

# Estudio del efecto de diferentes mecanismos de calentamiento en lazos coronales a presión constante

*Ingrid Inciarte y César A. Mendoza-Briceño\**

*Centro de Física Fundamental, Facultad de Ciencias, Universidad de Los Andes,  
La Hechicera, Mérida 5101, Venezuela.*

Recibido. 15-06-06 Aceptado: 14-12-07

## Resumen

Se estudia el equilibrio térmico en lazos coronales simétricos a presión y sección transversal constante. Debido al fuerte campo magnético en la corona solar, el plasma es confinado a lo largo del flujo, lo que lleva a estudiar el problema unidimensionalmente. Al inicio se hace una breve descripción sobre trabajos previos. Luego se describe el modelo empleado. Se investiga el equilibrio térmico a presión constante para cada uno de los mecanismos de calentamiento considerados. Se estudia el efecto de variar los parámetros involucrados en las ecuaciones y se encuentra que existen valores críticos para los que no se consiguen soluciones en equilibrio. Se discuten controversias entre datos observacionales y modelos teóricos. Por último, se proponen trabajos futuros.

**Palabras clave:** Sol: campos magnéticos; Sol: corona; Sol: plasma.

## Different heating mechanism studies on constant pressure coronal loops

### Abstract

The thermal equilibrium in symmetrical coronal loops with constant pressure and cross section is studied. Due to the strong magnetic field in the corona, the plasma is confined along the flux for which we studied the one-dimensional problem. A short description of previous works is made and the model employed is discussed. In this work, we investigate the effect of different heating mechanisms on the thermal equilibrium. It is found that exists critical values for which we cannot obtain solutions in equilibrium. We also discussed controversies between observational data and theoretical models.

**Key words:** Sun: corona; Sun: magnetic fields; Sun: plasma.

\* Autor para la correspondencia. E-mail: cesar@ula.ve.

## Introducción

En rayos X y en el extremo ultravioleta, se observa que la corona solar se encuentra fuertemente dominada por campos magnéticos. El plasma es confinado por estos campos magnéticos, formando tubos de gas muy calientes denominados lazos coronales. Estas estructuras coronales delimitan el flujo del campo magnético. El mecanismo por el cual estos lazos son calentados aún es desconocido, aunque diferentes mecanismos se han discutido. Las recientes observaciones en banda estrecha del TRACE (*Transition Region and Coronal Explorer*) y del EIT (*Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope*) en el SoHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) y en banda ancha del satélite japonés Yohkoh, que poseen una mayor resolución espacial, han aportado muchos datos para discernir los posibles mecanismos involucrados en el calentamiento de estos lazos. Sin embargo, aún no se llega a una conclusión definitiva sobre los mecanismos de calentamiento que actúan en la corona solar.

Muchos autores han propuesto modelos teóricos que pretenden simular los datos observados por estas sondas. Por ejemplo, Priest et al. (1) encontraron que el calentamiento puede ser uniforme a lo largo del lazo. Aschwanden et al. (2) usaron un calentamiento concentrado cerca de la base, mientras que un calentamiento concentrado en el tope también puede ser adaptado (3). Landi y Landini (4) consideraron un modelo dinámico con tres funciones de calentamiento, concentradas en el tope, en la base y uniformemente en el lazo. Sus resultados no llegaron a ajustarse con lo observado por las sondas. Recientemente, Mendoza-Briceño et al. (5) usaron modelos con calentamiento impulsivo dentro del marco de un calentamiento con dependencia temporal.

Muchos estudios teóricos aún son requeridos para obtener información sobre el (los) tipo(s) de calentamiento que opera(n) en la atmósfera solar. En el marco de este problema, el presente trabajo considera un mo-

delo estático, de un lazo con sección transversal constante y diferentes mecanismos de calentamiento, propuesto por Dahlburg y Mariska (6) para estudiar el equilibrio térmico en lazos coronales.

A continuación se presenta el modelo numérico usado en este trabajo. Luego se exponen los resultados y su discusión y, finalmente, se resumen los resultados y se presentan las conclusiones del trabajo.

## Modelo numérico

En la atmósfera del Sol, la materia se encuentra en forma de plasma, lo que origina un flujo de corriente. También es conocido que la atmósfera solar está dominada por campos magnéticos. La interacción del plasma (que se considera continuo y conductor) con el campo magnético puede describirse a través de las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD).

Debido al fuerte campo magnético en la corona, el plasma beta es mucho menor que la unidad ( $\beta \sim 10^{-2}$ ). El plasma se encuentra confinado en tubos simétricos de flujo magnético que canalizan los flujos de masa y calor. Por lo tanto, se puede considerar, bajo estas condiciones, que las ecuaciones que rigen el comportamiento del plasma sean resueltas en una sola dimensión (a lo largo del tubo o lazo). En este trabajo serán considerados tubos que poseen una sección transversal constante (7). Por otro lado, observando que las escalas de tiempo conductiva y radiativa ( $\tau_{con} \approx 312,6$  s y  $\tau_{rad} \approx 3107$  s, respectivamente) son pequeñas en comparación con el tiempo de vida de los lazos coronales (de horas a días), es posible estudiar modelos casi estáticos para los lazos que varían lentamente con el tiempo. Por último, si se considera que la presión  $p$  es constante a lo largo del lazo, en cuyo caso la longitud de éste es pequeña en comparación con la escala de altitud gravitacional  $\Lambda$ , entonces la ecuación que gobierna el plasma de los lazos viene dada solo por la ecuación de energía:

$$\frac{d}{ds} \left( k \frac{dT}{ds} \right) = \left( \frac{\tilde{\mu} p}{\mathfrak{R}} \right) \chi T^{\alpha-2} - H(p, T) \quad [1]$$

donde  $s$  es la distancia a lo largo del lazo,  $T$  es la temperatura del plasma,  $H$  es la función de calentamiento del plasma considerada en este trabajo,  $k$  es el coeficiente de conducción térmica ( $k \approx 10^{-11} T^{5/2} \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) (8),  $\mathfrak{R}$  es la constante de los gases ( $8,3 \times 10^3 \text{m}^2 \text{s}^{-2} \text{deg}^{-1}$ ) y  $\tilde{\mu}$  el peso molecular medio (con un valor de 0,6 para la corona solar). La ecuación 1 representa el balance entre la energía ganada debido al calentamiento coronal, la pérdida por radiación y la ganancia o pérdida por conducción térmica.

