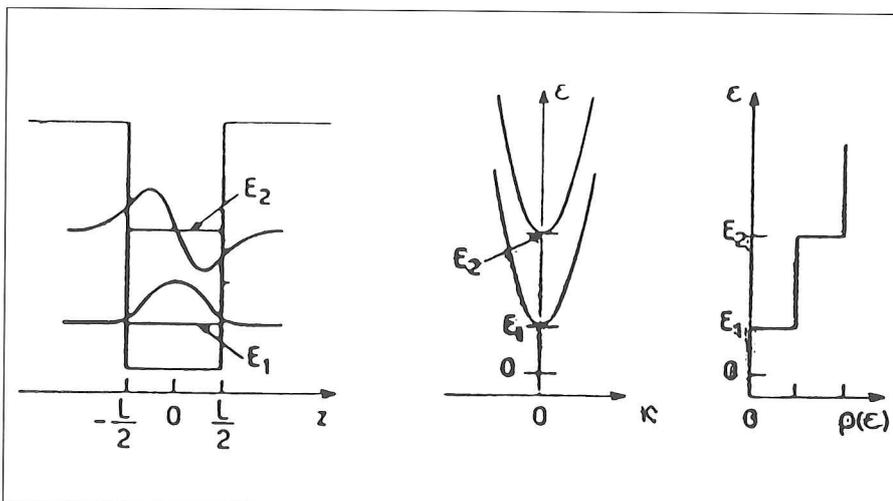


Figura 2. Esquema de la banda de conducción de una estructura típica de pozo cuántico  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ , sus niveles de energía y la densidad de probabilidad correspondiente a los primeros niveles. También se esquematiza la ley de dispersión en la dirección paralela a las intercaras y la densidad de estados en forma de escalera.

del caso de fonones acústicos o a la elongación mecánica y campo eléctrico si hablamos de fonones ópticos (ver figura 3). Para otras excitaciones elementales (magnones, por ejemplo, en el caso de materiales magnéticos) se tienen expresiones iguales para los campos que describen el fenómeno en cuestión.

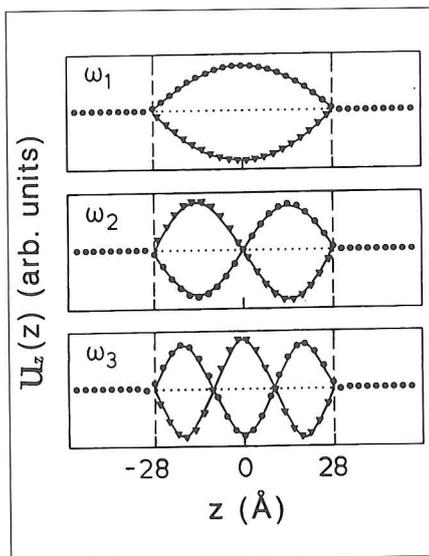


Figura 3. Amplitudes de los tres primeros modos fonónicos de una estructura de pozo cuántico  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  de 56 Å de ancho. Los triángulos simbolizan los cationes, los círculos los aniones. Observe la localización de estos modos en la región del pozo. Se han usado unidades arbitrarias. Gráfico tomado de [4].

La cuantización y confinamiento han hecho posible la obtención de otras características o fenómenos interesantes como el Efecto Hall Cuántico [5], la observación de excitones a temperatura ambiente, transición semiconductor-semimetal, las Escaleras de Stark, la alta movilidad de los portadores en las llamadas estructuras moduladas, etc.

### 3. ALGUNOS SISTEMAS NUEVOS

El calificativo de *nuevo* para un sistema físico o idea siempre es relativo. Aquí vamos a hacer breves comentarios sobre sistemas semiconductores de baja dimensionalidad que están apareciendo asiduamente en la literatura especializada en los últimos años.

### Sistemas $\delta$ -dopados

Se trata de sistemas obtenidos por dopamiento de una sola capa atómica de material masivo y en principio homogéneo. En la práctica hay cierta difusión de las impurezas hacia las capas vecinas pero se obtiene de todos modos una altísima concentración areal de impurezas ( $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ). La concentración volumétrica correspondiente está netamente por encima del límite de solubilidad. Los estados electrónicos se confinan entonces en una región de un centenar de Ångströms alrededor de la capa dopada.

