Creación de pares electrón-hueco en superredes conductor-aislante

Marcelo del Castillo-Mussot, Rubén G. Barrera y W. L. Mochán, Instituto de Física, UNAM, México

Jairo Giraldo, Dpto. de Física, Universidad Nacional de Colombia

RESUMEN

Obtenemos una expresión general y exacta para la matriz de transferencia de una película con dispersión espacial rodeada de material local en términos de las impedancias pares e impares de la película no local. El uso de esta matriz facilita el cálculo de las propiedades ópticas de sistemas de multicapas conductoras. En particular desarrollamos la teoría de superredes periódicas formadas por aislante y conductor incluyendo la presencia de pares electrón-hueco y ondas longitudinales en las capas conductoras dentro del modelo semiclásico de barrera infinita.

ABSTRACT

We obtain a general and exact expression for the transfer matrix of a spatially dispersive film surrounded by a local material in terms of the even and odd surface impedances of the nonlocal film. The use of this matrix eases the calculation of the optical properties of conducting multilayer systems. In particular we develop the theory of insulator-conductor periodic superlattices including the presence of electron-hole pairs and longitudinal waves in the conducting layers within the semiclassical infinite barrier model.

I. INTRODUCCIÓN

Heteroestructuras conductoras en forma de multicapas muy delgadas han sido ya producidas[1], las cuales exhiben varias interesantes propiedades[2]. Sus propiedades ópticas han sido estudiadas principalmente desde un punto de vista teórico[3]. En un artículo previo[4] se desarrolló un formalismo matricial para incluir de una manera sencilla los efectos no locales en el cálculo de las propiedades ópticas de superredes conductor-aislante. Este formalismo fue después extendido al estudio de superredes conductoras[5,6]. En estos cálculos la dispersión espacial de las capas metálicas fue incorporada dentro del modelo hidrodinámico[7] imponiendo condiciones adicionales a la frontera en las interfaces abruptas y por tanto los efectos de las excitaciones de los pares electrón-hueco no fueron tomados en cuenta.

En este artículo introduciremos una matriz de transferencia de 2x2 exacta para una capa conductora rodeada por materiales locales. Luego utilizaremos esta matriz dentro del modelo semiclásico de barrera infinita o SCIB, como se conoce por su abreviatura en inglés de *semiclassical infinite barrier*[8]. Es bien sabido que el modelo SCIB no es suficiente para una descripción correcta de efectos superficiales como por ejemplo, aquellos debidos al perfil de densidad electrónica *suave*, es decir, no abrupto[9]. Sin embargo, con una buena elección de la función dieléctrica del modelo SCIB interior da una adecuada descripción de efectos interiores inducidos por la superficie[10,11] como la excitación de pares electrón-hueco por el campo eléctrico de la superficie.

II. TEORÍA

A. Matriz de transferencia de una sola capa conductora.

Consideremos una capa de conductor no local paralela al plano x-y acotada por ambos lados por un medio local. En el caso de polarización P, los campos a la derecha (z positiva) del conductor están determinados por $E_x(z_D)$ y $B_y(z_D)$ y los campos a su izquierda por $E_x(Z_I)$ y $B_y(Z_I)$, donde z_D y z_I son las posiciones de las fronteras del conductor y el origen en z fue escogido en el centro del conductor. Estos campos están relacionados por

$$\begin{pmatrix} E_x \\ B_y \end{pmatrix}_{z_D} = M^C \begin{pmatrix} E_x \\ B_y \end{pmatrix}_{z_I} \qquad (1)$$

donde M^C es la matriz del conductor que a continuación introduciremos. Si descomponemos los campos como una suma de sus partes antisimétricas $E_x^{(1)}$, $B_y^{(2)}$ y simétricas $E_x^{(2)}$, $B_y^{(1)}$, (es decir $E_x^{(1)}(z_D) = - E_x^{(1)}(z_I)$, $B_y^{(1)}(z_D) = B_y^{(1)}(z_I)$, etcétera), entonces la simetría de reflexión de la capa conductora nos permite considerar separadamente ambos tipos de campos en Ec. (1) obteniéndose para los elementos de M que