El primer término de la derecha de la ecuación 1 representa la pérdida radiativa, considerada para un plasma ópticamente delgado. En este trabajo se usa el ajuste analítico hecho por Hildner (9), donde  $\chi$  y  $\alpha$  son parámetros que dependen de la temperatura [ $\chi(T)$ ,  $\alpha(T)$ ]. El segundo término de la derecha de la ecuación 1 representa una forma fenomenológica del calentamiento, la cual será función de  $p$  y  $T$ . Normalizando  $s$ ,  $p$  y  $T$  con  $L_0$ ,  $p_0$  y  $T_0$  ( $L_0 = 3 \times 10^7 \text{m}$ ,  $T_0 = 2 \times 10^6 \text{K}$  y  $p_0 = 0,01381 \text{pa}$ ), los cuales definen los valores típicos para la corona solar, y definiendo a  $L_0$  como la semilongitud del lazo, la ecuación 1 queda expresada como:

$$\frac{d}{d\tilde{s}} \left( \tilde{T} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{s}} \right) = L_0^2 \left[ \tilde{p}^2 \tilde{\chi} \tilde{T}^{\alpha-2} - \tilde{H}(p, T) \right], \quad [2]$$

con

$$L_0^2 = L_0^2 \frac{\tilde{\mu}^2 p_0^2 \chi_0 T_0^{\alpha_0 - 1/2}}{\mathfrak{R}^2 k_0},$$

$$\tilde{H} = \frac{\mathfrak{R}^2 H(p, T)}{\tilde{\mu}^2 p_0^2 \chi_0 T_0^{\alpha_0 - 2}},$$

$$\tilde{\chi} = \frac{\chi T_0^\alpha}{\chi_0 T_0^{\alpha_0}}$$

donde  $\chi_0$  y  $\alpha_0$  son los valores de  $\chi$  y  $\alpha$  para una valor fijo de la temperatura  $T$ .

La función de calentamiento empleada en este trabajo será el conjunto de los mecanismos de calentamiento propuestos por Dahlburg y Mariska (6), donde  $H$  es expresado como  $H = h_0 p^a T^b$ , siendo  $a$  y  $b$ , valores que dependen de los procesos por los cuales los tubos de flujo magnético son calentados (Tabla 1). La función de calentamiento que se usará tiene la forma:

$$H = h_0 p^a T^b.$$

Al introducir la ecuación anterior en la ecuación para  $\tilde{H}$ , resulta:

$$\tilde{H} = h_* p^a T^b$$

donde

$$h_* = \frac{\mathfrak{R}^2 h_0}{\tilde{\mu}^2 p_0^2 \chi_0 T_0^{\alpha_0 - 2}}$$

Tabla 1  
Mecanismos de calentamiento dados por Dahlburg y Mariska (1988)

| Mecanismo de calentamiento                           | a   | b  | H                               |
|--|-----|----|---------------------------------|
| Constante por unidad de volumen                      | 0   | 0  | $H_1 = h_0$                     |
| Disipación de corriente coronal                      | 1   | 0  | $H_2 = h_0 p$                   |
| Modo Alfvén / modo conversión                        | 7/6 | 0  | $H_3 = h_0 p^{7/6}$             |
| Modo Alfvén / amortiguamiento por conducción anómala | 1/2 | -1 | $H_4 = h_0 p^{1/2} T^{-1}$      |
| Constante por unidad de masa                         | 1   | -1 | $H_5 = h_0 p T^{-1} = h_0 \rho$ |

Finalmente, la ecuación 1 resulta:

$$\frac{d}{ds} \left( T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = L_*^2 (p^2 \chi T^{a-2} - h_* p^a T^b), \quad [3]$$

donde por conveniencia se han eliminado las tildes.

La ecuación de energía 3 será resuelta numéricamente utilizando el método de Runge-Kutta de cuarto orden, junto con las siguientes condiciones de frontera:

$$\frac{dT}{ds} = 0 \text{ para el tope,} \quad [4]$$

y

$$T=T_b \text{ para la base.} \quad [5]$$

## Resultados Numéricos y Discusión

### Espacio de parámetros

La solución de la ecuación 3 para cada uno de los tipos de calentamiento de la tabla 1 está gobernada por los valores de los parámetros adimensionales  $L_*$  y  $h_*$ .

La Figura 1 presenta un gráfico de temperatura en función de la posición, donde se

muestran familias de soluciones de la ecuación 3, con las condiciones de borde (4) y (5) para el caso de un calentamiento constante por unidad de volumen ( $H_1$ ) y con  $L = 3 \times 10^6$  m y  $h_0 = 9 \times 10^{-3} \text{ Wm}^{-3}$  ( $L$  y  $h_0$  insertos en  $L_*$  y  $h_*$ , respectivamente). Aquí,  $L$  es tomado como la semilongitud del lazo,  $s$  varía desde cero hasta la unidad, donde cero corresponde al tope del lazo y la unidad, a la base. Cuando la temperatura de la base  $T_b$  (en  $s=1$ ) es reducida, la temperatura del tope  $T_s$  (en  $s=0$ ) decrece hasta que  $T_b$  alcanza valores del orden de  $\sim 10^4$  K mientras que la temperatura del tope varía muy poco, encontrándose que para bases frías ( $T_b = 0,01 \sim 10^4$  K) sólo son posibles soluciones calientes ( $T_s \sim 2 \times 10^6$  K) para el tope del lazo. Para los otros tipos de calentamiento se tiene el mismo comportamiento, sólo que se encuentran temperaturas para el tope muy superiores (entre 1 MK y 10 MK).

Una manera de estudiar las principales características de las soluciones de la ecuación de energía 3 es mediante un diagrama diagnóstico como el de la Figura 2. Esta Figura describe la variación de la temperatura del tope  $T_s$  como una función de la temperatura de la base  $T_b$  (ambas cantidades normalizadas al valor de  $2 \times 10^6$  K). Para este caso se ha fijado el mecanismo de calentamiento (calen-

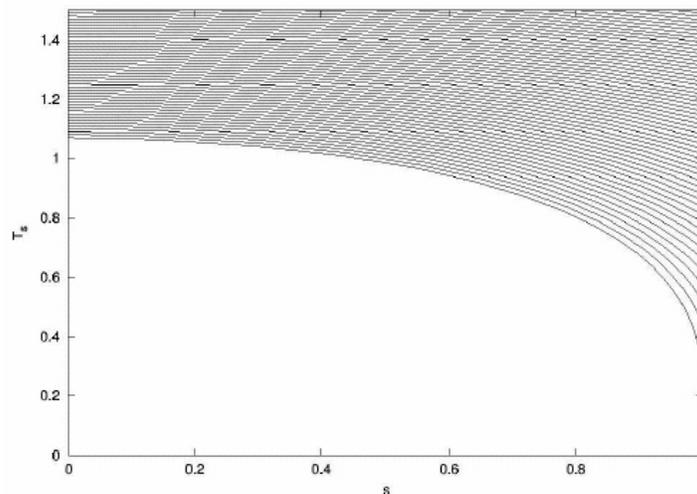


Figura 1. Perfiles de temperatura para  $H_1$ ,  $L = 3 \times 10^6$  m y  $h_0 = 9 \times 10^{-3} \text{ Wm}^{-3}$ .