Haciendo este tipo de dopamiento en las cercanías de un pozo cuántico se pueden lograr altas poblaciones de portadores en el pozo (ver figura 4) [6-14].

Está por estudiar la afectación de las oscilaciones de la red cristalina en estos sistemas.

Si la capa  $\delta$ -dopada se pone cerca (pongamos que a unos 300 Å) de una intercara metal-semiconductor se obtienen resultados interesantes (vea [15] y referencias que allí se dan); en particular se puede lograr un transistor con una alta capacitancia.

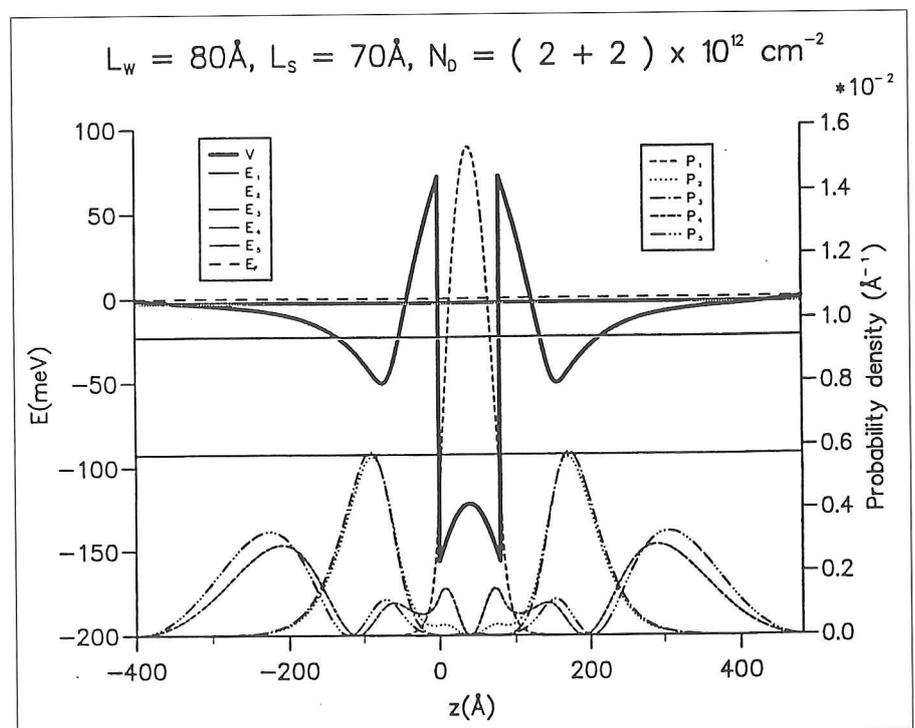


Figura 4. Potencial, autovalores de la energía y densidad de probabilidad de los estados acotados en una estructura modulada con sendos pozos  $\delta$  tipo n en sus lados. La concentración areal de impurezas es de  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  en cada capa dopada. Éstas se encuentran a 70 Å de las intercargas y el pozo central es de 80 Å. Las energías están en meV; la densidad de probabilidad en  $\text{Å}^{-1}$ .

### Pozos cuánticos y superredes tensionados (SQW, SSL)<sup>9</sup>

Una cuestión clave para crecer una capa sobre otra es que ambos materiales tengan constante de la red muy parecidas. Una diferencia de apenas unos pocos porcientos hace que energéticamente sea más

favorable la aparición de defectos en cantidades enormes. La constante de la red de GaAs es 5,65325 Å, mientras que la de AlAs es 5,660 Å; su diferencia no llega al 1%, lo que explica lo bien que crece uno sobre el otro.

Por otra parte, existen parejas de materiales con constante de la red bastante distintas que crecen epitaxialmente uno sobre otro, con tal de que las capas no sean muy anchas. En tales casos uno de los materiales

<sup>9</sup> SQW: Strained Quantum Wells; SSL: Strained Superlattices.

—o los dos— crece *tensionado*. Si la capa resulta muy ancha, la energía elástica acumulada se hace mayor que la que tendrían los defectos; por esto el límite en el espesor de las capas. Vea [16] y las referencias que allí se dan.

En la figura 5 se aprecia un esquema de cómo son las tensiones cuando se crecen capas de GaAs y GaP alternadamente.

