

# Microscopía túnel fotoasistida con resolución atómica

A.V. Bragas\*, S.M. Landi\*\*, J.A. Coy\*, O.E. Martínez\*\*\*

Laboratorio de Electrónica Cuántica, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales.  
Universidad de Buenos Aires.

e-mail: bragas@df.uba.ar

Hemos detectado señal de fotocorriente en la unión túnel de un STM, con una muestra de grafito pirolítico (HOPG), cuando se ilumina la unión con un láser de He-Ne (632 nm). Los estudios de respuesta en frecuencia de la corriente inducida por iluminación muestran que la señal de fotocorriente aparece cuando la polarización de la luz incidente tiene una componente paralela al eje *c* del grafito, mientras que para la componente perpendicular sólo se obtiene una corriente de origen fototérmico. Obtuvimos imágenes de HOPG con resolución atómica, a partir de la señal de fotocorriente.

We have detected photocurrent signal when a scanning tunneling microscope junction was illuminated with an He-Ne laser (632 nm), with a high oriented pyrolytic graphite sample (HOPG). Frequency response of photoinduced current shows that photocurrent appears when light is polarized parallel to *c* axis of graphite. Images of atomic resolution were obtained recording the photocurrent signal.

## I. Introducción

Diversos mecanismos pueden aparecer en la interacción de la luz con superficies sólidas sensadas in situ por medio de un microscopio de efecto túnel. Tanto efectos lineales, como absorción intrabanda e interbanda, o efectos no lineales, como rectificación óptica, inducen cambios en la corriente túnel que aportarían información adicional sobre el sistema en estudio. Para ello la señal inducida debe ser discriminada del fondo continuo de corriente túnel normal por medio de la modulación de la luz incidente y la detección "lock-in". Cabe notar que la dilatación de la muestra por la energía absorbida produce un cambio en la señal de alrededor de un orden de magnitud por décima de nanometro modulada, también a la frecuencia de modulación de la luz. Este efecto ha sido utilizado en trabajos tempranos en el tema para modular la distancia punta muestra<sup>1</sup> pero impide detectar los otros efectos mencionados si no se realiza una discriminación clara dentro de la señal. Este problema ha limitado el estudio de la microscopía túnel asistida por luz a espectroscopía fotoasistida de materiales semiconductores<sup>2-5</sup>. Se ha generado rectificación y generación de frecuencia diferencia en la unión con radiación infrarroja y se han obtenido imágenes atómicas de HOPG con esas señales<sup>6-7</sup>, pero la rectificación óptica ha sido posible sólo sin polarizar

la punta respecto de la muestra para no modular la radiación, lo que impide realizar una espectroscopía o aumentar la señal buscando la polaridad adecuada<sup>8</sup>.

En el presente trabajo se estudia la dependencia de la corriente túnel inducida por un láser en función de la frecuencia de modulación y se demuestra que es posible discriminar la señal proveniente de la dilatación térmica de la que proviene de otros mecanismos de interacción de la luz con el sistema, a la que llamaremos fotocorriente.

A la corriente fototérmica contribuye tanto la dilatación de la punta como la de la muestra. En ambos casos, la variación inducida de corriente túnel  $dI_{term}$  será proporcional a la longitud de la dilatación  $\Delta l$  ya que<sup>9</sup>

$$\begin{aligned} I &\propto V \rho_s \exp(-2 \beta s) \\ dI/ds &\propto -2 \beta I \\ dI_{term} &= 2 \beta \Delta l I \end{aligned} \quad (1)$$

donde  $V$  es la tensión aplicada entre punta y muestra,  $\rho_s$  es la densidad local de estados en el nivel de Fermi,  $\beta$  es una constante de decaimiento cuyo valor está alrededor de  $1 \text{ \AA}^{-1}$  y  $s$  es la distancia punta-muestra. La expresión para la dilatación en función de la frecuencia de la punta es estudiada en la referencia 10. Los resultados allí muestran que las frecuencias de corte para los materiales comunmente usados (Pt y W),

\* Becarios UBA

\*\* Becaria CONICET

\*\*\* Investigador CONICET

están muy por debajo de las frecuencias de trabajo, por lo cual no es importante considerar su contribución.

En el caso de la muestra (HOPG), y tomando un modelo de flujo de calor en la dirección del eje  $c$  (perpendicular a la superficie), en un sólido semiinfinito excitado con una fuente modulada de calor en su superficie (de la forma  $\exp(i\omega t)$ ), se obtiene<sup>11</sup>:

$$\Delta\ell = \frac{\alpha P \kappa (1-R)}{K A \omega} \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\right) \exp(i\omega t) \quad (2)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de expansión térmica,  $P$  la potencia del láser,  $A$  el área iluminada,  $K$  la conductividad térmica,  $\kappa$  la constante de difusividad térmica y  $R$  la reflectividad. De las ecuaciones (1) y (2) se ve que el módulo de  $dI_{term}$  cae como  $1/f$  y está atrasada en fase en  $\pi/2$  respecto de la modulación. La aproximación propuesta vale si el diámetro de la zona iluminada es mucho mayor que la longitud característica de penetración de la señal térmica. Esta distancia, que viene dada por  $D = \sqrt{\kappa/\pi f}$ , define una frecuencia de modulación a partir de la cual se debe trabajar en las condiciones de la ecuación (2). El cálculo de la frecuencia de corte para las condiciones de este experimento, da 100 Hz.