$$M_{11}^{c} = M_{22}^{c} = \frac{Z^{(2)} + Z^{(1)}}{Z^{(2)} - Z^{(1)}},$$

$$M_{12}^{c} = -\frac{2Z^{(2)}Z^{(1)}}{Z^{(2)} - Z^{(1)}}, \qquad (2)$$

$$M_{21}^{c} = -\frac{2}{Z^{(2)} - Z^{(1)}},$$

donde $Z^{(1)}$ y $Z^{(2)}$ son las impedancias superficiales impares y pares,

$$R = |Z - Z_v|^2/|Z + Z_v|^2, \qquad (7)$$

y su modo de superficie está dada por

$$Z + Z_v = 0 \qquad (8)$$

donde $Z_v = \cos\theta$ es la impedancia superficial del vacío y θ es el ángulo de incidencia.

III. CONCLUSIONES

Aplicando estas fórmulas podemos resumir nuestros resultados de la siguiente manera. Obtenemos que los picos de absortancia óptica de la superred semi-infinita están relacionados con la excitación de los modos electromagnéticos del sistema. Además la presencia de los pares electrón-hueco produce un corrimiento en las frecuencias y un amortiguamiento de los picos asociados a los plasmones de volumen. Por otra parte una comparación de los resultados entre la sueperred y una sola capa conductora muestra que en la superred la absortancia es mayor y los picos de resonancia son más anchos. Un reporte más detallado de estos resultados será presentado en la Ref. 15. Finalmente queremos mencionar que aunque nuestros cálculos fueron hechos dentro del ya mencionado modelo de SCIB, nuestro formalismo de matriz de transferencia es más general.

Este trabajo fue apoyado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (México) bajo el contrato PCEXCNA-040428.

BIBLIOGRAFÍA

1. Falco, C. M.
Festkörperprobleme (Adv. in Solid State Phys.) *25*, 531 (1985).

2. Vaglio, R., A. Cucolo and C. M. Falco
Phys. Rev. B *35*, 1721 (1987); M. J. Pechan and I. K. Schuller, Phys. Rev. Lett. *59*, 132 (1987).

3. Véase por ejemplo; R. E. Camley and D. L. Mills, Phys. Rev. B 29, 1695 (1984); J. K. Jain and P. B. Allen, Phys. Rev. Lett. *54*, 947 (1985).

4. Mochán, W. L., M. del Castillo-Mussot, and R. G. Barrera, Phys. Rev. B *35*, 1088 (1987).

5. Castillo-Mussot, M. del and W. L. Mochán
Phys. Rev. B *36* 1779 (1987).

6. Mochán, W. L. and M. del Castillo-Mussot (enviado a Phys. Rev. B).

7. Forstmann, F. and H. Stenschke, Phys. Rev. Lett. *38*, 1365 (1977); Phys. Rev. B *17*, 1489 (1978).

8. Reuter. G. E. and E. H. Sondheimer
Proc. Roy. Soc. A *195*, 336 (1948); K. L. Kliewer and R. Fuchs, Phys. Rev. *172*, 607 (1968).

9. Feibelman, P. J.
Prog. Surf. Sci. *12*, 287 (1982).

10. Giraldo, J., P. Apell and R. Monreal
Lectures on Surface Physics, Springer Series on Surface Science (Springer, Berlin, 1987) ed. by G. R. Castro and M. Cardona, p. 173.

11. Persson, B. N. and S. Andersson
Phys. Rev. B, *29* 4382 (1984).

12. Jones, W. E., K. L. Kliewer and R. Fuchs
Phys. Rev. *178*, 1201 (1969).

13. Fuchs, R. and K. L. Kliewer
Phys. Rev. *185*, 905 (1969).

14. Hecht, E. and A. Zajac
Optics (Addison-Wesley, Reading, Massachusets, 1974) Sección 9.9.1.

15. Giraldo, J., M. del Castillo-Mussot, R. G. Barrera y W. L. Mochán (por publicarse).