

Revista Boliviana de Física

NUMERO 8

SEPTIEMBRE DE 2002

CONTENIDO

A. ARTÍCULOS

- ECUACIÓN UNIDIMENSIONAL DE SCHRÖDINGER COMO UN PROBLEMA DINÁMICO CLÁSICO *Sanjinés C.D.* 1
- CHOQUE DINÁMICO CON PRESIÓN DE RAYOS CÓSMICOS *Urzagasti D.* 8
- ANÁLISIS DE CORRELACIÓN ENTRE ACTIVIDAD SOLAR Y COLUMNA DE OZONO A LATITUDES TROPICALES *Ghezzi F.* 16
- ESTUDIO ESTADÍSTICO DE LOS EFECTOS ATMOSFÉRICOS DURANTE LAS TORMENTAS ELÉCTRICAS SOBRE LOS REGISTROS DE RAYOS CÓSMICOS *Huaygua N., Velarde A., Saavedra O.* 23

B. CONTRIBUCIONES Y REVISIONES

- RADIÓMETRO DE MÚLTIPLE LONGITUD DE ONDA (MWR) *Palenque E.* 33
- CONTROL DE TEMPERATURA MEDIANTE UNA PC *Cubero O.* 38

CONTENIDO

PRIMERA APROXIMACIÓN A LA ACÚSTICA DE LA "TARKA"	<i>Gérard A.</i>	42
REALIDAD ACÚSTICA EN AMBIENTES ACADÉMICOS DE ENSEÑANZA MEDIA	<i>Silva C. R., Rojas M.C., Mario F.R., López D.E.</i>	51
C. MEMORIAS DE LA REUNIÓN ANUAL DE DE LA SOBOFI U OTRAS REUNIONES DE FÍSICA		
XIV REUNIÓN NACIONAL DE FÍSICA LA PAZ - FEBRERO DE 2002 RESÚMENES DE LAS PONENCIAS	<i>SOBOFI</i>	55
D. ENSEÑANZA DE LA FÍSICA		
OLIMPIADA PACEÑA DE FÍSICA CONCURSO II	<i>Bustos R., Velarde A. Palenque E.</i>	59
7 ^{MA} OLIMPIADA BOLIVIANA DE FÍSICA	<i>Bustos R., Velarde A. Palenque E.</i>	69
AUTOMATIZACIÓN DE UN EXPERIMENTO: DIFRACCIÓN POR UNA RENDIJA	<i>Cubero O., Rodríguez E.</i>	79
E. HISTORIA		
A 50 AÑOS DE LA FUNDACIÓN DEL LABORATORIO DE FÍSICA CÓSMICA DEL MONTE CHACALTAYA. "LA EDAD DEL UNIVERSO"	<i>Bunge M.</i>	83

REVISTA BOLIVIANA DE FÍSICA

COMITÉ EDITORIAL

Sociedad Boliviana de Física

Dr. Eduardo Palenque Vidaurre

Casilla 8635, La Paz - Bolivia

e-mail: ozono@mail.megalink.com

Tel.: (591-2)2799155

Fax:(591-2)2792622

Instituto de Investigaciones Físicas

Lic. Alfonso Velarde Chávez

Casilla 8635, La Paz - Bolivia

e-mail: avelarde@fiumsa.edu.bo

Tel.: (591-2)2792999

Fax:(591-2)2792622

Lic. Deterlino Urzagasti

Casilla 8635, La Paz - Bolivia

e-mail: urza@fiumsa.edu.bo

Tel.: (591-2)2792999

Fax:(591-2)2792622

CONSEJO EDITORIAL

Dr. Tatsunosue Kaneko

Faculty of Science

Okayama University

Tsushima, Okayama 700-Japan

Dr. Oscar Saavedra

Dipartimento di Fisica Generale

Universita di Torino, Italia

e-mail: saavedra@to.infn.it

Dr. Juan C. Muzzio

Facultad de Ciencias Astrnómicas y Geofísicas

Universidad Nacional de La Plata

La Plata-Argentina

e-mail: jmuzzio@fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar

Dr. Edison H. Shibuya

Instituto de Fisica Gleb Wataghin

Universidade Estadual de Campinas

C.P. 6165, 13.083-970 Campinas, SP-Brasil

e-mail: shibuya@ifi.unicamp.br

Dr. Diego García Lambas

IATE - OAC

Laprida 854, 5000-Córdoba-Argentina

e-mail: dgl@mail.oac.uncor.edu

Dra. Patricia Tissera

Instituto de Astronomía y Física del Espacio

CONICET

Buenos Aires-Argentina

e-mail: patricia@iafe.uba.ar

Dr. Carlos Navia

Instituto de Física

Universidade Federal Fluminense

Av. Gen. Milton Tavares de Souza

24210-340, Niteroi, RJ-Brasil

e-mail: gfcnoej@portela.if.uff.br

Dr. Thyrso Villela

INPE, C.P. 515

12201-970 SJ dos Campos, SP-Brasil

e-mail: villela@gemini.das2.inpe.br

Dr. Piero Galeotti

Dipartimento di Fisica Generale

Universita di Torino, Italia

e-mail: galeotti@to.infn.it

Dr. Ramiro de La Reza

Observatorio Nacional CNPq

Rua General Bruce 586

20921-400 Rio de Janeiro-Brasil

e-mail: delareza@danp6.on.br

Dr. Paulo Murilo Castro de Oliveira

Instituto de Fisica

Universidade Federal Fluminense

C.P. 1002966, Niteroi, RJ-Brasil

e-mail: pmco@regulus.if.uff.br

Dr. Newton Figueiredo

Universidade Federal de Itajubá

C.P.50-CEP:37500-903, Itajubá-MG-Brasil

e-mail: newton@efei.br

Dra. Marta Rovira

Instituto de Astronomía y Física del Espacio

CONICET

Buenos Aires-Argentina

e-mail: rovara@iafe.uba.ar

Dr. Oscar Antonio Rondón

Principal Scientist

Institute of Nuclear and Particle Physics

University of Virginia

McCormick Road, Charlottesville, VA 22901

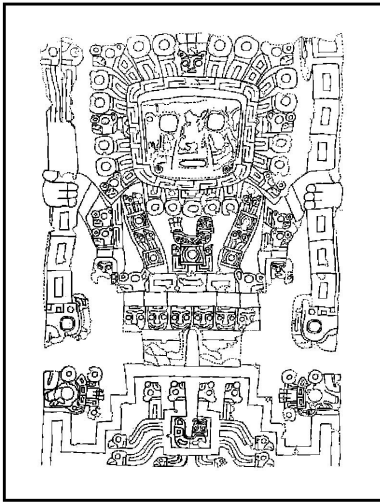
804 924-6787, USA

e-mail: or@virginia.edu

Tapa: Foto del Laboratorio de Física Cósmica de Chacaltaya.

ISSN 1562-3823

También indexada en PERIODICA



Revista Boliviana de Física

PUBLICACIÓN DEL
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES FÍSICAS
DE LA
UNIVERSIDAD MAYOR DE SAN ANDRÉS
Y DE LA
SOCIEDAD BOLIVIANA DE FÍSICA

NÚMERO 8
SEPTIEMBRE DE 2002

ECUACIÓN UNIDIMENSIONAL DE SCHRÖDINGER COMO UN PROBLEMA DINÁMICO CLÁSICO

Sanjinés C.D.

*Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

Se presenta una analogía pedagógica entre dos problemas definidos en diferentes áreas de la física: en la mecánica cuántica, la determinación del espectro energético para potenciales espaciales unidimensionales periódicos y localizados; en la mecánica clásica, las condiciones de estabilidad para un sistema dinámico bajo la influencia de fuerzas elásticas atractivas y repulsivas. En ambos casos, se definen matrices (matriz de transferencia y matriz de evolución respectivamente) cuya traza determina las condiciones bajo las cuales se puede resolver el problema cuántico espectral o el problema dinámico de estabilidad; para ello es necesario que el valor de dicha traza se encuentre en el intervalo $[-2, 2]$. Esta técnica se ilustra para varios casos sencillos de potenciales espaciales periódicos y localizados, logrando reproducir resultados conocidos de una manera compacta y directa.

1. INTRODUCCIÓN

La ecuación unidimensional de Schrödinger se puede estudiar desde una perspectiva muy interesante (y relativamente poco usual en la literatura) que ofrece la ventaja pedagógica de relacionar dos campos conceptualmente diferentes de la física, como son la mecánica cuántica y la mecánica clásica. Así, el objetivo de este trabajo es mostrar cómo se pueden relacionar ambos campos a través del estudio del problema espectral del hamiltoniano para la ecuación unidimensional de Schrödinger, y del problema de la estabilidad de algunos sistemas dinámicos clásicos. En la sección 2 se presenta la formulación matricial de la ecuación de Schrödinger (se define la *matriz de transferencia*) y luego, la formulación matricial de las ecuaciones de movimiento de Hamilton para un problema del tipo del oscilador armónico (se define la *matriz de evolución*). En la sección 3 se expone los elementos básicos que permiten definir al *flujo fase* como el grupo de mapeos uniparamétricos que preservan el área; en particular, se obtiene la forma explícita de una típica matriz de evolución que luego se usará en el contexto de la mecánica cuántica. En la sección 4 se muestra la analogía formal entre el problema de confinamiento para las soluciones $\Psi(x)$ de la ecuación de Schrödinger que deben tener significado físico, y el problema clásico de estabilidad para los puntos $[q(t), p(t)]$ definidos en el espacio fase Φ . En las secciones 5, 6 y 7 se muestra explícitamente la aplicación del *criterio de la traza* que permite resolver el problema espectral cuántico (o bien el problema de estabilidad clásico) para algunos potenciales espaciales $V(x)$, entre los que resaltan el modelo periódico de Krönig-Penney y el modelo localizado de pozo cuadrado, que se encuentran tradicionalmente expuestos en forma exhaustiva en los textos conocidos. Así,

se puede comparar y apreciar las ventajas pedagógicas del método expuesto en este trabajo.

2. MATRICES DE TRANSFERENCIA Y EVOLUCIÓN

Consideremos a continuación la ecuación unidimensional de Schrödinger independiente del tiempo para un cierto potencial espacial arbitrario $V(x)$,

$$H\Psi(x) \equiv \frac{-(\hbar)^2}{2m}\partial_x^2\Psi(x) + V(x)\Psi(x) = E\Psi(x), \quad (1)$$

donde H es el operador hamiltoniano independiente del tiempo. La ec. (1) se puede reescribir como

$$\partial_x^2\Psi(x) + g(x)\Psi(x) = 0, \quad (2)$$

donde se definió $g(x) \equiv (E - V(x))$ y se estableció un sistema de unidades naturales tales que $(\hbar)^2 = 2m = 1$. La ec. (2) se puede a su vez representar de forma matricial como

$$\partial_x \begin{pmatrix} \Psi(x) \\ \partial_x \Psi(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -g(x) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi(x) \\ \partial_x \Psi(x) \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\equiv \Lambda(x)X(x).$$

El vector $X(x)$ así definido en (3) contiene a la función de onda $\Psi(x)$ y a su derivada espacial $\partial_x \Psi(x)$. Por otra parte, se puede pensar en obtener $X(x)$ para un valor arbitrario de x a partir de un valor “inicial” x_0 a través de una *matriz de transferencia* $T(x, x_0)$ definida por

$$X(x) = T(x, x_0)X(x_0) \quad (4)$$

De la sustitución de (4) en (3) resulta la ecuación diferencial

$$\partial_x T(x, x_0) = \Lambda(x)T(x, x_0), \quad (5)$$

donde $T(x_0, x_0) = 1$ es la matriz identidad. La solución formal de (5) para la matriz de transferencia es

$$T(x, x_0) = \exp \int_{x_0}^x \Lambda(x) dx, \quad (6)$$

y permite conocer finalmente el valor de $X(x)$ en cualquier posición x , esto es, los valores de la función de onda $\Psi(x)$ y de su derivada $\partial_x \Psi(x)$. Para algunos casos sencillos del potencial $V(x)$, como por ejemplo un potencial constante por tramos, la matriz $\Lambda(x)$ definida en (3) se puede integrar (en un tramo para el que $V(x)$ sea constante) a fin de permitir calcular explícitamente el valor de $T(x, x_0)$ en (6); la forma que tiene dicha solución explícita se muestra abajo en (13). Sin embargo, más allá de las soluciones explícitas de (6), esta ecuación nos permitirá apreciar una analogía muy interesante en el contexto de un área diferente de la física.

Consideremos en seguida al siguiente problema de la mecánica clásica: sea el hamiltoniano

$$H(t) = \frac{1}{2}p^2 + \frac{1}{2}k(t)q^2, \quad (7)$$

que, para $k(t) > 0$, representa a un oscilador armónico unidimensional dependiente del tiempo, mientras que para $k(t) < 0$, representa el movimiento bajo la acción de un potencial elástico repulsivo. Las ecuaciones de Hamilton correspondientes son

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p} = p, \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q} = -k(t)q, \quad (8)$$

las mismas que se pueden describir en forma matricial como

$$\partial_t \begin{pmatrix} q(t) \\ p(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -k(t) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q(t) \\ p(t) \end{pmatrix} \equiv \Gamma(t)Z(t), \quad (9)$$

donde $p(t) = \partial_t q(t)$. Definiendo la *matriz de evolución* $U(t, t_0)$ que relaciona el punto representado por $Z(t)$ (en el llamado *espacio fase* Φ) con las condiciones iniciales $Z(t_0)$ a través de $Z(t) = U(t, t_0)Z(t_0)$, se tiene por (9) que

$$\partial_t U(t, t_0) = \Gamma(t)U(t, t_0), \quad (10)$$

donde $U(t_0, t_0) = 1$ es la matriz identidad. Vemos así, que los problemas dados por las ecuaciones diferenciales (5) y (10) son formalmente equivalentes¹, por lo que la solución para $U(t, t_0)$ en (10) es análoga a la solución de (5) dada por (6).

3. FLUJO FASE

Un problema central de la dinámica clásica [1] es la descripción general del movimiento a través de un sistema de n ecuaciones diferenciales de primer orden representadas por la ecuación matricial

$$\partial_t Y(t) = f(Y(t), t), \quad (11)$$

¹ Después de las identificaciones $x \leftrightarrow t$, $\Psi(x) \leftrightarrow q(t)$, $\partial_x \Psi(x) \leftrightarrow \partial_t q(t) = p(t)$.

donde $Y(t) \in \mathbb{R}^n$ es un vector n -dimensional compuesto de elementos reales. La solución para $Y(t)$ en (11) se relaciona con la condición inicial $Y(t_0)$ a través del mapeo bi-paramétrico $g(t, t_0)$ definido por $g(t, t_0) : Y(t_0) \rightarrow Y(t)$. Así, por inducción, se obtiene la propiedad de composición para estos mapeos,

$$Y(t_m) = g(t_m, t_{m-1}) \dots g(t_2, t_1) g(t_1, t_0) Y(t_0). \quad (12)$$

Al restringir la función vectorial f en (11) a ser lineal e independiente del tiempo, el mapeo g depende entonces de un solo parámetro, $g(t, t_0) = g(\tau)$, con $\tau \equiv t - t_0$. Este mapeo, para el caso de $Y(t)$ bidimensional, es la matriz de evolución $U(\tau)$, más conocida como *matriz de Floquet* en la teoría de los sistemas dinámicos [1][2][3]. La familia $\{U(\tau)\}$ de estos mapeos forma un grupo abeliano, ya que $U(\tau)U(\sigma) = U(\sigma)U(\tau)$, con elemento neutro $U(0) = 1$ e inverso $U(-\tau)$. Bajo estas condiciones, la evolución dada por el mapeo g aplicado a una vecindad Δ del punto $Y(t_0)$ (en el espacio fase Φ), se realiza de tal forma que se preserva el área de la región Δ , esto es, $\text{área}[\Delta] = \text{área}[U(\tau)\Delta]$. Lo anterior es una de las maneras de expresar el conocido teorema de Liouville [4][5], esto es, el *flujo fase* (o grupo de mapeos uniparamétricos $U(\tau)$) preserva el área, lo que implica que $\det U(\tau) = 1$ (es decir, la matriz de evolución $U(\tau)$ es unimodular).

La propiedad de composición (12) es particularmente útil cuando se divide un intervalo temporal arbitrario $[T = t_m, t_0]$ en m subintervalos iguales de tamaño τ , esto es, $[t_m, t_0] = [t_m, t_{m-1}] \cup [t_{m-1}, t_{m-2}] \dots [t_2, t_1] \cup [t_1, t_0]$; si en cada subintervalo $[t_{j+1}, t_j]$ se fija el valor de $\Gamma(t) = \Gamma_j$ como una constante, entonces la solución de (10) es inmediata:

$$U(t_{j+1}, t_j) = \begin{pmatrix} \cos(k_j \tau) & \frac{1}{k_j} \sin(k_j \tau) \\ -k_j \sin(k_j \tau) & \cos(k_j \tau) \end{pmatrix} \quad (13)$$

Así, la matriz de evolución $U(T, t_0)$ se calcula en forma aproximada como la composición de las matrices (13):

$$U(T, t_0) = U(t_m, t_{m-1}) U(t_{m-1}, t_{m-2}) \dots U(t_2, t_1) U(t_1, t_0).$$

4. ANALOGÍA ENTRE EL PROBLEMA ESPECTRAL CUÁNTICO Y EL PROBLEMA DE ESTABILIDAD CLÁSICO

Las soluciones de la ecuación de Schrödinger (1) que son físicamente relevantes, corresponden a las funciones de onda $\Psi(x)$ acotadas, de tal forma que se pueda calcular promedios finitos para las cantidades físicas observables, esto es, $\Psi(x)$ debe pertenecer al conjunto de funciones de cuadrado integrable, $\Psi(x) \in L^2$. Así, la *evolución* del vector $X(x)$ descrita por (4) en un cierto “espacio fase”, debe producir un vector $X(x)$ acotado (o confinado), esto es, que su magnitud $X(x)$ sea menor que algún real M ,

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} |X(x)| \leq M \quad (14)$$

Así, el problema espectral asociado a la ecuación de Schrödinger (1) consiste de hallar los valores del parámetro E que satisfacen las condiciones anteriores de confinamiento.

Por otra parte, en el dominio de la mecánica clásica, la descripción evolutiva del vector $Z(t)$ en (9) da lugar al concepto de *estabilidad* [3]: sean dos soluciones independientes de (9), $Z(t)$ y $Z'(t)$, con condiciones iniciales $Z(0)$ y $Z'(0)$; la trayectoria evolutiva de $Z(t)$ se dice *estable*, si para todo $\varepsilon > 0$, existe un $\delta > 0$ de tal forma que si $|Z(0) - Z'(0)| < \delta$, entonces $|Z(t) - Z'(t)| < \varepsilon$ para todo $t \in \mathbb{R}$. Si, además, $\lim_{t \rightarrow \infty} |Z(t) - Z'(t)| = 0$, entonces la trayectoria de $Z(t)$ en el espacio fase Φ es *Lyapunov-estable* (o asintóticamente convergente).

Aunque los conceptos anteriores de confinamiento y estabilidad de definen formalmente en dos áreas diferentes de la física, ambos surgen sin embargo del mismo tipo de problema matemático: hallar los autovalores de un operador hamiltoniano dado por (1) o (7), que permiten obtener soluciones acotadas o estables respectivamente.

5. POTENCIALES PERIÓDICOS

Consideremos la ecuación de Schrödinger (1) para potenciales periódicos de la forma $V(x + L) = V(x)$. Se tiene entonces que $g(x + L) = g(x)$ y $\Lambda(x + L) = \Lambda(x)$ en (3), por lo que la integral en (6), para $x = nL$ (con n entero) y $x_0 = 0$, queda como

$$T(nL, 0) = \expn\left(\int_0^L \Lambda(x) dx\right) = T^n(L, 0), \quad (15)$$

siendo (15) un reflejo de la propiedad de composición (12). Supongamos que la matriz de transferencia $T(L, 0)$ para un período L se puede diagonalizar por medio de la matriz no-singular D , esto es, $D^{-1}T(L, 0)D$, de tal forma que $T^n(L, 0)$ se calcule como

$$T^n(L, 0) = [DT(L, 0)D^{-1}]^n = D \begin{pmatrix} \lambda_1^n & 0 \\ 0 & \lambda_2^n \end{pmatrix} D^{-1}, \quad (16)$$

suposición que es válida para los potenciales periódicos $V(x)$ físicamente relevantes. Los autovalores de $T(L, 0)$, λ_1 y λ_2 , corresponden a las soluciones para λ del polinomio característico

$$\lambda^2 - \lambda TrT(L, 0) + detT(L, 0) = 0, \quad (17)$$

donde $TrT(L, 0)$ y $detT(L, 0)$ son la traza y determinante de $T(L, 0)$ respectivamente. De manera muy interesante, se puede acudir a continuación a la analogía formal entre el problema espectral cuántico y el problema de estabilidad clásico: dado que la matriz de transferencia $T(L, 0)$ es equivalente a la matriz de evolución $U(\tau)$, y dado que ésta representa al flujo fase clásico para el cual se preserva el área, entonces también se cumple que $det T(L, 0) = 1$; por otra parte, los autovalores de la matriz de evolución $U(\tau)$ (que en general son números

complejos) para los sistemas hamiltonianos representados por (8) cumplen con $\lambda_1^* = \lambda_2$, donde λ_1^* es el complejo conjugado de λ_1 . Así, se encuentra que solamente cuando $|TrT(L, 0)| < 2$, el resultado de $\lim_{n \rightarrow \infty} T^n(L, 0)$ en (16) produce valores acotados o confinados del vector $X(x \rightarrow \infty)$ en (3), pues $|\lambda_1| = |\lambda_2| = 1$. De aquí entonces, se obtiene ² los correspondientes autovalores E en la ecuación de Schrödinger (1).

En el contexto del problema cuántico dependiente del tiempo [6], la matriz de evolución $U(T, 0)$ asociada a algún potencial periódico $V(t + T) = V(t)$ tiene autovalores que también obedecen (17), lo que tiene efectos por demás interesantes: al sustituir el valor de λ por $U(T, 0)$ en (17) -de acuerdo al teorema de Hamilton-Cayley-, se obtiene *lazos evolutivos* [7] que, para los casos más sencillos, se representan por:

$$\begin{aligned} U^3(T, 0) &= 1 & \text{si } TrU(T, 0) &= -1, \\ U^4(T, 0) &= 1 & \text{si } TrU(T, 0) &= 0, \\ U^6(T, 0) &= 1 & \text{si } TrU(T, 0) &= 1. \end{aligned} \quad (18)$$

Lo anterior significa el regreso a las condiciones iniciales de posición $q(t)$ y momento $p(t)$ al cabo de 3, 4 y 6 aplicaciones consecutivas del potencial periódico $V(t + T) = V(t)$, correspondientemente. La predicción teórica para dichos lazos evolutivos es válida independientemente de la estructura analítica de $U(T, 0)$, lo que resulta interesante pues -en general- el cálculo explícito de $U(T, 0)$ es un problema no-trivial. Sin embargo, existen también los casos más sencillos de los potenciales constantes por tramos, para los que se verifica fácilmente (18). Asimismo, en el caso del problema espectral cuántico para los potenciales espaciales periódicos $V(x + L) = V(x)$ que son constantes por tramos, se obtiene expresiones analíticas compactas que conducen a la solución del problema. Veamos a continuación algunos de estos casos.

5.1. Series de pozos y barreras

Este modelo de potencial (conocido como *modelo de Krö nig-Penney* [8]) está descrito por

$$V(x) = \begin{cases} a, & 0 \leq x < l_1 \\ -a, & l_1 \leq x < l_1 + l_2 = L \end{cases} \quad (19)$$

donde a es una constante real positiva. En este caso, la traza de la matriz de transferencia es

$$\begin{aligned} S(E, a) &= TrT(L, 0) = 2\cos(\ell_2\sqrt{E+a})\cos(\ell_1\sqrt{E-a}) \\ &\quad - \frac{2E}{\sqrt{E^2-a^2}}\sen(\ell_2\sqrt{E+a})\sen(\ell_1\sqrt{E-a}). \end{aligned} \quad (20)$$

La función “traza” $S(E, a)$ dada en (20) se puede graficar (para $l_1 = l_2 = 1$) en los ejes E vs. a (ver Fig.1(a)) de tal forma que los valores $S(E, a) = \pm 2$ definen las fronteras entre las regiones $|S(E, a)| > 2$ (zonas

²El criterio de confinamiento $|TrT(L, 0)| < 2$ no es nuevo; de hecho, se ha utilizado tradicionalmente en varios tipos de aplicaciones, por ejemplo, en problemas espectrales para potenciales periódicos [9].

blancas y negras) y $|S(E, a)| < 2$ (zonas grises); estas últimas regiones comprenden el conjunto de valores de E y a para los que se cumple la condición de confinamiento o “estabilidad” (14). Al fijar un valor de a en el anterior diagrama, los valores de E pertenecientes a las regiones de estabilidad definen el espectro del hamiltoniano H asociado a la ecuación de Schrödinger (1), dando así lugar a la típica *estructura de bandas* de dicho hamiltoniano [10][11][12]. Los valores de E comprendidos por las zonas claras y oscuras determinan el *conjunto resolvente* del hamiltoniano ³. De manera muy interesante, la Fig.1 refleja un comportamiento específico en el dominio de la mecánica clásica, particularmente en lo que respecta a los llamados *sistemas excitados parametricamente* [1][4][13][14][15]. Tal es el caso, por ejemplo, de un péndulo invertido (con varilla rígida de longitud l) cuyo punto de suspensión oscila armónicamente (bajo la acción de la aceleración de la gravedad g) con amplitud A y frecuencia angular w . Eligiendo la coordenada generalizada $q(t) = \theta(t)$ como el ángulo que forma el péndulo invertido con respecto a la vertical, entonces la ec. de movimiento (8) toma la forma de la conocida ec. de Mathieu [2][14] $\partial_t^2 \theta + k(t)\theta = 0$, con $k(t) = \delta + \varepsilon \cos wt$, donde $\delta \equiv -gl^{-1}$ y $\varepsilon \equiv Aw^2l^{-1}$. Para este sistema clásico ⁴, se encuentra que existen condiciones de equilibrio estable cuando el péndulo está invertido ($\theta \sim 0^\circ$) dependiendo de los valores de los parámetros δ y ε , que se grafican en un diagrama de estabilidad conocido como *diagrama de Strutt* [14][15]. Este diagrama resulta análogo ⁵ a la Fig.1, después de identificar $\delta \leftrightarrow a$ y $\varepsilon \leftrightarrow E$. Así, las zonas grises contendrían a los valores de δ y ε asociados a un régimen oscilatorio estable del péndulo invertido.

5.2. Serie uniforme de pulsos delta

Este modelo de potencial está descrito por

$$V(x) = k \sum_n \delta(x - nL), \quad (21)$$

donde k es una constante real y $\delta(x)$ es la delta de Dirac. Este potencial corresponde al caso límite de (19) cuando $V(x)$ se sustituye por $V(x) + a$, donde $\lim_{a \rightarrow \infty, \ell_1 \rightarrow 0} k = k$ y $L = \ell_1 + \ell_2 = 2$ se mantiene constante. La correspondiente traza de la matriz de transferencia es

$$S(E, k) = 2\cos(L\sqrt{E}) + \frac{k}{\sqrt{E}}\sin(L\sqrt{E}). \quad (22)$$

El diagrama de estabilidad (Fig.1(b)) corresponde al sitio geométrico definido por los valores de $|S(E, k)| < 2$

³En la ref. [16] se resuelve el mismo problema espectral para el modelo de Krönig-Penney utilizando el criterio conocido $|TrT(L, 0)| < 2$, aunque en forma ajena al contexto de la ecuación unidimensional de Schrödinger como un problema dinámico clásico [17][18]. Debe señalarse que, contrariamente a la afirmación de los autores de [16], de ninguna manera ellos han desarrollado un método novedoso, aún cuando se presente como un algoritmo computacional muy eficiente y práctico.

⁴Conocido también como *péndulo de Kapitza* (ver, por ejemplo, <http://www.fam.dtu.dk/html/FVP/dima/Fast.html>).

⁵Si en lugar de $V(x)$ en (19) se utiliza $V(x) = a\cos\pi x$, el diagrama de *estabilidad* determinado por $S(E, a) = \pm 2$ coincide con el diagrama de Strutt.

(zonas grises). Para un valor fijo del parámetro k , los intervalos de estabilidad indican el espectro del hamiltoniano de (1) que muestra la típica estructura de bandas, mientras que las zonas blancas y negras comprenden al conjunto resolvente del hamiltoniano. Esta estructura de bandas corresponde al caso más sencillo del modelo de Krönig-Penney, que fue el que se reportó en la literatura por primera vez [8].

5.3. Serie alternada de pulsos delta

Este modelo de potencial resulta de una modificación de (21) y está descrito por

$$V(x) = k \sum_n (-1)^n \delta(x - nL), \quad (23)$$

A este tipo de potencial le corresponde una matriz de transferencia $T(L, 0)$ cuya traza es

$$S(E, k) = 2\cos^2(L\sqrt{E}) + (2 + k^2/E)\sin^2(L\sqrt{E}). \quad (24)$$

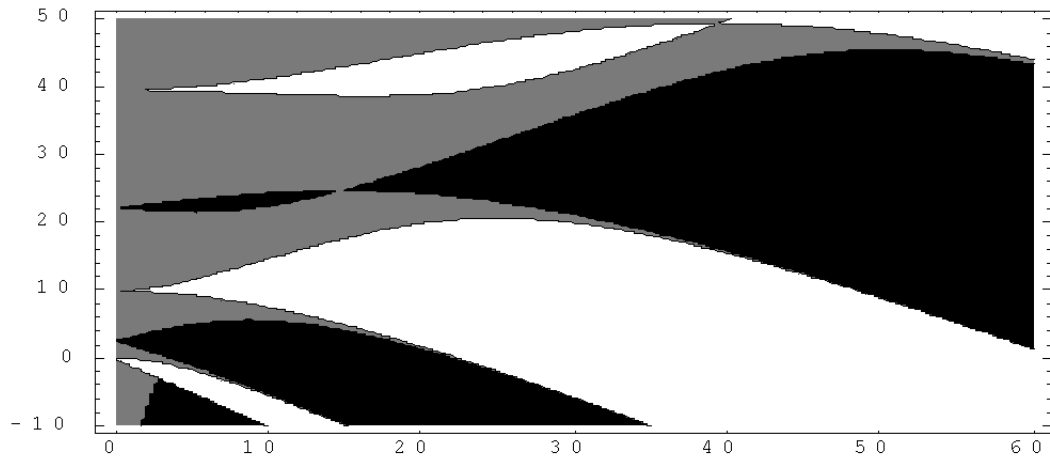
El diagrama correspondiente de estabilidad se muestra en la Fig.1(c).

6. POTENCIALES LOCALIZADOS

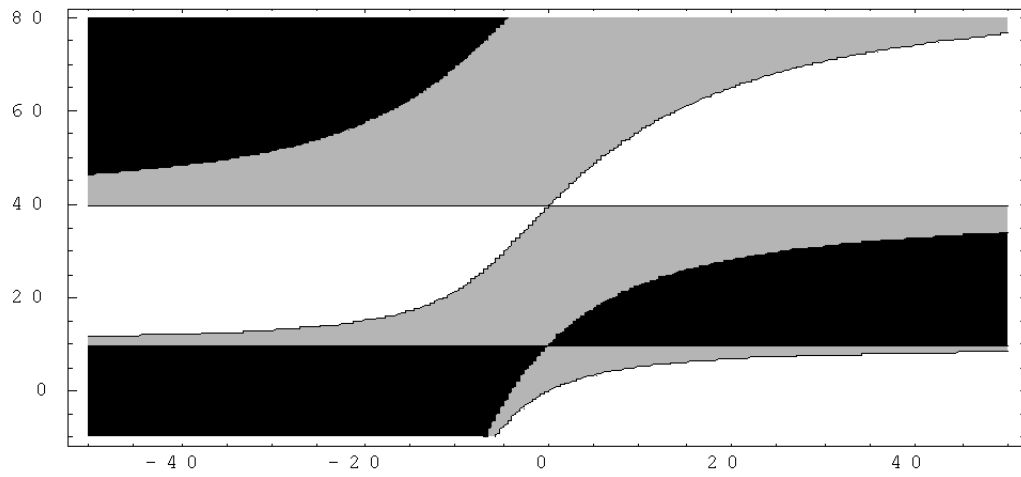
Consideremos a continuación los potenciales localizados $V(x)$, es decir, aquellos potenciales para los que $V(x) = 0$ cuando $x \notin [-M, M]$, con $M \in \mathbb{R}$. Aunque el *alcance* M de $V(x)$ es simétrico alrededor de $x = 0$, la forma específica de $V(x)$ en el intervalo $x \in [-M, M]$, es arbitraria. Las soluciones físicamente relevantes de la ecuación de Schrödinger (1) para estos potenciales son aquellas para las que $\lim_{x \rightarrow \infty} X(x) = 0$, lo que es cierto para las funciones de cuadrado integrable $\Psi \in L^2$ [6][19]. Así, los valores exactos de E en (1) que permiten la convergencia asintótica de $X(x)$ expresada por el anterior límite, conforman el *espectro discreto o puntual* asociado al hamiltoniano H en (1). La imagen clásica equivalente al problema cuántico corresponde a un hamiltoniano clásico $H(t)$ dado por (7), donde se puede especificar $k(t) = \varepsilon - v(t)$: $\varepsilon < 0$ representa la acción repulsiva de un cierto potencial dispersivo, mientras que $v(t) < 0$ representa la acción de fuerzas elásticas atractivas. Así, por ejemplo, se puede pensar en el siguiente problema de estabilidad clásico: una partícula puntual se halla sobre la superficie de una esfera sin fricción, por lo que el potencial es repulsivo o dispersivo ($\varepsilon < 0$); luego, se trata de elegir los valores de un potencial atractivo ($v(t) < 0$) así como los instantes en que debe actuar sobre la partícula -a manera de patadas o jalones atractivos- para que la evolución en el espacio fase Φ del vector $Z(t)$ dado por (9) sea asintóticamente convergente, lo que significa que la partícula, al cabo de un tiempo muy largo, retornará eventualmente al origen (el punto superior de la superficie esférica) y allí se quedará en reposo.