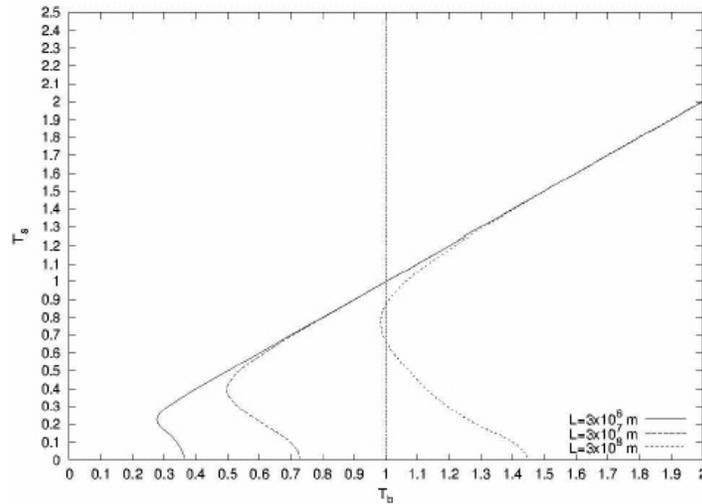


Figura 2. Temperatura del tope  $T_s$  en función de la temperatura de la base  $T_b$  para tres valores diferentes de la longitud, usando el mecanismo de calentamiento  $H_3$  y el valor de  $h_0 = 1 \times 10^{-5} \text{ Wm}^{-3}$ .

tamiento Modo Alfvén / Modo Conversión:  $H_3$ ) y el valor de  $h_0 (1 \times 10^{-5} \text{ Wm}^{-3})$  para tres valores diferentes de la longitud del lazo  $L$ .

Cada punto en las curvas de la Figura 2 corresponde a una solución estática y cada curva corresponde a una familia de soluciones. Puede verse que los lazos pequeños presentan temperaturas más frías de  $T_s$  y  $T_b$  para los puntos de retorno que los lazos de longitudes mayores. Los puntos de retorno corresponden a valores de  $T_b$  mínimos para cada familia de soluciones y puede verse que se corren hacia la derecha a medida que aumenta la longitud del lazo.

Si se considera una condición de borde para  $T_b = 1$  (temperaturas para la base del orden de  $\sim 2 \times 10^6 \text{ K}$ : línea a trazos vertical), se ve que los lazos de  $\sim 3 \times 10^6 \text{ m}$  y  $\sim 3 \times 10^7 \text{ m}$  solo presentan una solución de equilibrio térmico, mientras que los lazos de  $\sim 3 \times 10^8 \text{ m}$  tienen dos soluciones para la temperatura del tope, es decir, soluciones con topes fríos y calientes (dos puntos de intersección de la línea vertical en  $T_b = 1$ ). Para esta temperatura de borde existe un valor crítico de  $L$  a partir del cual ya no se tienen soluciones del equilibrio térmico.

Si una temperatura de borde menor es considerada ( $T_b = 0,01 \sim 10^4 \text{ K}$ , la cual corresponde a lazos con bases frías, como se esperaría si se considera que los lazos se extienden hacia la cromósfera), soluciones de la ecuación 3 con condiciones de borde (4) y (5) existen solo si lazos de menor longitud son tomados en cuenta.

Un aspecto importante en este trabajo es el efecto de variación del mecanismo de calentamiento  $H$ , manteniendo constante la longitud  $L$  y el calentamiento base  $h_0$ . Para los valores de los parámetros  $h_0 = 1 \times 10^{-4} \text{ Wm}^{-3}$  y  $L = 3 \times 10^6 \text{ m}$ , se tiene la Figura 3. Al considerar la condición de borde  $T_b = 1$  en la Figura 3, se aprecia que existen soluciones para todos los mecanismos de calentamiento (la línea a trazos vertical intercepta en un punto todas las familias de soluciones). Se hicieron los mismos cálculos de variación de los mecanismos de calentamiento para el mismo valor de  $L$ , pero para valores diferentes (mayores) del calentamiento base  $h_0 (5 \times 10^{-3} \text{ Wm}^{-3})$ . Se observa que el efecto de incrementar  $h_0$  es el aumento de los valores de la temperatura en el tope, situación que se ve al comparar las Figuras 3 y 4, donde la temperatura  $T_s$  para  $H_1$  se incrementa de  $T_s \sim$

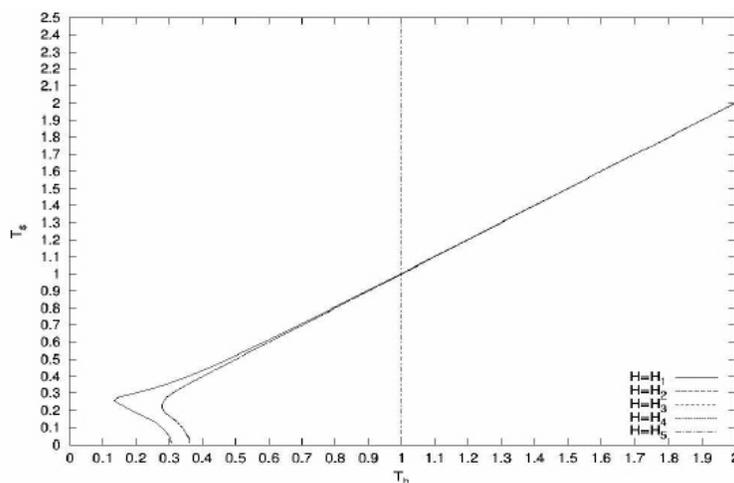


Figura 3. Temperatura del tope  $T_s$  en función de la temperatura de la base  $T_b$  para los diferentes tipos de calentamiento  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ ,  $H_4$  y  $H_5$  para  $L = 3 \times 10^6$  m y  $h_0 = 1 \times 10^{-4}$  Wm $^{-3}$ .