Las tensiones pueden conllevar cambios significativos en las propiedades físicas. En las figuras 6 y 7 se presentan las leyes de dispersión de las oscilaciones de la red cristalina en pozos cuánticos ZnTe/CdTe/ZnTe sin tensión y con tensión [17, 18]. Note que hay características comunes a ambos casos (curvaturas, secuencia de estados que son longitudinales o transversales a  $\kappa = 0$ , etc.). Sin embargo las frecuencias cambian de valor y el *cuadro* se corre prácticamente como un todo por efecto de la tensión. Este corrimiento depende del sustrato sobre el que se ha crecido el sistema pues éste determina el estado de deformación de las capas.

**Superredes isotópicas**

Los isótopos poseen un comportamiento químico muy similar y se necesitan métodos físicos lentos y costosos para separarlos. Rusia y Ucrania poseen una industria de enriquecimiento isotópico desarrollada, y en los últimos años han suministrado al mercado varios isótopos de diferentes elementos con precios asequibles. Entre los disponibles están varios semiconductores del grupos IV (C, Ge, Si). Recientemente se ha estudiado con amplitud, tanto teórica como experimentalmente, las propiedades isotópicas del C, Ge, y de algunos compuestos binarios (GaAs, por ejemplo). El interés está dado por el uso en monocromadores ( $^{12}\text{C}$ ), detectores de rayos cósmicos ( $^{74}\text{Ge}$ ), etc. [19-21].

En las heteroestructuras semiconductoras las propiedades electrónicas y vibracionales cambian consi-

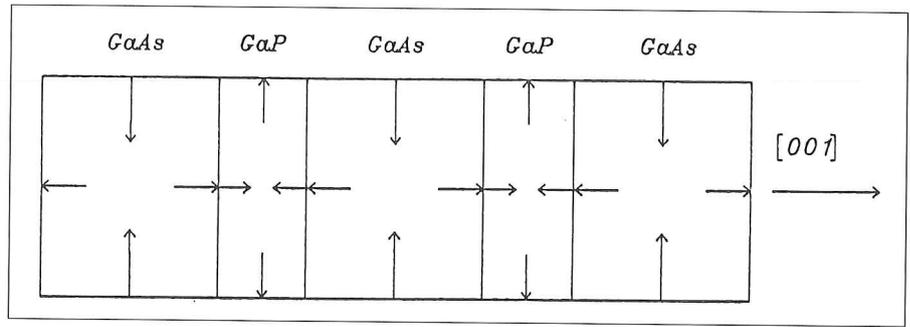


Figura 5. Esquema de las tensiones en una superred GaAs/GaP.

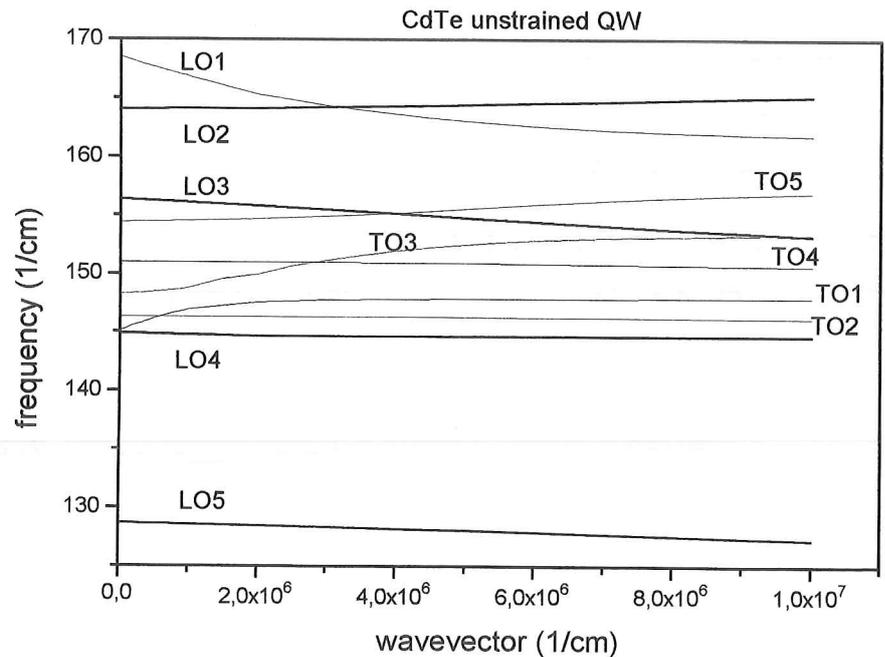


Figura 6. Curvas de dispersión ( $\omega$  vs  $\kappa$ ) de los fonones ópticos de un pozo cuántico no tensionado ZnTe/CdTe/ZnTe con tres monocapas del material del centro.