La solución formal de (6) en las regiones $x \notin [-M, M]$, en donde $V(x) = 0$ está dada por las matrices de transferencia

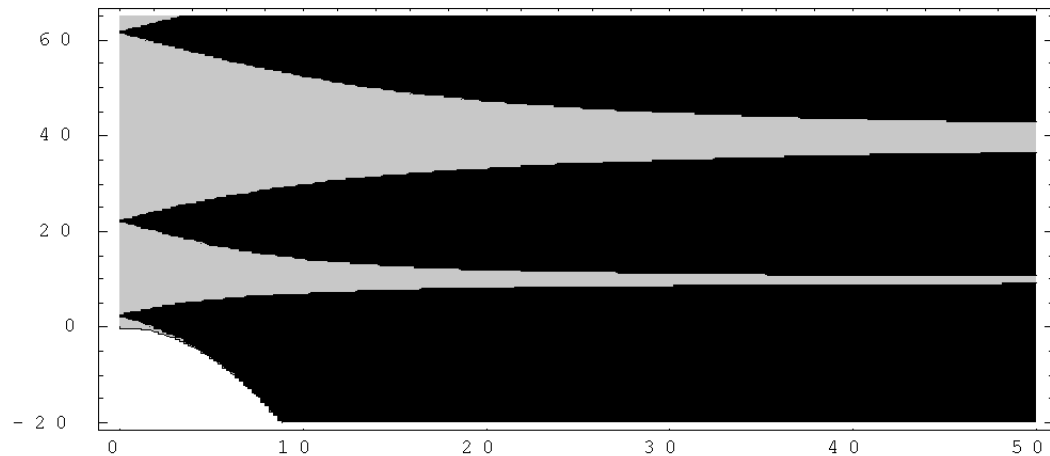
$$\begin{aligned} T(x, -M) &= e^{(x+M)\Lambda}, & x < -M, \\ T(x, M) &= e^{(x-M)\Lambda}, & x > M. \end{aligned} \quad (25)$$



(a)



(b)



(c)

Figura 1. Diagramas de *estabilidad* para la función de traza $S(E, a)$; el eje vertical es E y el eje horizontal es a en los tres casos. Las zonas grises indican los valores de $|S(E, a)| < 2$, mientras que las zonas blancas y negras indican los valores de $|S(E, a)| > 2$. El gráfico (a) corresponde al potencial constante por tramos (19) con función de traza (20); el gráfico (b) corresponde a la serie uniforme de pulsos delta (21) con función de traza (22), y el gráfico (c) corresponde a la serie alternada de pulsos delta (23) con función de traza (24). Los gráficos (a) y (c) son simétricos con respecto a la transformación $a \rightarrow -a$.

La matriz Λ tiene autovectores normalizados (o *kets*)

$$|E, \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm\sqrt{|E|} \end{pmatrix} \quad (26)$$

con autovalores correspondientes $\lambda = \pm\sqrt{|E|}$, lo que implica para $E < 0$:

$$e^{\tau\Lambda}|E, \pm\rangle = e^{\pm\tau\sqrt{|E|}}|E, \pm\rangle \quad (27)$$

para un cierto intervalo espacial de longitud τ . A continuación, se puede introducir los vectores duales (o *bras*) dados por

$$\langle \pm, E| = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 \pm 1/\sqrt{|E|}), \quad (28)$$

de tal forma que se verifique las condiciones de ortonormalidad

$$\begin{aligned} \langle \pm, E|E, \pm\rangle &= 1, \\ \langle \pm, E|E, \mp\rangle &= 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Observando (27) podemos confirmar que la convergencia asintótica que se busca para los vectores $X(x)$ ocurre solamente para las condiciones de borde

$$\begin{aligned} X(-M) &= |E, +\rangle, \\ X(M) &= \alpha|E, -\rangle. \end{aligned} \quad (30)$$

para un cierto α real. Luego, la evolución de $X(x)$ en el intervalo $x \in [-M, M]$ tiene que obedecer

$$T(M, -M)|E, +\rangle = \alpha|E, -\rangle, \quad (31)$$

de donde se construye una función $D(E, M)$ dada por

$$D(E, M) = \langle +, E|T(M, -M)|E, -\rangle. \quad (32)$$

Así, la condición $D(E, M) = 0$ es equivalente a (31) y se puede utilizar para encontrar los valores E que, para potenciales localizados, constituyen un conjunto discreto llamado *espectro puntual*⁶ del hamiltoniano H en (1). Veamos a continuación algunas aplicaciones sencillas de la condición $D(E, M) = 0$ para algunos potenciales localizados como ser tres pulsos delta y luego un pozo cuadrado.

6.1. Pulsos delta

Consideremos el potencial compuesto por una sucesión de tres pulsos delta,

$$V(x) = -k \sum_{n=1}^3 \delta(x - x_n), \quad (33)$$

con $x_1, x_2, x_3 \in [-M, M]$. De la condición $D(E, M) = 0$ se tiene que

$$e^{2\mu\eta} = \frac{k^2[1 + e^{-2\xi\mu}(2\mu + k)(2\mu - k)^{-1}]}{(2\mu - k)^2 - k^2e^{-2\xi\mu}}, \quad (34)$$

⁶De aquí, la función $D(E, M)$ puede ser referida como *discriminante discreto* [17].

donde $\mu \equiv \sqrt{|E|} \neq 0$, $\xi \equiv x_2 - x_1$, $\eta \equiv x_3 - x_2$. La fórmula (34) permite obtener los casos correspondientes para dos pulsos y un solo pulso delta a través de los límites $\eta \rightarrow \infty$ y $\eta, \xi \rightarrow \infty$ respectivamente. Así se obtiene -para cada caso- las expresiones $\exp(\xi\mu) = k/(k - 2\mu)$ y $\mu = k/2$. Por ejemplo, para el caso anterior de dos pulsos delta se tiene las expresiones

$$\tanh M\mu = \begin{cases} k/\mu - 1 \\ \mu/(k - \mu) \end{cases} \quad (35)$$

a través de las cuales se determina las energías correspondientes a las soluciones par e impar del problema conocido de la molécula diatómica (ver, por ejemplo, la ref. [12]).

6.2. Pozo cuadrado

Consideremos el potencial de un pozo cuadrado dado por

$$V(x) = \begin{cases} -V_0, & x \in [-M, M] \\ 0, & x \notin [-M, M] \end{cases} \quad (36)$$

con $V_0 > 0$. La condición $D(E, M) = 0$ conduce a la expresión

$$v^2 = \frac{1}{2}V_0[1 \pm \cos(2Mv)], \quad (37)$$

donde $v \equiv \sqrt{V_0 - |E|}$ y $|E| < V_0$. Las soluciones de (37) para E se obtienen a partir de rutinas numéricas sencillas. Cuando $|E| > V_0$, (37) no tiene soluciones reales para E , i.e., no existe un espectro puntual (es sabido que para este caso el espectro es continuo [6] [12][19]). Los signos $\pm$ en (37) corresponden a las soluciones par e impar respectivamente de la ecuación de Schrödinger (ver, por ejemplo, la ref. [19]). Entre los aspectos conocidos del espectro del pozo cuadrado se verifica que, en el límite $V_0 \rightarrow \infty$ (pozo infinito), los valores de v en (37) se agrupan alrededor de $n\pi/(2M)$, lo que conduce -a través de un reescalamiento apropiado- al espectro conocido del pozo infinito [6][12][19]. En efecto, sustituyendo $V(x) \rightarrow V'(x) - V_0$ y $|E| \rightarrow V_0 - E'$ se obtiene el espectro puntual $E' = [n\pi/(2M)]^2$. Otro límite interesante de verificar corresponde $M \rightarrow 0$ (con V_0 constante), para el que el espectro correspondiente tiende a formar *un continuo* de valores de E , es decir, que la separación entre valores adyacentes de E tiende a ser nula.

7. CONCLUSIONES

Se expuso una forma de plantear el problema espectral de la ecuación unidimensional de Schrödinger (1) independiente del tiempo, con relación a su análogo en la mecánica clásica: el problema de estabilidad en sistemas dinámicos con un hamiltoniano (7) dependiente del tiempo. Dicha analogía es posible en vista de que ambos problemas se describen matemáticamente de la misma forma a través del mismo tipo de ecuación diferencial representada por (3) o (9) respectivamente. Para los potenciales espaciales $V(x)$ periódicos o localizados, las soluciones de la ecuación de Schrödinger (1) que son

físicamente relevantes (funciones de ondas de cuadrado integrable) se obtienen al obedecer un criterio matemático simple: la función de traza $S(E, a)$ de la matriz de transferencia debe cumplir la relación $|S(E, a)| < 2$. Esta función $S(E, a)$ se puede obtener de manera sencilla para algunos potenciales como ser los potenciales periódicos constantes por tramos y potenciales localizados como el pozo cuadrado o las secuencias de deltas. De esta forma, se puede encontrar numéricamente (y en algunos casos analíticamente) los valores del parámetro E que determinan el espectro del hamiltoniano H en (1). Los resultados que se obtiene por este método coinciden con aquellos que usualmente se expone en los libros de texto, como ser la estructura de bandas correspondiente al modelo de potencial periódico de Krönig-Penney o el espectro discreto del pozo cuadrado. Las técnicas expuestas en este trabajo permiten una ventaja pedagógica con respecto a los métodos tradicionales, pues se logra resolver el problema espectral cuántico para una cierta variedad de potenciales ⁷ $V(x)$ de una forma más compacta y directa. Ciertamente, la generalización de dichas técnicas a cualquier tipo de potencial (periódico o localizado) necesariamente se hará a través de la aproximación de dividir el potencial $V(x)$ en regiones donde éste sea constante por tramos (i.e., a través de *segmentar* el potencial).

REFERENCIAS

- [1] Bartlett J.; Classical and Modern Mechanics: Non-autonomous systems (U. of Alabama Press, 1975).
- [2] Magnus W., Winkler S; Hill's equation; Interscience Tracts in Pure and Applied Mathematics vol. 20 (Wiley, 1966).
- [3] Krasnov M.L.; Ecuaciones Diferenciales Ordinarias (MIR, 1987).
- [4] Arnold V.I.; Mathematical Methods of Classical Mechanics, (Springer-Verlag, 1978).
- [5] Goldstein H.; Mecánica Clásica (Reverté, 1988).
- [6] Cohen-Tannoudji C.; Quantum Mechanics (Wiley, 1977).
- [7] Mielnik B.; Evolution Loops; J. of Math. Phys. 27, 9, 2290 (1986).
- [8] Krönig R., Penney W.; Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices; Proc. of the Royal Society A130, 499 (1931).
- [9] Luttinger J.M.; Wave Propagation in One-Dimensional Structures; Philips Res. Rep. 6, 303 (1951).
- [10] Madelung O.; Introduction to Solid State Theory (Springer-Verlag, 1996).
- [11] McKelvey J.; Física del Estado Sólido y Semiconductores (Harper & Row, 1966).
- [12] Gasiorowicz S.; Quantum Physics (Wiley, 1974).
- [13] Landau L., Lifshitz L.; Quantum Mechanics (Course of Theoretical Physics, vol. 3, Pergamon Press, 1977).
- [14] Bender C., Orszag S.; Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers; International Series in Pure and Applied Mathematics (McGraw-Hill, 1978).
- [15] Nayfeh A.H., Mook D.T.; Non-Linear Oscillations; Pure & Applied Mathematics (Interscience Series, Wiley, 1979).
- [16] Lee A.R., Kalotas T.M.; Solution to the One-Dimensional Schrödinger Equation in an Arbitrary Periodic Potential; Physica Scripta 44, 313 (1991).
- [17] Sanjinés D.; One-Dimensional Schrödinger Equation as a Classical Dynamical Problem; Rev. Mex. de Física 36 (S1), 181 (1990).
- [18] Mielnik B., Reyes M.; The Classical Schrödinger Equation; J. Phys. A: Math. Gen. 29, 6009 (1996).
- [19] Merzbacher E.; Quantum Mechanics (Wiley, 1981).

⁷Estas aplicaciones están restringidas, sin embargo, a los potenciales periódicos y constantes por tramos o localizados del tipo secuencia de deltas o del tipo pozo cuadrado. No obstante, la formulación general de la teoría es válida para potenciales periódicos o localizados arbitrarios.

CHOQUE DINÁMICO CON PRESIÓN DE RAYOS CÓSMICOS

Urzagasti D.

*Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

Se estudia la estructura de los choques fuertes generados por explosiones de supernova considerando la influencia de la presión de los rayos cósmicos. Para ello se acoplan las ecuaciones hidrodinámicas del gas interestelar que es chocado con la ecuación de difusión de los rayos cósmicos. Se asume una ley de potencias para el espectro de momentos de estas partículas (protones), de manera que la ecuación de difusión se convierte en una ecuación para la presión de rayos cósmicos. Se adopta una geometría esférica para el choque y se lleva las ecuaciones a una forma autosimilar en el espacio-tiempo, restando una pequeña dependencia con el tiempo de difusión que no altera la estructura obtenida. Se introduce el efecto de la inyección a través de parámetros variables. Los parámetros del modelo son el exponente del espectro de momentos, los momentos de inyección y de corte del espectro, la intensidad del campo magnético medio, la velocidad del choque y el parámetro de inyección

1. INTRODUCCIÓN

Dado que existe el consenso general acerca de que el origen de los rayos cósmicos estaría en su aceleración por ondas de choque, producidas por la liberación de una gran cantidad de energía cinética ($\sim 10^{51} \text{erg}$) en explosiones de supernova, intentamos abordar en este trabajo el problema de la modificación a la estructura espacio-temporal de estos choques debido precisamente a la influencia de estas partículas altamente energéticas que son generadas y aceleradas en las inmediaciones del frente de choque. La presencia de esta componente no-térmica -principalmente protones- contribuye con una presión de rayos cósmicos que aumenta la eficiencia del frenado de las partículas del flujo entrante al choque, permitiendo así una mayor compresión del gas térmico. Por otro lado, la población de rayos cósmicos crece a expensas de la población de partículas altamente energéticas en la distribución Maxwelliana de la componente térmica, y por tanto, se produce la disminución de la energía térmica a causa de que una buena parte de ésta es llevada por las nuevas partículas inyectadas al proceso de aceleración.

La onda de choque (o simplemente el choque), entendida como una perturbación que se propaga radialmente hacia fuera de la fuente de la explosión, origina una discontinuidad en las magnitudes hidrodinámicas, y esto debido a que la perturbación se propaga supersónicamente respecto de la velocidad del sonido en el medio que es perturbado. Como consecuencia, al ser el gas sin perturbar (delante del choque) alcanzado por la onda, es comprimido, aumentando su densidad y presión; y su velocidad, que era inicialmente nula, aumenta rápidamente a un valor cercano pero menor que el de la velocidad del choque, v_c : la onda 'arrastra' el gas que encuentra en su camino. Esta región perturbada (detrás del choque),

que el choque va dejando en su propagación, está separada de la región sin perturbar por una región de transición (frente del choque) cuyo espesor es del orden de la longitud característica de los procesos microscópicos de difusión.

En el sistema de referencia del frente de la onda de choque, la cual se propaga hacia fuera de la fuente de la explosión, las partículas del medio sin perturbar (corriente arriba) llegan hacia el frente con una velocidad igual a la velocidad de la onda y luego, al ser chocadas por el frente, son frenadas hasta alcanzar una velocidad algo menor detrás del choque (corriente abajo), siendo la disminución por un factor igual a la compresión del gas, la cual es $r_s = \rho_2/\rho_1$, donde ρ_2 la densidad detrás del choque y ρ_1 la densidad no perturbada delante del mismo. El gas interestelar sin perturbar es esencialmente neutro, con una abundancia mayoritaria de H ($\sim 70\%$), de baja densidad ($< 1 \text{cm}^{-3}$) y con una temperatura del orden de 100K o mayor. Al ser este gas comprimido por la onda, su temperatura aumenta notablemente, en un factor 10^3 o mayor, produciéndose su ionización. Este plasma, detrás del choque, se mueve corriente abajo con una velocidad media relativamente grande, y a pesar de esto, existe una población de iones (principalmente protones) altamente energéticos, provenientes de la parte de altas energías de la distribución Maxwelliana, que, con una velocidad suficientemente grande y contraria a la del flujo medio, pueden atravesar el frente de choque desde detrás hacia delante del mismo. Este haz de iones supratérmicos se constituye en la población de rayos cósmicos inyectados por primera vez y que son acelerados posteriormente por el mecanismo de Fermi de primer orden.

El mecanismo difusivo consiste en la dispersión de las

partículas energéticas por parte de las irregularidades del campo magnético, las cuales son ondas magneto-hidrodinámicas de Alfvén que están congeladas por delante y por detrás del choque y que ganan energía por la compresión de éste. Para que se aplique el mecanismo de Fermi es indispensable que las partículas a ser aceleradas sean capaces de cruzar el choque, esto es, que su camino libre medio exceda el espesor del mismo. Como están presentes las ondas magnetohidrodinámicas, la condición para ello es que el giroradio de las partículas detrás del choque sea del orden de dicho espesor, y dado que el giroradio es proporcional al momento de la partícula, solo partículas supratérmicas logran tal objetivo. El caso límite inferior se da cuando el giroradio es igual al camino libre medio del proceso de difusión, llamado límite de Bohm. Así, en el mecanismo de Fermi de primer orden, luego de dos pasos consecutivos por el frente del choque, el momento ganado por la partícula es proporcional a la diferencia de velocidades del fluido a uno y otro lado del choque, es decir, se trata de un proceso de aceleración de primer orden respecto de la velocidad del choque. Si las irregularidades del campo magnético fueran despreciables, es decir, si hubiera ausencia de estos centros dispersores, partículas energéticas podrían escapar hacia delante del choque y no retornar hacia él, con lo cual el mecanismo de Fermi no se aplicaría. Sin embargo, las partículas que logran pasar hacia delante sirven como semilla para la generación de las ondas de Alfvén, las cuales son amplificadas al ser alcanzadas por el choque. Esta amplificación origina una disminución del giroradio de las partículas detrás del choque, debido a que este es inversamente proporcional a la amplitud de las ondas de Alfvén, y por tanto, un mayor momento de las partículas energéticas es necesario para que éstas puedan cruzar nuevamente el choque. Estas interacciones onda-partícula regulan la fracción de partículas que pueden escapar hacia delante del choque para participar en el proceso de aceleración, y el proceso recibe el nombre de inyección. Malkov (2001) ha desarrollado un modelo detallado de inyección basado en las interacciones entre las partículas supratérmicas y las ondas magnetohidrodinámicas autogeneradas.

Es el gran contenido energético de los rayos cósmicos el que puede modificar drásticamente la estructura del choque. Por un lado, la región inmediatamente delante del choque está poblada por los rayos cósmicos que están participando del proceso de aceleración, y el gradiente de presión de éstos actúa antes que el correspondiente a la componente térmica en la aceleración del material que es alcanzado por la onda o bien, antes que el choque en sí, el cual, por este motivo, ha recibido el nombre de subchoque, mientras que la región mencionada delante de él se ha llamado el precursor de rayos cósmicos. Por otro lado, la eficiente aceleración de partículas hace que la energía de la explosión sea convertida no solo en energía térmica sino también en energía no-térmica de la población de rayos cósmicos, originando una mayor compresión de la componente térmica.

El proceso de aceleración difusivo de partículas energéticas arriba descrito origina un espectro de momentos de los rayos cósmicos del tipo de ley de potencias: $\propto p^{-q_s}$. En el modelo de partícula de prueba, donde no se considera el gradiente de presión de los rayos cósmicos, el coeficiente resulta ser función de la compresión: $q_s = 3r_s/(r_s - 1)$, tomando valores entre 4.1 y 4.3 para un gran rango de momentos por arriba del momento de inyección (Völk, 1997). Adoptamos este modelo para la dependencia con los momentos de la densidad en el espacio físico de los rayos cósmicos, obviando así el problema de la obtención del espectro, que involucraría la resolución de la ecuación a derivadas parciales para la mencionada densidad, y teniendo entonces que fijar como parámetros el momento mínimo de inyección, el momento máximo de corte del espectro y el exponente de la ley de potencias señalado. Nos restringimos al estudio de la dependencia espacio-temporal de la estructura del choque escribiendo las ecuaciones hidrodinámicas junto con la ecuación de difusión-convección de rayos cósmicos en una geometría esférica y con forma autosimilar en el espacio-tiempo, restando una ligera dependencia temporal en ésta última, pero que representa solo la evolución en la escala del tiempo de difusión, mucho menor que la escala correspondiente a la propagación de la onda de choque. Debido a la complejidad del problema, tanto la tasa de inyección de partículas energéticas como la tasa de pérdida de energía por parte de la componente térmica por el proceso de inyección son arregladas de forma que dejan parámetros libres a ser analizados. Así, el trabajo presentado aquí no está orientado al estudio detallado de la estructura espacial del choque ni del espectro de energía de los rayos cósmicos, sino más bien a la inspección de como los distintos parámetros involucrados afectan la estructura del choque como función de una variable autosimilar esférica que puede representar ya sea a la variable espacial como a la temporal.

2. MODELO

Se considera una onda de choque esférica propagándose en un fluido politrópico homogéneo y de densidad ρ_1 . La onda es producida por una explosión de supernova, con la liberación de una gran cantidad de energía, E ($\sim 10^{51} \text{erg}$ en forma de energía cinética), en un volumen inicialmente pequeño frente a las dimensiones del volumen alcanzado por la onda cientos de años después; es decir, se considera una fuente puntual para la energía del choque esférico y ubicada en el centro de éste. Las ecuaciones apropiadas que gobiernan el comportamiento del fluido son, en este caso, las ecuaciones hidrodinámicas en coordenadas esféricas:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) &= 0, \\
\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (P + P_c)}{\partial r} &= 0, \\
\rho^\gamma \frac{d}{dt} (P \rho^{-\gamma}) &= \frac{\partial P}{\partial t} + v \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\gamma P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) \\
&= -(\gamma - 1) S(r, t).
\end{aligned} \tag{1}$$

Estas son, respectivamente, las ecuaciones de continuidad, movimiento y flujo de energía. r es la coordenada radial con origen en la fuente del choque, t es el tiempo, ρ es la densidad de masa, v es la velocidad del fluido, γ es el cociente de capacidades caloríficas del fluido, P es la presión de la componente térmica del fluido, P_c es la presión de la componente en rayos cósmicos y la función $S(r, t)$ representa la tasa de pérdida de energía por unidad de volumen debida al proceso de inyección.

La presión de rayos cósmicos es obtenida de la siguiente integral que involucra la densidad de rayos cósmicos en el espacio de las fases, $f_c(r, p, t)$, donde p es el momento:

$$P_c(r) = \frac{4\pi c}{3} \int_0^\infty dp \frac{p^4 f_c(r, p, t)}{(p^2 + m^2 c^2)^{1/2}}. \tag{2}$$

Consideramos protones en la población de rayos cósmicos, de manera que m es la masa de estas partículas y c es la velocidad de la luz.

A su vez, $f_c(r, p, t)$ es obtenida de la ecuación de difusión de rayos cósmicos, la cual, en coordenadas esféricas tiene la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} f_c &= \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) f_c = \\
\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k(r, p, t) \frac{\partial f_c}{\partial r}) &+ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) \left(\frac{p}{3} \frac{\partial f_c}{\partial p} \right) + T_{in}(r, p, t).
\end{aligned} \tag{3}$$

Aquí $k(r, p, t)$ es el coeficiente de difusión de rayos cósmicos y T_{in} es un término adicional que se introduce para tomar en cuenta el proceso de inyección de partículas energéticas.

Usamos el coeficiente de difusión propuesto por Gieseler et al (2001):

$$k(r, p, t) = \xi k_B(p) \frac{\rho_1}{\rho(r, t)}, \tag{4}$$

donde $k_B = (3 \times 10^{22} \text{ cm}^2/\text{s} / B_{\mu G}) u^2 / (1 + u^2)^{1/2}$ es el coeficiente correspondiente al límite inferior de Bohm, siendo $u = p/mc$ y $B_{\mu G}$ el campo magnético medio en μGauss . El factor $1/\rho$ es introducido para tomar en cuenta la amplificación de las ondas magnetohidrodinámicas al pasar desde delante del choque hacia detrás del mismo; mientras que el factor ξ es introducido para variar la intensidad del campo magnético medio.

Los términos de inyección son construidos de la siguiente manera: Si n_{esc} es la fracción de partículas supratérmicas capaces de escapar cruzando el choque desde detrás hacia delante del mismo en presencia de ondas de

Alfvén respecto de las partículas que pueden hacerlo en ausencia de tales ondas, el número de estas partículas que escapan por unidad de volumen fásico y por unidad de tiempo es $f_M(r, p, t) \frac{\partial n_{esc}}{\partial p} \frac{dp}{dt}$, donde f_M es la distribución Maxwelliana para la componente térmica. Ahora, de la condición de que no hay fuentes ni sumideros para los momentos: $\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 p v}{\partial r} = 0$, se obtiene:

$$T_{in}(r, p, t) = -p f_M(r, p, t) \frac{\partial n_{esc}}{\partial p} \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 v}{\partial r}, \tag{5}$$

la cual constituye una fuente positiva para df_c/dt .

De igual manera, la energía transportada por las partículas energéticas que escapan por unidad de volumen fásico y por unidad de tiempo es $-mc^2[(1 + u^2)^{1/2} - 1]T_{in}$. Y entonces, la energía perdida por unidad de volumen y de tiempo en el proceso de inyección por parte de la componente térmica es:

$$S(r, t) = -mc^2 \int_{p_{in}}^{p_{max}} [(1 + u^2)^{1/2} - 1] T_{in} 4\pi p^2 dp, \tag{6}$$

siendo p_{in} el momento mínimo de inyección y p_{max} el momento máximo de corte para el espectro de los rayos cósmicos.

Proponemos, como modelo, la siguiente forma en ley de potencias para la densidad en el espacio de fases de los rayos cósmicos:

$$f_c(r, p, t) = h(r, t) p^{-q}, \tag{7}$$

la cual, reemplazada en la ecuación de difusión (3) e integrada en el espacio de momentos desde p_{in} hasta p_{max} , convierte aquella en una ecuación para P_c .

Para dar al problema un carácter autosimilar realizamos la combinación adimensional de las variables, r y t , y de los parámetros del choque, ρ_1 y E , para dar la variable autosimilar:

$$L = r/r_a(t), \quad r_a(t) = (Et^2/\rho_1)^{2/5}. \tag{8}$$

Con esta elección, las variables hidrodinámicas pueden entonces ser normalizadas de la siguiente manera:

$$\rho(r, t) = \rho_1 D(L), \quad v(r, t) = \frac{r_a(t)}{t} V(L),$$

$$P(r, t) = \rho_1 \left(\frac{r_a(t)}{t} \right)^2 X(L), \quad P_c(r, t) = \rho_1 \left(\frac{r_a(t)}{t} \right)^2 Y(L). \tag{9}$$

Por otro lado, para el frente del choque se obtiene $L = L_c \simeq 1$ (Landau 1986) y una velocidad normalizada $V_c = 2L_c/5$; mientras que el espesor de la zona de transición resulta:

$$\Delta L \sim b \simeq \frac{5}{2} \frac{\xi k_B t}{L_c r_a(t)^2} \sim \frac{l_d}{r_a(t)} \sim \frac{t_d}{t_c}, \tag{10}$$

para $p \simeq mc$, siendo l_d la longitud de difusión, y t_d y t_c las escalas de tiempo características de los procesos de

difusión y de propagación de la onda expansiva, respectivamente.

Dada esta normalización, las ecuaciones del fluido y de difusión de rayos cósmicos toman las siguientes formas:

$$\begin{aligned}
(V - \frac{2}{5}L)D' + DV' + \frac{2DV}{L} &= 0, \\
(V - \frac{2}{5}L)V' - \frac{3}{5}V + \frac{X'+Y'}{D} &= 0, \\
(V - \frac{2}{5}L)[\frac{X'}{X} - \gamma(1-\beta)\frac{D'}{D}] - \frac{6}{5} &= 0, \\
(V - \frac{2}{5}L)[\frac{Y'}{Y} - \frac{q}{3}(1 + \frac{X}{Y}\eta)\frac{D'}{D}] - \frac{6}{5} \\
- \frac{\zeta}{D}[(\frac{2}{L} - \frac{D'}{D})\frac{Y'}{Y} + \frac{Y''}{Y}] &= 0,
\end{aligned} \tag{11}$$

donde los apóstrofes indican derivadas respecto a L . En la tercera ecuación el factor $(1 - \beta)$ da cuenta de la pérdida de energía debida al proceso de inyección con una disminución del exponente politrópico, dando lugar a un exponente efectivo $1 \leq \gamma_{ef} = \gamma(1 - \beta) \leq 5/3$; mientras que en la cuarta ecuación, el factor $\alpha = 1 + \frac{X}{Y}\eta$ da lugar a un exponente efectivo mayor para el espectro de rayos cósmicos: $q_{ef} = \alpha q$, haciendo que el mismo se ablande por el efecto de inyección. El coeficiente ζ incluye toda la información relativa a la intensidad del choque, forma del espectro y su rango, y todo lo referente a las escalas espaciales y temporales del proceso de difusión; específicamente éste es:

$$\begin{aligned}
\zeta &= \frac{t}{r_a(t)^2} k_B |_{u=1} \theta \xi, \\
\theta &= \frac{\int_{u_{in}}^{u_{max}} \frac{u^{6-q}}{1+u^2} du}{\int_{u_{in}}^{u_{max}} \frac{u^{4-q}}{(1+u^2)^{1/2}} du}.
\end{aligned} \tag{12}$$

Rigurosamente, tanto u_{in} como u_{max} son funciones del tiempo, pero dada la gran dificultad que implicaría hallar esta dependencia, los asumimos como parámetros del modelo. De todas maneras, la información de las variaciones temporales de estos momentos extremos es perdida cuando se varía el parámetro ξ .

Tomando la velocidad del choque en unidades de c como parámetro, v_c/c , es posible introducir una variable útil para describir la evolución de la estructura del choque en escalas de tiempo pequeñas, del orden del tiempo de difusión:

$$z = \frac{c}{r_a(t)/t} = \frac{2}{5} L_c \frac{c}{v_c} (1 + \tau b)^{3/5}, \tag{13}$$

donde τ es un tiempo dado en unidades del tiempo de difusión. Dado que $b \ll 1$, el término τb introduce sólo una ligera dependencia temporal que no altera en gran medida la imagen autosimilar del problema.

3. RESULTADOS

Tomamos un valor típico para el campo magnético en el medio interestelar $B_{\mu G} = 3$, un valor de la densidad

TABLA 1
PARÁMETROS DEL MODELO DE REFERENCIA.

$\gamma = 5/3$	$v_c = 5 \times 10^3 km/s$	$t \simeq 600 años$
$\tau = 0$	$\beta = 0$	$\eta = 0$
$b \simeq 7 \times 10^{-5}$	$u_{in} = 0.01$	$u_{max} = 10$
$r_s = 4$	$q_s = 4$	$q = 4$
$\xi = 100$	$z = 24$	$\zeta \simeq 8 \times 10^{-5}$

sin perturbar $\rho_1 = 0.03 m cm^{-3}$ (Gieseler et al, 2001) y una energía liberada en la explosión $E = 10^{51} erg$. Con estos valores y con $L_c \equiv 1$ se obtienen:

$$b = \frac{5}{2} 10^{-7} \xi (z(\tau = 0))^{1/3}, \tag{14}$$

$$\zeta = 10^{-7} \xi \theta z^{1/3}.$$

Resolvemos las ecuaciones usando el método de Runge-Kutta de quinto orden, con 2^{13} puntos de integración y con un error relativo de 10^{-9} . Se parte desde un valor $L = L_i$ por delante del frente de choque que cumple con la condición:

$$b \frac{u_{max}^2}{(1 + u_{max}^2)^{1/2}} \ll \Delta L_i = L_i - L_c \ll 1, \tag{15}$$

y en L_i se dan las siguientes condiciones iniciales:

$$D_1 = 0, \quad V_1 = 0 \tag{16}$$

$$X_1 = X_i = 10^{-11} z^2 T, \quad Y_1 = 0, \quad Y'_1 = 0,$$

donde T es la temperatura del gas sin perturbar en grados K . Tomamos $T = 100K$ para todos los modelos presentados.