1 a  $T_s \sim 1,1$ . Esto se debe a que al aumentar la energía en el sistema ( $h_0$ ), el plasma responde incrementando su temperatura. Particularmente, puede observarse en la Figura 4 que para el caso  $H_1$  se pueden obtener temperaturas para la base del orden de  $\sim 10^4$  K (temperaturas cromosféricas).

Adicionalmente, puede explorarse en detalle el efecto de los mecanismos de calentamiento sobre las soluciones de la ecuación 3, al fijar un valor de  $h_0$  y variar la longitud  $L$ . Para esto, pueden compararse las Figuras 5 y 6 para dos diferentes valores de  $L$  ( $3 \times 10^7$  m y  $3 \times 10^8$  m, respectivamente); todas para  $h_0 = 1 \times 10^5$  Wm $^{-3}$ . Se observa que al aumentar  $L$ , los puntos de retorno se corren hacia la derecha, indicando que lazos con mayores longitudes presentan temperaturas más elevadas para las bases y los topes. Sin embargo, para el caso particular de  $H_1$  (línea continua) se obtienen soluciones con temperaturas para la base más frías (Figura 5) y aún más bajas, hasta alcanzar temperaturas cromosféricas del orden de  $\sim 10^4$  K (Figura 6).

Considerando una condición de borde  $T_b = 0,32$ , aproximadamente (Figura 5), puede notarse cómo empiezan a aparecer múltiples soluciones (también para  $H_1$ ), en este

caso para cuatro diferentes valores  $T_s$  y para un valor de la temperatura de borde  $T_b$ .

El efecto del calentamiento base  $h_0$  suministrado puede ser investigado fijando un valor de la longitud  $L$  ( $3 \times 10^6$  m) y un mecanismo de calentamiento (modo Alfvén / modo conversión,  $H_3$ ). La Figura 7 muestra este efecto con la condición de borde  $T_b = 0,295$ , donde a medida que  $h_0$  disminuye, la temperatura para el tope disminuye, haciéndose el lazo más frío. Esto es de esperarse ya que el sistema recibe cada vez menos energía.

Si se varía la longitud  $L$  para el caso anterior, por ejemplo  $L \sim 3 \times 10^8$  m (Figura 8), se encuentra que para la misma condición de  $T_b = 0,295$ , solo se encuentran soluciones para los valores de  $h_0$  mayor que  $1 \times 10^{-4}$  Wm $^{-3}$  y son soluciones univaluadas, con temperaturas entre  $\sim 4 \times 10^6$  K y  $\sim 8 \times 10^6$  K. Para este valor de  $L$ , las soluciones de equilibrio térmico corresponden a temperaturas muy altas para el tope del lazo.

### Perfiles de temperatura

Para analizar el comportamiento de la temperatura a lo largo del lazo coronal, se grafican los perfiles de temperatura  $T(s)$ . La Figura 9 muestra la comparación entre dos perfiles de temperatura correspondientes

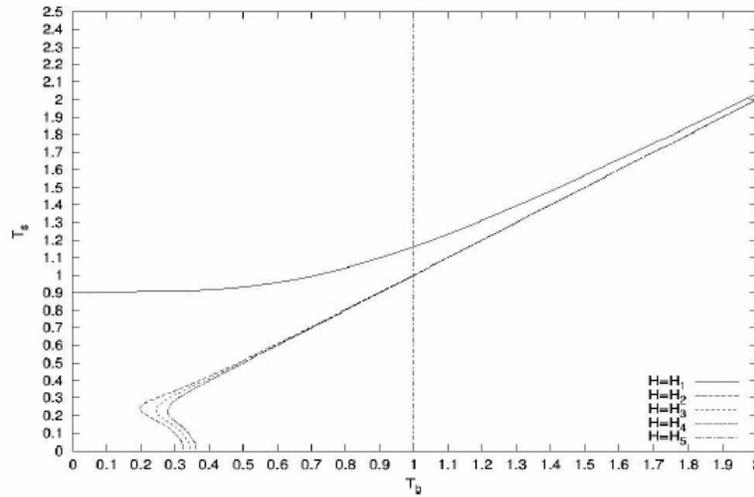


Figura 4. Temperatura del tope  $T_s$  en función de la temperatura de la base  $T_b$  para los diferentes tipos de calentamiento  $H_1, H_2, H_3, H_4$  y  $H_5$  para  $L = 3 \times 10^6$  m y  $h_0 = 5 \times 10^{-3}$  Wm<sup>-3</sup>.

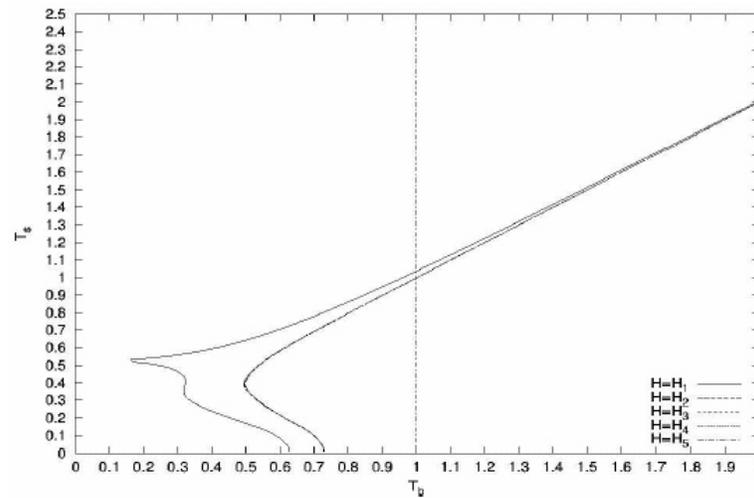


Figura 5. Temperatura del tope  $T_s$  en función de la temperatura de la base  $T_b$  para los diferentes tipos de calentamiento  $H_1, H_2, H_3, H_4$  y  $H_5$  para  $L = 3 \times 10^7$  m y  $h_0 = 1 \times 10^{-5}$  Wm<sup>-3</sup>.

a un calentamiento uniforme ( $H_1$ , propuesto en este trabajo, que no depende explícitamente de la posición) a lo largo del lazo (curva continua) y para un calentamiento no uniforme (curva a trazos), localizado en la base y con dependencia espacial, donde la energía suministrada decae exponencialmente desde la base del lazo (10). Los parámetros usados son  $L = 3 \times 10^7$  m y  $h_0 =$