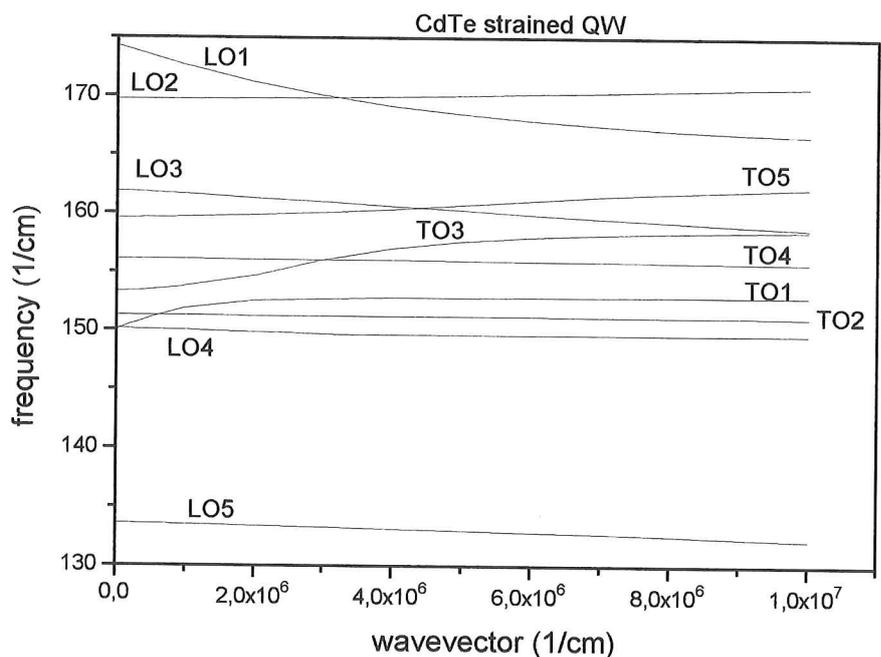


Figura 7. Curvas de dispersión ( $\omega$  vs  $\kappa$ ) de los fonones ópticos de un pozo cuántico tensionado de ZnTe/CdTe/ZnTe con tres monocapas del material del centro.

derablemente respecto del material masivo. Pero en nanoestructuras formadas por isótopos de una misma sustancia sólo se modifica con determinada regularidad la masa nuclear por lo que el comportamiento electrónico casi no varía.

Por el contrario, las pequeñas diferencias en la masa de los diferentes isótopos se manifiesta en las propiedades vibracionales. En la figura 8 se pueden apreciar los *gaps* que se abren en el espectro fonónico de una superred  $^{70}\text{Ge}_n\text{ }^{74}\text{Ge}_m$  con  $n = m = 4$ ; hemos denotado por  $n$  ( $m$ ) el número de capas atómicas de  $^{70}\text{Ge}$  ( $^{74}\text{Ge}$ ). En la figura 9 se puede ver la elongación de los distintos átomos en uno de estos modos.