En las Figuras 1 y 2 se muestran los resultados. En todas ellas se considera un modelo de referencia, cuyos parámetros se muestran en la Tabla 1, y se varían los parámetros de éste para obtener la correspondiente variación de la estructura del choque. El rango en L es de $\simeq 100b$. Como característica notable se tiene que es la presión de rayos cósmicos la que regula el comportamiento de las demás variables, y ésta en general decae muy lentamente detrás del choque, teniendo un valor grande respecto del valor de la presión de la componente térmica ($\sim 10^4$ veces mayor en la mayoría de los casos). No se obtiene ninguna modificación de la estructura cuando se varía $\gamma(1 - \beta)$, lo que nos indica que la pérdida de energía detrás del choque no es importante para choques fuertes. Al aumentar ligeramente la potencia del espectro de momentos, q , disminuye la compresión y el choque está más adelantado para un tiempo fijo, lo cual, es debido a que el espectro se hace más blando y por tanto menor energía del choque es transferida a la componente de rayos cósmicos; como consecuencia también la presión de rayos cósmicos es menor a mayor q . Al aumentar el momento de corte, u_{max} , el choque se retrasa, ésto se debe a

que una mayor cantidad de energía del choque es transferida a los rayos cósmicos. Al aumentar los parámetros η y τ el choque se retrasa. En el primer caso porque el efecto de inyección origina una mayor transferencia de energía a la componente en rayos cósmicos, y en el segundo porque considerar $\tau > 0$ equivale a considerar un momento de corte u_{max} mayor. Al aumentar el parámetro ξ la compresión decrece y aumenta la presión térmica máxima detrás del choque. El efecto es debido a que un mayor ξ representa una intensidad menor del campo magnético medio, y por tanto, una longitud y un tiempo de difusión mayores, es decir, disminuye la eficiencia del proceso de difusión: la transferencia de energía del choque a la parte componente térmica es más eficiente de manera que ésta se opone a su compresión; sin embargo, la presión de rayos cósmicos máxima no sufre gran variación, lo que indica que, en este modelo, la aceleración de partículas es casi independiente de la intensidad del campo magnético. No hay mayores cambios al variar la velocidad del choque; solo cambia la longitud de difusión: menor mientras mayor sea la velocidad de la onda. Finalmente, la forma en que tanto la compresión como las presiones detrás del choque decrecen más rápidamente hacia menores valores de L , para mayores valores de ξ y menores valores de v_c , es sólo consecuencia del correspondiente aumento en la longitud de difusión, por lo que el rango en L de la Figura 2 es también mayor, abarcando mayores regiones del choque. Por este motivo en tal figura no se puede hablar de una onda adelantada respecto de otra, pues se están usando las mismas condiciones iniciales en distintas regiones. Para los efectos prácticos todos los frentes de onda de la Figura 2 están ubicados en $L = 1$.

4. CONCLUSIONES Y COMENTARIOS

Se ha estudiado la variación de la estructura de un choque fuerte ($5 \times 10^3 km/s$) cuyas ecuaciones hidrodinámicas se acoplan a la ecuación de difusión de rayos cósmicos a través de la presión de estas partículas. Las ecuaciones son escritas con una simetría esférica y son llevadas a una forma autosimilar en el espacio-tiempo pero con una ligera dependencia temporal introducida por un término del orden del tiempo de difusión, mucho menor al tiempo característico de propagación de la onda de choque generada por una explosión de supernova. Se obtiene que es la presión de rayos cósmicos la que regula el comportamiento de las demás variables, decayendo muy lentamente detrás del choque y con un valor grande respecto del valor de la presión de la componente térmica ($\sim 10^4$ veces mayor en la mayoría de los casos). No existe ninguna modificación a la estructura cuando se varía el índice politrópico equivalente del gas (que incluye la pérdida de energía que es llevada por los rayos cósmicos a ser acelerados), indicando que la pérdida de energía detrás del choque no es importante para choques fuertes. Al asumir una ley de potencia del espectro de momentos de los rayos cósmicos, $\propto p^{-q}$ con $q \simeq 4$, se observa que disminuye la compresión y el choque está más ade-

lantado para un tiempo fijo cuando se aumenta el valor de q , pues el espectro se hace más blando y por tanto menor energía del choque es transferida a la componente de rayos cósmicos, disminuyendo la presión de ésta. Dado el espectro en forma de ley de potencias, se definen como parámetros del modelo un momento mínimo de inyección de partículas energéticas -protones- desde la población térmica hacia la de los rayos cósmicos y un momento de corte máximo para su aceleración con el mecanismo de Fermi. Al aumentar el momento de corte desde $5mc$ (siendo m la masa del protón) hasta $15mc$ se obtiene solo un ligero retraso del choque, lo cual se debe a que una mayor cantidad de energía del choque es transferida a los rayos cósmicos. Se considera artificialmente la inyección de partículas arriba mencionada en la ecuación de difusión de rayos cósmicos, y se ve que su efecto es el de retrasar la onda, pues simula la transferencia de energía a la componente de rayos cósmicos. Claramente, éste término está íntimamente relacionado con la forma del espectro y en un modelo de ley de potencias origina un aumento efectivo del exponente q , pero no se analiza este problema dada su complejidad. Se observa que la influencia de la dependencia temporal en la escala del tiempo de difusión es despreciable, aun considerando en esa dependencia temporal, apartada de la autosimilaridad, un tiempo del orden del tiempo de propagación de la onda, solo se observa un ligero retraso del choque, lo cual nos permite afirmar que al menos en lo que respecta a la dependencia espacial y temporal, el problema de la estructura de los choques con aceleración de rayos cósmicos puede, en gran medida, ser considerado autosimilar. Por otro lado, tal variación temporal, en nuestro modelo, es equivalente a considerar la variabilidad del momento de corte del espectro. Se considera el efecto de variar la intensidad del campo magnético medio, cuyas fluctuaciones originan la aceleración de los rayos cósmicos. Al disminuir tal intensidad, tanto la longitud como el tiempo de difusión se hacen mayores y se obtiene que la compresión decrece y aumenta la presión térmica máxima detrás del choque; es más eficiente la transferencia de energía del choque a la componente térmica haciendo que ésta se oponga a su compresión; a pesar de ello, la presión de rayos cósmicos solo cambia ligeramente, indicando que en este modelo la aceleración de partículas es casi independiente de la intensidad del campo magnético. Se varía la velocidad del choque, $(2 - 8) \times 10^3 km/s$, pero esto solo equivale a aumentar la longitud de difusión cuando tal velocidad disminuye.

No se ha obtenido la estructura del subchoque, bien conocida en el estudio de éstos procesos de aceleración, y ello es debido a que se ha adoptado una ley de potencias con exponente fijo para el espectro de los rayos cósmicos, reduciendo el problema al de una resolución puramente espacio-temporal de la estructura en la región de transición de la onda. En otras palabras, una resolución completa requeriría la resolución de la ecuación de difusión también en el espacio de momentos para obtener, aparte

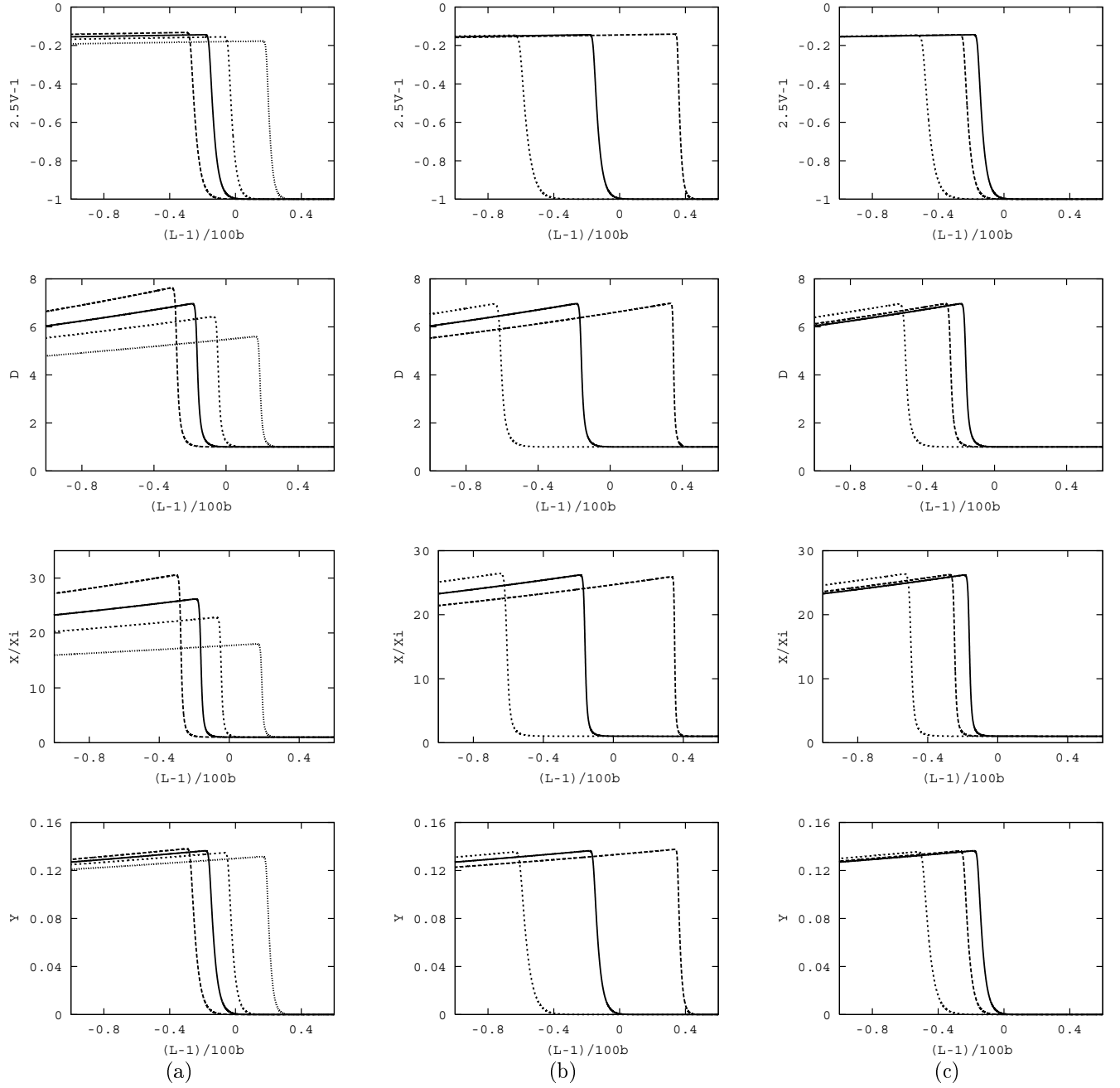


Figura 1. Choque con difusión de rayos cósmicos. En todos los casos se tienen modificaciones a los parámetros del modelo de referencia (línea sólida) mostrados en la Tabla 1. (a) $q = 3.9$ (segmentos grandes), 4.1 (segmentos pequeños), 4.3 (puntos). (b) $u_{max} = 5$ (segmentos grandes), 15 (segmentos pequeños). (c) $\eta = 2 \times 10^{-4}$ (segmentos grandes), $\tau = 5 \times 10^4$ (segmentos pequeños).

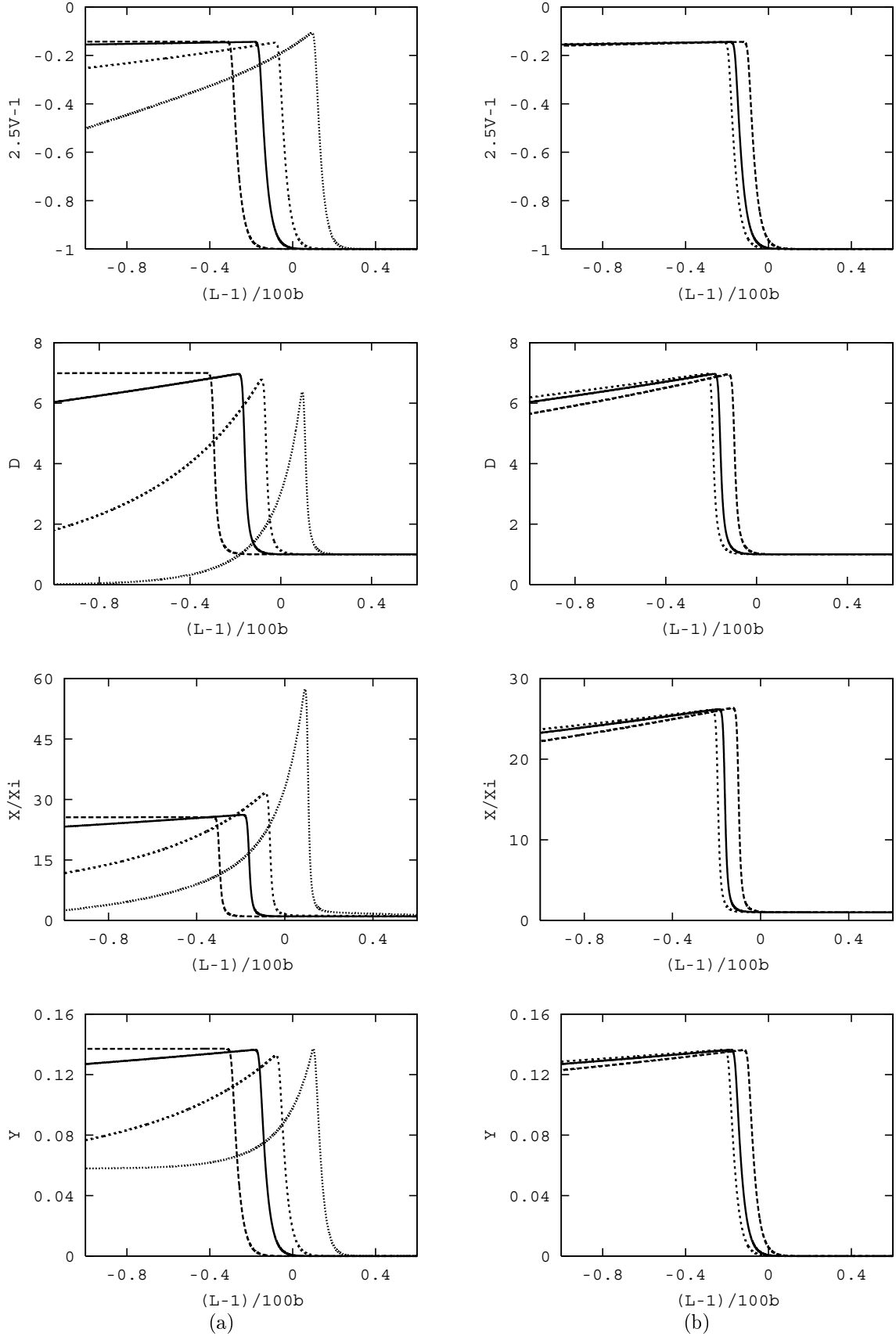


Figura 2. Choque con difusión de rayos cósmicos. Se presentan modificaciones a los parámetros del modelo de referencia (línea sólida) mostrados en la Tabla 1. (a) $\xi = 1$ (segmentos grandes, $b \simeq 7 \times 10^{-7}$), 10^3 (segmentos pequeños, $b \simeq 7 \times 10^{-4}$), 5×10^3 (puntos, $b \simeq 3.5 \times 10^{-3}$). (b) $v_c = 2 \times 10^3 \text{ km/s}$ (segmentos grandes, $b \simeq 10^{-4}$), $8 \times 10^3 \text{ km/s}$ (segmentos pequeños, $b \simeq 6 \times 10^{-5}$).

de la estructura, el espectro de momentos de los rayos cósmicos. Aun en el caso sencillo de adoptar una ley de potencias para el mismo, debería considerarse al menos un modelo que considere la dependencia del exponente q con las variables espacial y temporal. Dada la gran no linealidad del problema, ésta es una tarea con no pocas dificultades.

REFERENCIAS

- [1] U.D.J. Gieseler, T.W. Jones, H. Kang, *A&A*, vol. 364, 911-922, 2000.
- [2] E.G. Berezhko, H.J.Völk, *A&A*, vol. 357, 283-300, 2000.
- [3] M.A. Malkov, *ApJ*, vol.511, L53-L56, 1999.

ANÁLISIS DE CORRELACIÓN ENTRE ACTIVIDAD SOLAR Y COLUMNA DE OZONO A LATITUDES TROPICALES

Ghezzi F., Saavedra P., Palenque E.R., Zaratti F.

*Laboratorio de Física de la Atmósfera
Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

En el presente trabajo se analizan datos de la actividad solar y de la columna de ozono a una latitud tropical, durante el período 1978-1999, con el objetivo de poner en luz una eventual correlación entre las dos magnitudes. A pesar del corto período de datos, mediante análisis de Fourier se pone en evidencia, además de los períodos esperados de 11 años para las manchas solares y 1 año para el ozono, algunas frecuencias que merecen mayor investigación. Sin embargo no se encontró una correlación directa entre el índice de Wolf y el ozono total.

1. INTRODUCCIÓN

Una de las metas del Laboratorio de Física de la Atmósfera es monitorear la columna de ozono sobre el territorio boliviano, como parte de la red sudamericana de monitoreo de ozono y RUV liderada por el INPE-Brasil.

Hay muchos factores que causan cambios en la concentración de la columna de ozono. Al margen de variaciones debidas a causas antropogénicas, que, en el caso de la región de estudio son despreciables, en orden de importancia tenemos: variaciones estacionales, cambios debidos al fenómeno de dinámica atmosférica “Quasi Biennial Oscillation” (QBO) y variaciones debidas a la actividad solar, que se reflejan en cambios en el valor de la constante solar.

En este trabajo nos concentramos en la relación que pudiera existir entre actividad solar, medida por el número de Wolf y variaciones de la columna de ozono medida por el instrumento TOMS (Total Ozone Mapping Spectrophotometer) a bordo de satélites. En la Figura 1 se puede observar una clara relación entre valores de la constante solar y el número de manchas solares en un período similar al período de estudio del presente trabajo(1). Se trata, a toda vista, de un buen indicio para realizar el análisis propuesto.

Es interesante observar que ya en el año 1966 en el entonces Laboratorio de Física cósmica se realizó un experimento pionero para determinar una eventual relación entre ozono y manchas solares, mediante ozonosondajes antes, durante y después el eclipse total de sol del 12 de noviembre de ese año. Si bien los resultados no son concluyentes (2), queda la intuición de nuestros colegas de entonces de realizar estudios como el que presentamos en este trabajo. Un trabajo más reciente (3) ha demostrado una influencia directa de la actividad incrementada del sol sobre la columna de ozono; debida a una mayor intensidad en la banda ultravioleta.

2. ANÁLISIS DE LOS DATOS

Se ha analizado los datos del número promedio de manchas solares en el período 1978-1999 obtenidos del Observatorio Real de Bélgica(4) y asimismo los correspondientes datos de la columna de ozono sobre La Paz, tomados por el instrumento TOMS a bordo de diferente satélites de la NASA(5). Se han tomado en cuenta medias diarias, mensuales y anuales. Los valores más significativos corresponden a los promedios mensuales.

La Figura 2 muestra las variaciones mensuales de ozono medidas por satélite sobre la región de La Paz (16.5°S, 68.1°W) en un período de 22 años. Se pueden observar variaciones claras entre invierno y verano, los valores varían entre 240 a 270 Unidades Dobson (DU) con una media de 250 DU. Mientras que la figura 3 muestra las variaciones mensuales de las manchas solares en el mismo período (22 años). Aquí claramente se distingue el conocido ciclo de 11 años. Hay que notar que no se disponen de datos de ozono para el todo el año 1995 y de algunos meses de otros años, lo que ha implicado realizar algunos ajustes para aplicar métodos de análisis convencionales al conjunto de datos.

Los mecanismos de la formación de la capa de ozono y de las manchas solares son muy complejos y no es el propósito de este reporte discutirlos. Cabe resaltar que la formación de ozono es una reacción fotoquímica y al origen de las manchas solares están las variaciones de los campos magnéticos solares (6,7).

La Figura 4 es la combinación de las Figuras 2 y 3 normalizadas para facilitar la comparación. No es evidente de la Figura 4 la existencia de una correlación entre ozono y manchas solares: hay períodos que muestran correlación y otros anticorrelación.

Para poner en evidencia posibles correlaciones entre las dos magnitudes, se ha aplicado una transformación de Fourier (FFT) a ambos conjuntos de datos, en sus promedios mensuales, obteniéndose las Figuras 5 y 6.

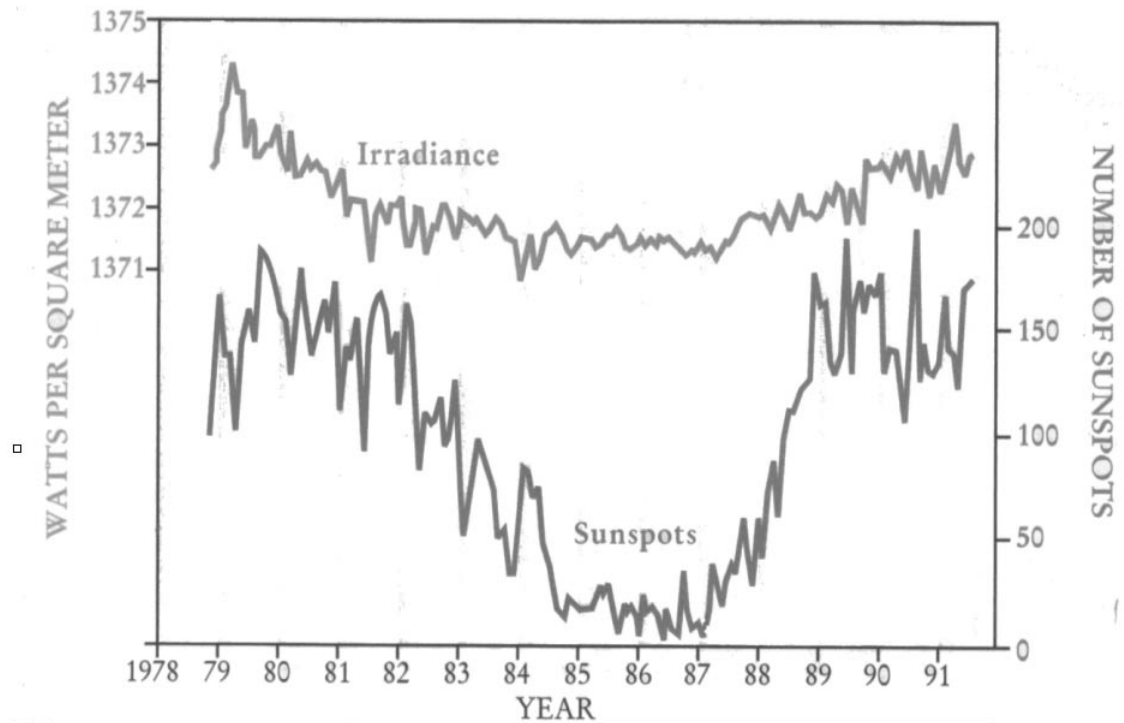


Figura 1. Series Temporales de la constante solar y del número de manchas solares (1978-1991). Tomada de referencia 1.

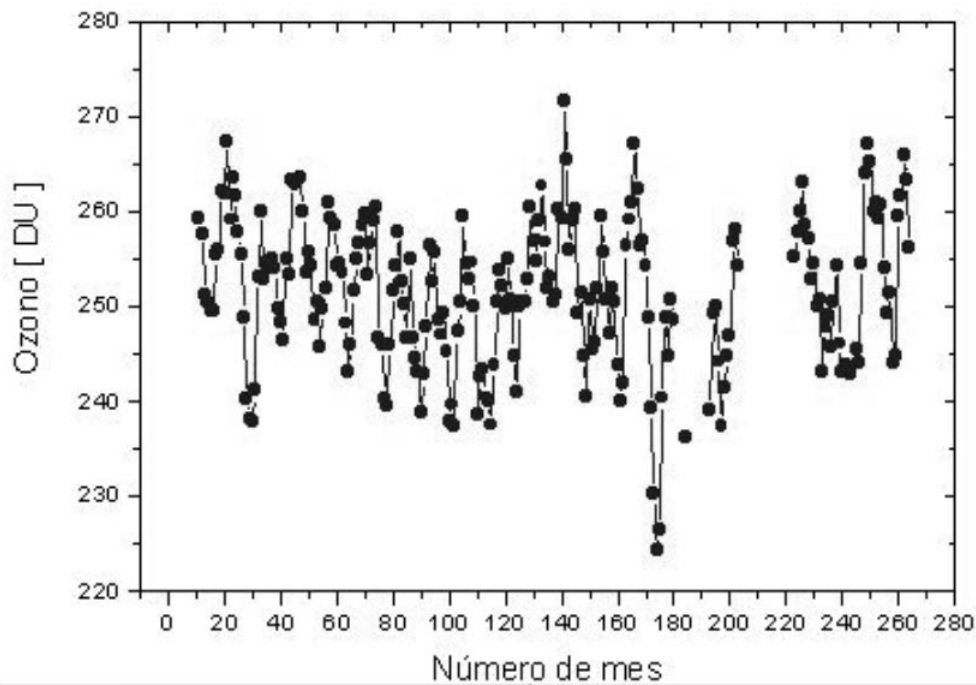


Figura 2. Promedios mensuales de ozono sobre La Paz desde Noviembre 1978 (datos TOMS-NASA).

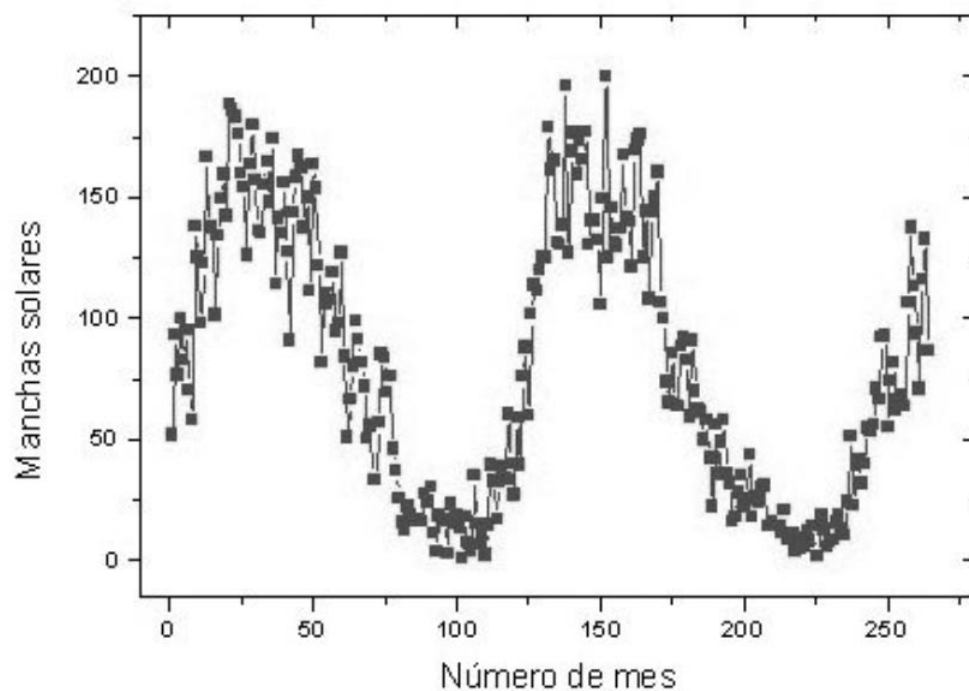


Figura 3. Serie temporal del número de manchas solares (datos mensuales 1978-1999).

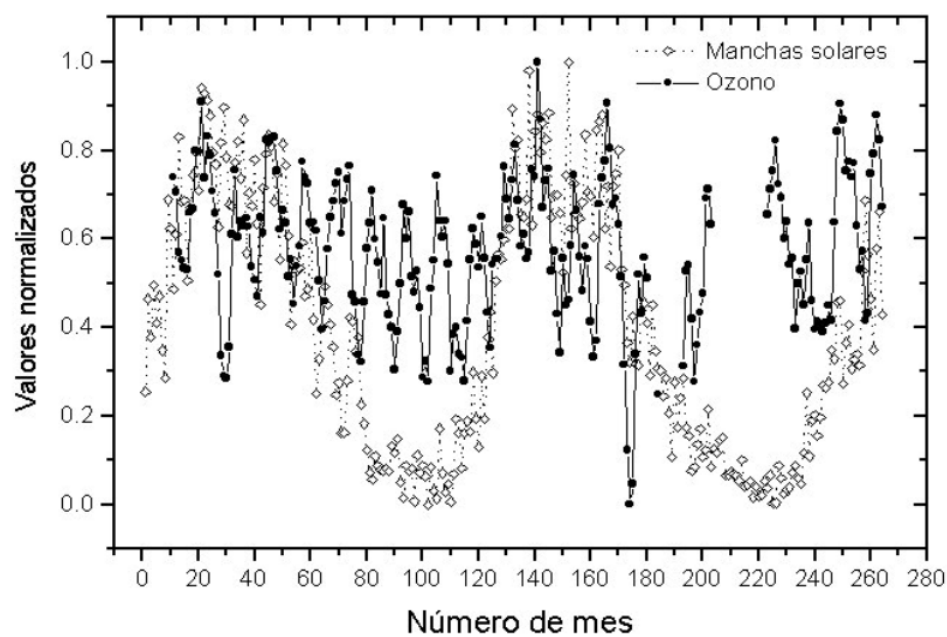
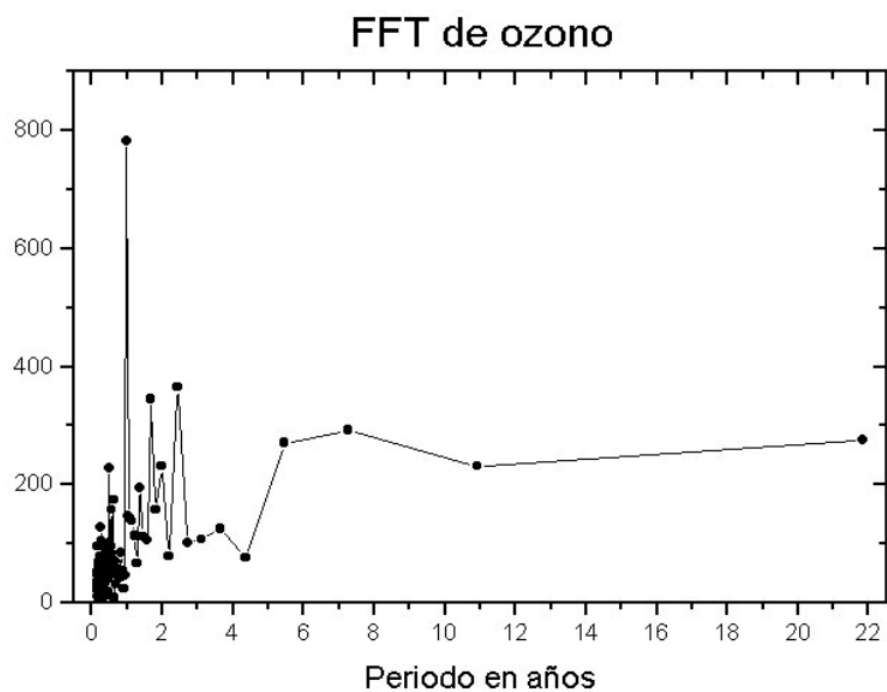
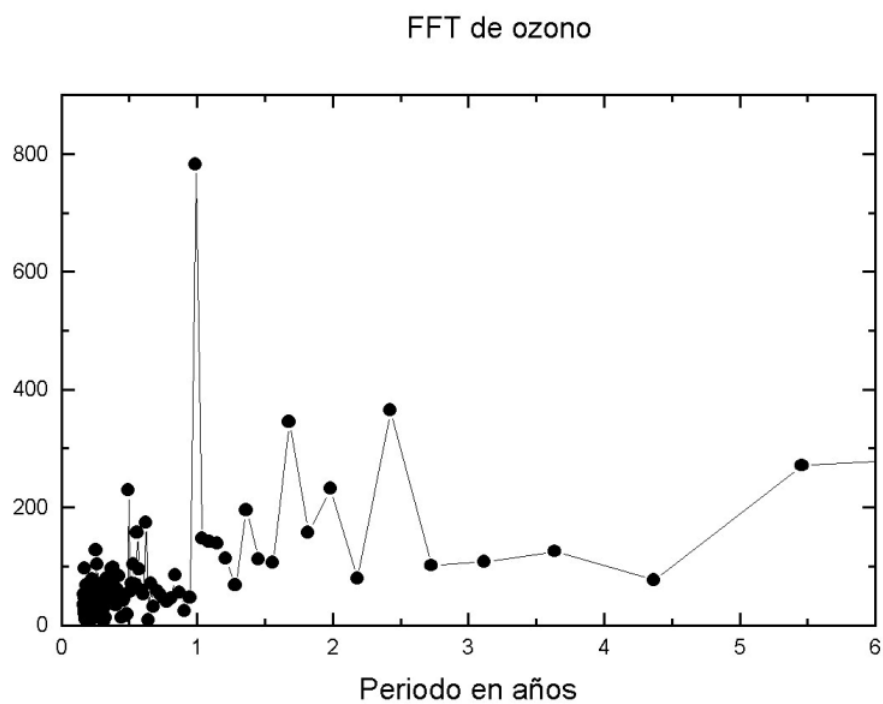


Figura 4. Comparación de las series temporales de ozono y manchas solares (datos normalizados).



(a)



(b)

Figura 5. (a). Transformada de Fourier de los valores mensuales de ozono. Nótese el pico prominente de un año. (b). La misma figura en una escala de 6 años. Nótese los picos de la QBO.