$1 \times 10^{-4}$  Wm<sup>-3</sup> para ambos calentamientos. En el caso del calentamiento no uniforme con dependencia espacial se tiene la función:

$$H = e^{\left(-\frac{(1-s)}{s^*}\right)},$$

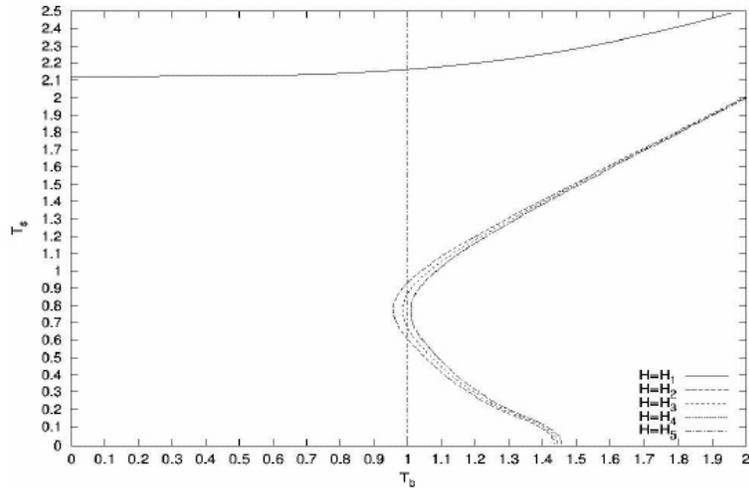


Figura 6. Temperatura del tope  $T_s$  en función de la temperatura de la base  $T_b$  para los diferentes tipos de calentamiento  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ ,  $H_4$  y  $H_5$  para  $L = 3 \times 10^8$  m y  $h_0 = 1 \times 10^{-5}$   $\text{Wm}^{-3}$ .

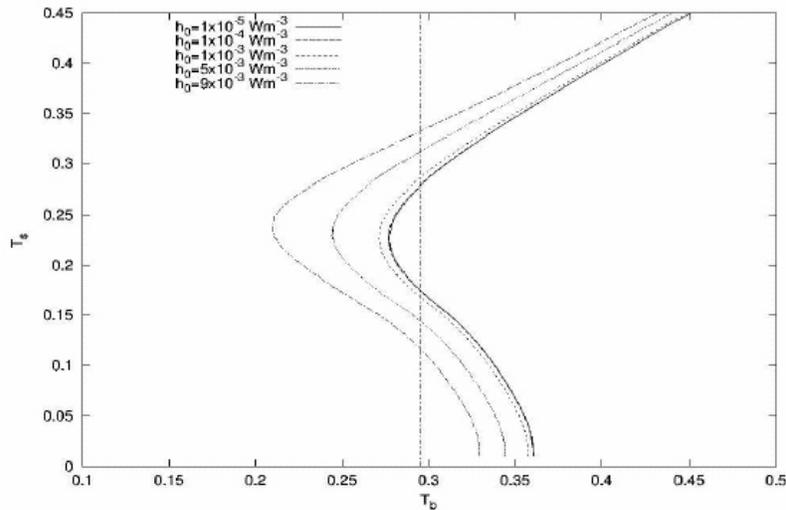


Figura 7. Temperatura del tope  $T_s$  en función de la temperatura de la base  $T_b$  para diferentes  $h_0$ , para  $L = 3 \times 10^6$  m y un mecanismo de calentamiento fijo ( $H_3$ ).

donde  $s_*$  es un parámetro adimensional dado por  $s_* = S_H/L$  y  $S_H$  es la longitud de decaimiento espacial de la fuente de calentamiento.

Estos perfiles se encuentran a una misma temperatura en la base  $T_b$  ( $s = 1$ ), pero poseen diferentes temperaturas para el tope

$T_s$ . Para el caso con calentamiento no uniforme, la temperatura del tope es más fría que para el calentamiento uniforme. El caso no uniforme corresponde a un calentamiento que se concentra en la base del lazo. La energía que entra al sistema decae exponencialmente produciendo un perfil de temperatura con una región isotérmica en el segmento coronal del lazo.

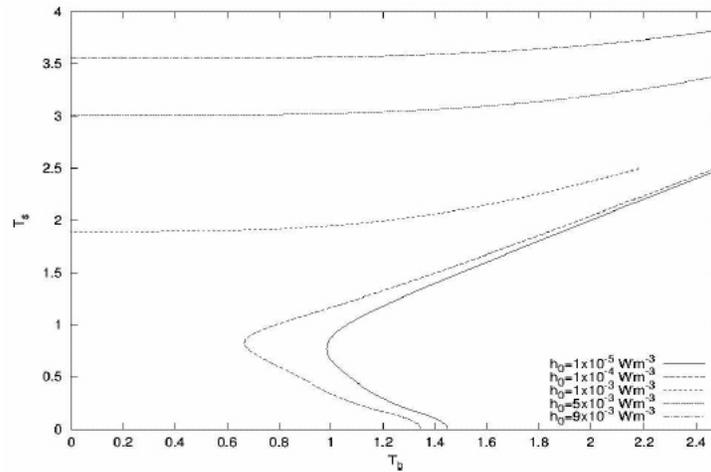


Figura 8. Temperatura del tope  $T_s$  en función de la temperatura de la base  $T_b$  para diferentes  $h_0$ , para  $L = 3 \times 10^8$  m y un mecanismo de calentamiento fijo ( $H_3$ ).

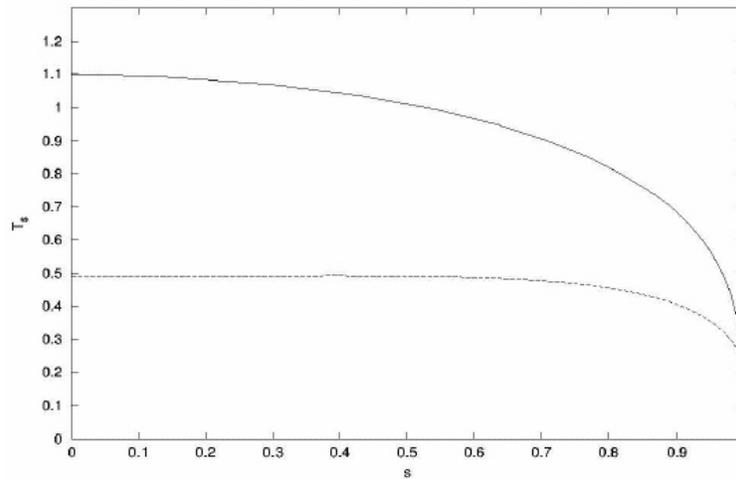


Figura 9. Perfiles de temperatura  $T(s)$  para un calentamiento uniforme  $H_1$  (línea sólida) y para un calentamiento con dependencia espacial (línea a trazos) para  $L = 3 \times 10^7$  m y  $h_0 = 1 \times 10^{-3}$  Wm<sup>-3</sup>.