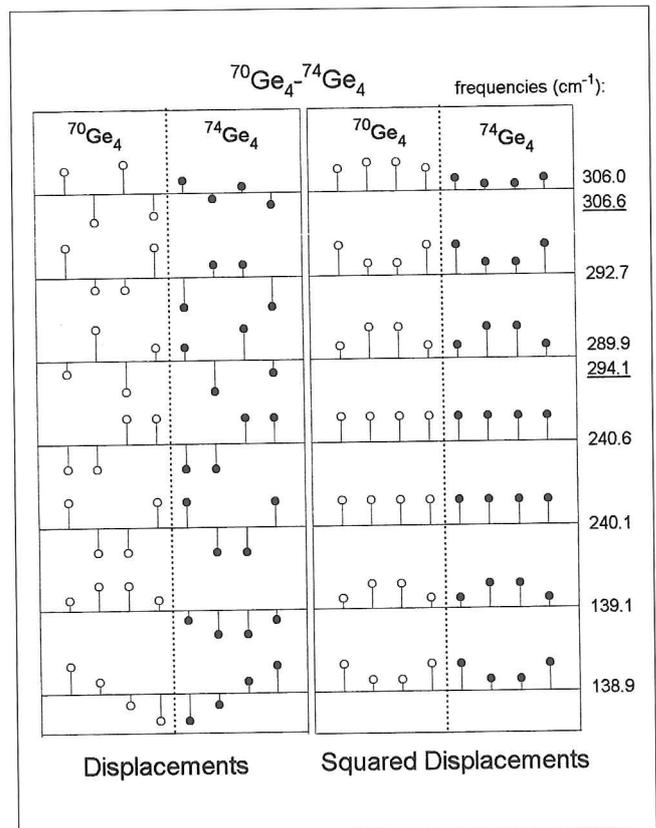
**Superredes de periodo corto**

Como su nombre lo indica, se trata de superredes con muy pocas capas en su periodo. Se acostumbra a denotarlas  $A_n B_m$ , donde se ha llamado  $n$  al número de capas del material A y  $m$  al número de capas del material B. Ejemplo:  $(\text{GaAs})_2(\text{AlAs})_3$ .

**Superredes de Fibonacci**

Se trata de una secuencia de capas de materiales creada a partir

Figura 9. Desplazamientos de los átomos (esquema de la izquierda) y sus cuadrados (a la derecha) en una superred isotópica  $^{70}\text{Ge}_4\text{ }^{74}\text{Ge}_4$  para los estados en el centro de la Zona de Brillouin. Note la tendencia de algunos estados a concentrarse en una de las capas mientras que otros estados prefieren la región cercana a las intercaras [21].



de dos *sistemitas generadoras* A y B y mediante la yuxtaposición de nuevas capas según las siguiente reglas:

1. El sistema de orden *cero* es la capa A

$$S_0 = A$$

2. El sistema de orden *uno* es la capa B

$$S_1 = B$$

3. Los sucesivos sistemas de la secuencia se forman de acuerdo con la ley

$$S_n = S_{n-2} S_{n-1}$$

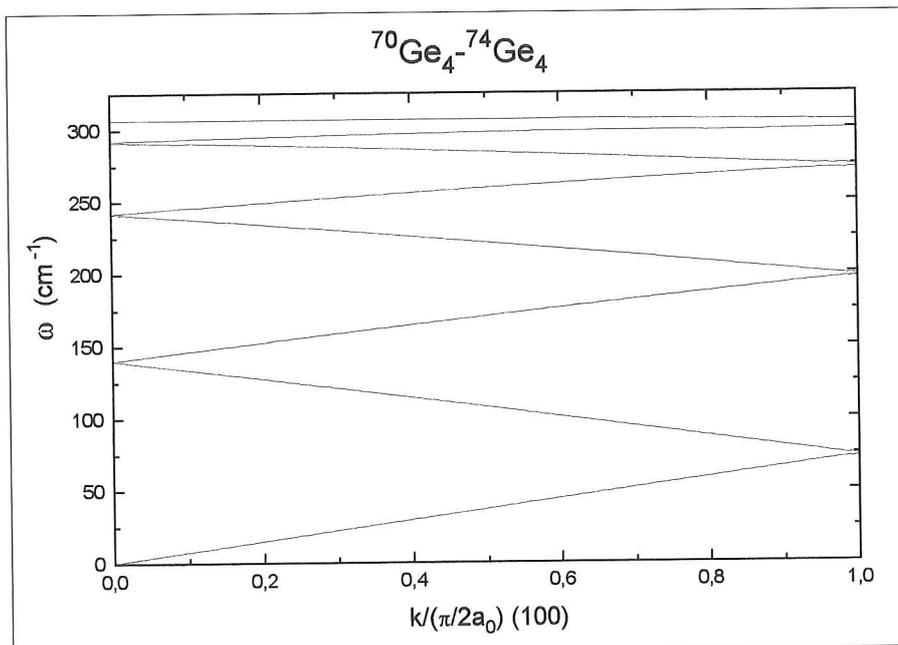


Figura 8. Curvas de dispersion de fonones en una superred isotópica  $^{70}\text{Ge}_4\text{ }^{74}\text{Ge}_4$ . Note los pequeños *gaps* que se han abierto producto de la diferencia de masa entre ambos isótopos [21].