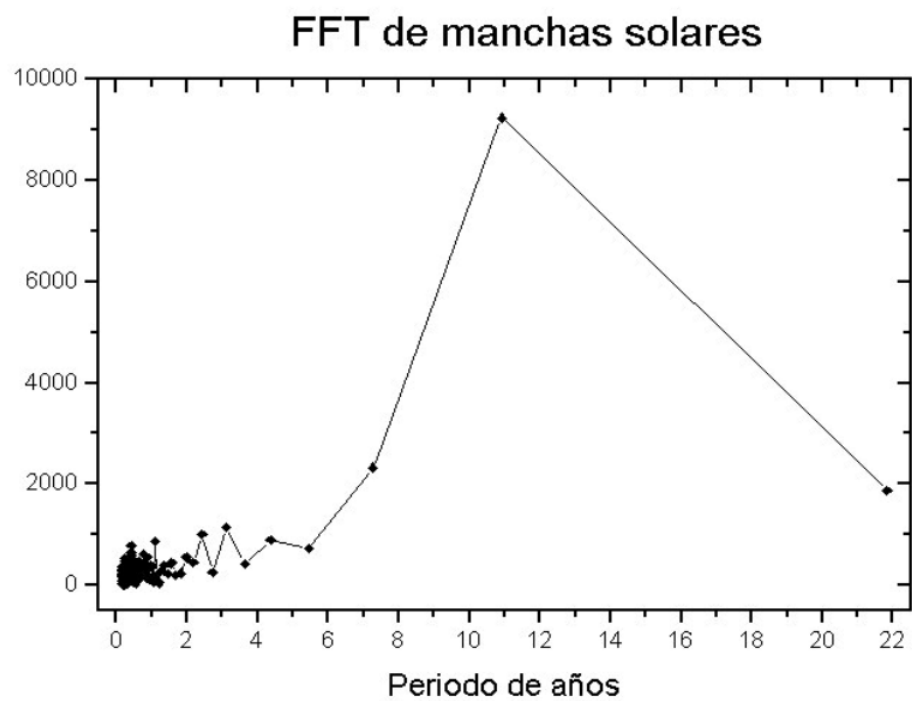


Figura 6. Transformada de Fourier de los valores mensuales del número de manchas solares. Nótese el pico prominente de 11 años.

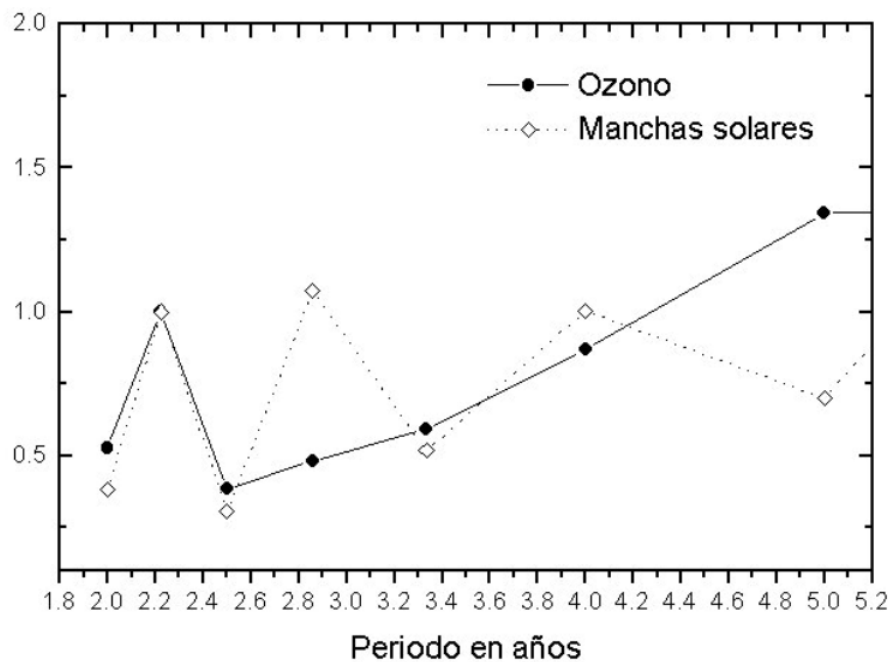


Figura 7. FFT de valores anuales de manchas solares y ozono normalizadas. La amplificación muestra la QBO.

En APENDICE se explica el procedimiento seguido.

3. RESULTADOS

Las gráficas de las transformaciones de Fourier nos dan información interesante y los resultados más importantes los detallamos aquí.

No hay una relación evidente entre el ciclo de 11 años de manchas solares y ozono. Pero esos resultados negativos pueden ser producto de la limitación de datos que abarcan sólo dos períodos solares.

Lo más interesante de la figura 5 es que, además del pico esperado de 1 año (ciclo estacional), existe un pico a los 2.2 años. Con toda probabilidad ese pico corresponde a la llamada Oscilación Cuasi Biental (QBO). La QBO ocurre solamente en las regiones tropicales y es debida a ondas de gravedad que causan vientos en la atmósfera media soplando de Este a Oeste. Existe mucha especulación en torno a la dinámica de este fenómeno (7). De todos modos el hecho que el período de esa oscilación no es fijo - varía entre 1.8 y 2.5 años- se refleja en la existencia de dos picos menores, a 2.2 y a 2.5 años en los períodos de la FFT de los datos de ozono.

La transformada de Fourier de las manchas solares claramente muestra un pico dominante para 11 años (Figura 6). También hay pequeñas oscilaciones a otras frecuencias. No está claro si estas frecuencias son significativas o son simplemente resonancias de la frecuencia fundamental.

Se hicieron también transformaciones para datos anuales. Para ozono se nota claramente la oscilación bienal en la Figura 7, donde, además, las manchas solares parecen tener también un ciclo de 2.2 años. No se tienen aún una explicación de este fenómeno.

4. CONCLUSIONES

Las conclusiones más importantes son:

- 1 Se han observado ciclos naturales bien establecidos: ciclo de 11 años de la actividad solar y ciclo anual del ozono.
- 2 En el caso del ozono existe además evidencia de una oscilación en torno a 2 años, que la podemos identificar con la conocida "cuasi bienal" de la capa de ozono (7), donde el "cuasi" se manifiesta mediante dos picos en la FFT.
- 3 Hay muchas frecuencias no convencionales que requieren de una mayor investigación. Un problema que se ha encontrado es la falta de datos de ozono sobre períodos de tiempo más largos. Para ulteriores investigaciones se piensa acudir a bancos de datos del servicio meteorológico británico, que tiene datos de ozono desde los años '40 para latitudes no tropicales

5. APENDICE: FFT DE LOS DATOS

Con el objetivo de tener una gráfica normalizada se usó el siguiente procedimiento: primeramente se restó a

todos los datos el valor mínimo de éstos para no tener problemas de escala, luego se dividió por el valor máximo de los datos para normalizarlos. El anterior procedimiento se hizo para manchas solares como para ozono.

Para hacer un análisis de los datos de ozono y manchas solares en el dominio de las frecuencias, utilizamos el algoritmo de Transformada Rápida de Fourier (FFT), para lo cual se tomó datos promedios mensuales desde enero de 1978 hasta diciembre de 1999 para el caso de las manchas solares y desde noviembre de 1978 hasta diciembre de 1999 para el caso de ozono. Sin embargo en ozono no se tiene completo los años 1993 (sólo se tiene hasta el mes de abril), 1995 (falta todo el año) y 1996 (no se cuenta con datos de enero a junio). Se usó el lenguaje MATLAB para hacer el cálculo de la FFT conforme al algoritmo normal.

Para el caso de las manchas solares se aplicó la función FFT que cuenta el programa MATLAB y se obtuvo los valores complejos de la transformada, luego se calculó el valor absoluto de éstos para trabajar sólo con números reales. El primer valor de la FFT se desechó puesto que corresponde a la suma de todos los datos, también se tomó la mitad del número total de valores obtenidos por la FFT ya que son la imagen de la primera mitad y no corresponden a componentes de más alta frecuencia de la señal. Para determinar las frecuencias se tomó en consideración lo siguiente: como frecuencia de muestreo se tiene 1 dato por mes, con un total de 264 datos en 22 años. La frecuencia de Nyquist es la mitad de la frecuencia de muestreo y corresponde a 1/2. Pero para realizar los gráficos se usó el período en vez de la frecuencia. El resultado para los datos de manchas solares se muestra en Figura 4.

En lo que respecta a los datos de ozono, como se mencionó anteriormente, no se cuenta con los datos completos en el mismo intervalo que las manchas solares, así que se rellenó los datos faltantes con el promedio del total de datos disponibles que es aproximadamente 251 DU, luego se prosiguió con el mismo método usado para las manchas solares. El resultado obtenido se ve en la Figura 5. Finalmente se hizo una ampliación normalizada de las FFTs de ozono y manchas para poner en evidencia los períodos menores a partir de datos promedio anuales: Figura 7.

6. AGRADECIMIENTOS

Se agradece al Dr. N. Martinic por la sugerencia de investigar el tema y por útiles discusiones en torno a los resultados de la investigación.

REFERENCIAS

- [1] E. Parker, The Physics of the Sun, Physics Today, June 2000, pag. 31.
- [2] R. Schulczewski & F. Sheriff, Perfiles de ozono en el eclipse solar del 12 de noviembre de 1966, Resumen de Labores No. 31 (1968), La Paz, Bolivia
- [3] Jackman C H, et al. Northern Hemisphere Atmospheric Effects due to the July 2000 Solar flare. Geophysical Research Letters, August 1, 2001

- [4] Royal Observatory of Belgium: [`www.astro.oma.be/SIDC/`](http://www.astro.oma.be/SIDC/)
`/DATA/`
- [5] NASA, Total Ozone Mapping Spectrophotometer (TOMS) from Nimbus7 and Earth Probe Satelites. Overpass data for La Paz OVP149: [`www.jwocky.gsfc.nasa.gov`](http://www.jwocky.gsfc.nasa.gov)
- [6] Kuiper G P; The Sun vol 1; Univ Chicago Press; 1953
- [7] Salby M L; Atmospheric Physics, Academic Press; 1995

ESTUDIO ESTADÍSTICO DE LOS EFECTOS ATMOSFÉRICOS DURANTE LAS TORMENTAS ELÉCTRICAS SOBRE LOS REGISTROS DE RAYOS CÓSMICOS

Huaygua N., Velarde A.

*Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

Saavedra O.

*Dipartimento di Fisica Generale
Universita di Torino, Italia*

RESUMEN

Se hace un estudio estadístico de la ocurrencia de señales en los registros de rayos cósmicos del experimento INCA en el Laboratorio de Física Cósmica de Chacaltaya (5200 m.s.n.m.) correlacionados con las señales registradas por un cable coaxial que detecta la ocurrencia de descargas eléctricas atmosféricas y un "detector ciego" (sin detector de centelleo) que discrimina señales observadas en los detectores de partículas que corresponden o no a señales inducidas. Nos interesa particularmente el caso de señales observadas en los detectores que no tengan una correlación con señales en el "detector ciego" porque esto significaría que se trata de la detección de un exceso de partículas secundarias producidas por electrones acelerados por el campo eléctrico atmosférico durante las tormentas eléctricas. Se observa que efectivamente existe un número estadísticamente significativo de eventos con estas características.

1. INTRODUCCIÓN

El experimento INCA (Investigation on Cosmic Anomalies), funciona desde diciembre de 1996 en el Laboratorio de Física Cósmica de Chacaltaya. Fue diseñado con el propósito de detectar partículas secundarias producidas por rayos Gamma con energías superiores a 1 GeV provenientes de un "Relámpago de Rayos Gamma" (Gamma Ray Burst (GRB)).

Es un experimento realizado en cooperación entre el Instituto de Investigaciones Físicas (IIF) de la Universidad Mayor de San Andrés (UMSA) - Bolivia, la Universidad de Torino, - Italia y el grupo BASJE (Bolivian Air Shower Joint Experiment), Tokyo Institute on Cosmic Ray Research - Japón.

En este artículo presentamos un estudio de los efectos meteorológicos en el registro de los datos del experimento INCA.

2. EL EXPERIMENTO INCA

Las "explosiones de Rayos Gamma" (GRB) en el rango de los GeV, podrían ser observadas en tierra. Los pares $e^\pm$ secundarios generados por un gamma con energía superior a 1 GeV pueden ser detectados por un arreglo para detección de chubascos atmosféricos, en altura. Como el número de partículas sería muy pequeño, el experimento INCA utiliza la técnica del registro individual de la serie temporal del número de partículas que llegan a cada uno de doce detectores de centelleo, de $2 \times 2 m^2$ cada uno, distribuidos en un área de $15 \times 15 m^2$. En la Figura 1 se muestra el arreglo MAS (Minimal Air

Showers) del experimento BASJE del cual obtenemos las señales de los 12 detectores designados por L.

Se esperaba que, en caso de que uno de estos GRB's fuera detectado en tierra por el arreglo, se observaría un incremento simultaneo en el número de cuentas en todos los detectores en coincidencia con el registro de GRB's detectados por BATSE (Burst and Transient Source Experiment) montado en el satélite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) de la NASA. Actualmente este satélite ya no funciona más. La duración de los GRB's detectados por los satélites varía dentro de un amplio rango que va desde los milisegundos hasta los minutos, encontrándose algunos de más de una hora. Su duración típica, sin embargo, es del orden de algunos segundos.

En el CGRO también se encontraba montado el experimento EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) que trabaja en el rango de energía de 1 MeV. a 30 GeV. EGRET detectó algunos gammas con energía mayor a 1 GeV. La máxima energía detectada fue de 18 GeV. [1] Estos Gammas de alta energía podrían ser vistos en tierra por INCA. A la altura de Chacaltaya (5200 msnm), se calcula que la señal producida por un Gamma primario, en el rango de energías de 1 GeV a 1 TeV, es tres ordenes de magnitud mayor que al nivel del mar. [2]

Los registros de GRB's del satélite BATSE muestran una distribución espacial totalmente isotrópica que da cuenta de que el origen de estos GRB's es cosmológico.

En 1997 el satélite ítalo - holandés Beppo SAX equipado con una cámara WFC (Wide Field Camera ($40^\circ \times 40^\circ$

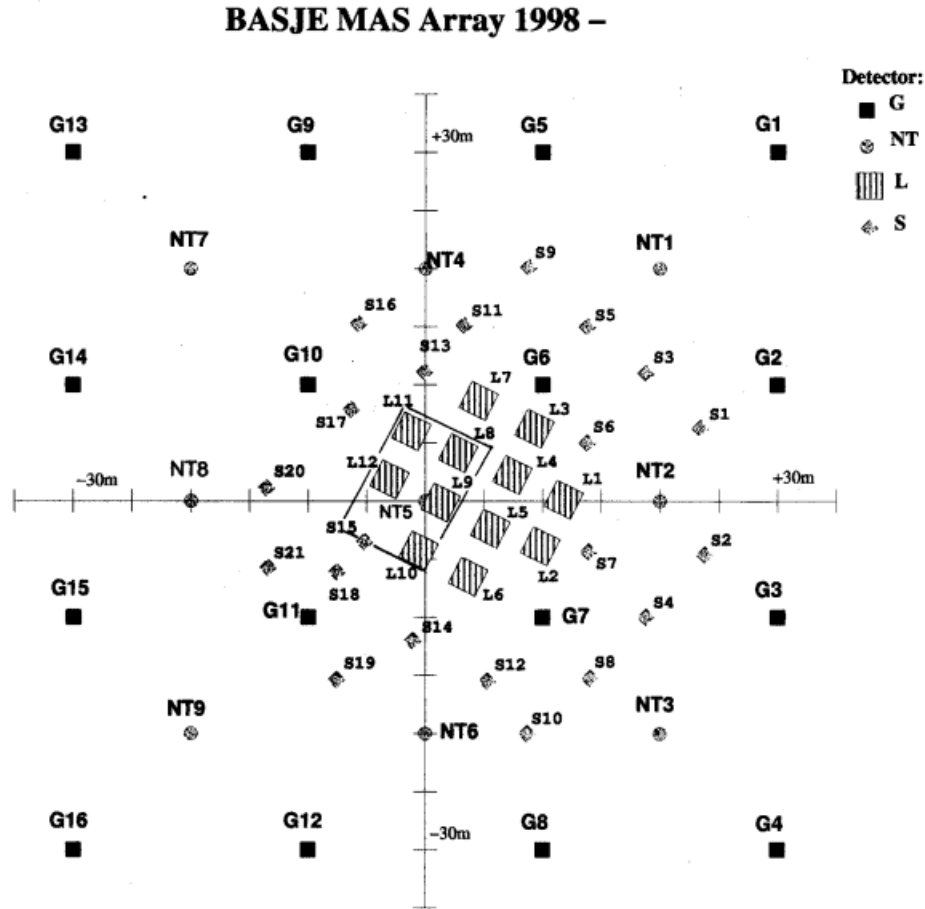


Figura 1. Arreglo MAS. Los detectores L son los detectores achurados. El rectángulo corresponde a los detectores de muones.

) de Rayos X y un monitor de GRBs, fue capaz de encontrar la contraparte de Rayos X de los GRBs registrado y determinar la dirección de arriba con una precisión de $\sim 6'$ de arco. Con esta información, observatorios astronómicos en tierra han logrado identificar las fuentes de las que provienen varios de los GRB's registrados. En todos los casos, se trata de galaxias muy lejanas, a distancias del orden de 10^9 años luz, es decir, los GRB's se han originado en las tempranas épocas de expansión del universo. Queda claro entonces que la componente de alta energía de su espectro ha sido absorbida en el espacio intergaláctico por interacción con fotones, formando pares electrón positrón

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

De manera que la gran mayoría fotones de los GRB's que llegan a la Tierra son fotones de baja energía que no pueden ser detectados por INCA. En efecto en cinco años de observación ningún GRB ha sido detectada por INCA.

3. SEÑALES ESPÚREAS EN LOS REGISTROS DE INCA

El método de registro individual de las cuentas de partículas secundarias en cada detector, requiere tener

en cuenta los mecanismos responsables de la variación del flujo de la radiación de fondo. Las modulaciones debidas a la presión atmosférica, la anisotropía diaria y la actividad solar que tienen periodos de varias horas o minutos, no se confundirían con variaciones de corta duración debidas a un GRB de sólo algunos segundos de duración.

Modulaciones de origen meteorológico debidas a campos eléctricos atmosféricos variables durante las tormentas eléctricas y también ruido eléctrico inducido por descargas eléctricas atmosféricas (rayos) o chispas entre los equipos y tierra pueden producir señales de corta duración del orden de segundos o menos. Estas perturbaciones en los registros pueden confundirse con una señal producida por un GRB.

En los registros de INCA se observan gran cantidad de señales que pueden corresponder a estos casos. Afortunadamente no ha ocurrido que alguna de estas señales que llamaremos espúreas coincidiera con el reporte de algún GRB detectado por el satélite.

Esto nos ha llevado a analizar estadísticamente el fenómeno de las señales espúreas en nuestros registros.

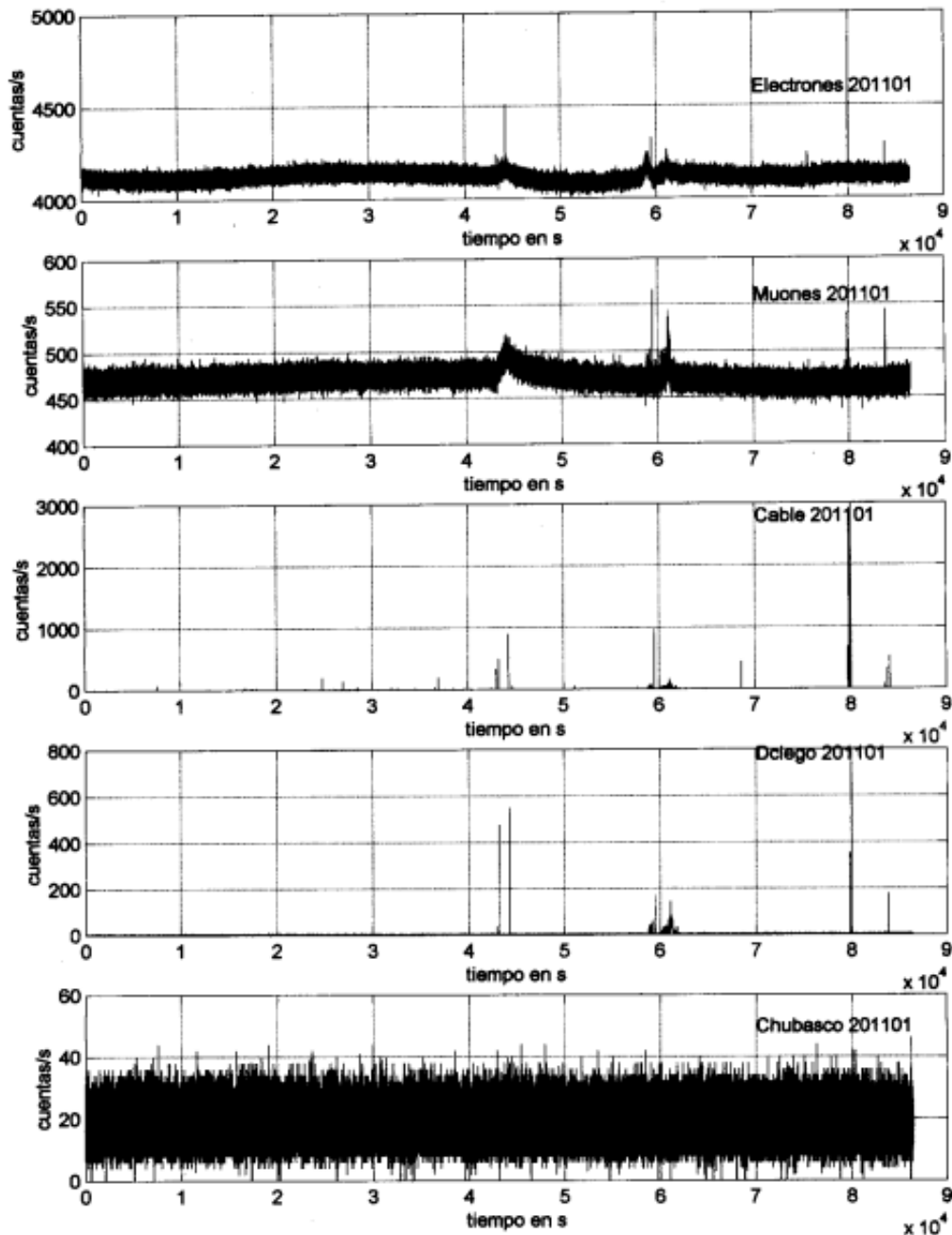


Figura 2. Registros temporales de electrones, muones, cable coaxial, detector ciego y chubascos. Corresponden a un día completo.

4. CRITERIO PARA DETECTAR EVENTOS RELACIONADOS A DESCARGAS ELÉCTRICAS

Para detectar el origen meteorológico de este tipo de señales se colocaron dos registros adicionales. El primero correspondiente a la señal de un cable coaxial con una punta libre colocada a la intemperie, de manera que actúe como una antena para señales electromagnéticas intensas. El segundo, a la señal de un "detector ciego", esto es, un fotomultiplicador sin detector de centelleo.

Es claro que cualquier señal en el detector ciego o

en el cable coaxial libre sólo puede ser una señal de ruido electrónico inducido por descargas eléctricas. Si se tiene una señal en los detectores acompañada por una señal en el cable coaxial diremos que está relacionada a una descarga. Si además, el detector ciego también muestra una señal coincidente, significará que se trata de señales eléctricas inducidas por una descarga eléctrica atmosférica, es decir, por un rayo o por pequeñas descargas entre los equipos y tierra (el suelo y las paredes) cuando se establece una gran diferencia de potencial eléctrico

entre ellos.

Otro posible mecanismo [3] es que los electrones de la radiación secundaria sean acelerados por el campo eléctrico atmosférico intenso durante una tormenta y que estos electrones con mayor energía puedan producir otras partículas secundarias en la atmósfera de manera que el incremento en las cuentas corresponda efectivamente a un aumento en el número de partículas incidentes sobre los detectores. En este caso, se espera observar una señal de larga duración en los detectores, que puede durar hasta varios minutos.

En efecto, S. Vernetto [4] señala que, de acuerdo a Gurevich [5], [6], electrones con energías $E > E_c \approx 0.1 - 1 \text{ MeV}$, moviéndose dentro de un campo eléctrico atmosférico de magnitud mayor a $1 - 2 \text{ KV cm}^{-1}$ son acelerados y producen nuevos electrones por colisión y estos, a su vez, otros de manera que el número de electrones se incrementa exponencialmente.

En tal caso podríamos seleccionar como candidatos a este tipo de mecanismo las señales que se observen en los detectores de electrones pero no en el detector ciego. Los detectores L no tienen ningún blindaje. A la profundidad de Chacaltaya, 540 gr/m^2 , los electrones son mayoritarios (más o menos constituyen el 55% de la radiación total). De manera que los registros L reflejan básicamente el comportamiento de los electrones.

A fin de ampliar el estudio de este tipo de fenómenos se incluyeron al experimento también los registros individuales de los detectores de muones del experimento BASJE. El detector de muones es un arreglo consistente en 15 detectores de centelleo de $2 \times 2 \text{ m}^2$ dispuestos juntos cubriendo un área total de 60 m^2 . El arreglo tiene un blindaje de galena equivalente a 3 m de agua, de modo que la componente electrónica (componente suave) es totalmente absorbida. Los detectores μ se encuentran debajo de los detectores L como se muestra en la Figura 1.

Así mismo se incorporó el registro del número disparos de los chubascos detectados por BASJE cada segundo.

En la Figura 2 se muestran los registros completos de un día (20 de Nov. 2001) del promedio de los doce detectores L (electrones), del promedio de los 15 detectores de muones, del cable coaxial, del detector ciego, y de los chubascos.

Observamos tres señales de larga duración y varias de corta duración.

La primera señal de larga duración que ocurre alrededor de los $4.5 \times 10^4 \text{ s}$, se observa tanto en el registro de los electrones como en el de los muones, no así en los chubascos (por lo menos no a simple vista) y parece ser iniciada por descargas eléctricas que se observan tanto en el cable coaxial como en el detector ciego. Una nueva descarga eléctrica corresponde a su máximo e inicia la declinación de la señal. Entre estas descargas y después hasta que las cuentas vuelven a su nivel normal, hay un exceso de cuentas tanto de los electrones como en los muones, que parecen no tener contraparte en el detector ciego.

Este tipo de señales se ajustarían bien al modelo de la producción de partículas secundarias por aceleración de electrones en un campo eléctrico atmosférico intenso.

En la segunda y tercera señales de larga duración que ocurren alrededor de los $6 \times 10^4 \text{ s}$, en cambio, se observa que estas van acompañadas por señales en el cable y el detector ciego. Se trata de un caso que claramente corresponde a señales inducidas por descargas eléctricas atmosféricas y entre equipos y tierra.

5. ANÁLISIS ESTADÍSTICO

Muchas mediciones en tierra y en balones, reportan incrementos en los registros de rayos cósmicos de baja energía durante las tormentas y también la detección de rayos X producidos por bremsstrahlung por partículas aceleradas. [4]

Esto refuerza la idea de que los electrones secundarios son acelerados por los campos eléctricos atmosféricos produciendo otras partículas secundarias.

En el Laboratorio de Física Cósmica de Chacaltaya se observa también el fenómeno del incremento de las cuentas de partículas durante las tormentas eléctricas. Es muy frecuente que antes que se produzca una descarga eléctrica atmosférica, se produzcan descargas entre los equipos y tierra que acompañan el incremento en las cuentas. Esto se debe a que la tierra común a los equipos, es flotante respecto al suelo y las paredes.

Como ya se señaló, la forma de distinguir si un incremento en las cuentas se debe a señales electrónicas inducidas en el circuito por descargas o no, es el detector ciego. En tanto que el cable coaxial abierto es un detector de descargas eléctricas atmosféricas. Si se produce una triple coincidencia entre "pulsos" en los detectores, el cable coaxial y el detector ciego significa que es una señal por inducción electromagnética. Si la señal aparece en los detectores sin su contraparte en el detector ciego significaría que hubo un incremento en el número de partículas.

Se han analizado los registros de INCA de agosto de 2001 a marzo de 2002. Se seleccionaron un total de 78 días de registros que están completos y no muestran ningún tipo de errores.

Un día de datos es una muestra estadística. En los registros de un día completo, se cuenta el número n de "pulsos" $> 2\sigma$ ($\sim 98\%$ de confianza) tanto para los electrones (detectores L), para los muones (detectores), para los chubascos, así como para el cable y para el detector ciego. σ es la desviación estándar de la muestra.

Se calcula la probabilidad por segundo de que se produzca un "pulso":

$$p_i = \frac{n_i}{86400}$$

El subíndice i se refiere a los registros de los detectores L, μ , chubascos, cable o detector ciego.

Se calcula la probabilidad de una coincidencia triple puramente casual entre un tipo de partículas (electrones, muones o chubascos), el cable y el detector ciego, como:

$$P = \prod_{i=1}^3 p_i$$

TABLA 1

TRIPLES COINCIDENCIAS: ELECTRONES-CABLE-DET. CIEGO, MUONES-CABLE-DET. CIEGO, CHUBASCOS-CABLE-DET.CIEGO.

Fecha	Variables	Cab.- D.ciego	Cab-D.ciego- Elec.	Cab.-D.ciego- Mu.	Cab.-D.ciego- Chub.
230202	Esperado	5	0	0	0
	D. Estándar	2.32	0.055	0.02	0.319
	Medido	15	3	2	1
	Normalizado	4.3	54.5	100.0	3.1
240202	Esperado	9	0	0	0
	D. Estándar	3.06	0.06	0.028	0.4
	Medido	19	4	4	0
	Normalizado	3.3	66.7	142.9	0.0
260202	Esperado	6	0	0	0
	D. Estándar	2.44	0.08	0.014	0.33
	Medido	9	3	1	0
	Normalizado	1.2	37.5	71.4	0.0
270202	Esperado	2	0	0	0
	D. Estándar	1.31	0.026	0.013	0.18
	Medido	11	8	5	0
	Normalizado	6.9	307.7	384.6	0.0
280202	Esperado	16	0	0	0
	D. Estándar	3.98	0.066	0.07	0.557
	Medido	34	8	7	1
	Normalizado	4.5	121.2	100.0	1.8
10302	Esperado	18	0	0	0
	D. Estándar	4.284	0.077	0.029	0.576
	Medido	24	0	1	0
	Normalizado	1.4	0.0	34.5	0.0
20302	Esperado	82	0	0	1
	D. Estándar	9.03	0.588	0.03	1.205
	Medido	80	13	1	2
	Normalizado	-0.2	22.1	33.3	0.8
30302	Esperado	0	0	0	0
	D. Estándar	0.52	0.014	0.004	0.07
	Medido	11	7	6	0
	Normalizado	21.2	500.0	1500.0	0.0

Esta obedece a una distribución binomial. Entonces, el número de coincidencias puramente casuales esperado durante un registro diario es:

$$E_b = 86400P$$

con una desviación estándar:

$$\sigma_b = 86400P(1 - P)$$

Contamos las coincidencias N y las comparamos con las esperadas. Tomamos la diferencia en unidades de

la desviación estándar como medida de la discrepancia entre lo esperado y lo observado:

$$D = \frac{N - E_b}{\sigma_b}$$

En la Tabla 1 mostramos algunos ejemplos de los resultados de las coincidencias entre el cable, el detector ciego y electrones, muones o chubascos respectivamente.

En las figuras 3,4 y 5, se muestran los histogramas del número de coincidencias en función de las desviaciones respecto a lo esperado, en unidades de desviación

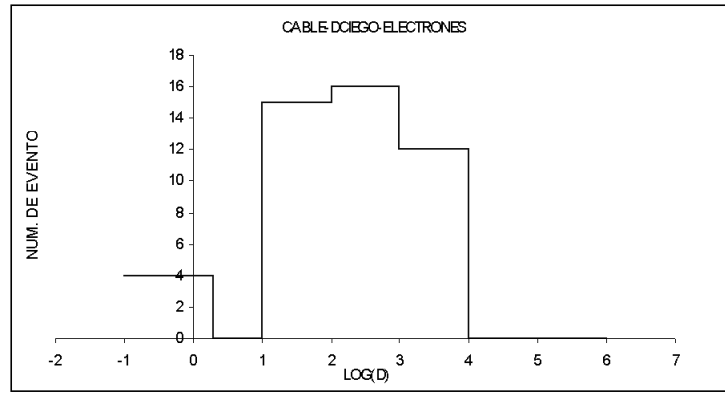


Figura 3. Coincidencias entre detector ciego, el cable y los electrones.

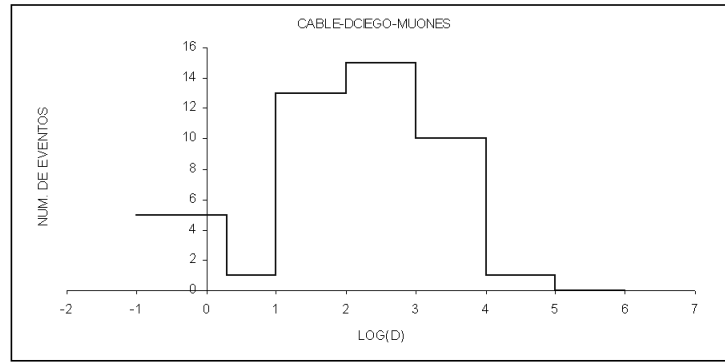


Figura 4. Coincidencias entre muones, cable y detector ciego.