La fotocorriente, en cambio, tiene una respuesta plana en frecuencia y desfase nulo, ya que los tiempos involucrados de tuneo y/o decaimiento son muchos órdenes de magnitud menores que los tiempos de modulación de la luz incidente. Por lo tanto se pueden separar las contribuciones de corriente fototérmica y fotocorriente, tanto por el análisis de las amplitudes en función de la frecuencia como por el análisis de la fase en frecuencia.

## II. Montaje experimental y resultados

El montaje experimental se esquematiza en la figura 1. Todas las mediciones se realizaron en condiciones ambiente con un STM comercial<sup>12</sup>, utilizando puntas de Pt-Ir cortadas o de W pulidas electroquímicamente y una muestra de HOPG. Se utilizó un láser de He-Ne (632 nm) no polarizado de 7mW de potencia, modulado mecánicamente entre 400 y 4000 Hz. El haz del láser se enfoca sobre la unión túnel del STM a un diámetro de iluminación de unos 100  $\mu\text{m}$  aproximadamente y a un ángulo fijo de incidencia respecto de la vertical de 60°. La señal de corriente modulada se analizó con un amplificador lock-in, tomando como referencia la modulación de la intensidad del haz detectada por un fotodiodo (Fig 1).

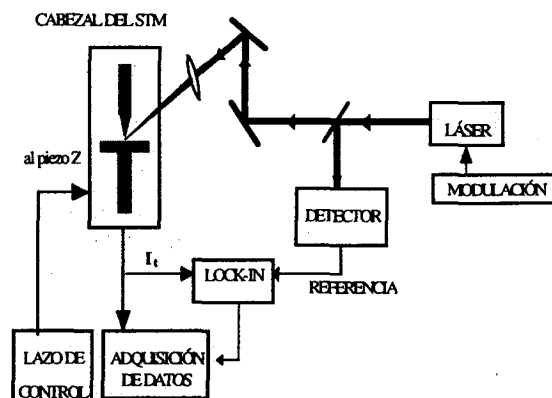


Figura 1: Esquema del montaje experimental.

La Figura 2 muestra las curvas de corriente fotoinducida en función de la frecuencia. Se analizó el módulo de esta señal, para polarizaciones  $s$  ( $\perp$  al plano de incidencia) y  $p$  ( $\parallel$  al plano de incidencia) de la luz. Cuando la polarización es perpendicular al eje  $c$  del grafito, es de esperar una contribución térmica debido a la absorción del grafito en toda la zona irradiada, que tiene un comportamiento  $1/f$  según el análisis hecho en la introducción. La propia transferencia del equipo, introducida por el amplificador de corriente, es  $1/f$  para este rango de frecuencias, que debe aplicarse a todas las señales obtenidas. Por lo tanto se obtiene una curva de la forma  $1/f^2$  (Figura 2). Cuando la polarización incidente es  $p$ , una componente del campo es paralelo a la superficie, pero aparece *una componente perpendicular a ella (paralela al eje  $c$  y a la corriente túnel) que agrega un término  $1/f + cte$  a la expresión encontrada para polarización  $s$* . Esto da cuenta, si se corrige el resultado con la transferencia del sistema, de un término constante en frecuencia que es el término de fotocorriente, más un término creciente con la frecuencia. Si bien también pueden separarse las contribuciones a la señal por el análisis de la fase, éste se hace muy complejo por la dependencia de la fase con la frecuencia que introduce el equipo.

Uno de los modos de operación del STM permite adquirir señales provenientes del lock-in simultáneamente con la señal de corriente túnel. Se obtuvieron así *imágenes de HOPG con resolución atómica* a partir de la señal de fotocorriente (Fig 3). Para minimizar el aporte de la componente térmica, se moduló el haz del láser a una frecuencia de 2.3 kHz (ver fig.2).