El conjunto de soluciones de la ecuación de energía 3, puede resumirse esquematizando el espacio de parámetros para  $h_0$  y  $L$  en diagramas que reúnen los rangos de los parámetros usados en este trabajo. Este espacio de parámetros se puede dividir en tres regímenes: uno que tiene soluciones físicamente aceptables, otro que tiene soluciones físicamente no aceptables y un tercero en el que no existen soluciones. Se entiende por soluciones aceptables, aquellas soluciones

cuyas temperaturas para la base de los lazos son de  $\sim 10^4$  K y cuyas temperaturas para el tope están entre  $\sim 1$  MK y  $\sim 10$  MK, recientemente observadas con SoHO-Sumer. Las soluciones no aceptables son aquellas para las que se obtienen temperaturas muy altas para  $T_b$  (mayores a los  $10^4$  K) aún cuando las temperaturas para el tope  $T_s$  sean del orden de  $\sim 10^6$  K. En el cuadro de la Figura 10 se muestra el caso particular para el calentamiento constante por unidad de volumen ( $H_1$ ) donde se

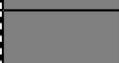
| $h_0(\text{Wm}^{-3}) \backslash L(\text{m})$ | $3 \cdot 10^6$  | $3 \cdot 10^7$  | $3 \cdot 10^8$  |
|--|---|---|---|
| $1 \cdot 10^{-5}$                            |   |   |  |
| $1 \cdot 10^{-4}$                            |   |  |  |
| $1 \cdot 10^{-3}$                            |  |  |  |
| $5 \cdot 10^{-3}$                            |  |  |  |
|  |  |  |  |

Figura 10. Diagrama de variación de los parámetros  $L$  y  $h_0$  para un calentamiento fijo ( $H_1$ ).

varía  $L$  y  $h_0$ . Las zonas en mosaico corresponden a los parámetros donde se encontraron soluciones entre 1 MK y  $\sim 10$  MK para el tope y  $10^4$  K para la base, es decir, soluciones físicamente aceptables. Estos órdenes de magnitud para las temperaturas  $T_s$  y  $T_b$  son los mismos obtenidos para las correspondientes zonas en mosaico de las Figuras 11 y 12 (para  $H_2$  y  $H_3$ , respectivamente). Las zonas oscuras en la Figura 10 se corresponden con soluciones con topes muy calientes y temperaturas de  $\sim 10^6$  K para la base. Es decir, soluciones físicamente no aceptables. Las zonas blancas comprenden aquellos parámetros para los que no se encontraron soluciones de equilibrio térmico.

El cuadro de la Figura 11, corresponde a un calentamiento por disipación de corriente coronal ( $H_2$ ). En este se observa que el espacio de soluciones aceptables se reduce en comparación con el obtenido en la Figura 10. Los mismos resultados se presentan para los parámetros de la Figura 12. Las Figuras 10, 11 y 12 corresponden a valores de parámetros para los que se obtuvieron soluciones físicamente aceptables. Las soluciones obtenidas para los mecanismos

| $h_0(\text{Wm}^{-3}) \backslash L(\text{m})$ | $3 \cdot 10^6$ | $3 \cdot 10^7$  | $3 \cdot 10^8$  |
|--|----------------|---|---|
| $1 \cdot 10^{-5}$                            |                |   |   |
| $1 \cdot 10^{-4}$                            |                |   |   |
| $1 \cdot 10^{-3}$                            |                |   |  |
| $5 \cdot 10^{-3}$                            |                |  |  |
| $9 \cdot 10^{-3}$                            |                |  |  |

Figura 11. Diagrama de variación de los parámetros  $L$  y  $h_0$  para un calentamiento fijo ( $H_2$ ).

| $h_0(\text{Wm}^{-3}) \backslash L(\text{m})$ | $3 \cdot 10^6$ | $3 \cdot 10^7$  | $3 \cdot 10^8$  |
|--|----------------|---|---|
| $1 \cdot 10^{-5}$                            |                |   |   |
| $1 \cdot 10^{-4}$                            |                |   |   |
| $1 \cdot 10^{-3}$                            |                |   |  |
| $5 \cdot 10^{-3}$                            |                |  |  |
| $9 \cdot 10^{-3}$                            |                |  |  |

Figura 12. Diagrama de variación de los parámetros  $L$  y  $h_0$  para un calentamiento fijo ( $H_3$ ).

de calentamiento  $H_4$  (modo Alfvén / amortiguamiento por conducción anómala) y  $H_5$  (constante por unidad de masa) no se esquematizaron debido a que éstas son físicamente no aceptables.

### Observaciones versus modelos teóricos

La naturaleza de la fuente de energía del calentamiento de la corona solar ha sido un misterio hasta nuestros días. Muchos autores han intentado obtener el modelo definitivo que se ajuste a los datos observacionales, pero esto ha sido un trabajo arduo y sin buenos resultados. Sin embargo, algunos de los modelos se aproximan bastante bien a lo observado.

Priest et al. (11) trabajaron con datos observacionales (obtenidos con el satélite japonés Yohkoh) de un lazo en rayos X y compararon el perfil de temperatura observado con tres modelos de calentamiento diferentes. En la Figura 13 se muestran estos tres modelos (líneas continuas) y los datos observacionales con sus errores (barras verticales).

El cuadro superior corresponde a un modelo con dependencia espacial, con un máximo en la tasa de calentamiento por unidad de volumen  $h_0$  en la base del lazo, que decae exponencialmente a lo largo de éste, sobre una distancia de  $0,1 L$  (siendo  $L$  la semilongitud del lazo). En el cuadro central se ajusta un modelo con una fuente de calor concentrada en el tope. El modelo ajustado en el cuadro inferior corresponde a un calentamiento uniforme a lo largo de  $L$ .