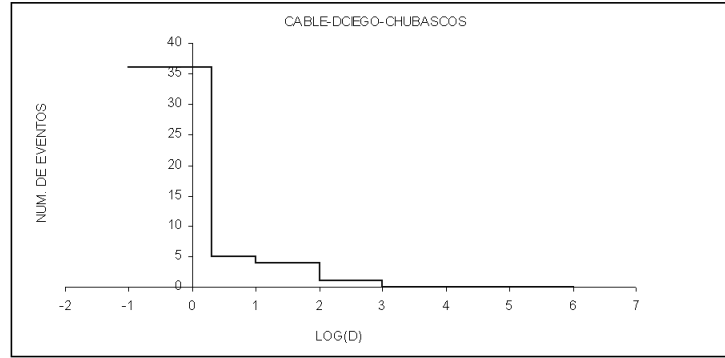


Figura 5. Coincidencias entre Chubascos, cable y detector ciego.

estándar agrupadas por décadas del $\log D$.

En el caso de los electrones el 91.5% de las coincidencias tienen un valor $D > 2$. En el caso de los muones, el 88.9% tiene $D > 2$. En el caso de los chubascos, sólo el 21.7% de los casos tiene un $D > 2$. Esto último significa que una descarga eléctrica atmosférica, la mayor parte de las veces (78.3%), no influye en el registro de los chubascos.

Consideremos ahora señales en los registros de partículas que no son vistas por el detector ciego. Nuestra

hipótesis es que en este caso los detectores estarían viendo un exceso de partículas secundarias. Esto debe ocurrir en el caso de las señales de larga duración. Por lo que el análisis se hace solamente durante la ocurrencia de este tipo de señales. Queremos ver las veces que se produce un número de anticoincidencias superior a las estadísticamente esperadas. La probabilidad P de que se produzca una anticoincidencia entre los registros de los detectores y el detector ciego será:

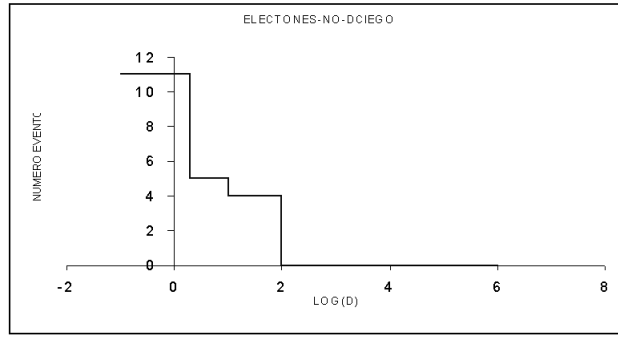


Figura 6. Anticoincidencias Electrones - no Det. Ciego.

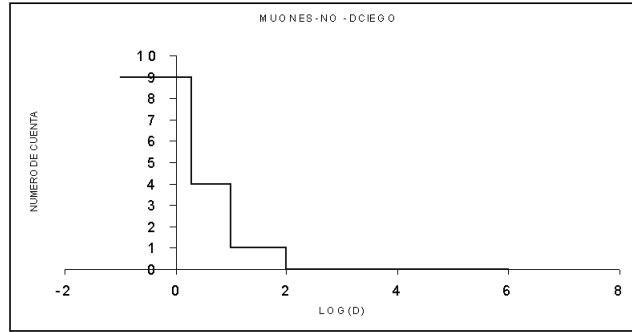


Figura 7. Anticoincidencias Muones - no Det. Ciego.

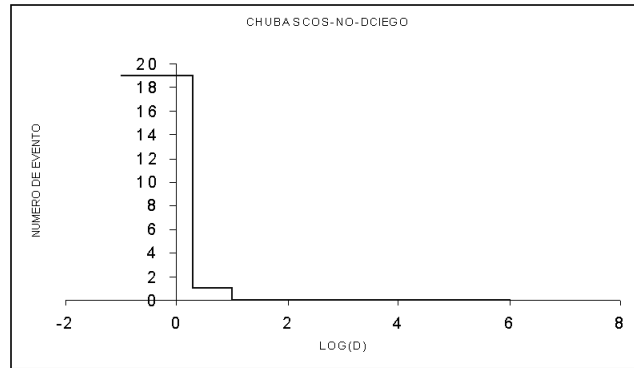


Figura 8. Anticoincidencias: Chubascos - no Det. Ciego.

$$P = p_i(1 - p_{DC})$$

Donde p se calcula sobre un día completo, como en el caso anterior. El subíndice i se refiere al tipo de partículas (electrones, muones o chubascos) y el subíndice DC se refiere al detector ciego. Esta probabilidad obedece, como en el caso anterior, a una distribución binomial. Se eligieron, de la observación de los registros, 20 señales de larga duración. Se tomó la duración de la señal T_S para cada una de ellas. Se calcula el número de coincidencias esperadas puramente casuales durante el intervalo T_S :

$$E_b = T_S P$$

Se calcula la desviación estándar de la distribución

binomial:

$$\sigma_b = T_S P(1 - P)$$

En las tablas 2 y 3, mostramos los resultados.

Como en el caso anterior, se han contado las anti-coincidencias N y las comparamos con las esperadas. Tomamos la diferencia en unidades de la desviación estándar como medida de la discrepancia entre lo esperado y lo observado.

$$D = \frac{N - E_b}{\sigma_b}$$

En las figuras 6, 7, 8, se muestran los histogramas del número de anticoincidencias para electrones, muones y

TABLA 2

ANTICOINCIDENCIAS: ELECTRONES-NO DET.CIEGO, MUONES-NO DET.CIEGO, CHUBASCOS-NO DET.CIEGO.

No	Fecha	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
1	201101	Esperado	8	2	541
		D Estándar	2.79	1.28	21.63
		Medido	46	0	556
		Normalizado	13.6	-1.6	0.7
2	180102	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	14	75
		D Estándar	0.14	3.6	8.11
		Medido	0	467	62
		Normalizado	0.0	125.8	-1.6
3	180102	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	14	75
		D Estándar	0.14	3.6	8.11
		Medido	0	540	55
		Normalizado	0.0	146.1	-2.5
4	180102	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	23	125
		D Estándar	0.18	4.73	10.46
		Medido	0	775	122
		Normalizado	0.0	159.0	-0.3
5	200102	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	5	91	499
		D Estándar	2.22	9.42	20.33
		Medido	0	1236	457
		Normalizado	-2.3	121.5	-2.1
6	250102	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	1	243
		D Estándar	0.29	1.07	14.6
		Medido	0	1	238
		Normalizado	0.0	0.0	-0.3
7	300102	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	1	0	550
		D Estándar	0.9	0.44	19.79
		Medido	18	2	463
		Normalizado	18.9	4.5	-4.4
8	20202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	0	312
		D Estándar	0.44	0.23	16.53
		Medido	6	1	339
		Normalizado	13.6	4.3	1.6
9	20202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	0	125
		D Estándar	0.28	0.15	10.46
		Medido	0	0	120
		Normalizado	0.0	0.0	-0.5

chubascos con el detector ciego, en función de las desviaciones respecto a lo esperado, en unidades de desviación estándar agrupadas por décadas del $\log D$.

Para los electrones, un 45% de los casos muestra un valor de $D > 2$. En el caso de los muones un 25% de los casos tiene $D > 2$. Para los chubascos sólo un 5% tiene

TABLA 3
CONTINUACIÓN DE LA TABLA 2.

10	30202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	18	1578
		D Estándar	0	4.2	37.23
		Medido	0	14	1567
		Normalizado	0	-1.0	-0.3
11	30202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	2	146
		D Estándar	0	1.33	11.31
		Medido	0	118	103
		Normalizado	0	87.2	-3.8
12	160202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	0	545
		D Estándar	0	0.315	21.89
		Medido	0	0	531
		Normalizado	0	0.0	-0.6
13	170202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	1	533
		D Estándar	0.563	0.7625	21.76
		Medido	5	6	513
		Normalizado	8.9	6.6	-0.9
14	260202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	0	24.2
		D Estándar	0	8.45	14.57
		Medido	0	1	263
		Normalizado	0	0.1	16.4
15	260202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	1	604
		D Estándar	0	0.72	23.04
		Medido	0	3	622
		Normalizado	0	2.8	0.8
16	280202	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	0	269
		D Estándar	0.33	0.45	15.26
		Medido	0	0	258
		Normalizado	0.0	0.0	-0.7
17	10302	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	0	368
		D Estándar	0.17	0.33	17.96
		Medido	0	0	373
		Normalizado	0.0	0.0	0.3
18	30302	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	0	0	401
		D Estándar	0.37	0.52	18.63
		Medido	0	0	421
		Normalizado	0.0	0.0	1.1
19	50302	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	409	2	1751
		D Estándar	19.33	1.31	39.14
		Medido	2428	1	1736
		Normalizado	104.4	-0.8	-0.4
20	80302	Variables	Mu no D.Ciego	Electr. no D.Ciego	Chub. no D.Ciego
		Esperado	126	128	1334
		D Estándar	11.18	11.26	34.96
		Medido	681	1	1290
		Normalizado	49.6	-11.3	-1.3

un $D > 2$.

6. CONCLUSIONES

Lo primero que se observa es que las señales de corta duración, inducidas por descargas eléctricas atmosféricas, se dan con mucha frecuencia para los registros de electrones y muones, no tanto para los chubascos. En este trabajo se presenta un análisis muy preliminar de las anticoincidencias entre detectores de electrones (L), muones (μ) o el disparo de chubascos del BASJE respectivamente con el detector ciego.

Los disparos de los chubascos no han mostrado señales de alto aumento de eventos que puedan ser comparados con los observados por EAS TOP [4] simplemente por el hecho de que nuestro análisis se refiere al estudio de un total de sólo 78 días, en comparación con los varios años de registros observados por EAS TOP.

La Figura 6 nos muestra que para el caso de las anticoincidencias entre los detectores L con el detector ciego, existe un número estadísticamente muy significativo (45%) de señales de larga duración con anticoincidencias superiores a las esperadas. El número de eventos de la misma naturaleza entre los muones y detector ciego (Figura 7) es también significativo (25%). En el caso de los chubascos (Figura 8) se da un solo caso en 20 (5%).

Vemos, sin embargo en las tablas 2 y 3, que sólo 6 eventos (30%) muestran una señal fuerte de electrones en anticoincidencia con los muones y con el detector ciego. Estos eventos serían una prueba de que, efectivamente, los electrones son acelerados por el campo eléctrico atmosférico durante las tormentas eléctricas, como sostiene Gurevich. En estos eventos la ausencia de eventos de muones se entiende porque el umbral de los detectores de muones es de aproximadamente 600MeV y, en consecuencia, los muones mismos no podrían ser acelerados a esos niveles de energía por el campo eléctrico atmosférico.

Se observan también dos casos (10%) de eventos de muones que no tienen el correspondiente aumento en electrones, pero que sí están en anticoincidencia con el detector ciego. Esto probablemente se deba a efectos inducidos en la electrónica. Lo mismo para los 3 eventos (15%) en que ambos, electrones y muones, están en anticoincidencia con el detector ciego.

Así, al margen de este tipo de señales inducidas, el estudio estadístico de las anticoincidencias entre electrones y detector ciego sin contraparte de muones muestran que existe un número significativo de señales de larga duración que pueden corresponder al mecanismo de producción de partículas adicionales secundarias por electrones acelerados por el campo eléctrico atmosférico durante una tormenta eléctrica.

Estos son resultados preliminares. Una mayor prueba de cuanto decimos en estas conclusiones se darán en un próximo trabajo sobre la base de analizar una mayor cantidad de datos.

REFERENCIAS

- [1] Search for Gamma Ray Bursts at Chacaltaya, S. Vernetto, Nuovo Cimento 24C, 631, Proc. Chacaltaya Meeting on Cosmic Rays Physics, Julio 2000.
- [2] Search for Gamma Ray Bursts in the GeV energy range at Mt. Chacaltaya (5200 m), Il Nuovo Cimento, 20C, 2, 137 (1997)
- [3] Wilson C.T.R, Proc. Cambridge Philos. Soc., 22, 534, 1925.
- [4] The EAS counting rate during thunderstorms, S. Vernetto, 27th ICRC, 2001.
- [5] Gurevich A.V. et al., Phys. Lett. A, 165, 463, 1992.
- [6] Gurevich A.V. et al., Phys. Lett. A, 254, 79, 1999.

RADIÓMETRO DE MÚLTIPLE LONGITUD DE ONDA (MWR)

Palenque E.

*Laboratorio de Física de la Atmósfera
Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

Se presenta una descripción del equipo MWR, un radiómetro solar de múltiple longitud de onda, que será instalado en el Laboratorio de Física de la Atmósfera, bajo convenio especial entre el Instituto de Investigaciones Físicas y el Vikram Sarabhai Space Centre, de la India. Se detalla las posibilidades técnicas de las medidas a realizarse con este tipo de equipo y los parámetros que afectan a las mismas.

1. LOS AEROSOL Y SUS PRINCIPALES CARACTERÍSTICAS

La atmósfera terrestre está compuesta por una serie de gases, con una concentración estable, y que proporcionan la “composición estándar” de la misma. Esta composición, si bien ha variado a lo largo de la historia del planeta (actualmente tenemos una atmósfera terciaria), para la escala de tiempo en que vivimos es prácticamente constante y estable: 79% de nitrógeno, 20% de oxígeno y 1% de “gases traza”. Estos últimos son gases que no solo están en pequeña concentración, sino que además presentan una distribución dominada por el argón: 94% del 1% (Cacho y Sainz de Aja, 1989). Los componentes menores de la atmósfera (los “gases traza”) pese a su pequeña cantidad, son los que dominan en los procesos radiativos. De hecho, el “efecto invernadero” está básicamente determinado por los dos “gases traza” más abundantes: el vapor de agua y el dióxido de carbono. Debido a que la parte de la superficie del planeta está cubierta por agua, la cantidad de vapor de agua que se desprende es una constante, y se la considera dentro de los fenómenos “naturales” de los procesos radiativos atmosféricos. En cambio, la concentración de dióxido de carbono (CO_2) está en un proceso de incremento debido a las actividades antropogénicas posteriores a la revolución industrial. Este incremento, repentino en la escala de tiempos de la evolución del planeta es el causante del denominado “calentamiento global”. Actualmente se tiene medido y comprobado un incremento de medio grado centígrado en la temperatura media correspondiente a los últimos cien años. Mas aún, esa tendencia a incrementar la temperatura del planeta está más acentuada en la última década, siendo que nueve de los últimos diez años han marcado un récord en la máxima temperatura media en el hemisferio norte (Kelly, 2001).

Si bien el “exceso” de dióxido de carbono inyectado a la atmósfera tiene origen en las actividades de la vida industrial, principalmente a causa de la quema de combustibles fósiles (carbón mineral y petróleo); otros gases traza colaboran al calentamiento. La mayoría de es-

tos gases “colaboradores” del calentamiento global también tienen son antropogénicos. Los más notorios son el metano, originado por los campos inundados para cultivo de arroz y por la digestión incompleta del ganado bovino, y los cloro-fluoro-carbonos, más conocidos por su efecto destructor sobre la capa de ozono, y que son completamente artificiales, no existen como sustancia natural.

Entre los variados modelos teórico - experimentales contruidos para predecir el comportamiento de la temperatura del planeta, los más simples sólo consideran algunos gases, y por tanto, no lograr tener suficiente precisión como para ser confiables. La generación siguiente incluye ya parte de la dinámica atmosférica, en especial la capa de mezcla a nivel superficial (boundary layer o capa límite) que es la que contiene a los gases traza relacionados con el efecto invernadero. Una excepción es la del dióxido de azufre. Este gas presenta una “capa de azufre”, denominada de Jung (Brasseur y Salomon, 1986) en la estratósfera. El azufre logra alcanzar alturas superiores a los 20 km cuando es inyectado a la atmósfera por grandes explosiones volcánicas, como la del Monte Agung en 1963, o la del Monte Pinatubo en 1991. Los compuestos de azufre y oxígeno son altamente higroscópico y por tanto, solubles en agua. Esta propiedad los hace susceptibles de servir como núcleos de condensación para formar gotas de lluvia, que al precipitarse, los arrastra hacia la superficie terrestre. Esto se conoce como el “mecanismo de lavado atmosférico” y es válido no sólo para el azufre sino también para varios miles de otras sustancias solubles. La capa de Jung no está sujeta a este mecanismo porque, a la altura en que se encuentra (en la estratósfera) no existen las condiciones termodinámicas para generar ni cúmulos de nubes ni lluvia. Sin embargo, la tendencia higroscópica de los óxidos de azufre logra que éstos se agrupen en pequeñas partículas de tipo coloidal. Con las bajas temperaturas de la estratósfera (inferiores a $-150^{\circ}C$) forman una especie de “nubes de hielo”, altamente reflectoras de la radiación solar. El “efecto invernadero” consiste en que

la atmósfera permite el paso de la radiación solar (en el rango visible) pero impide la salida de la radiación calórica (en el rango del infrarrojo), de manera que acumulando energía en forma de calor, lo que se observa como un aumento de la temperatura. Las partículas sulfurosas de la atmósfera plantean el problema inverso, ya que al reflejar la luz solar, impiden el calentamiento de la atmósfera inferior. Un comportamiento similar se tiene con las nubes comunes de la tropósfera, tanto los cúmulos, como los cirros, forman superficies reflectoras de la luz solar, causando un enfriamiento de la superficie debajo de ellas. El efecto opuesto está en las nubes denominadas “oscuras” que básicamente están formadas por humo (ceniza y hollín). La superficie negra de las partículas de hollín las hace excepcionalmente eficientes para capturar la radiación solar, lo que incrementa el contenido calórico de las partículas, aumentando también su temperatura. Como las partículas de hollín están rodeadas de aire un poco más frío, emiten calor por convección y radiación (infrarroja) a éste, produciendo también un calentamiento en la atmósfera, alterando de esa manera el flujo de radiación en la atmósfera.

Lo dicho en el párrafo anterior justifica la introducción de los aerosoles dentro de los modelos radiativos de la atmósfera. Todos los modelos consideran básicamente dos fuentes principales: la radiación proveniente del sol, que cubre prácticamente todo el espectro electromagnético; y la proveniente de la superficie del planeta, constituida principalmente por la banda infrarroja (calórica). Se considera también que el planeta ya ha alcanzado un equilibrio térmico respecto de estas dos fuentes, de manera que emite tanta energía como la que recibe del Sol. En ese sentido, la atmósfera funciona como un elemento retardador de la emisión. Mientras más tiempo retenga al calor, mayor será la temperatura de la superficie del planeta. Como se explicó líneas arriba, los aerosoles, que son partículas sólidas o gotas de líquidos suspendidas en el aire, resultan ser la causa de una serie de fenómenos atmosféricos, con diferentes escalas espaciales y temporales y resultan fundamentales al momento de hacer los balances de transporte de masa y energía.

Los aerosoles de la baja tropósfera están relacionados, por su estructura, distribución y composición química, con la formación de nieblas y neblinas. Para las primeras, sirven de productores, ya que actúan como centros de condensación para la humedad, y por su capacidad higroscópica absorben toda el agua que pueden. Estando en un ambiente sobresaturado de humedad, absorben más agua y forman gotas de agua donde las sales originales de las partículas quedan disueltas. Para la formación de neblinas, en cambio, actúan al igual que con la formación de nubes en la tropósfera media, al electrizarse produciendo iones que a su vez producen interacciones electrostáticas de corto alcance, que se convierten en atractores de los dipolos de las moléculas de agua, terminando en la condensación de gotas de tamaño medio. Los aerosoles de la estratósfera producen una serie de efectos eléctricos y químicos, desde la conducción

de electricidad entre capas internas, o la reducción de especies químicas en iones. La teoría del funcionamiento de las reacciones químicas heterogéneas sobre la superficie de las partículas de los aerosoles estratosféricos es un problema abierto y apenas estudiado. Hay una necesidad de más estudios sobre el tema para poder entender los procesos de transporte de masa y energía entre la tropósfera y la estratósfera.

Para considerar los efectos de las partículas de los aerosoles sobre los procesos radiativos de la atmósfera se tiene que existen dos tendencias contrapuestas: mientras los aerosoles estratosféricos, compuestos básicamente por óxidos de azufre y hielo, producen un enfriamiento de la superficie terrestre al incrementar el albedo atmosférico, que ocurre con escalas temporales largas; los aerosoles troposféricos están directamente relacionados con el efecto invernadero y otros fenómenos de cuya escala temporal es corta.

Las partículas de los aerosoles, por tener diferente origen, se presentan con tamaños (diámetros) que van desde los $10^{-9}m$ y $10^{-3}m$. Estos seis órdenes de magnitud representan una variación muy grande; lo cual se refleja en el comportamiento tanto de las partículas como especie atmosférica, como en los efectos directos e indirectos que producen sobre el resto de la atmósfera. Debido a su comportamiento como conjunto, las partículas de los aerosoles generalmente se consideran como pertenecientes a tres grupos básicos (B.V. Krishna Murthy, 1999): las partículas “muy pequeñas”, llamadas “núcleos de condensación” o “partículas de Aitken”, con tamaños que varían entre 1 nm y $0.1 \mu m$; las partículas “intermedias” o “en estado de acumulación”, con tamaños entre $0.1 \mu m$; y $1 \mu m$; y las partículas “gigantes” o “toscas” (coarse) con diámetros superiores a $1 \mu m$. Las partículas más pequeñas (Aitken) se producen por la condensación directa de sustancias gaseosas en líquidos o sólidos (hielos) y tienen como su efecto principal el de afectar a la conductividad eléctrica de la atmósfera, por lo que están ligadas a la producción de descargas eléctricas (rayos, relámpagos, luces de San Telmo, sprites y elves) así como a la acumulación de cargas estáticas en las masas de aire continental. Al contrario, las partículas gigantes, que provienen de la erosión de suelos y la formación de arena, están directamente relacionadas con la formación de nubes troposféricas, mediante un complicado proceso de naturaleza higroscópica.

Las partículas de tamaño intermedio son las más importantes desde el punto de vista de los efectos ópticos y radiativos. La denominación que tienen como “partículas de estado de acumulación” se explica por que los otros dos tipos de partículas tienden a crecer por coagulación (los núcleos de Aitken) o a fragmentarse por choques entre sí (partículas toscas) de manera que terminan incrementando la cantidad de partículas del rango intermedio. Para efectos de investigación del efecto invernadero, los aerosoles con partículas de tamaño intermedio son las que dominan en el rango de longitudes de onda correspondientes a la radiación infrarroja. Por el-

lo, los parámetros importantes que deben medirse para caracterizar a los aerosoles son:

- la distribución por tamaños: es decir la cantidad de partículas con un determinado diámetro
- los orígenes y fuentes: cuál es el mecanismo de producción de las partículas y dónde se encuentran en relación a los puntos de medida.
- los tiempos de residencia: cuánto tardan las partículas en producirse, ser transportadas en la atmósfera y el tiempo medio en que tarda el mecanismo de eliminación para extraerlas del aire.

Entre los instrumentos más utilizados para medir el contenido de los aerosoles, lo que significa hallar la distribución por tamaños, las propiedades ópticas de las partículas y del sistema partículas - aire; están los radiómetros de múltiple longitud de onda. La mayoría de ellos funcionan utilizando al Sol como fuente luminosa, y es un método pasivo para medir el contenido atmosférico de aerosoles. El principio básico de funcionamiento es que los diferentes tamaños de partículas afectan en modo distinto al espectro de radiación solar, sea mediante absorción, sea por dispersión molecular (de tipo Rayleigh) o corpuscular (de tipo Mie).

Desde el año 2001, el Laboratorio de Física de la Atmósfera (LFA) del Instituto de Investigaciones Físicas (IIF) de la UMSA pondrá en funcionamiento un sistema de monitoreo de los aerosoles. A través de un convenio especial entre el LFA-IIF y el Space Physics Laboratory (SPL) del Vikram Sarabhai Space Centre (VSSC) de Trivandrum, Kerala, India; se cuenta ya con un Radiómetro de Múltiple Longitud de Onda (Multi-Wavelength Radiometer - MWR) que está pronto a ser instalado dentro del Campus Universitario de Cota-cota, en la ciudad de La Paz. El equipo está en calidad de préstamo y es idéntico a los utilizados por la Indian Space Research Organization (ISRO) en su programa de investigaciones de la atmósfera media (IMAP), el cual está en funcionamiento por casi una década y mantiene una serie de estaciones de monitoreo de aerosoles en el subcontinente hindú y sobre el océano Indico.

2. LAS CARACTERÍSTICAS TÉCNICAS DEL EQUIPO MWR

El Radiómetro de Múltiple Longitud de Onda MWR es un radiómetro que está diseñado para medir la radiación solar que alcanza la superficie terrestre, a través de la selección de bandas representativas de las diversas regiones del espectro solar. La selección de las bandas se realiza mediante una serie de filtros dispuestos de manera que el equipo realiza medidas secuenciales a través del rango seleccionado de las longitudes de onda, en forma creciente y uniforme.

La parte mecánica del equipo le permite mantener el sensor de luz apuntando directamente en la dirección del disco solar. Partiendo de la hipótesis que la composición del espectro solar es fija, al medir en forma espectral la

radiación sobre la superficie se obtiene una medida no sólo proporcional a la intensidad de la radiación proveniente del Sol, sino también inversamente proporcional a la concentración de sustancias que absorben o dispersan la luz en esa longitud de onda. Los cambios en la distribución de intensidades por longitud de onda dentro del espectro solar ocurre en escalas de tiempo muy grandes, del orden de millones de años, o, en el caso de las fulguraciones, en regiones del espectro donde el MWR no llega a medir (EUV y rayos X).

La selección de la banda medida se hace girando una rueda con los filtros, de manera que la luz llega al detector luego de pasar por uno solo de los filtros y por el sistema de lentes, que enfoca la luz del disco solar sobre el foto diodo detector. El equipo ha sido diseñado para realizar medidas en diez bandas estrechas de longitudes de onda en el ultravioleta, el rango visible y el infrarrojo. El ancho de banda de los filtros es menor a 5 nm, y la transmitancia típica de todos y cada uno de los filtros es mayor al 30% para la longitud de onda correspondiente al centro de la banda.

Los filtros están puestos en forma secuencial de acuerdo a longitud de onda creciente, sobre un disco metálico oscurecido que gira por acción de un motor de paso. La regulación del movimiento del disco de los filtros se realiza a través de la interfase a computador. Los filtros están montados en el disco mediante unas abrazaderas metálicas que les permite tener una apertura óptica libre de 22 mm; y están dispuestos de manera tal que, para realizar las medidas, siempre presentan una superficie normal a la radiación solar. El diseño de los filtros es de manera tal que bloquean la radiación en longitudes de onda correspondientes a los rayos X y al infrarrojo (más allá de las bandas de interés) con un factor de 10^4 . Si fuese necesario (como suponemos que lo será en La Paz) la intensidad de la radiación solar cercana al visible, se puede disminuir a través de unos "filtros neutros". Estos filtros son discos planos de cuarzo fundido y presentan una transmitancia uniforme en todo el espectro de interés. Sin embargo, absorben casi un 66% de la intensidad. Esta disminución de la intensidad se haría necesaria para evitar la saturación del elemento fotosensible (el fotodiodo), ya que de ocurrir tal situación, no se podría discriminar la relación entre bandas.

Una vez seleccionado el filtro de la banda correspondiente, la luz se concentra con un lente acromático de 25 mm de diámetro y 70 mm de longitud focal. También se tiene un diafragma ennegrecido con una perforación de 2 mm de diámetro, y que está ubicado en el plano focal, de manera que actúa como un campo de frenado para la radiación solar. Inmediatamente detrás del diafragma está el fotodetector (UDT 455) cuya posición es tal que la radiación que pasa el diafragma llega a formar una mancha lumínica de intensidad uniforme sobre el área activa (5.1 mm^2) del detector, y que tiene una respuesta espectral con pico centrado a los 1000 nm de longitud de onda. El sistema lente - diafragma - detector tiene un campo efectivo de visión de $\sim 2^\circ$; por lo que la ra-

diación dispersada hacia delante es menor al 2% del total de radiación que ingresa al MWR, incrementando así la sensibilidad del equipo. El fotodetector se mantiene en operación dentro del modo fotovoltaico, porque es tiene una respuesta lineal para un rango energético de varias décadas de longitudes de onda, de manera que la señal de salida que se mide y transmite es directamente proporcional al flujo de radiación incidente en el rango de longitudes de onda de interés, que abarca desde el ultravioleta cercano (380 nm) hasta el infrarrojo (1025 nm).

El soporte de programación del MWR le permite realizar un seguimiento al movimiento aparente del Sol, ya que tiene un control sobre el motor de paso mueve al detector a razón de $0.2^\circ/48s$. Este movimiento de giro mantiene al MWR enfocado hacia el disco solar, debiéndose ajustarse en forma manual el ángulo del plano solar, o sea la declinación. Este ajuste se realiza en forma manual cada vez que se enciende el equipo, una vez que se ha comprobado que las condiciones meteorológicas del cielo son suficientemente buenas como para permitir la toma de medidas de los aerosoles.

El principal criterio es poder observar al Sol, libre de nubes en un ángulo sólido correspondiente a un cono de apertura de 3° , equivalente a dos radios solares, ya que esa es la región del cielo de donde proviene la radiación solar que el equipo llega a detectar. Por ese motivo, no es necesario que todo el cielo, o gran parte de él esté claro, sino que sólo se requiere una zona pequeña cercana al disco solar. Más aún, si las nubes que llegasen a cubrir esa región no son muy espesas, se podría, ampliar el análisis de los datos para caracterizar la nube misma. Existen ya experiencias similares con la estación de Jhodaipur y algunas formaciones estacionales de cirros, aunque no es un análisis rutinario para este tipo de instrumentos.

3. LAS MEDIDAS

Los datos proporcionados por la salida del MWR consisten en una serie de líneas con números, que en forma secuencial indican, el tiempo al cual se realizó la medida (en hora, minuto y segundo), el valor medido de intensidad radiación (en milivoltios), el número de filtro (correspondiente a una determinada banda seleccionada) y el valor medido de la luz de fondo del equipo (en milivoltios). Estos datos se almacenan en un archivo generado por el programa de adquisición al momento de encender el equipo y lleva como nombre de archivo una combinación del lugar y la fecha para la toma de datos. Si hubiese alguna interrupción en la toma de datos (p.e. por una falla en la alimentación de corriente eléctrica) al reiniciar el equipo, el programa verifica la existencia de un archivo correspondiente a la misma fecha, y en vez de abrir un nuevo archivo, adiciona los nuevos datos al archivo anterior. De esta manera, se evita que los datos queden sobrescritos o que existan múltiples archivos con el mismo nombre.

Para los efectos de análisis, sólo se consideran aquellos días en los cuales se tiene, como mínimo un período

continuo de tres horas de datos. Actualmente, la red de monitoreo de la India está recolectando datos con intervalos de 2 minutos entre cada serie de medidas. Los monitores están en operación sólo para ángulos cenitales solares menores a 70° , lo que permite mantenerse dentro del rango en que la aproximación de una atmósfera formada por capas planas aún es válida, y que tampoco requiere considerar los efectos de la refracción.

El análisis de los datos se realiza con la denominada "técnica de Langley" (Krishna Moorthy et al., 1989) la requiere de las medidas espectrales de la intensidad del flujo solar que llega a la superficie terrestre, como función del ángulo cenital del Sol. A través de un ajuste de mínimos cuadrados sobre la ley de Beer, Lambert y Bouguer, relaciona la intensidad espectral medida F_λ con la intensidad de flujo fuera de la atmósfera $F_{0\lambda}$. La salida del MWR da una serie de voltajes V_λ correspondientes a la medida de la intensidad de flujo F_λ para una dada longitud de onda λ , y para un ángulo cenital del sol $\chi \leq 70^\circ$. Como el voltaje de salida V_λ es directamente proporcional al flujo F_λ para cada una de las longitudes de onda, podemos escribir la ley de Beer, Lambert y Bouguer como:

$$\ln V_\lambda = \ln C_\lambda + \ln F_{0\lambda} + 2\ln \frac{r_0}{r} - \tau_\lambda \sec \chi$$

donde C_λ es una constante del sistema, que depende de cada longitud de onda; χ es el ángulo cenital del sol, r es la distancia de la Tierra al Sol al momento de realizar la medida, r_0 es la distancia promedio de la Tierra al Sol (1 UA), τ_λ es la profundidad óptica (integrada) de la columna atmosférica, $F_{0\lambda}$ es la intensidad espectral de flujo fuera de la atmósfera y es el voltaje de salida, directamente proporcional al flujo espectral que llega a la superficie F_λ . Considerando el modelo de atmósfera plana (válido con gran aproximación dentro del rango de ángulos cenitales que se consideran) el último término de la expresión ($\sec \chi$) es prácticamente igual a la masa de aire.