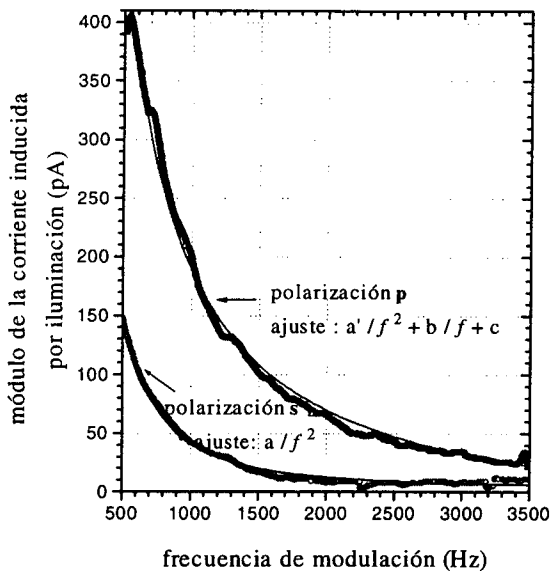


Figura 2: Corriente fotoinducida en función de la frecuencia para polarizaciones s y p del haz incidente. La fotocorriente aparece como un término adicional  $1/f$  cuando la polarización de la luz tiene una componente paralela al eje c del grafito (p). La transferencia del sistema va como  $1/f$  para las frecuencias de trabajo.

### III. Conclusiones

En el presente trabajo hemos detectado señal de fotocorriente proveniente de la interacción del campo eléctrico de la luz con la corriente túnel, y comprobado la dependencia de la señal con la polarización de la luz. El mecanismo de esta interacción puede, en principio, tener dos orígenes. Uno es la de rectificación de la corriente túnel debida a la presencia del campo eléctrico de la luz y a la no linealidad de la corriente túnel con la tensión punta-muestra<sup>6</sup>. El otro mecanismo, aún no discutido en la bibliografía, puede deberse a la ruptura de las reglas de selección, debido a la condición de campo cercano en la unión del STM, que permita transiciones antes prohibidas inter o intrabanda en el grafito, en la zona próxima a la punta. Creemos que el estudio de las curvas corriente-tensión para la fotocorriente aportará nuevos elementos para poder discriminar el origen de la interacción. Esta posibilidad está siendo explorada y se espera que arroje luz sobre el origen del término que crece con la frecuencia.

Por otra parte hemos encontrado que la señal de fotocorriente es sensible, a escala atómica, a los cambios locales de la superficie.

Los autores de este trabajo queremos expresar un agradecimiento muy especial a Gustavo Sánchez por su ayuda invaluable.

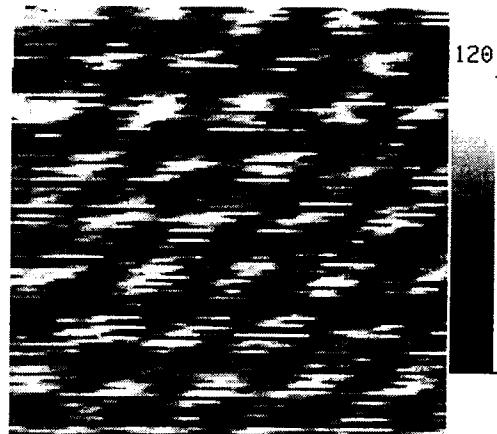


Figura 3: Imagen de HOPG adquirida a partir de la señal de fotocorriente, modulando el haz de He-Ne a 2.3 kHz. El área de barrido es de  $13.5 \text{ \AA} \times 25 \text{ \AA}$ . La escala vertical está en unidades arbitrarias. Las distancias interatómicas corresponden a los valores esperados para una imagen de HOPG en el modo usual de operación del STM.

### IV. Referencias

- <sup>1</sup>- Nabil M. Amer, Andrew Skumanich and Dean Ripple, *Appl. Phys. Lett* **49** (1986), 137
- <sup>2</sup>- S. Akari, M.Ch. Lux-Steiner, M. Vögt, M. Stachel, and K. Dransfeld, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991), 561
- <sup>3</sup>- M. Tomitori, F. Katsuki, O. Nishikawa, *J. Microsc.* **152** (1988), 337.
- <sup>4</sup>- D.A. Bonnell, G. S. Rohrer, R. H. French, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991), 551.
- <sup>5</sup>- R. J. Hamers, D. G. Cahill, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991), 514.
- <sup>6</sup>- M. Völcker, W. Krieger, T. Suzuki, and H. Walther, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991), 541
- <sup>7</sup>- M. Völcker, W. Krieger, and H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991), 1717
- <sup>8</sup>- A. Levi Yeyati, F. Flores, *J. Phys.: Condens. Matter* **4** (1992), 7341.
- <sup>9</sup>- Ver por ejemplo, C. Julian Chen, *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy*, Oxford University Press, 1993.
- <sup>10</sup>- S. Grafström, J. Kowalski, R. Neumann, O. Probst, and M. Wörtge, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**, 568 (1991).
- <sup>11</sup>- H.S. Carslaw and J.C. Jaeger. *Conduction in solids*, Oxford at the Clarendon Press, 1973.
- <sup>12</sup>- STM marca Park Scientific Instruments, modelo SPC-400.