De todos ellos se observa que el tercer modelo (cuadro inferior) es el que mejor se ajusta a las observaciones hechas con Yohkoh, lo que sugiere que el calentamiento uniformemente distribuido a lo largo del lazo es el mecanismo de calentamiento que estaría actuando para este lazo en particular. Por otro lado, recientes observaciones de lazos coronales (2) hechos con el TRACE y el EIT, este último en SoHO, muestran evidencias de que los modelos no pueden sostenerse con mecanismos de calentamiento uniforme ya que: 1) los lazos en el extremo ultravioleta muestran una condición casi isotérmica a lo largo de sus segmentos coronales; 2) tienen una presión y una densidad mayor a la requerida para sustentar un mo-

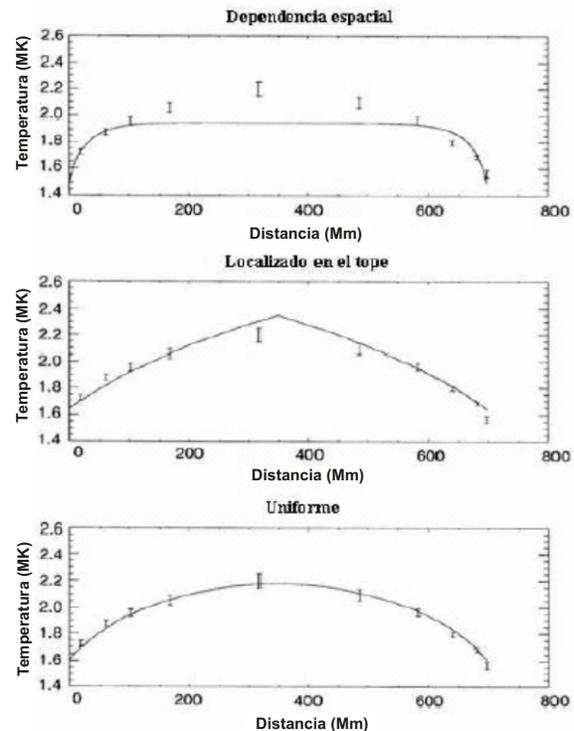


Figura 13. Temperaturas observadas (con sus errores: barras verticales) como función de la distancia a lo largo del lazo (desde la base de este hasta la base opuesta). Las curvas continuas son tres modelos de calentamiento ajustados.

delo de estado estacionario con calentamiento uniforme, y 3) los lazos más brillantes en el extremo ultravioleta tienen alturas de hasta cuatro veces la escala de altitud gravitacional  $\Lambda$ . Los autores de estas observaciones (2) calcularon soluciones hidrostáticas y llegaron a la conclusión de que las soluciones del estado estacionario con calentamiento no uniforme tienen características que las distinguen de los lazos con calentamiento uniforme y que se ajustan mejor a lo observado, como: 1) el perfil de temperatura coronal es casi isotérmico y 2) la presión y densidad en los lazos es mayor. También concluyeron que para lazos gravitacionalmente no estratificados (escalas de altitud

gravitacional pequeñas) no existen soluciones estables.

Las investigaciones de Aschwanden et al. (2) indican que son los modelos con calentamiento no uniforme los que mejor se ajustan a las observaciones. Estos estudios evidencian las controversias que existen entre los autores y muestran la incapacidad de poder lograr un modelo definitivo sobre el calentamiento de lazos coronales.

### Conclusiones

En este trabajo se estudió el efecto de diferentes mecanismos de calentamientos  $H$  sobre el equilibrio térmico a presión constante a lo largo de un lazo coronal simétrico de sección transversal constante. Se analizaron los efectos de variación de los parámetros  $h_0$  y  $L$ . Solo para los mecanismos de calentamientos  $H_1$ ,  $H_2$  y  $H_3$  se obtuvieron soluciones físicamente aceptables (aquellas con temperaturas alrededor de  $\sim 1-10$  MK para  $T_s$  y  $10^4$  K para  $T_b$ ). Para los casos  $H_4$  y  $H_5$ , las soluciones obtenidas presentan temperaturas muy superiores a los  $10^4$  K para  $T_b$ .

Soluciones multivaluadas fueron encontradas para todo el espacio de los parámetros. Se encontró que existen valores críticos de los parámetros por encima de los cuales no se obtienen soluciones de equilibrio. Particularmente, para una condición de borde determinada y valores fijos de  $H$  y  $h_0$ , se ha observado que existe un valor crítico de  $L$  por encima del cual no se encuentran soluciones de equilibrio térmico. Solo al disminuir el valor de  $L$ , se obtienen soluciones. El mismo comportamiento se presenta al escoger otros valores para  $H$  y  $h_0$ .

El efecto de incrementar el calentamiento en la base  $h_0$  se refleja en un aumento de la temperatura del tope del lazo  $T_s$ , como se debe esperar ya que el sistema está recibiendo más energía.

Cuando se varía  $L$  y se fija  $h_0$ , los puntos de retorno se corren a la derecha de la gráfica indicando que lazos de mayores lon-

gitudes presentan temperaturas más elevadas para las bases y los toques. Solamente para el caso particular  $H_1$  surgen soluciones con temperaturas de las bases del orden de  $10^4$  K (temperaturas cromosféricas).

Por último, para una condición de borde de  $T_b = 0,01$  ( $\sim 10^4$  K), se observó que para  $L = 3 \times 10^6$  m no se obtienen soluciones de equilibrio, pero al aumentar  $L$  a  $3 \times 10^8$  m se consiguen soluciones para  $h_0$  mayores a  $\sim 10^{-4}$  Wm<sup>-3</sup>.

En conclusión, para los diferentes mecanismos de calentamiento se han conseguido una gran variedad de soluciones que podrían explicar las observaciones de lazos coronales obtenidas con las nuevas sondas. Un trabajo inmediato sería tomar estos modelos teóricos y compararlos con las observaciones del TRACE y el SoHO. Además, existen varias posibilidades de extender este trabajo, como, por ejemplo, incluir la variación del área (y de aquí, el campo magnético variable a lo largo del lazo). La ecuación 3 de equilibrio térmico debería modificarse como:

$$\frac{1}{A} \frac{d}{ds} \left( A(s) T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = L_*^2 [p^2 \chi T^{\alpha-2} - h_* p^\alpha T^b],$$

donde  $A$  es la sección transversal.