Como la ecuación descrita es una relación lineal entre el logaritmo del voltaje de salida ($\ln V_\lambda$) y la secante del ángulo cenital del Sol ($\sec \chi$), la pendiente del mejor ajuste lineal nos dará el valor de la profundidad óptica integrada (τ_λ), mientras que el valor extrapolado del intercepto en el eje vertical (de V_λ), nos dará el voltaje que se obtendría para el caso de masa de aire nula, o sea, el valor para el flujo fuera de la atmósfera ($F_{0\lambda}$). Entonces podemos definir a la cantidad:

$$\ln V_{0\lambda} = \ln C_\lambda + \ln F_{0\lambda}$$

como el valor correspondiente al intercepto de masa de aire nula corregida por las variaciones de la distancia entre la Tierra y el Sol. También se puede considerar como nulas a las variaciones de $F_{0\lambda}$ para tiempos cortos, de un día para el otro, ya que la actividad solar es constante en esa escala de tiempo; por lo que la variaciones que resultan de las fallas en el ajuste lineal provienen de los cambios temporales de la profundidad óptica integrada (τ_λ), o de influencias imposibles de cuantificar,

como nubes invisibles o ligeras desviaciones desalineado del sistema óptico. El resultado es que las variaciones de C_λ se reflejan directamente en los valores de $\ln V_{0\lambda}$; por lo que la constancia o variación de éste valor es un buen método para examinar la estabilidad del sistema.

El término de la masa de aire o del ángulo cenital del Sol ($\sec\chi$), se calcula a partir de la información astronómica a través de los datos de la localidad: latitud (ϕ) y longitud geográficas y convirtiendo la hora civil en tiempo verdadero a través de la ecuación del tiempo y el ángulo (δ) de declinación del Sol para cada día. Se puede escribir como:

$$\sec\chi = [\sin\delta\sin\phi + \cos\delta\cos\phi\cos H]^{-1}$$

donde H es el ángulo horario correspondiente al momento de la medida.

Una vez que se ha realizado una serie de medidas, se construyen los diagramas de Langley, ajustándoles una línea recta por el método de mínimos cuadrados. El intercepto extrapolado sobre el eje de abscisas se corrige por el factor debido a la variaciones de la distancia entre la Tierra y el Sol, de manera que obtenemos los valores de ($\ln V_{0\lambda}$). El programa asociado para el análisis de datos permite también obtener los valores de la pendiente de la recta de ajuste (τ_λ) y otros parámetros estadísticos relevantes, como la desviación estándar de τ_λ y el coeficiente de correlación (ρ). Estas dos cantidades se utilizan para la selección de puntos que hubiesen sido producidos por fluctuaciones temporales de τ_λ . Una vez identificados, esos puntos son eliminados del conjunto base para el ajuste lineal truncándoles bajo un criterio de coeficiente de confianza de 99.5% mediante la estadística t de Student. Una vez que los datos de variaciones grandes han sido eliminados, se repite el ajuste y se vuelven a calcular (τ_λ), (ρ) y ($\ln V_{0\lambda}$). Entonces se obtiene un conjunto de diez diagramas de Langley, cada uno con un valor específico de τ_λ . Este valor, sin embargo es una cantidad compuesta por tres términos, que se suman para dar el valor obtenido:

$$\tau_\lambda = \tau_{p\lambda} + \tau_{R\lambda} + \tau_{a\lambda}$$

donde los subíndices p , R , a corresponden a la contribución por parte de las partículas (p), por dispersión de Rayleigh (R) y por absorción molecular (a). El MWR mide en diez bandas, cada una de las cuales está relacionada con alguna especie específica dentro de los posibles aerosoles libres en la atmósfera. Las longitudes de onda sobre las que se mide son: 380, 400, 450, 500, 600, 650, 750, 850, 935 y 1025 nm, en las cuales se mide la intensidad de la radiación solar una por vez, y se obtiene por diferencia, la dispersión de la intensidad del flujo solar causada por los aerosoles.

4. RESULTADOS ESPERADOS

A partir de la experiencia obtenida con la red de radiómetros del IMAP, se conocen algunos aspectos de la climatología de los aerosoles. Entre los principales, están

los cambios estacionales, ligados a otros fenómenos meteorológicos. Para el subcontinente hindú, la distribución de anual de las lluvias se mantiene en un ciclo denominado como "régimen monzónico". Este tipo de régimen de lluvias clasifica al año en tres períodos: invierno, verano y de lluvias (monzones). La concentración de aerosoles de origen eólico se ve incrementada durante los meses de invierno (hemisferio norte), mientras que los aerosoles de condensación se forman durante los meses de verano. Ambos tipos de partículas son prácticamente barridas durante las fuertes lluvias de los meses monzónicos.

Se piensa que la distribución estacional de las partículas de los aerosoles sobre La Paz tendrá un sistema diferente. La primera causa sería que Bolivia está situada en la zona de franja tropical, pero en el hemisferio sur, por lo que los vientos alisios que cruzan Sudamérica tiene características distintas a los alisios del sudoriente asiático. Además, el régimen de vientos sobre la ciudad de La Paz se encuentra dominado por los cortes en la corriente superficial que producen los picos de la Cordillera Oriental. Por otro lado, el balance de humedad en la atmósfera baja es prácticamente una incógnita, ya que los datos al respecto provienen de un pequeño número de estaciones, y además durante breves períodos de tiempo. Esperamos que el MWR pueda dar mejor información sobre el comportamiento del vapor de agua atmosférico y su relación sobre la coalescencia de los aerosoles higroscópicos.

A partir de ese tipo de información, juntamente con algunos modelos dinámicos de producción de las partículas, se espera poder determinar los orígenes de los diversos tipos de las partículas que dominan el espectro de tamaños en la atmósfera urbana de La Paz.

REFERENCIAS

- [1] Brasseur, Guy y Susan Solomon, "Aeronomy of the Middle Atmosphere" Reidel, New York, 1986.
- [2] Cacho, Javier y Ma Jesús Sainz de Aja "El agujero de ozono" Tabapress, Madrid, 1989.
- [3] Iqbal, Muhammad, "An introduction to Solar Radiation", Academic Press, Toronto, 1983.
- [4] Kelly, Mick "Global Climate 2000", Tiempo, vol.38, p.38 (2001).
- [5] Krishna Moorthy, K., R.Nair Prabha y B.V. Krishna Murthy "Multiwavelength solar radiometer network and features of aerosol spectral optical depth at Trivandrum" Indian Journal of Radio & Space Physics, vol.18, p.194 (1989).
- [6] Krishna Murthy, B.V. "Los aerosoles y el balance radiativo en la atmósfera media", Revista Boliviana de Física, vol.5, N°5, p.140 (1999).

CONTROL DE TEMPERATURA MEDIANTE UNA PC

Cubero O.

*Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

En el presente trabajo se desarrolla un termostato que es capaz de mantener la temperatura de un baño dentro de un rango de 1°C . La hornilla de calentamiento es controlada por una PC, que es retroalimentada por un termopar a través del puerto paralelo.

1. INTRODUCCIÓN

En el trabajo diario de un laboratorio se requiere a veces tener control sobre la temperatura de un determinado medio, como ocurre en el caso de cultivos de diferentes organismos vivos y otras técnicas usadas en microbiología, en el revelado de ciertas emulsiones, o también en la deposición de películas delgadas, pues para que ésta se “adhiera” al sustrato es necesario mantener su temperatura dentro de un rango conveniente.

En las siguientes secciones se presenta el esquema general del circuito para a continuación pasar a describir cada una de sus partes: termopar, circuito amplificador y circuito de control de potencia. También se hacen algunos breves comentarios sobre la rutina de control y la resolución. Finalmente se presentan dos gráficas cuyos datos han sido obtenidos por el sistema de control desarrollado.

2. ESQUEMA GENERAL

El esquema general del termostato se presenta en la figura 1. Un termopar se encarga de tomar la temperatura del medio de trabajo(baño), y su señal analógica, tras ser amplificada, es convertida mediante el conversor analógico-digital(ADC) en un byte que es introducido en la PC a través de su puerto paralelo[1].

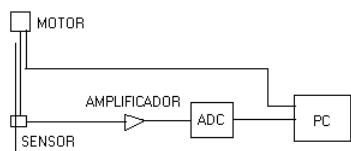


Figura 1. Diagrama de bloques del controlador de temperatura.

A continuación, y dependiendo de la temperatura del baño, el computador manda una señal al controlador de potencia para encender o apagar la hornilla. Todo este ciclo es manejado mediante un sencillo programa en C,

de forma que podemos especificar la temperatura a la que queremos que el baño se estabilice.

En los siguientes apartados explicaremos con más detalle la función que cumple cada una de las partes: termopar, circuito amplificador y circuito de control de potencia.

3. TERMOPARES

Un termopar es un sensor de temperatura termoelectrico cuyo funcionamiento se basa en el efecto Seebeck. Este efecto consiste en la generación de fem cuando se ponen en contacto dos conductores metálicos y sus uniones se mantienen a diferente temperatura; cuanto mayor es la diferencia de temperatura, mayor es la fem térmica que se genera; su magnitud depende también de los materiales con los que están fabricados ambos hilos del termopar.

La American National Standard (ANSI) MC96.1 establece las designaciones para termopares, hilo de termopar, así como normas recomendadas para su fabricación; este estándar, Temperature Measurement Thermocouples, está apoyado y publicado por la Instrument Society of America (ISA). En la siguiente tabla[2] se muestran tipos estándares de hilos de termopar.

Designación	Temp. Máx. ^a ($^{\circ}\text{C}$)
T ^b	200
J ^c	370
E ^d	430
K ^e	870
S ^f	1480
R ^g	1480
B ^h	1700

^a Para cable No. 24 AWG (0.51 mm)

^b Cobre-Constantan(55% Cu, 45 % Ni).

^c Hierro(99.9% de pureza)-Constantan.

^d Chromel(90% Ni, 10% Cr)-Constantan.

^e Chromel-Alumel(95% Ni, 2% Al, 2% Mn, 1% Si).

^f Pt(90%)/Rh-Platino

^g Pt(87%)/Rh-Platino

^h Pt(70%)/Rh-Pt(94%)

Las tablas de referencia que muestran la fem generada por los termopares estándar, dentro de su rango de temperaturas aplicable, han sido publicadas por el National Bureau of Standards y actualizadas tras la revisión del International Practical Temperature Scale IPTS-68.

En este trabajo se ha usado un termopar tipo K. Como todas las tablas para termopares, las fems corresponden al caso en el que una de las uniones (referencia) está a 0°C . Si la temperatura de referencia es otra distinta habrá que sumar el voltaje correspondiente que aparece en la tabla al medido en el termopar, y este voltaje total corresponderá, según la tabla, a la temperatura real de la unión con la que estemos trabajando.

4. CIRCUITO AMPLIFICADOR

Debido al pequeño voltaje y gran sensibilidad de la señal que entrega el termopar es necesario amplificar ésta antes de introducirla al ADC. A modo de ejemplo se tiene, para un termopar de tipo K y cuando la unión de referencia está a 0°C y la unión de trabajo a 25°C , una fem de 1.000 mV (un milivoltio), voltaje que va aumentando a razón de tan solo $40\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$.

El amplificador que se ha usado es el LM725[3], este es un operacional de bajo ruido (corriente de entrada de offset 2 nA, voltaje de entrada de offset 0.5 mV sin ajuste externo), y baja deriva con la temperatura (deriva del voltaje de entrada $0.6\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$). Como dice su hoja de características está especialmente diseñado para aplicaciones instrumentales donde se manejen bajos niveles de voltaje y pequeñas corrientes.

En la figura 2 se muestra como se ha polarizado el amplificador operacional, la ganancia es de un factor 100 ($100\text{K}/1\text{K}$) y su salida es no inversora. Debido a que las resistencias no son exactas, y a que tienen deriva respecto de la temperatura, este factor puede variar ligeramente.

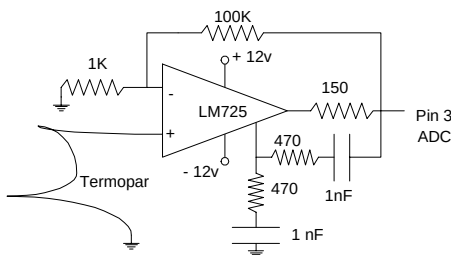


Figura 2. Amplificador no inversor 100x.

5. CIRCUITO DE CONTROL DE POTENCIA

Por último necesitamos “decirle” a la hornilla que se apague o encienda según algún criterio que veamos conveniente. Para esto usaremos básicamente un Triac, que funciona como un interruptor, solo que su encendido-apagado, en lugar de hacerse de forma mecánica, se hace mediante corriente. Su característica principal es que puede manejar una gran corriente, pero siendo ésta controlada por una pequeña corriente ($\approx 10\text{ mA}$). El Triac utilizado en el circuito es el BT137[4] que puede conducir hasta 8 A con una diferencia de potencial de 600 V. Para dispararlo, y con la finalidad de proteger el puerto de la computadora de un posible cortocircuito en el Triac, se ha optado por aislar ópticamente a ambos; para ello se ha elegido el MOC3041[5], que consiste en un diodo infrarrojo acoplado a un detector de silicio que dispara a su vez un triac interno justo cuando la señal de alterna pasa por cero. En la figura 3 se muestra el circuito para el control de potencia. El inversor 7404 se ha usado para hacer más legible el programa de software, ya que el pin 1 del puerto paralelo tiene salida inversora.

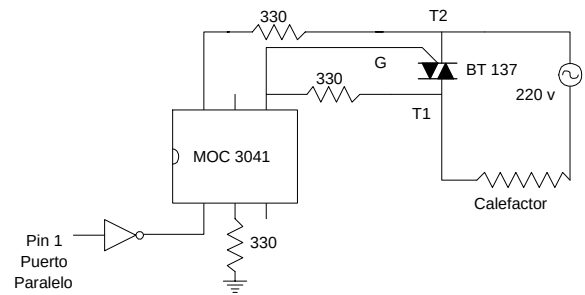


Figura 3. Circuito de control de potencia

6. RESOLUCIÓN

Veamos ahora como se va “transmitiendo” la señal y con que resolución llega al computador. Supongamos que la unión de referencia está a 0°C y la otra unión se encuentra a 25°C , pues bien, según la tabla tendremos a la salida del termopar 1.000 mV, y por lo tanto, a la salida del amplificador tendremos, si somos lo suficientemente cuidadosos, 0.1 v. El ADC está alimentado en su pin 9 por un voltaje de referencia, suministrado por un LM10, de 200 mV, por lo que la resolución del ADC es de $400/256\text{ mV}$, es decir, 1.56 mV . Volvamos entonces hacia atrás haciéndonos la siguiente pregunta, ¿si en el computador tenemos 0.1 v, cuál es la temperatura del baño? Esos 0.1 v representan, antes del ADC, cualquier voltaje comprendido en $100 \pm 0.78\text{ mV}$; suponiendo como antes que el factor de amplificación del operacional es 100 tendremos que el voltaje correspondiente en el termopar es de $1\text{ mV} \pm 7.8\mu\text{V}$. Por lo tanto el error que introduce el ADC es de 0.2°C (el factor de escala del termopar es de $40\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$). Todo el error puede venir

entonces del amplificador operacional, pero esto siempre se puede solucionar midiendo directamente el factor de amplificación, siempre que este no cambie en el lapso de tiempo en que necesitemos estabilizar la temperatura de nuestro baño de trabajo.

7. SOFTWARE DE CONTROL

El control de todo el circuito se realiza básicamente con el mismo programa presentado en [1], pero esta vez se introduce una rutina que decide apagar la hornilla cuando estamos por encima de la Temperatura de trabajo (T_t), o cuando estamos ΔT grados centígrados por debajo de la T_t y la temperatura del medio dada por el termopar esta subiendo; la rutina enciende la hornilla cuando estamos ΔT grados centígrados por debajo de la T_t y la temperatura del medio dada por el termopar esta bajando; en cualquier otra situación enciende la hornilla. El encendido o apagado se hace mandando un 1 lógico (5 voltios) ó un 0 lógico (0 voltios) a través del pin 1 del puerto paralelo. El programa necesita como parámetros T_t , ΔT , y el tiempo que dura el encendido o el apagado.

8. DOS EJEMPLOS

A continuación mostramos los datos obtenidos mediante este sistema de control de temperatura. El baño consistió en un vaso de agua, y el elemento calefactor fue una hornilla. La unión de referencia del termopar se dejó a temperatura ambiente, y la otra se introdujo en el baño junto con un termómetro, para asegurarnos del grado de estabilidad logrado por el sistema. Los resultados se muestran en las figuras 4 y 5.

9. CONCLUSIONES

Se ha desarrollado un sistema que es capaz de mantener la temperatura de un baño dentro de un margen de 1°C . Debido a que todos los componentes utilizados son estándar, y que se pueden conseguir fácilmente en el mercado local, su costo es muy económico ($\sim 22\$$). Y no sólo eso, sino que puede ser modificado y ampliado a futuro, o incorporarlo a otros sistemas de control que dependan para su funcionamiento del parámetro temperatura.

Esta es la principal ventaja que representa abordar el problema tecnológico desde sus bases, conocimiento y versatilidad, y por lo tanto, bajos costos económicos y cierto grado de autonomía.

REFERENCIAS

- [1] Oscar Cubero, 2001. *Adquisición de datos a través del puerto paralelo de una PC: aplicación a un espectrofotómetro*. Número Revista Boliviana de Física.
- [2] Harry N. Norton, 1995. *Sensores y analizadores*. Ed. Gustavo Gilli, S.A., Barcelona.

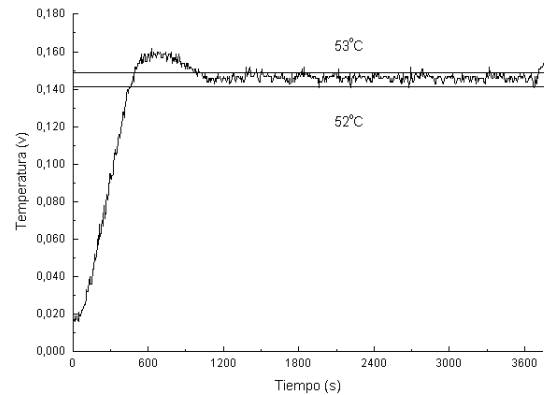


Figura 4. La estabilidad se alcanza en unos 20 minutos, manteniéndose la temperatura del baño dentro de un margen de 1°C

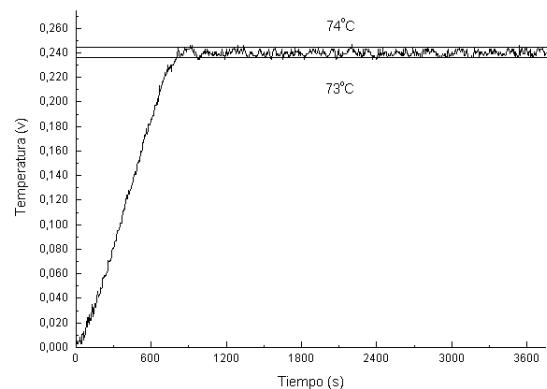


Figura 5. La estabilidad se alcanza en unos 15 minutos, manteniéndose la temperatura del baño dentro de un margen de 1°C

- [3] www.national.com
- [4] www.semiconductor.philips.com
- [5] www.fairchildsemi.com

PRIMERA APROXIMACIÓN A LA ACÚSTICA DE LA “TARKA”

Gérard A.

*Laboratorio de Acústica - Carrera de Física
Universidad Autónoma Tomás Frías
Potosí-Bolivia*

RESUMEN

La tarka es una flauta recta andina con canal portaviento de insuflación, de sonido ronco, gritón y temblante que se toca por “tropas” desde Todo Santos hasta Carnaval. En las tropas, por lo general se mezclan dos tamaños la taika (grande) y la mala (pequeña) afinadas con un intervalo de quinta casi justa en el caso estudiado.

Se ha medido las alturas de sonido sucesivas de una decena de tarkas “Ullara”, que forman una “tropa” y se ha podido evidenciar que por lo general las melodías son pentatónicas en modo “b” menor según D’Harcourt [D’Harcourt, 1925, 1959].

Existe bastante dispersión entre las alturas paralelas de los diferentes instrumentos de un mismo tamaño, esta discrepancia varía de 45 a 80 cents para las taikas. Estas “desigualdades” provocarán pulsaciones (batimientos) al tocar los instrumentos en paralelo. Sin embargo si se compara el comportamiento promedio de las taikas y de las malas se observa una gran similitud. El intervalo entre las dos primeras notas es mayor que el tono bien temperado, es de 231 cents en las taikas y 225 cents en las malas (en promedio). Los intervalos entre las digitaciones 2 y 4 por una parte y 5 y 7 por otra parte son de tercera menor y fluctúan entre 297 y 330 cents. Las notas intermedias tradicionalmente no utilizadas (digitación 3 y 6), si es que formarían con las demás una escala diatónica mayor deberían encontrarse a 100 cents de la nota superior (un semitono) y 200 cents de la nota inferior pero no es el caso, los intervalos superiores e inferiores con estas notas fluctúan entre 133 y 187 cents lo que parece indicar que estas estarían aproximadamente al medio de este intervalo de tercera formando intervalos estadísticamente próximos a 150 cents. Las demás segundas mayores fluctúan entre 174 y 200 cents.

Estos resultados no permiten todavía presentar un modelo de escala (sucesión de alturas de sonido).

1. INTRODUCCIÓN

1.1. DEFINICIÓN

La tarka es un instrumento musical clasificado en los aerófonos, instrumentos de viento propiamente dichos, donde el aire esta confinado dentro del mismo instrumento, instrumentos de bisel o flautas, flautas con ducto portaviento interno (de la boquilla) es decir incluido dentro del mismo instrumento, de un solo tobo recto, con los extremos abiertos y perforaciones laterales para la digitación. Hornbostel y Sachs le dan el número de clasificación 421.221.12 (de [Sachs, von Hornbostel, 1985]). El sonido proviene de la oscilación del chorro de viento sobre el bisel asociado al campo acústico del tubo cuya longitud efectiva es cambiada mediante la apertura u oclusión por los dedos de los orificios laterales.

abc

1.2. DESCRIPCIÓN

La tarka es entonces un flauta recta, de pico. Principalmente circulan dos tipos : las que vienen de Walata Grande (prov. Omasuyus de La Paz) y las que son fabricadas en Pampa Aullagas (prov. Avaroa del departa-

mento de Oruro). Las que provienen de Walata Grande son talladas en una gruesa madera de mara de sección externa rectangular, mientras que las que son de Pampa Aullagas son de madera blanca tarko (jarka), más gruesa todavía y de sección transversal un poco ovalada.

Una “tropa” de tarkas es una docena de instrumentos que serán interpretadas por los músicos de la comunidad junto a un bombo tipo banda y un tambor. En los departamentos de Oruro y La Paz, la tropa esta compuesta por doce taikas (instrumento grande) y dos malas (instrumento pequeño) que tocan a la quinta justa paralela (con digitaciones idénticas en los dos tamaños). La mala (la pequeña) tiene una longitud acústica que vale $2/3$ de la longitud de la taika lo que da lugar a una escala paralela que se ubica aproximadamente a la quinta justa ascendente de la taika (es decir frecuencias que valen $3/2$ de las frecuencias de la taika). Anteriormente se utilizaba también un tercer tamaño más pequeño todavía llamado tiple que actualmente esta en total desuso. En Potosí, por lo general solo se tañen entre tres y seis tarkas de un único tamaño (taikas) acompañadas solo por un bombo (no hay mala en la tropa).

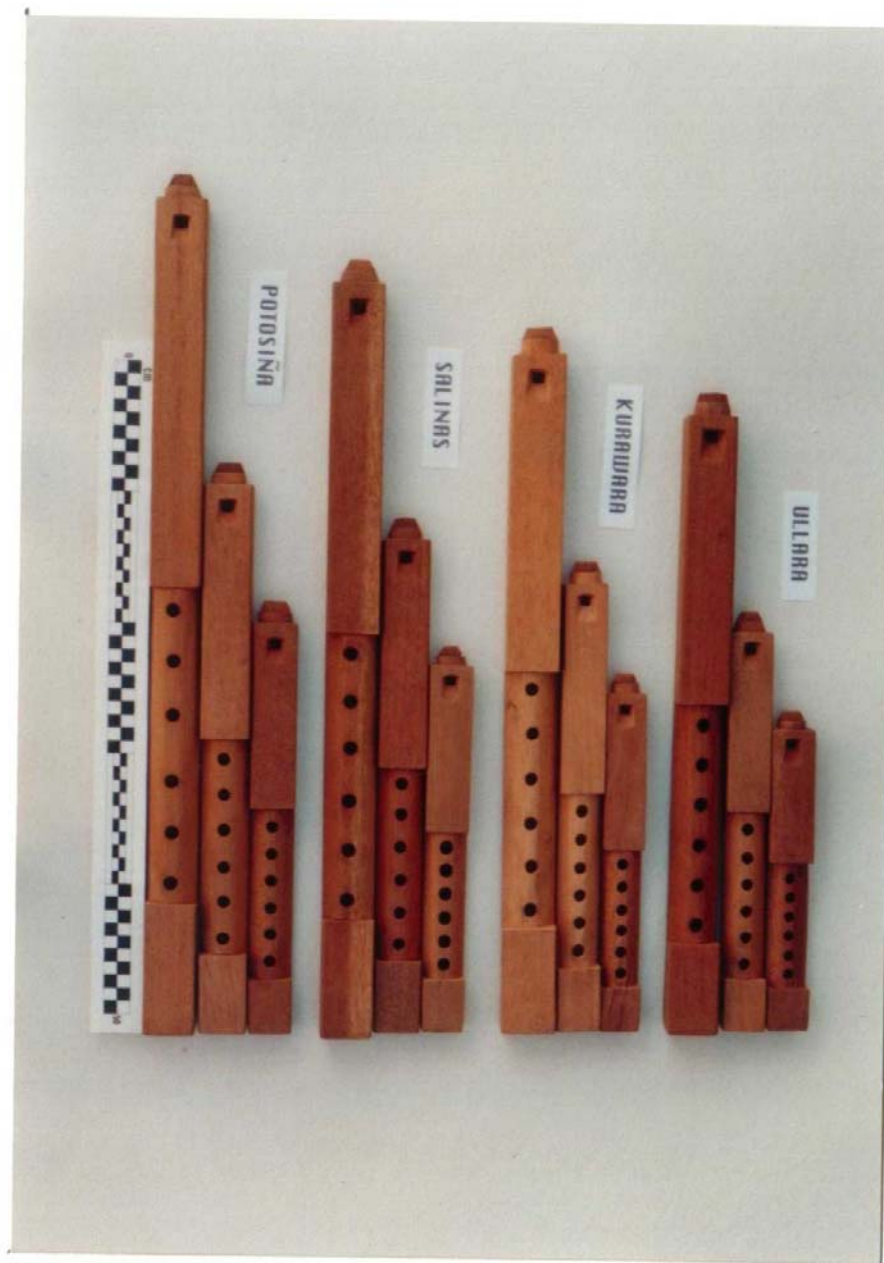


Figura 1. Las diferentes “tropas” de tarkas : Ullara (1), Kurawara (2) ,Salinas (3) y Potosiña (4). Cada vez se muestra el tiple (no considerado en este trabajo), la mala y la taika.

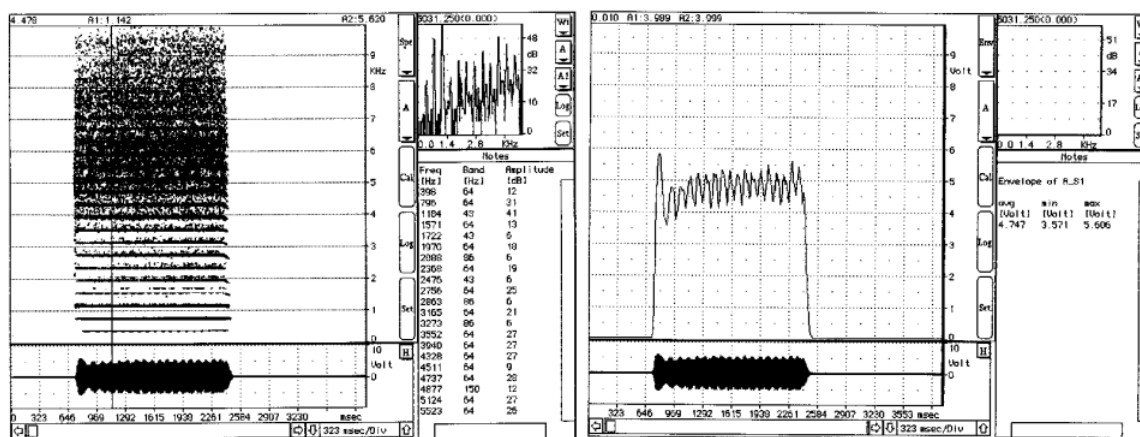


Figura 2. Sonograma e Intensidad del sonido “tara” de una tarka taika Ullara con digitación 2, es la nota Sol0+26 cents (398 Hz). Se nota el redoble sobre los armónicos 1, 4 y siguientes.

Existen varios tipos de tropas diferentes (diferentes afinaciones). Cada región o comunidad tiene sus preferencias, usar tal o cual tipo de tropa es una manera de distinguirse étnicamente de las demás regiones o comunidades. Las tropas más conocidas, ordenadas desde el tamaño menor hacia el tamaño mayor, son las tropas Ullara, Kurawara, Salinas, Potosiña y Wallpara (esta última en desuso).

1.3. ALGUNOS DATOS ETNOMUSICOLÓGICOS

La tarka se toca por tropa, a la vez se canta y se baila, generalmente en épocas de carnaval (anata en aymará, phujllay en quechua). Por esta razón se la suele denominar también anata. La danza o género generalmente tiene la denominación de tarkeada. Como todas las flautas de pico (pinkillos, rollanos, etc...) es un instrumento de tiempo de lluvia (“para mit’a”) que esta relacionado con las “almas” que conviven con los vivos desde Todos Santos hasta el carnaval y por esta razón se la interpreta también en Todosantos, momento en que se reciben a las almas de los difuntos que vienen a visitar nuestro mundo kaypacha. Algunos “comunarios” (comunero andino) opinan que el sonido mantiene alejado al sajra (ente extrahumano de tipo diabólico) de la comunidad mientras se realiza la fiesta para que no tiente a la gente y no realice sus fechorías y maleficios [van den Berg, 1990].

En todo el Norte de Potosí, una parte de Cochabamba y de Chuquisaca, todavía sobrevive un pinkillo que creemos podría ser el ancestro de la Tarka. Su tropa esta compuesta de varios tamaños llamados: machu tara, q’ewa, tara, q’ewita y tarita, que de igual manera se interpretan de Todosantos a carnaval (incluyendo a la Navidad) y cuyo sonido se aproxima mucho al de la tarka. Henry Stobart [Stobart, 1992] encontró una significación interesante a la palabra tara. Tara define a las cosas que son dobles, gemelas: dos papas atadas, dos cerros contiguos, recipientes dobles, etc... y en el caso del pinkillo se refiere al sonido que sería doble. Es de recalcar que tanto los pinkillos de Carnaval (“tara” y “q’ewa”) co-

mo las tarkas tienen un sonido por demás particular: es ronco, gritón, pulsante, estridente y sin lugar a duda este sonido pertenece a la estética genuina de los pueblos centro-andinos!!

Ahora véanse la transmutación semántica :

TARA (doble: sonido de pinkillos de madera del Norte Potosí)→TARAKA (nombre a veces utilizado para la tarka según Jesús Lara [Lara, 1971])

→TARKA (nombre actual del instrumento moderno).

Se ha podido verificar en múltiples oportunidades que los comuneros al probar los instrumentos cuando los compran, averiguan si tienen tara o no, refiriéndose a este sonido peculiar, y sólo comprarán los que tienen este sonido pulsante-vibrante bien marcado. La palabra tara entonces se refiere precisamente al tipo de sonido!!

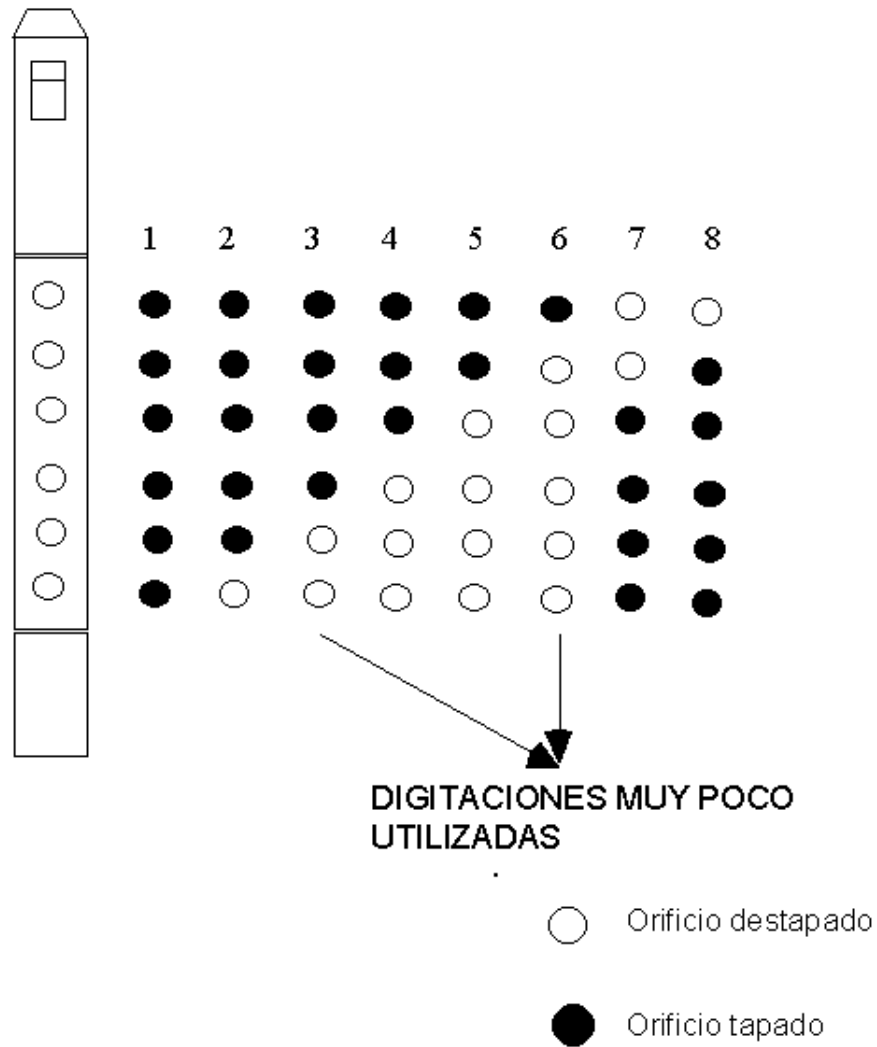
En un anterior trabajo se ha presentado ya un primer análisis acústico de este sonido peculiar [Gérard, 1997], se mostró entonces que se trata de una multifonía en forma de redoble [Castellengo, 1982] sobre los armónicos 1, 4, 5, y siguientes que se escucho como un sonido estridente, con varios parciales audibles y de intensidad periódicamente fluctuante.