Ejemplos de sistemitas generadoras	
A	B
GaAs	AlAs
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$
GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
$\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\text{GaAs}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$

En este último caso el *sistemita generador* consiste de dos parejas de capas.

En la tabla siguiente esquematizamos los sistemas de las primeras 8 generaciones. Capas de A (B) pueden quedar emparedadas por capas de B (A), y es lo más común. Pero puede pasar que queden capas contiguas del mismo tipo. En el esquema compilamos el número total de capas de tipo A, de tipo B, de tipo AA, y de tipo BB.

n Sistema	$N_A$	$N_{AA}$	$N_B$	$N_{BB}$
0 A	1	0	0	0
1 B	0	0	1	0
2 AB	1	0	1	0
3 BAB	2	0	2	0
4 ABBAB	3	0	3	1
5 BABABBAB	5	0	2	3
6 ABBABBABABBAB	8	0	5	4
7 BABABBABABBABABBAB	13	0	5	8

Las superredes de Fibonacci exhiben características intermedias entre los sistemas periódicos y los desordenados. No son sistemas desordenados pues las capas se yuxtaponen siguiendo una regla fija, pero esta regla no es la periodicidad.

Entre las propiedades más singulares de las superredes de Fibonacci está el espectro energético, el cual adopta la estructura de conjunto de Cantor [22, 23].

## Monocapas

El control en el crecimiento de las capas sucesivas de estos sistemas ha permitido la obtención de monocapas embebidas en un material homogéneo. Ejemplos de esto son los siguientes: GaAs/Al/GaAs, GaSb/As/GaSb, InAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>/InAs.

El estudio de las monocapas es relativamente reciente; aún no se tiene una total comprensión de los resultados experimentales. Respecto de las oscilaciones de la red se ha establecido teórica y experimentalmente que la monocapa soporta dos modos fonónicos, uno transversal horizontal que no acarrea campo eléctrico, y otro, que es longitudinal cuando el vector de onda paralelo a la monocapa es nulo, y que sí tiene un campo eléctrico asociado. Estos modos se denominan Vibraciones Planares<sup>10</sup>. En la figura 10 se presenta la dependencia con la coordenada  $z$  perpendicular a la monocapa de la elongación del modo longitudinal en la dirección paralela a la capa [24].

Cualitativamente hablando, la aparición de estos modos se puede

explicar notando que los enlaces entre los átomos de la capa *extraña* con sus vecinos se caracteriza por una constante de fuerza distinta a la del volumen por lo que conllevará frecuencias de oscilación diferentes.

Este análisis, así como los resultados experimentales y teóricos conducen a que estos modos están concentrados en una región espacial de unas pocas constantes de la red a ambos lados de la monocapa.

## PALABRAS FINALES

El tema de los sistemas semiconductores de baja dimensionalidad constituye una parte de la Física del Estado Sólido a la que le presta gran atención un sinnúmero de laboratorios de investigación del mundo académico e industrial. Esto es debido a que la reducción a la escala nanométrica de los sistemas con-

lleva la aparición de nuevas propiedades de gran interés científico y posibles aplicaciones.

En este trabajo hemos dejado de lado una serie de sistemas y fenómenos más conocidos. Nos hemos centrado en algunos aspectos menos tocados en otros trabajos similares a éste. Aún así, hay que decir que sólo hemos abordado sistemas y fenómenos estudiados por el autor. Los sistemas magnéticos, las superredes naturales, las superredes formadas por politipos, las multicapas superconductoras, las superredes metálicas, los sistemas Thue-Morse, y aún otros, son campos activos de investigación de los que no hablamos aquí. Cada uno de ellos tiene una fenomenología específica e interesante. Los efectos de temperaturas ultrabajas y/o de campos magnéticos superaltos son asimismo fuente de nuevos descubrimientos constantemente.