También podría extenderse, considerando un calentamiento asimétrico y empleando para esto el lazo completo (por simetría se ha considerado la mitad del lazo en este trabajo) ya que no es muy probable que exista un calentamiento igual en cada base del lazo. Una función de calentamiento asimétrico ha sido empleado por Klimchuk y Mariska (12) y Antiochos y Klimchuk (13) para modelar flujos en lazos coronales y formación de prominencias, respectivamente.

Otra extensión de este trabajo sería considerar el equilibrio hidrostático de los lazos. Aquí, la inclusión de la gravedad representa un papel importante, ya que según recientes observaciones con TRACE y EIT de lazos coronales muy brillantes en el extremo ultravioleta, éstos muestran alturas de has-

ta cuatro veces la escala de altitud gravitacional  $\Lambda$  (2).

En este trabajo se obtuvieron soluciones multivaluadas cuando se consideraron condiciones de borde y valores fijos de los parámetros. Por lo tanto, investigar la estabilidad de estas soluciones estáticas de la ecuación de energía sería un estudio importante para entender el comportamiento de estos equilibrios.

### Agradecimientos

Los autores agradecen al Consejo de Desarrollo Científico, Humanístico y Tecnológico (CDCHT) de la Universidad de los Andes por el financiamiento prestado a través del proyecto C-1367-06-05-A.

### Referencias bibliográficas

1. PRIEST E.R., FOLEY C.R., HEYVAERTS J., ARBERT D., MACKAY D., CULHANE J.L., ACTON L. W. **Ap J** 539: 1002-1022, 2000.
2. ASCHWANDEN M.J., SCHRIJVER, C.J., ALEXANDER D. **Ap J** 550: 1036-1050, 2001.
3. REALE F. **Ap J** 580: 566-573, 2002.
4. LANDI E., LANDINI M. **Ap J** 608: 1133-1147, 2004.
5. MENDOZA-BRICEÑO C. A., SIGALOTTI L.D.G., ERDÉLYI R. **Ap J** 625: 1080-1092, 2005.
6. DAHLBURG R.B., MARISKA J.T. **Solar Phys** 117: 51-56, 1988.
7. KLIMCHUK J.A., LEMEN J.R., FELDMAN U., TSUNETAS., UCHIDAY. **PASJ** 44: L181-L185, 1992.
8. SPITZER L. **Physics of fully ionized Gases**. Willey Interscience, Nueva York (Estados Unidos), 1962.
9. HILDNER E. **Solar Phys** 35: 123-136, 1974.
10. MENDOZA-BRICEÑO C.A., HOOD A.W. **Astron Astroph** 325: 791-802, 1997.
11. PRIEST E.R., FOLEY C.R., HEYVAERTS J., ARBERT D., CULHANE J.L., ACTON L. W. **Nature** 393: 545-547, 1998.
12. KLIMCHUK J.A., MARISKA J.T. **Ap J** 328: 334-343, 1988.
13. ANTIOCHOS S.K., KLIMCHUK J.A. **Ap J** 378: 372-377, 1991.

## Three constituents with biological activity from *Coccoloba uvifera* seeds

Shailili Moreno Morales<sup>1\*</sup>, Oscar Crescente Vallejo<sup>2</sup>, William Henríquez Guzmán<sup>2</sup>,  
Gustavo Liendo Polanco<sup>2</sup> and Hernando Herrera Mata<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratorio de Fitoquímica Biodirigida, Departamento de Química y procesos. Universidad Simón Bolívar (USB), Apartado 89000, Caracas 1080-A, Venezuela. <sup>2</sup>Laboratorio de Productos Naturales, Departamento de Química, Escuela de Ciencias. Universidad de Oriente (UDO), Núcleo de Sucre, Cumaná 6101, Venezuela.

Recibido: 26-06-07 Aceptado: 22-05-08

### Abstract

“Uvero de playa” (*Coccoloba uvifera* Jacq.) seeds were extracted with methanol and the antibacterial, antifungal, toxic and phototoxic activities were determined together with their phytochemical analysis. The extract was active against *Salmonella typhimurium* and *Staphylococcus aureus*, showing the presence of flavonoids, saponins, polyphenols and tannins. The partition with EtOAc of the MeOH extract gave a brown precipitate that inhibited the growth of *Escherichia coli* and *Pseudomonas aeruginosa*, and showed antifungal activity against *Candida albicans*, *Fusarium oxysporum* and *F. decencellulare*. This solid was fractionated by means of vacuum columns (low pressure columns) chromatographies, molecular exclusion and bidimensional paper chromatographies obtaining a tannic compound, an organic acid and a benzopyran from the bioactive fractions. These compounds were identified by means of IR, GC/MS and NMR (<sup>1</sup>H and <sup>13</sup>C) as: gallic acid, hexenedioic acid and 1,3,4,6,7,8-hexahydro-4,6,6,8,8,8-hexamethylcyclopenta-2-benzopyran.

**Key words:** Benzopyran; *Coccoloba uvifera*; gallic acid; hexenedioic acid; Polygonaceae.

## Tres constituyentes con actividad biológica de las semillas de *Coccoloba uvifera*

### Resumen

Las semillas del “uvero de playa” (*Coccoloba uvifera* Jacq.) fueron extraídas con MeOH y se les determinó su actividad antibacteriana, antifúngica, tóxica y fototóxica; además se les realizó un análisis fitoquímico. El extracto fue activo contra *Salmonella typhimurium* y *Staphylococcus aureus*; también mostró reacción positiva en las pruebas de flavonoides, saponinas, polifenoles y taninos. Se particionó el extracto metanólico con AcOEt, obteniéndose un precipitado que inhibe el crecimiento de *Escherichia coli* y *Pseudomonas aeruginosa*, y mostró actividad antifúngica contra *Candida albicans*, *Fusarium oxysporum* y *F. decencellulare*. Este sólido fue fraccionado por columnas cromatográficas de: vacío, exclusión molecular y bidimensional de papel, obteniendo un compuesto tánico, un ácido orgánico y un benzopirano de las fracciones bioactivas. Estos compuestos fueron identificados por medio de IR, CG/EM y RMN (<sup>1</sup>H y <sup>13</sup>C) como: ácido gálico, ácido hexenedioico y 1,3,4,6,7,8-hexahidro-4,6,6,8,8,8-hexametilciclopenta-2-benzopirano.

**Palabras clave:** Ácido gálico; ácido hexenedioico; benzopirano; *Coccoloba uvifera*; Polygonaceae.

\* Autor para la correspondencia. Telf.: 0414-8405948. E-mail: shaililiko@yahoo.com.