2. ALTURAS DE SONIDO - DIGITACIONES

No obstante, esta vez lo que más nos interesa es la sucesión de alturas de sonidos relativas (diferencia de los logaritmos de las frecuencias) correspondientes a las digitaciones tradicionales del instrumento. Para la nomenclatura véase el anexo.

En la Tabla 1 se muestra el resultado de las mediciones de las alturas de sonido de una tropa (10 instrumentos aquí) de tarkas Ullara realizado con el tuner. La tropa ha sido fabricada por un artesano desconocido de Walata Grande (provincia Omasuyos de La Paz).

Las mediciones fueron realizadas con una temperatura medio ambiente de 20oC. La Tabla 2 y las figuras 4 y 5 muestran las alturas promediadas para cada di-



Dig. 1	Dig. 2	Dig. 3	Dig. 4	Dig. 5	Dig. 6	Dig. 7	Dig. 8
F_0-40	G_0-10	$A_{b0}+50$	$B_{b0}-10$	$C_{+1}-30$	$D_{+1}-50$	$E_{b+1} 0$	$F_{+1}-15$
Tara	tara	tara	no tara	tara	no tara	tara	tara

Figura 3. Alturas promedias aproximadas que corresponden a las digitaciones indicadas en el esquema y señalización de la “tara” de una tropa de tarkas Ullara.

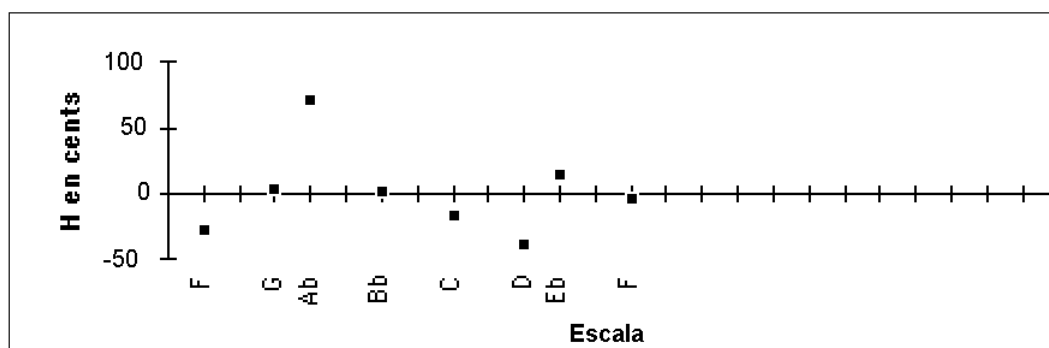


Figura 4. Comportamiento promedio de la escala de las tarkas taika relativamente a la escala bien temperada con diapasón rectificado. $\langle H \rangle = -11 \text{ cents}$ es la desviación media de altura de sonido.

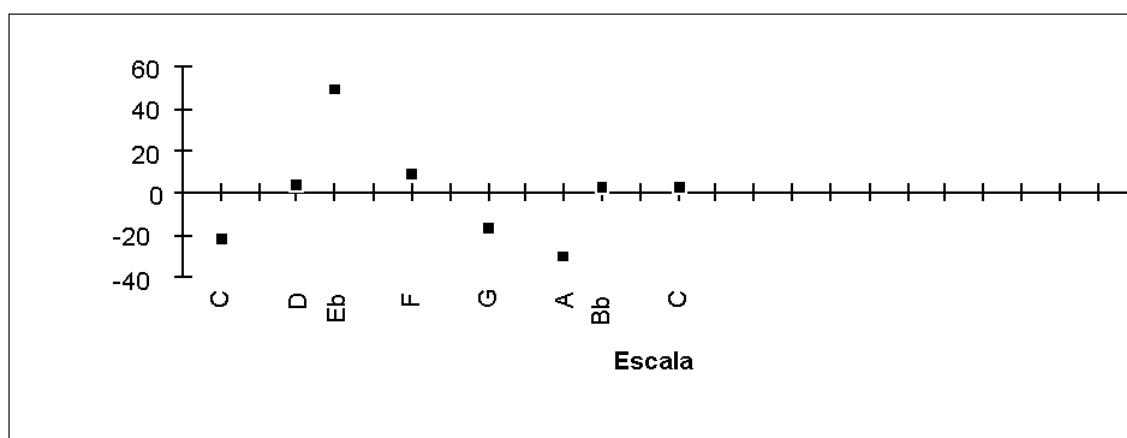


Figura 5. Comportamiento promedio de la escala de las tarkas malas relativamente a la escala bien temperada con diapasón rectificado. $\langle H \rangle = +5 \text{ cents}$ es la desviación media de altura de sonido.

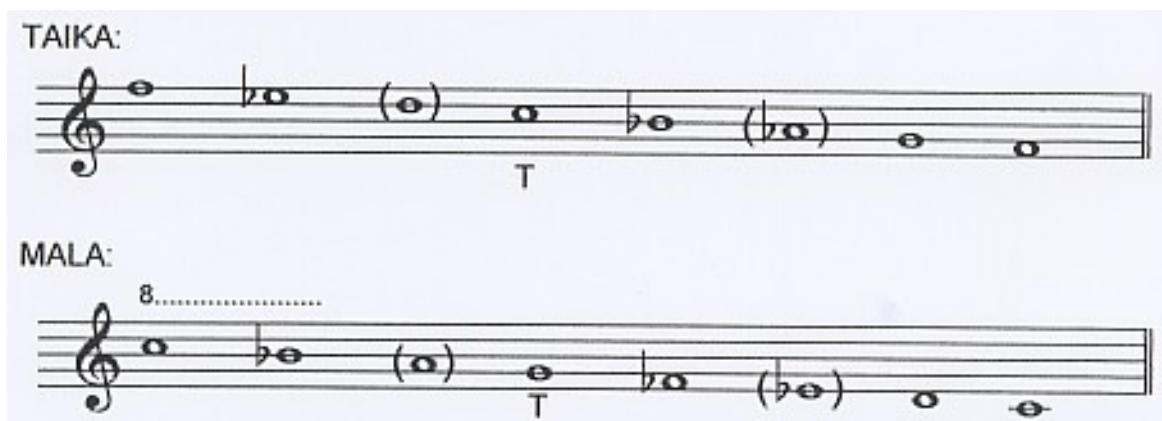


Figura 6. Pentagramas que muestran las escalas aproximadas de los dos tamaños de la tarka Ullara: “taika” (grande) y “mala” (pequeña).

TABLA 1

ALTURAS DE SONIDO (EN CENTS) , FRECUENCIAS CORRESPONDIENTES (EN HZ) Y APRECIACIÓN AUDITIVA DE LA TARA DE LA TROPA DE TARKAS ULLARA MEDIDAS.

	<u>Tarka</u> Taika 1	<u>Tarka</u> Taika 2	<u>Tarka</u> Taika 3	<u>Tarka</u> Taika 4	<u>Tarka</u> Taika 5	<u>Tarka</u> Taika 6	<u>Tarka</u> Taika 7	<u>Tarka</u> Taika 8	<u>Tarka</u> Mala 1	<u>Tarka</u> Mala 2
<u>Dig. 1</u>	F ₊₁ +15	F ₀ - 40	F ₀ - 50	F ₊₁ - 25	F ₀ - 48	F ₀ - 50	F ₀ - 65	F ₀ - 40	C ₊₁ -18	C ₊₂ -15
<u>Frc/Hz</u>	692	341	339	688	339.5	339	336	341	517.6	1037
<u>Timbre</u>	tara	tara	tara	tara	Tara	tara	tara	s. mult.	tara	tara
<u>Dig. 2</u>	G ₀ +10	G ₀ +20	G ₀ +15	G ₀ -15	G ₀ +15	G ₀ -12	G ₀ - 40	G ₀ - 50	D ₊₁ +25	D ₊₁ -7
<u>Frc/Hz</u>	394.3	396.6	395.4	388.6	395.4	389.3	383,0	380.8	596.6	585.6
<u>Timbre</u>	tara	tara	tara	tara	Tara	tara	tara	s. mult.	tara	tara
<u>Dig. 3</u>	<u>Ab₀+50</u>	<u>Ab₀+80</u>	<u>Ab₀+75</u>	<u>Ab₀+45</u>	<u>Ab₀+75</u>	<u>Ab₀+30</u>	<u>Ab₀+10</u>	<u>Ab₀+40</u>	<u>Eb₊₁+70</u>	<u>Eb₊₁+38</u>
<u>Frc/Hz</u>	427.5	434.9	433.7	426.2	433.7	422.6	417.7	425.0	647.7	635.8
<u>Timbre</u>	tara	tara	tara	tara	Tara	tara	tara	tara mal	tara	tara
<u>Dig. 4</u>	Bb ₀ 0	Bb ₀ +30	Bb ₀ -5	Bb ₀ -20	Bb ₀ -20	Bb ₀ -10	Bb ₀ - 45	Bb ₀ -10	F ₊₁ +22	F ₊₁ +5
<u>Frc/Hz</u>	466.0	474.1	464.7	460.6	460.6	463.3	454.0	463.3	706.9	700.0
<u>Timbre</u>	no tara	no tara	no tara	t. lenta	No tara	t. lenta	no tara	no tara	no tara	no tara
<u>Dig. 5</u>	C ₊₁ -30	C ₊₁ +5	C ₊₁ -15	C ₊₁ -30	C ₊₁ -20	C ₊₁ -55	C ₊₁ -50	C ₊₁ -18	G ₊₁ 0	G ₊₁ -25
<u>Frc/Hz</u>	514.0	521.5	518.5	514.0	517.0	506.6	508.1	517.6	784.0	772.8
<u>Timbre</u>	tara	tara	tara	tara	Tara	tara	tara	tara	tara	tara
<u>Dig. 6</u>	D ₊₁ -25	D ₊₁ -20	D ₊₁ -55	D ₊₁ -55	D ₊₁ -55	D ₊₁ -65	D ₊₁ -60	D ₊₁ -55	A ₊₁ -25	A ₊₁ -25
<u>Frc/Hz</u>	579.6	581.2	569.6	569.6	569.6	566.3	568.0	569.6	867.4	867.4
<u>Timbre</u>	no tara	no tara	no tara	no tara	No tara	no tara	no tara	no tara	no tara	no tara
<u>Dig. 7</u>	<u>Eb₊₁+20</u>	<u>Eb₊₁+30</u>	<u>Eb₊₁+25</u>	<u>Eb₊₁-18</u>	<u>Eb₊₁+35</u>	<u>Eb₊₁-50</u>	<u>Eb₊₁-15</u>	<u>Eb₊₁ 0</u>	Bb ₊₁ +30	Bb ₊₁ -15
<u>Frc/Hz</u>	629.2	632.9	631.0	615.6	634.7	604.3	616.6	622.0	948.3	924.0
<u>Timbre</u>	tara	tara	tara	tara	Tara	no tara	tara	tara	no tara	no tara
<u>Dig. 8</u>	F ₊₁ -10	F ₊₁ 0	F ₊₁ +20	F ₊₁ -20	F ₊₁ -5	F ₊₁ -15	F ₊₁ -50	F ₊₂ -28	C ₊₃ +15	C ₊₂ 0
<u>Frc/Hz</u>	694.0	698.0	706.1	690.0	696.0	692.0	678.1	686.8	2074.9	1046.0
<u>Timbre</u>	tara	tara	tara	tara	Tara	tara	tara	no tara	no tara	no tara

TABLA 2

ALTURAS MEDIAS, DESVIACIÓN ESTÁNDAR Y DISCREPANCIA MÁXIMA (RECORRIDO).

TAIKAS	DIG. 1	DIG. 2	DIG. 3	DIG. 4	DIG. 5	DIG. 6	DIG. 7	DIG. 8
Altura media Cents	F ₀ -38	G ₀ -7	<u>Ab</u> ₀ +51	Bb ₀ -10	C ₊₁ -27	D ₊₁ - 49	<u>Eb</u> ₊₁ +3	F ₊₁ -14
σ Cents	±24	±27	±25	±21	±19	±17	±30	±21
Δ_{MAX} cents	80	70	70	75	60	45	85	70
Altura rectific.	F ₀ -27	G ₀ +4	<u>Ab</u> ₀ +72	Bb ₀ +1	C ₊₁ -16	D ₊₁ -38	<u>Eb</u> ₊₁ +14	F ₊₁ -3

TABLA 3

INTERVALOS SUCESIVOS PROMEDIO DE LAS TARKAS TAIKAS.

Intervalo	F - G	G - <u>Ab</u>	<u>Ab</u> - Bb	Bb - C	C - D	D - <u>Eb</u>	<u>Eb</u> - F
cents	231	158	139	183	178	152	183

TABLA 4

ALTURAS MEDIAS, DESVIACIÓN ESTÁNDAR Y DISCREPANCIA MÁXIMA (RECORRIDO).

MALAS	DIG. 1	DIG. 2	DIG. 3	DIG. 4	DIG. 5	DIG. 6	DIG. 7	DIG. 8
Altura media Cents	C ₊₁ -16	D ₊₁ +9	<u>Eb</u> ₊₁ +54	F ₊₁ +14	G ₊₁ -12	A ₊₁ - 25	<u>Bb</u> ₊₁ +8	C ₊₂ +8
σ Cents	±2	±23	±23	±14	±18	0	±32	±11
Δ_{MAX} cents	3	32	32	17	25	0	45	15
Altura rectific. Cents	C ₊₁ -21	D ₊₁ +4	<u>Eb</u> ₊₁ +49	F ₊₁ +9	G ₊₁ -17	A ₊₁ - 30	<u>Bb</u> ₊₁ +3	C ₊₂ +3

TABLA 5

INTERVALOS SUCESIVOS PROMEDIO DE LAS TARKAS MALAS.

Intervalo	C - D	D - <u>Eb</u>	<u>Eb</u> - F	F - G	G - A	A - Bb	Bb - C
cents	225	145	160	174	187	133	200

gitación dentro de la tropa y el comportamiento de las escalas relativamente a las escalas bien temperadas.

Los intervalos sucesivos (taikas) se muestran en la Tabla 3.

Los intervalos sucesivos (malas) se muestran en la Tabla 5.

3. CONCLUSIONES

Es de remarcar que como en casi todas las tropas de instrumentos de los Andes bolivianos se deja ciertas desigualdades en las alturas de sonido (frecuencias) paralelas. Este hecho está cuantificado mediante la discrepancia máxima (recorrido) simbolizado por Δ_{MAX} . Notamos de que esta discrepancia varía de 45 a 80 cents para las taikas. Estas “desigualdades” a su vez provocarán pulsaciones (batimientos) al tocar los instrumentos en paralelo. Este hecho lo constatamos ya en las diferentes flautas andinas bolivianas [Gérard, 1999].

La escala de las taikas es de Mi b mayor, sin embargo se toca sobre su relativa menor, es decir Do menor, pero en el modo pentatónico, “b” menor según D’Harcourt [D’Harcourt, 1925 y 1959]. Lo que explica la no utilización de las notas que corresponden a las digitaciones 3 y 6, es decir las notas La b y Re. Para las “malas” la escala es de Si b mayor pero se toca sobre el modo relativo menor pentatónico (“b” menor) (Sol menor) con la misma observación que las taikas, pues las digitaciones 3 y 6 que corresponde a las notas Mi b y La no se utilizan. La taika y la mala están aproximadamente afinadas a la quinta ascendente paralela con una diferencia promedio de 16 cents = (5 -(-11)) cents.

Entonces las escalas son respectivamente de Do menor (modo “b” menor según D’Harcourt) para la taika y sol menor (modo “b” menor) para la mala. Las 2 notas que raramente se tocan (las notas que están entre paréntesis) y que no pertenecen a la escala pentatónica, deberían formar semitonos en la escala temperada; sin embargo hacen un intervalo mucho mayor al semitono bien temperado (100 cents), ya sea un intervalo que varía al azar entre 133 y 158 cents. Pareciese que esta nota estaría estadísticamente al medio, es decir distante de 150 cents (en promedio) con las notas vecinas superior e inferior (la mitad de 300 cents que corresponde a una tercera menor). También se advierte que el intervalo entre las dos primeras alturas (digitaciones 1 y 2) es mayor a una segunda mayor temperada (200 cents): 231 cents en las taikas y 225 cents en las malas (en promedio). Los otros intervalos de segunda son de 183 y 182 cents en la taikas y 174 y 200 cents en las malas con una marcada tendencia a ser menor que el tono temperado de 200 cents.

Los intervalos de tercera menor, que provienen de un salto sobre dos orificios (es el caso de las digitaciones no utilizadas 3 y 6 que son representadas con notas entre paréntesis), son de: $158 + 139 = 297$ cents; $178 + 152 = 330$ cents; $160 + 145 = 305$ cents; $187 + 133 = 320$ cents donde la segunda tercera parece algo mayor que la primera.

En las representaciones gráficas de las comparaciones de las escalas nativas de las tarkas con la escala bien temperada (figura 4 y 5) se nota que los dos comportamientos de escala son absolutamente similares!!

Quizás, se trate de algo parecido al caso del suri-siku [Gérard, 2000], es decir nuevamente una tendencia hacia un intervalo único de 171,4 cents en los promedios. En lo que sigue del trabajo (que recién se está iniciando) se tendría que medir y analizar un gran número de tropas para comprobar si esta fluctuación es estocástica o no. Pero de todas maneras ya se puede afirmar que el semitono encontrado es mayor que el semitono bien temperado y el tono es menor (en promedio) que su similar temperado. Es todavía muy temprano para lanzar un modelo de comportamiento de las sucesiones de alturas de sonido en el caso de este instrumento.

Por otro lado, la tarka se caracteriza por su peculiar sonido llamado “tara” por los comuneros. El análisis de este sonido nos ha mostrado las siguientes particularidades: es un sonido rico, con una serie armónica numerosa (24 armónicos discernible), contiene además sobretonos anarmónicos (parciales) y todos ellos de intensidades casi iguales, pero también una fuerte zona de ruido de escurreamiento ubicada entre 4 y 10 KHz. El tercer armónico es el de mayor intensidad lo que provoca un sonido a la quinta. Es un sonido multifónico que además muestra el efecto de redoble sobre los armónicos 1, 4 y siguientes. [Gérard, 1997], [Castellengo, 1982].

ANEXO: LA NOMENCLATURA UTILIZADA

Para las alturas de sonido se ha escogido la denominación sajona, es decir: C = Do; D = Re; E = Mi; F = Fa; G = Sol; A = La; B = Si. El subíndice se refiere a la octava, donde 0 es la octava central La = 440Hz. El número que sigue con signo + o - es el número de cents por encima o por debajo de la altura fija indicada en que 100 cents equivalen a 1 semitono bien temperado.

REFERENCIAS

- [1] Borrás Gérard. Les Aérophones Traditionnels Aymaras dans le Département de La Paz (Bolivie). Tesis de doctorado - Universidad de Toulouse - le - Mirail, Toulouse 1995
- [2] De Lucca, Manuel. Diccionario Práctico Aymara-Castellano. Enciclopedia Boliviana, Ediciones Los Amigos del Libro, Cochabamba 1987
- [3] González Holguín, Diego. Vocabulario de la lengua general de todo el Perú llamada lengua Qquichua o del Inca. Edit. Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Lima 1989
- [4] van den Berg, Hans. La Tierra no da así no más - Los Ritos Agrícolas en la Región de los Aymaras. HISBOL-UCB/ISET, La Paz 1990
- [5] Bertonio, Ludovico. Vocabulario de la Lengua Aymará. Manuscrito 1612. Transcripción y edición “Radio San Gabriel” , Biblioteca del Pueblo Aymará, La Paz 1993
- [6] Bouasse, H. Instruments à Vent (tomo I y II). Albert Blanchard, Paris 1986
- [7] Bouasse, H. Tuyaux et Résonateurs. Albert Blanchard, Paris 1986
- [8] Castellengo, Michèle. Sons Multiphoniques aux Instruments à Vent. Rapports IRCAM. N° 34/82, Paris 1982

- [9] Cavour A., Ernesto. Instrumentos Musicales de Bolivia. Producciones CIMA, La Paz 1994
- [10] D'Harcourt, Raoul y Marguerite. La Musique des Aymaras sur les Hauts Plateaux Boliviens. Société des Américanistes, nouvelle série, Tomo XLVIII, pp. 5-133, Paris 1959
- [11] D'Harcourt, Raoul y Marguerite. La Musique des Incas et ses Survivances. Librairie Orientaliste Paul Geuthner, Paris 1925
- [12] Gérard, Arnaud. Acústica de las Siringas Andinas de uso actual en Bolivia. Tomo 1 y 2. Informe de Investigación U. A. T. F. , mimeografiado. Potosí, 1999
- [13] Gérard, Arnaud. Acústica de los ayarachis, una original sucesión de alturas de sonido. En: Revista Boliviana de física N° 4, año 4, Instituto de Investigaciones Físicas UMSA y Sociedad Boliviana de Física, La Paz 1998
- [14] Gérard, Arnaud. Acústica del suri-siku. Una genial acomodación de alturas de sonido que permite una multipentafonía. En: Revista Boliviana de Física, N° 6, septiembre 2000, pp. 68-78, Instituto de Investigaciones Físicas UMSA y Sociedad Boliviana de Física. La Paz, 2000
- [15] Gérard, Arnaud. Multifonías en Aerófonos Andinos de Bolivia. En: Revista Boliviana de Física, UMSA, N° 3, año 3, julio, pp. 40-59, La Paz 1997
- [16] Kinsler, Frey, Coppens, Sanders. Fundamentals of Acoustics. John Wiley & Sons, Nueva York 1982
- [17] Lara, Jesús. Diccionario Qheshwa-Castellano. Enciclopedia Boliviana, Ed. Los Amigos del Libro. La Paz 1971
- [18] Leipp, Emile. Acoustique et Musique. Masson, París 1984
- [19] Matras, Jean-Jacques. Le Son. PUF, Francia 1977
- [20] Sachs, von Hornbostel. Ensayo de una Clasificación Sistemática de los Instrumentos Musicales. Traducción de "Systematik der Musikinstrumente" por Egberto Bermudez en: Revista Colombiana de Investigación Musical, Vol.1, N°1, enero-junio, Colombia 1985
- [21] Stobart, Henry. Tara and Q'iwa - Worlds of Sounds and Meaning. En: Cosmología y Música en los Andes, Edit. : Max Peter Baumann - International Institute for Traditional Music, Vervuert Iberoamericana, pp. 67 - 81, Berlin 1996

REALIDAD ACÚSTICA EN AMBIENTES ACADÉMICOS DE ENSEÑANZA MEDIA

Silva C.R., Rojas M.C., Mario F.R., López D.E.

*Facultad de Ciencias
Universidad de Playa Ancha
Casilla 34-V, Fax 32- 286713, rsilva@upa.cl, Chile*

RESUMEN

El proceso de enseñanza - aprendizaje a cualquier nivel de enseñanza, especialmente en enseñanza media, debe realizarse en un ambiente agradable, especialmente en lo acústico, para que, tanto profesores como alumnos puedan lograr su mejor rendimiento. Situación que parece no darse en la comuna de Viña del Mar. La propuesta de este trabajo es una investigación realizada para conocer cuantitativamente la calidad acústica en que se encuentran los establecimientos educacionales de enseñanza media municipalizados de la comuna de Viña del Mar.

1. INTRODUCCIÓN

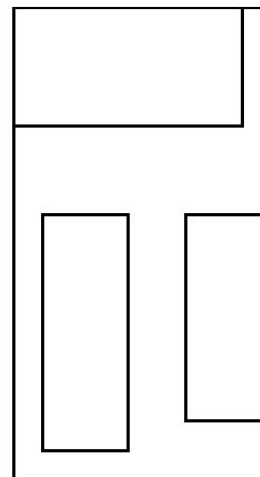
El ruido, sin duda, será el contaminante de mayor relevancia en la próxima década, especialmente en las grandes ciudades. Las principales fuentes generadoras de ruido provienen del tráfico vehicular, especialmente el producido por la locomoción colectiva, sin dejar de mencionar a otras fuentes fijas, tales como: industrias, empresas, talleres mecánicos, obras públicas y actividades urbanas comunitarias, etc. Al interior de los establecimientos educacionales, también existen fuentes generadoras de ruido. Se pueden mencionar: aparatos electrodomésticos, personas, instalaciones sanitarias, instalaciones eléctricas, instalaciones de calefacción o ventilación, vertederos de basura, estructurales etc. Esto hace que el ambiente en que se desarrolla el proceso educativo, no sea el más adecuado y favorable.

La exposición prolongada a altos niveles de ruido en la población, produce o altera cambios psíquicos, que se manifiestan por conductas agresivas, poco tolerantes, propensas a estrés, a problemas digestivos, de circulación sanguínea, dolores de cabeza, etc.. En cuanto, al rendimiento académico, se ha comprobado, según investigaciones realizadas en países europeos, que los niveles de ruido en el interior de una sala de clase no debe superar los 45 decibeles. Por sobre ese valor, el aprendizaje se encuentra notoriamente afectado. Las normas sugieren que los niveles ideales para el ruido de fondo en las salas de clases no sean superiores a los 30 decibeles. Por otra parte, estudios aconsejan que los ruidos externos en los establecimientos educacionales, calles que lo circundan, no sobrepasen los 70 decibeles.

Por tal razón, ésta investigación, se ha planteado los siguientes objetivos:

- . Determinar los niveles de ruido externo a los liceos municipalizados de la comuna de Viña del Mar.
- . Determinar el flujo vehicular en los entornos de los liceos y sus características

Alvarez



Montaña

Figura 1.

- . Determinar los niveles de ruido al interior de las aulas de clases
- . Visualizar vías de solución para este contaminante.

2. MARCO TEÓRICO

Un tipo de estudio acústico de esta naturaleza queda sujeto a una serie de niveles que deben estar en relación con normas y reglamentos que determinan los estados y

TABLA 1
DISTRIBUCIÓN DE LOS NIVELES DE RUIDO Y DEL FLUJO VEHICULAR DURANTE EL DÍA, CALLE ALVAREZ.

Hora	Leq	Lmá	Lmi	L10	L50	L90	Liv	Pes	Total
8	69.1	89.8	55.3	72	65.5	59.5	508	148	656
9	68.1	88.3	56.3	71	64.5	60	456	132	588
10	69.2	93.4	57	71.5	65.5	61	320	92	412
11	68.3	83.1	51.9	71.5	65	58	540	60	600
12	67.9	89.7	51.9	70.5	65	59	692	44	736
13	68	89.6	51.9	71.4	65.1	58.6	676	48	724
14	68.2	83.2	51.8	71.3	64.9	58.7	512	40	552
15	67.3	83.2	51.6	70.3	63	57.3	368	36	404
16	67.4	83.2	51.9	70.4	63	57.4	380	40	420
17	68.1	84.1	52.2	71	63.5	58.3	420	48	468
18	68.6	84.5	52.5	72.3	63.7	59	432	56	488

TABLA 2
DISTRIBUCIÓN DE LOS NIVELES DE RUIDO Y DEL FLUJO VEHICULAR DURANTE EL DÍA CALLE MONTAÑA.

Hora	Leq	Lmá	Lmi	L10	L50	L90	Liv	Pes	Total
8	69	85.4	51.6	72	66.1	56.3	420	98	518
9	68.3	84.6	50.4	71.5	65	56	408	92	500
10	68.5	84.5	50.9	71.6	65.1	56.1	392	84	476
11	68.6	84.7	50.7	71.8	65.2	56.7	368	78	446
12	68.1	83.8	51	71.2	64.8	55.6	386	82	468
13	68.3	84.6	51.3	72.4	65.3	57	412	94	506
14	67.9	84.1	51.1	71.6	65.6	56.6	402	88	490
15	67.6	82.9	50.7	71.2	64.6	56.2	370	76	446
16	67.3	83.2	50.1	70.2	64.3	55.4	384	86	470
17	68.2	84.6	51.4	70.7	65.1	55.8	390	96	486
18	68.9	84.8	52	71.7	66	56.4	406	100	506

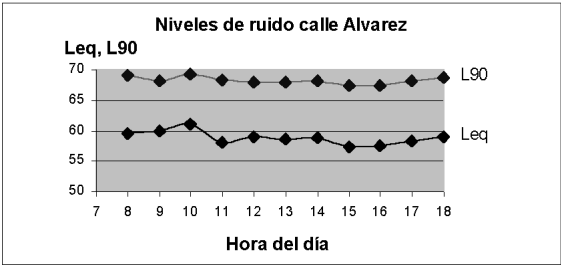


Figura 2. Leq, L90 durante el día, calle Alvarez.

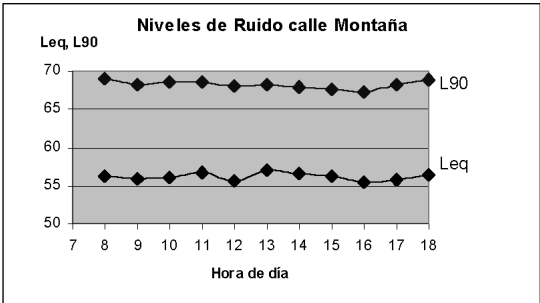


Figura 3. Leq, L90 durante el día, calle Montaña.

la organización mundial de la salud. Los niveles acústicos a determinar son:

Nivel sonoro continuo equivalente Leq

Es el nivel en dB (A) de un ruido constante hipotético, correspondiente a la misma cantidad de energía acústica que el ruido real considerado, en un punto determinado durante un período de tiempo T:

$$Leq = 10 \log \left(\frac{1}{T} \int_0^T 10^{NS/10} dt \right) dB(A) \quad (1)$$

Nivel sonoro Ln

Es un índice que se calcula mediante un análisis estadístico del ruido, siendo el nivel de ruido en dB (A), que sea a sobrepasado durante el N% del tiempo de medir.

L10 es el nivel de presión acústica en dB (A) que se sobrepasa durante el 10% del tiempo de observación.

L50 es el nivel de presión acústica en dB (A) que se sobrepasa durante el 50% del tiempo de observación.

L90 es el nivel de presión acústica en dB (A) que se sobrepasa durante el 90% del tiempo de observación (se usa para señalar el nivel ambiente o ruido de fondo).

Lmín es el nivel de presión acústica en dB (A) que se sobrepasa durante el 99% del tiempo de observación.

Lmáx es el nivel de presión acústica en dB (A) que se sobrepasa durante el 1% del tiempo de observación.

Nivel de contaminación sonora LNP

Es el índice en dB(A) obtenido a partir del nivel de ruido equivalente Leq, teniendo en cuenta la fluctuación de niveles. Tiene la ventaja de valorar la reacción subjetiva al ruido, y los inconvenientes de que se obtiene por métodos indirectos, y que el nivel medio L50 y la desviación típica no disminuyen de igual forma con la distancia.

$$LNP = Leq + 2.56\sigma \quad dB(A) \quad (2)$$

siendo σ , la desviación típica.

Si el ruido tiene una distribución gaussiana,

$$LNP = Leq + L10 - L90 \quad (3)$$

es un índice empírico en dB (A) que tiene en cuenta el valor del nivel sonoro L90 así como la dispersión:

$$TNI = 4(L10 - L90) + L90 - 30 \quad dB(A) \quad (4)$$

es válido para casos de poca circulación (inferior a 300 vehículos/hora). En los casos de circulaciones medias y altas se puede utilizar:

$$TNI = L50 + 9\sigma - 30 \quad dB(A) \quad (5)$$

Para hacer el estudio sobre los espectros de frecuencias, aportado por cada tipo de vehículo, y en cada una de las estaciones, se debe utilizar, las frecuencias centrales normalizadas de octavas (Norma UNE 74.002 - 78 entre 30 Hz y 5.000 Hz) que son:

31.5 63 125 250 500 1.000 2.000 4.000 (Hz)

3. ANÁLISIS DE RESULTADOS

El estudio acústico estuvo dirigido a los establecimientos educacionales de enseñanza media de la comuna de Viña del Mar, la que cuenta, con una población estudiantil cercana a las veinte mil alumnos, en ese nivel, y fue apoyado y patrocinado por la Ilustre Municipalidad de Viña del Mar, a través de su unidad de medio ambiente.