Agradezco a mis colegas de la UNED, de la Universidad de La Habana y del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, el apoyo y estímulo que me han proporcionado todos estos años.

## BIBLIOGRAFÍA

- [1] Los números de junio de 1993, mayo de 1994 y junio del mismo

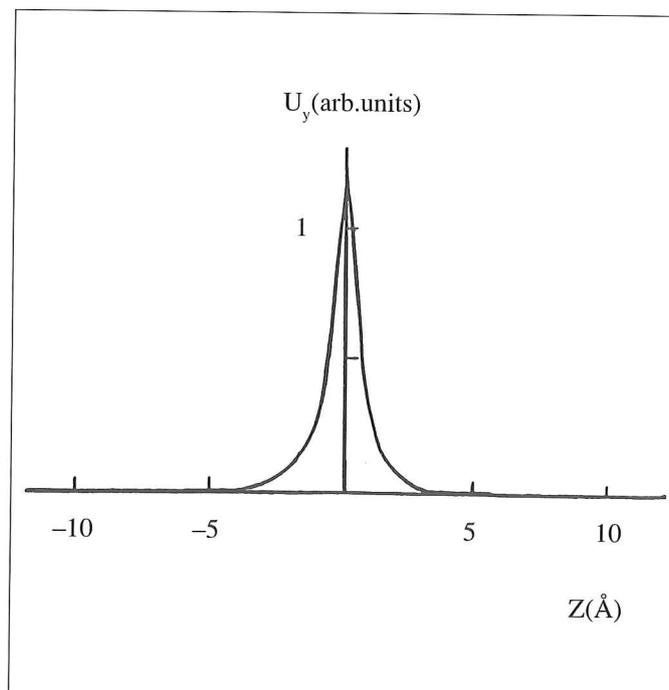


Figura 10. Dependencia con la posición de la elongación paralela a la capa en un Modo Vibracional Planar en el caso de una monocapa de Al en GaAs masivo.  $z$  es la coordenada perpendicular a la monocapa. Se usan unidades arbitrarias [24].

<sup>10</sup> PVM: Planar Vibrational Modes.

- año, por sólo citar tres ejemplares de esta revista, traen excelentes resúmenes de amplias partes de este tema.
- [2] F. GARCÍA MOLINER, *Revista A Distancia*, UNED, Madrid, Primavera de 1994, p. 121.
- [3] B. VINTER and C. WEISBUCH, "Quantum Semiconductor Structures", Academic Press, San Diego (1991). L. ESAKI, *Journal de Physique*, **45**, C5-3 (1984).
- [4] C. TRALLERO-GINER, R. PÉREZ-ÁLVAREZ and F. GARCÍA-MOLINER, "Long wave polar modes in semiconductor heterostructures", aceptado para publicar por la editorial Elsevier Science, Londres, 1998.
- [5] K. VON KLITZING, G. DORDA and M. PEPPER, *Physical Review Letters*, **45**:6, 494-497 (1980).
- [6] L. M. GAGGERO-SAGER, R. PÉREZ-ÁLVAREZ y Ch. B. SOMMERS, *Revista Cubana de Física*, Vol. XII, No. 2, 121-130 (1992).
- [7] L. CHICO, W. JASKÓLSKI, R. PÉREZ-ÁLVAREZ and F. GARCÍA-MOLINER, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 5, 9069-9076 (1993).
- [8] L. CHICO, W. JASKÓLSKI, R. PÉREZ-ÁLVAREZ and F. GARCÍA-MOLINER, *Proceeding of the Workshop on Optoelectronic Materials and their Applications*, La Habana, 18-25 febrero (1993), p. 131. Editors: F. Leccabue, O. de Melo Pereira, I. Hernández Calderón. Edizioni ETS.
- [9] L. M. GAGGERO-SAGER and R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Journal of Applied Physics*, Vol. 79, No. 6, 3351-3353 (1996).
- [10] L. M. GAGGERO-SAGER and R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Physica Status Solidi (b)*, Vol. 197, No. 1, 105-109 (1996).
- [11] L. M. GAGGERO-SAGER and R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Proceedings of the 5th Latin-american Meeting on Optics, Lasers and their Applications*, Havana, November 20-25, 1995. Edited by A. Augier, A. Oliva, L. Ponce and O. Calzadilla, pp. 172-175.
- [12] L. M. GAGGERO-SAGER and R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Proceedings of the 5th Latin-american Meeting on Optics, Lasers and their Applications*, Havana, November 20-25, 1995. Edited by A. Augier, A. Oliva, L. Ponce and O. Calzadilla, pp. 176-179.
- [13] L. M. GAGGERO-SAGER and R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Applied Physics Letter*, Vol. 70, No. 2, 212-213 (1997).
- [14] L. M. GAGGERO SAGER and R. PÉREZ ÁLVAREZ, *Proceedings of the 4th Granada Seminar on Computational Physics*, held at Granada, Spain, 9-14 September 1996, edited by Pedro L. Garrido and Joaquín Marro, pp. 302-303 (Lectures Notes in Physics. Springer).
- [15] L. M. GAGGERO-SAGER and R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Journal of Applied Physics*, Vol. 78, No. 7, 4566-4569 (1995).
- [16] J. ARRIAGA, Tesis Doctoral, Instituto de Ciencia de Materiales, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid (1992).
- [17] J. NIETO-JALIL y R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Libro de Resúmenes de las Comunicaciones a la XXV Biental de la Real Sociedad Española de Física*, Santiago de Compostela (España), 18-23 de septiembre de 1995, p. 369. Editores: Ramón Bravo Quintas y Josefa Salgado Carballo.
- [18] J. NIETO-JALIL, R. PÉREZ-ÁLVAREZ, *Physica Status Solidi (a)*, **164**, 699-708 (1997).
- [19] M. CARDONA, *Semiconductor crystals with tailor-made isotopic composition*, *Advances in Solid State Physics*, **34**, 35 (1995).
- [20] J. HALLER, *Appl. Phys.* **77**, 2857 (1995).
- [21] R. PÉREZ-ÁLVAREZ, F. DE LEÓN PÉREZ, enviado a publicar a *Physica Scripta* (1998).
- [22] N. D. MERMIN and M. SANDRA, *Physical Review Letters*, **54**, 1524 (1985).
- [23] JIAN PING LU, TAKASHI ODAGAKI and JOSEPH BIRMAN, *Physical Review*, **B33**:7, 4809-4817 (1986).
- [24] R. PÉREZ-ÁLVAREZ and C. TRALLERO-GINER, *Physica Scripta*, Vol. 56, No. 4, 407-411 (1997).

**Rolando Pérez Álvarez**  
 Universidad de La Habana. Profesor  
 Colaborador del Depto. de Física  
 de los Materiales (UNED)

## COLABORACIONES

### Priones: Un mecanismo fisicoquímico de infección

#### RESUMEN

La enfermedad de las "vacas locas" y otras encefalopatías mortales han puesto de actualidad un tipo totalmente nuevo de agente infeccioso que no es virus, bacteria, hongo ni parásito. Este nuevo agente subviral, descubierto por Stanley Prusiner, recibe el nombre de prión y existe normalmente como una proteína que es totalmente inocua, pero que puede sufrir un cambio estructural que da lugar, en definitiva, a los agentes

causales de diversas demencias en los seres humanos y animales. Como suele suceder con los descubrimientos científicos realmente fecundos, se han suscitado más preguntas que respuestas. En particular, el mecanismo del efecto destructivo de los priones sigue siendo en gran parte desconocido. Dentro de una orientación fisicoquímica básica, se han propuesto diversos modelos para la replicación de los priones, que tienen como característica fundamental el que se basan en la asociación de las moléculas que constituyen los priones, sin intervención alguna de ácidos nucleicos. En este artículo se comentan brevemente estos modelos, con la intención de conseguir una perspectiva de nuevas enfermedades que pueden sobrevenirnos, basadas en agentes patógenos estrictamente moleculares.

#### ¿QUÉ SON LOS PRIONES?

Los aspectos clínicos de diversas enfermedades degenerativas del sistema nervioso en seres humanos, principalmente encefalopatías espongiformes, son conocidos desde hace tiempo [1]. Relacionadas con ellas, existen también otras dolencias de los animales, que pueden llegar a tener considerables repercusiones económicas, como es el caso de la tristemente célebre enfermedad de las "vacas locas". En general, el desarrollo de estas enfermedades puede abarcar un número