Los Liceos considerados en el trabajo son:

- 1 Liceo A - 33 , Guillermo Rivera
- 2 Liceo A - 36, de Niñas de Viña del Mar
- 3 Liceo A - 31, Gómez Carreño
- 4 Liceo A - 35 Miraflores

Para conocer el comportamiento del ruido y el flujo vehicular durante el transcurso del día, en cada una de las estaciones, se realizaron mediciones continuas de niveles de ruido, en cada una de las calles que circundan el establecimiento educacional, desde las 8 horas y hasta las 18 horas, horario que corresponde al período de clases. Los índices de sonidos son medidos por un decibelímetro marca Brüel & Kjaer tipo 2236.

Los flujos vehiculares se clasifican en livianos (automoviles, camionetas, furgones) y pesados (camiones, microbuses, pullman).

El liceo A-33 Guillermo Rivera tiene una población estudiantil cercana a los dos mil alumnos y sus edificación tiene la forma mostrada en la Figura 1.

En la Tabla 1, se muestran los resultados de los niveles de ruido, de la calle Alvarez.

Es interesante, por ver en una sola gráfica, el comportamiento de los niveles de ruido equivalente Leq y del ruido de fondo L90, para las diferentes horas del día, como una forma de comparación (Figura 2). La diferencia entre estos dos niveles puede identificarse con el ruido provocado por el tránsito vehicular.

Para la calle Montaña, los niveles de ruido son dados por la Tabla 2.

La representación gráfica de los Leq y L90 durante el día, de la calle Montaña, se muestra en la Figura 3.

Se debe destacar que, para los otros tres liceos restantes, se tiene una situación similar para el comportamiento del ruido externo.

En cuánto, al estudio acústico en el interior de los establecimientos educacionales, se eligieron las aulas de los liceos, con criterio acústico, es decir, según la ubicación que éstas tienen en él o los edificios del liceo.

Las mediciones de los niveles de ruido se realizaron por un tiempo de 15 minutos en cada una de las aulas de clases. Además, en cada una de ellas, se midieron los espectros de frecuencias para el sonido, según las normas antes mencionada. Los rangos de frecuencia del ruido, permiten sugerir que materiales de construcción deben emplearse para poder minimizar los efectos del ruido.

A continuación, en la Tabla 3, se muestran los valores obtenidos para los niveles de sonido en las salas de clases.

TABLA 3
RESUMEN DE LOS NIVELES DE RUIDO AL INTERIOR DE LAS AULAS DE CLASES.

Liceo A-33 Guillermo Rivera						
Sala	Leq	Lmáx	Lmín	L10	L50	L90
3	72.2	81	61.5	76	69.5	65.5
8	76.1	87.9	59.1	79	73.5	68.5
12	73.5	79.7	62.7	76	72.5	68.5
21	71	81.3	58.4	73.5	69	64.5
Biblio	65.8	81.5	53.9	69	62.5	58.5
Calle	68.3	84.6	50.4	71.5	65	56

Liceo A-31 Gómez Carreño						
Sala	Leq	Lmáx	Lmín	L10	L50	L90
5	70.3	83.5	51.6	73.5	68	63
9	70.3	88.4	46	73.5	67	57.5
13	72.2	91.1	51	75	68.5	62
17	67.8	87.1	45.5	71.5	64.5	58
Calle	60.4	79.9	44.4	59.5	50	46.5

Liceo A-36 Liceo de Niñas de Viña del Mar						
Sala	Leq	Lmáx	Lmín	L10	L50	L90
3	71.8	82.5	57.1	75.9	69.6	65.2
7	73.2	82.4	58.7	78.5	72.1	64.8
13	71.9	81.9	56.3	76.1	69.3	64.3
17	73.2	82.3	59.2	73.2	70	65.1
Calle	69.3	86.9	53.6	71.6	66	59

Liceo A-35 Miraflores						
Sala	Leq	Lmáx	Lmín	L10	L50	L90
12	70	89.8	50.2	73.5	64	56.5
16	74.9	88.5	48.6	78	72.5	65
21	74.3	91.3	52.2	77.5	69.5	64.5
Calle	68.3	79.2	56.4	71.5	65.5	61

4. CONCLUSIONES

De acuerdo a las tablas 1, 2 se puede establecer que los niveles de ruido externos a los liceos, representados por los Leq, en horarios de docencia (entre 8 y 18 horas) oscilan entre los valores que van de los 67,3 decibeles hasta los 69 decibeles. Niveles demasiados alto para un establecimiento educacional. Con esta variación es demasiada pequeña, refuerza el hecho de que el tipo de ruido sea permanente.

De igual manera, los L90, asociados al ruido de fondo, no dejan de ser preocupantes, ya que, abarcan valores de los 55,4 decibeles hasta los 61 decibeles. La diferencia con los Leq, se atribuye al ruido provocado por el tránsito vehicular. Situación que es claramente mostrada en las figuras 1, 2. En las figuras 1, 2, se puede apreciar con claridad, el comportamiento similar en ambas calles, en los niveles de ruido Leq durante el día, situación que se cumple también, para los otros establecimientos educacionales. Esto permite poder hacer una modelación, para predecir los niveles de ruido, con unas pocas mediciones.

Los flujos vehiculares, indicados en las tablas 1,2 no son los apropiados para una actividad docente. Incluso, en algunas calles adyacentes circula un vehículo cada de diez segundo, y uno de cada cuatro de ellos es pesado.

En cuánto, a lo que pasa con los niveles de ruido al interior de las aulas de clases, proporcionados por la Tabla 3, se puede afirmar que los Leq mayoritariamente superan los 70 decibeles, lo que confirma que el proceso de enseñanza-aprendizaje se realiza en un pésimo ambiente de trabajo, lo que seguramente es favorecido por lo alto niveles de ruido externo.

Al realizar las mediciones al interior de las aulas de clases se pudo apreciar con claridad que éstas, en su mayoría, no están acondicionadas acústicamente para los

finés que fueron construidas. Normalmente con murallas delgadas, pisos reflectantes, puertas y ventanales en mal estado, y con gran número de pupitres para el espacio disponible.

Por lo tanto, a manera de sugerencia, se recomienda que, ante la imposibilidad de reducir las fuentes generadoras de ruido, usar en sus clases una metodología basada en el constructivismo, que permita al docente liberarse de enfermedades tales como la disfonía, estrés, agotamiento, estado de anímicos, todos ellos causados por el ruido. Además, por supuesto, el buscar alternativa de mejorar el acondicionamiento de las aulas.

REFERENCIAS

- [1] Silva, Rojas, López, 1999 Determinación de los índices acústicos provocados por el flujo vehicular en la ciudad de Valparaíso, Visiones Científica, Universidad de Playa Ancha, Chile.
- [2] Almiral, Macias. Psicotox. Software. Intituto de Medicina del Trabajo. La Habana, Cuba.
- [3] Recuero, 1995. Ingeniería Acústica. Editorial Paraninfo. Madrid, España.
- [4] Kinsler, 1995. Fundamentos de Acústica . Editorial Limusa.
- [5] Recuero, 1995. Arquitectura Acústica. Editorial Paraninfo. Madrid, España.

XIV REUNIÓN NACIONAL DE FÍSICA LA PAZ - FEBRERO DE 2002 RESÚMENES DE LAS PONENCIAS

Sociedad Boliviana de Física

La Paz-Bolivia

RESUMEN

Se presenta la lista de exposiciones de la XIV Reunión Nacional de Física realizada en La Paz los días 22 y 23 de Febrero de 2002.

1. VIERNES 22 DE FEBRERO

1. PARADOJAS DE LA MECÁNICA CUÁNTICA

V. Miguel Peñafiel N. Carrera de Física - UMSA

Se presenta un análisis de las interpretaciones del "gato de Schrödinger" y el "EPR^a" a la luz de los puntos de vista de experimentos actuales.

2. FRACTALIDAD DE LA RADIACIÓN GLOBAL EN LA PAZ

Consto Apaza, R. Torrez, N. Martinic

Con datos de la radiación global del año 2000 (6 meses) del Laboratorio de Física de la Atmósfera de la UMSA, se compara con la radiación global diaria de los años (1985 - 1990), así mismo las propiedades fractales de ambas bases de datos, a la vez la dimensionalidad y las transformadas de Fourier.

3. LA MAGIA DE LA FÍSICA

Centro de Estudiantes de Física

Es un programa de difusión científica que demuestran principios y leyes de la física a través de experimentos sencillos, se presenta como una exposición itinerante en plazas y paseos públicos de la ciudad.

4. LA FÍSICA DETRÁS DE LAS PELÍCULAS DE JABON

Adolfo Aramayo Carrera de Física - UMSA

Las películas como las burbujas de jabón encierran conceptos físicos y matemáticos, a veces, insospechados. Desde el fenómeno de la tensión superficial, pasando por el problema de superficies mínimas y la ecuación de Laplace - Young, hasta la ecuación Euler - Lagrange, el cálculo variacional y la geometría diferencial, todos estos aspectos forman parte de la simple vida de una burbuja. Se hace énfasis en las superficies mínimas de tres dimensiones y algunas implicaciones en la Física de hoy en día.

5. LAS OLIMPIADAS DE FÍSICA

Roy Omar Edgar Bustos Espinoza IIF UMSA

Brindar una breve historia del proyecto, con datos estadísticos acerca del número de participantes, colegios, ciudades, etc. Premios obtenidos, la realización de la VI Olimpiada Iberoamericana de Física, planes futuros: Participación en Olimpiadas Ibero- americanas y Olimpiadas Internacionales.

6. SENTIDOS ARTIFICIALES

Eric Osterman

Este es un proyecto, para que siga desarrollándose la ciencia y en especial la física. Para ello necesitamos mas información del entorno, por eso recurro a la creación de sentidos artificiales. Para producir estos sentidos artificiales, utilizaré las propiedades y estructura de la materia, de tal manera que varíe la percepción del entorno conocido por los sentidos naturales. De esta forma se generarán recepciones de fenómenos nuevos del entorno.

2. SÁBADO 23 DE FEBRERO

7. LA TORMENTA DEL 19 DE FEBRERO DE 2002 SOBRE LA CIUDAD DE LA PAZ: UN CUADRO SINÓPTICO

Eduardo R. Palenque

Laboratorio de Física de la Atmósfera - Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA

Se presentan unas evaluaciones preliminares sobre la formación y evolución de la tormenta que cayó sobre la ciudad de La Paz en la tarde del día 19 de febrero de 2002. Entre los parámetros considerados, entre otros, están la precipitación total (aprox. 40 mm/hora), la radiación solar global y ultravioleta, la forma y altura de nubes. Se describe la situación sinóptica previa a la tormenta, y el desarrollo de la misma desde su nacimiento en el Nevado Chacaltaya.

8. CORRELACIONES ENTRE MEDIDAS MAGNÉTICAS Y EL FENÓMENO DE EL NIÑO

Edgar Ricaldi

Estación Geomagnética de Patacamaya - Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA

9. RESULTADOS PRELIMINARES DEL ESTUDIO DE SEÑALES INDUCIDAS POR EFECTOS METEOROLÓGICOS EN LOS REGISTROS DE RAYOS CÓSMICOS EN CHACALTAYA

Alfonso Velarde Chávez, Néstor Guaygua

IIF - UMSA

Cuando se presentan perturbaciones atmosféricas, éstas afectan a los registros de los rayos cósmicos. Hay quienes piensan que esto se debe a que los electrones secundarios de los rayos cósmicos pueden ser acelerados por los campos eléctricos atmosféricos durante las tormentas eléctricas. Se ha diseñado un experimento en Chacaltaya para dilucidar este problema. Los primeros resultados muestran que el efecto se debe a señales eléctricas inducidas en la electrónica por descargas eléctricas atmosféricas.

10. PRIMEROS DATOS SOBRE ACÚSTICA DE LA TARKA

Arnauld Gerard

UATF

Las 8 digitaciones de la tarka dan lugar a 8 alturas de sonido. Los intervalos entre alturas en la tropa estudiada muestran un comportamiento que parece estocástico y que varían de 133 a 231 cents. Dos de las alturas casi no son tradicionalmente utilizadas, dando lugar a una escala pentatónica. Parece que el comportamiento es parecido a los suri - sikus, donde se construye una escala pentatónica sobre una escala de 7 alturas separadas por intervalos de tendencia a ser iguales.

11. VARIACIONES DE LA UV ERITÉMICA CON LA ALTURA

Francesco Zaratti Sacchetti

Laboratorio de Física de la Atmósfera - Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA

Se describe los resultados de mediciones de UV eritémica en dos localidades de altura, separadas por 2 km en altitud pero bajo similares condiciones climáticas. De ese modo se pone en evidencia el incremento de la intensidad de la UV con la altura, sobre los 3 km. Se halla un incremento de 7% por km. Finalmente, se comparan estos resultados con un modelo de transferencia radiativa (STAR) y se discuten los parámetros que más influyen para obtener una buena coincidencia con los resultados experimentales.

Paper aceptado por el Journal of Geophysical Research (2002)

12. CAOS, LOS LÍMITES DE LA PREDICCIÓN EN LA FÍSICA

José Nogales

Carrera de Física - UMSA

En las últimas décadas se ha verificado un gran desarrollo en el estudio de fenómenos no-lineales, entre ellos el comportamiento caótico determinista, los conceptos de atractor extraño y de la dependencia a las condiciones iniciales de sistemas dinámicos que describen fenómenos naturales, estableció una teoría matemática que permite estudiar los límites en la predicción de tales sistemas. En la exposición se presentará una breve introducción histórica y los resultados de algunas investigaciones realizadas en las áreas de astrofísica y biología.

13. CINÉTICA DEL OZONO SUPERFICIAL EN LA ATMÓSFERA DE LA CIUDAD DE LA PAZ

René Tórrez Santalla

Laboratorio de Física de la Atmósfera - Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA

Con datos de radiación solar global de la estación meteorológica del Laboratorio de Física de la Atmósfera, y del sensor de ozono superficial, entre el 23 de junio y el 14 de agosto de 1999, se ha realizado un estudio de dependencia, habiéndose comprobado que este contaminante de origen mayoritariamente por fotodisociación de los compuestos de nitrógeno (NO₂) provenientes del transporte automotor. Basado en la cinética química de estos compuestos, se discute un modelo sencillo para explicar la evolución diaria de las variaciones del ozono superficial, y se propone un modelo de estimación de los niveles de este contaminante en función de la radiación solar del lugar, y del régimen de transporte.

14. RADIACIÓN ULTRAVIOLETA VS. GLOBAL

Eduardo Medinaceli, Nicolás Martinic

Carrera de Física - UMSA

Haciendo uso de los datos diarios de la radiación global durante 1990 -1995 obtenida por la UMSA y el Laboratorio de Física de la Atmósfera durante 1998 - 2001 con un muestreo de 30 min, se presenta la descomposición en armónicos con el con el periodo fundamental de un año. Se exhibe asimismo los valores absolutos de ambas radiaciones. Si bien se trata de distintos periodos de observación, empero, en vista de que la radiación (ya sea global o UV) no presenta grandes fluctuaciones puede ser válida ya que los periodos corresponden a las máximas de la actividad solar. El resultado más importante de esta investigación implica una diferencia de fases anuales entre las variaciones globales y UV. Una discusión cualitativa sobre este evento acompaña este trabajo.

15. EL ESPECTRO DE ACCIÓN CIE

Juan García F.

Carrera de Física - UMSA

El trabajo trata sobre el espectro de acción propuesto por Mc Kinley y Diffey, ya aceptado por la CIE (Comisión de Iluminación).

16. MEDICIONES DE CO₂ EN BOLIVIA

René Gutiérrez

Laboratorio de Física de la Atmósfera - Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA

Se presentan datos de las concentraciones de dióxido de carbono en la atmósfera, desde 1998; en las estaciones de La Paz y Cobija. Se realizan algunos análisis preliminares y se remarcen algunos eventos especiales.

17. FRACCIONALIZACIÓN DEL ELECTRÓN

Wilfredo Tavera

Carrera de Física - UMSA

Tras de un siglo del descubrimiento del electrón por J.J. Thomson, las tendencias modernas de investigación en física del Estado Sólido, tienen que ver con lo que se llama "Fraccionalización" del electrón. Se habla de partículas que se comportan como si el electrón se hubiese dividido en varias partes, cada una con una fracción de la carga total. En otros casos, conviven partículas que poseen una propiedad particular del electrón; por ejemplo, la carga, junto con partículas que poseen otra propiedad, por ejemplo, el espín. Estos fenómenos aparecen por el comportamiento colectivo de los electrones en sólidos.

18. LA LEY DE CIENCIA Y TECNOLOGÍA

Pedro Miranda

Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA

La Ley de Ciencia, Tecnología e Innovación debe ser difundida para ver el desarrollo de una nueva organización en torno a los ministerios; orientada al Plan Nacional, en semejanza a los países vecinos que tienen la ley desde hace 20 años.

3. SESION DE POSTERS

MAGNITUD DE LAS COMPONENTES UVB Y UVA EN LA PAZ

René Tórrez Santalla, Luis A. Blacutt

Laboratorio de Física de la Atmósfera - Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA.

Datos de radiación solar global, radiación ultravioleta UVB y UVA medidos durante el primer semestre de 1999 permiten establecer la dependencia funcional de ambas mediciones y haciendo uso de la ley de Beer - Lambert, se explica la atenuación diferencial de ambos tipos de radiación, en función del ángulo cenital.

4. PONENCIAS COMPLEMENTARIAS

a. PRIMEROS DATOS SOBRE ACÚSTICA DE LA TARKA

Arnauld Gerard

UATF

Las 8 digitaciones de la tarka dan lugar a 8 alturas de sonido. Los intervalos entre alturas en la tropa estudiada muestran un comportamiento que parece estocástico y que varían de 133 a 231 cents. Dos de las alturas casi no son tradicionalmente utilizadas, dando lugar a una escala pentatónica. Parece que el comportamiento es parecido a los suri - sikus, donde se construye una escala pentatónica sobre una escala de 7 alturas separadas por intervalos de tendencia a ser iguales.

b. UNA APLICACIÓN DE LA SUCESIÓN DE FIBONACCI A CIRCUITOS ELÉCTRICOS

Diego I. Sanjinés

Carrera de Física - UMSA

Se presenta una aplicación pedagógica de la sucesión de Fibonacci a circuitos eléctricos tipo escalera. En particular, se calcula la impedancia equivalente de un circuito por medio de una generalización de la sucesión de Fibonacci, que resulta más amplia y cómoda respecto a otros métodos tradicionales. Aunque en este trabajo no se ilustra explícitamente efectos inductivos y capacitivos, se sugiere la validez del formalismo expuesto para incluir tales efectos.

c. SISTEMA DE PROYECCIÓN CONTROLADO POR PC

Mirko Rajevic Ergueta

Carrera de Física - UMSA

Se presenta una aplicación consistente en un sistema óptico y mecánico controlado por PC, con el fin de ser móvil en dos ejes y sirve para poder proyectar una imagen en un domo de forma automática. Es decir, se puede editar una serie de secuencias que serán ejecutadas con control de tiempo. Será empleado en el Planetario.

d. ÍNDICE DE RADIACIÓN ULTRAVIOLETA

Luis A. Blacutt

Laboratorio de Física de la Atmósfera - Instituto de Investigaciones Físicas - UMSA

Se revisan los resultados obtenidos por la campaña de difusión del Índice de Radiación Ultravioleta (IUV). Los avances obtenidos y las repercusiones alcanzadas se presentan con el fin de mostrar la interacción entre investigación y sociedad, da por resultado la formación y concientización de la población boliviana.

OLIMPIADA PACEÑA DE FÍSICA CONCURSO II

Bustos R., Velarde A., Palenque E.
Sociedad Boliviana de Física (SOBOFI)
Academia Nacional de Ciencias de Bolivia (ANCB)
Carrera de Física-Universidad Mayor de San Andrés (UMSA)

La Paz-Bolivia

RESUMEN

Se presentan los exámenes del Concurso II de la Olimpiada Paceña de Física. Estos corresponden al nivel de Secundaria y fueron tomados en fecha 2 de Junio de 2002 en la Carrera de Física de la Universidad Mayor de San Andrés.



OLIMPIADAS DE FISICA

1. PRIMERO DE SECUNDARIA

Notas: Lee todo el examen y consulta si tienes alguna duda.
 NO coloques tus datos personales ni en la hoja del examen ni en las hojas de tus soluciones!, te daremos un formulario para eso.
 La parte conceptual vale 40% y la parte practica 60%.
 Tienes un tiempo de 2 horas.

PARTE CONCEPTUAL

- 1) Sugiere una manera de medir:
 - a. el espesor de una hoja de papel
 - b. el espesor de la película de una pompa de jabón
 - c. el diámetro de un átomo
- 2) Sugiere una manera de medir:
 - a. el radio de la Tierra
 - b. la distancia entre el Sol y la Tierra
 - c. el radio del Sol
- 3) Puede medirse la longitud a lo largo de una línea curva? Si fuese posible ¿cómo se haría?
- 4) Cuales son los prefijos que conoces y que simboliza cada uno?

PARTE PRACTICA

- 1) Las distancias astronómicas son tan grandes, comparadas con las terrestres, que hay que usar unidades de longitud mucho mayores para poder entender más fácilmente las distancias relativas entre los objetos astronómicos. Una *unidad astronómica (UA)* es igual a la distancia media de la Tierra al Sol, es decir, alrededor de 92.9×10^6 millas ($1 \text{ milla} = 1.609 \text{ Km}$). Un *Pársec*, es la distancia a la cual una *unidad astronómica* subtiende un ángulo de $1''$ (un *segundo*). Un *año luz* es la distancia que recorrería la luz en un año, viajando con una rapidez, en el vacío, de $186000 \text{ millas} / \text{s}$
 - a. Expresar la distancia de la Tierra al Sol en *parsecs* y en *años luz*
 - b. Expresar un *año luz* y un *pársec* en millas.
- 2)
 - a. Una unidad de tiempo que a veces se utiliza en la física microscópica es el *tremolo*. Un *tremolo* es igual a 10^{-8} s ¿Hay más tremolos en un segundo que segundos en un año?
 - b. La humanidad ha existido desde hace unos 10^6 años, mientras que el universo tiene alrededor de 10^{10} años de edad. Si se tomase la edad del universo como equivalente a un día, ¿cuántos segundos hace que existe la humanidad?
- 3) Un nave espacial puede viajar con una velocidad de $15 \text{ km} / \text{s}$,
 - a. ¿cuál es su rapidez en *años luz* por *siglo*?
 - b. La estrella más cercana a nosotros es *alfa centauro* y esta a 4.26 años luz de distancia, ¿cuánto tiempo en años tardaría la nave en llegar hasta *alfa centauro*? Comenta tu respuesta.

2. SEGUNDO DE SECUNDARIA

Notas: Lee todo el examen y consulta si tienes alguna duda.
 NO coloques tus datos personales ni en la hoja del examen ni en las hojas de tus soluciones!, te daremos un formulario para eso.
 La parte conceptual vale 40% y la parte practica 60%.
 Tienes un tiempo de 2 horas.

PARTE CONCEPTUAL

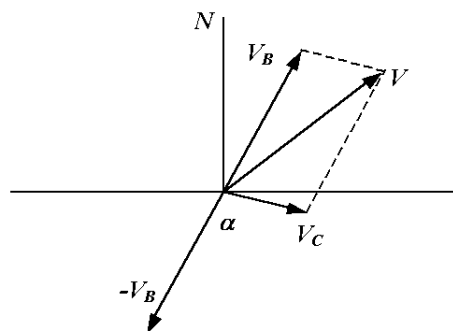
- 1) Podemos ordenar los sucesos en el tiempo. Por ejemplo, el suceso b puede preceder al suceso c y seguir al suceso a , lo que establece un ordenamiento temporal de los sucesos a , b , y c . De aquí que haya un sentido en el tiempo que distingue el pasado del presente y del futuro. Entonces, ¿es el tiempo un vector? Justifica tu respuesta.
- 2)
 - a. ¿Pueden combinarse dos vectores de magnitud diferente para dar una resultante cero?, ¿pueden hacerlo tres vectores?
 - b. Se estudia generalmente la suma, resta y multiplicación de vectores. ¿Por qué piensas que no se considera la división de vectores?, ¿es posible definir tal operación?
- 3) El movimiento ondulatorio aparece casi en todas las ramas de la física. Todos nosotros estamos familiarizados con las ondas en el agua. Hay también ondas de sonido, lo mismo que ondas de luz, ondas de radio y otras ondas electromagnéticas. Y por si fuera poco la mecánica de los átomos y partículas subatómicas recibe el nombre de mecánica ondulatoria. Cuantos tipos de ondas conoces? Cuales son? Da algunos ejemplos.
- 4) El tratamiento geométrico es adecuado en tanto las superficies y otras discontinuidades que encuentre la onda en su propagación sean muy grandes respecto a la longitud de onda. ¿Que ondas utiliza la óptica geométrica?, se puede hacer un estudio geométrico usando por ejemplo ondas acústicas u ondas sísmicas?

PARTE PRACTICA

- 1) Un bote a motor se dirige en la dirección N30°E a 25 Kilómetros por hora en un lugar donde la corriente es tal que el movimiento resultante es de 30 Kilómetros por hora en la dirección N50°E. Encuentra la velocidad de la corriente (magnitud y dirección)
- 2)
 - a. Un diapasón oscila con una frecuencia de 440 Hz. La velocidad del sonido en el aire es 350 m/s, hallar la longitud de onda del sonido producido.
 - b. La luz se propaga en el vacío con la velocidad de $3 \times 10^8 \text{ m/s}$. Hallar la longitud de onda correspondiente a la frecuencia de $5 \times 10^{14} \text{ Hz}$, que es la frecuencia de la luz roja del espectro visible.
 - c. Dibujar ambas ondas especificando su longitud de onda y amplitud.
 - d. Obtener la longitud de onda relativa.
- 3) Supón que cierto espejo esférico cóncavo tiene una longitud focal de 10 cm. Encuentra la ubicación de la imagen para distancias al objeto de
 - a. 25 cm
 - b. 10 cm
 - c. 5 cm
 Describe la imagen en cada caso.

2do de Secundaria
SOLUCIONES PARTE PRACTICA

- 1) Designando la velocidad del bote por V_B , la velocidad de la corriente por V_C , y la velocidad resultante por V , tenemos que $V = V_B + V_C$, de modo que $V_C = V - V_B$



Para calcular V_C notemos que el ángulo entre V y V_C es de 160° , Así:

$$V_C = \sqrt{30^2 + 25^2 + 2(30)(25)\cos 160^\circ} = 10.8 \text{ Km/h}$$

de la ley de los senos se halla que el ángulo $\alpha = 72^\circ$.
Por consiguiente la dirección de V_C es S 42° E

2)

Una relación importante entre la longitud de onda (λ), la frecuencia (ν) y la velocidad de propagación (v) es

$$\lambda \nu = v$$

tenemos entonces

$$\lambda_{\text{Sonido}} = \frac{v}{\nu} = \frac{340 \text{ m/s}}{440 \text{ Hz}} = 0.772 \text{ m}$$

Aplicando nuevamente la relación entre la longitud de onda (λ), la frecuencia (ν) y la velocidad de propagación (v) tenemos que

$$\lambda_{\text{Luz}} = \frac{v}{\nu} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{5 \times 10^{14} \text{ Hz}} = 6 \times 10^{-7} \text{ m}$$

Al comparar los resultados de estos últimos dos ejemplos, notemos la gran diferencia en los ordenes de magnitud cuando se trata de ondas sonoras y ondas luminosas. La longitud de onda relativa será $\lambda_S / \lambda_L = 1.29 \times 10^6$.

3)

- a. La ecuación del espejo es: $\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f}$, de donde $q = 16.7 \text{ cm}$. El signo positivo indica

que la imagen es real. El aumento es: $M = -\frac{q}{p}$, de donde $M = -0.668$, por tanto la

imagen ha reducido su tamaño y esta invertida. Como q es positiva entonces la imagen se localiza en el lado frontal del espejo y es real.

- b. El objeto se localiza en el punto focal. $q = \infty$, los rayos de luz que se originan en un objeto localizado en el punto focal de un espejo se reflejan de manera tal que la imagen se forma a una distancia infinita del espejo; es decir, los rayos viajan paralelos entre sí después de la reflexión.

- c. $q = -10 \text{ cm}$, la imagen es virtual, es decir esta ubicada detrás del espejo. Su aumento es $M = 2$, es decir la imagen es dos veces más grande que el objeto y está de pie. El valor negativo de q significa que la imagen está detrás del espejo y es virtual.

3. TERCERO DE SECUNDARIA

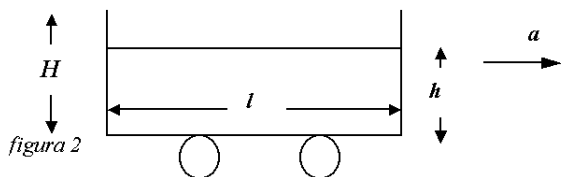
Notas: Lee todo el examen y consulta si tienes alguna duda.
 NO coloques tus datos personales ni en la hoja del examen ni en las hojas de tus soluciones!, te daremos un formulario para eso.
 La parte conceptual vale 40% y la parte practica 60%.
 Tienes un tiempo de 2 horas.

PARTE CONCEPTUAL

- 1) Se nos dice que la aceleración de un objeto en caída libre debido a la gravedad es la misma para todos los cuerpos. Sin embargo, eso es algo que no se cumple en la observación directa. En la vida cotidiana los objetos no caen en el aire a la misma velocidad: por ejemplo una moneda y un pedazo de papel no llegaran al suelo al mismo tiempo. Se supone que la causa es la resistencia del aire, pero ¿estamos seguros?. Fuera de intentar la prueba en el vacío, algo de lo que no disponemos fácilmente, ¿se te ocurre algún experimento simple que dé pruebas de que la aceleración es igual para todos los cuerpos?
- 2) Explique, mediante la ecuación de Bernoulli, la acción de un paracaídas para retardar la caída libre.
- 3) Según una famosa leyenda, cuando los barcos romanos atacaron Siracusa en el año 214 a.c. Arquímedes salvo a la ciudad. Situó soldados en la costa, cada uno de ellos con un gran espejo. A una señal, los soldados incendiaron la flota romana, reflejando los rayos del Sol sobre los barcos. Tiene este relato alguna validez practica? Es decir la treta de Arquímedes podría haber funcionado?

PARTE PRACTICA

- 1) El ángulo bajo el cual se observa el Sol desde la Tierra (diámetro angular) es igual aproximadamente a $\alpha = 10^{-2} \text{ rad}$. El radio de la Tierra es $R_T = 6400 \text{ Km}$. Determinar la relación de las densidades medias de la Tierra y del Sol. ($1 \text{ año} \approx 10^7 \text{ s}$, $V = \frac{4}{3}\pi R^3$, V es el volumen de un globo y R es su radio).
- 2) Un depósito rectangular sin tapa (figura 2) se mueve con aceleración a .



El tanque esta lleno de agua hasta una altura h . ¿Cuál debe ser la aceleración a para que el agua comience a desbordarse?

- 3) Una lente esférica tiene dos superficies convexas de radios 0.80 m y 1.20 m. Su índice de refracción es $n = 1.50$. Calcular su distancia focal y la posición de la imagen de un punto situado a 2.00 m de la lente.
- 4) En el ultimo segundo de caída libre, un objeto, recorre las tres cuartas partes de su camino total. ¿En cuanto tiempo cae y desde que altura?

3ro de Secundaria SOLUCIONES PARTE CONCEPTUAL

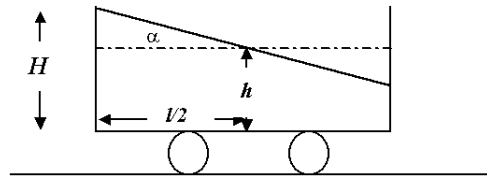
- 1) El experimento que demuestra la doctrina es de una simpleza sorprendente. Toma una moneda o un medallón, sobre el cual deberás colocar un pedazo de papel, asegurándote de que no sobresalga del borde. Levanta y deja caer el objeto de metal horizontalmente, con el papel encima. Observaras que los dos, papel y metal, llegan juntos al suelo. Si la aceleración de los dos materiales fuera diferente, el papel quedaría atrás. Si por casualidad piensas que tal vez no sea la igual aceleración la que mantiene el pedazo de papel sobre la moneda, si no la presión del aire, vuelve a probar con el papel ligeramente plegado. El resultado será el mismo!.
- 2) La proeza de Arquímedes es totalmente practicable. Fue reconstruida en 1973 por un Ingeniero griego que dispuso 70 espejos (cada uno de ellos de alrededor de 1.5 por 1.2 metros) sostenidos por soldados. Que concentraban los rayos solares sobre un barco anclado a uno 50 metros de la costa. Pocos segundos después de que los espejos fueron adecuadamente enfocados, el barco empezó a arder y finalmente fue engullido por las llamas. Para funcionar los espejos tiene que haber sido ligeramente cóncavos, con el foco situado sobre el barco.

|

SOLUCIONES PARTE PRACTICA

- 1) Durante el movimiento de la Tierra en torno del Sol sobre la Tierra actúa la fuerza gravitacional $F = GM_T M_S / L^2$, en donde M_T es la masa de la Tierra, M_S , es la masa del Sol, L , el radio de la órbita y G la constante de gravitación universal. Esta fuerza comunicaa la Tierra la aceleración centrípeta $a = \omega^2 L = (2\pi/T)^2 L$, donde T es el periodo de rotación de la Tierra alrededor del Sol. Con arreglo a la segunda ley de Newton tenemos: $G \frac{M_T M_S}{L^2} = M_T \frac{4\pi^2}{T^2} L$, pero $G \frac{M_T}{R_T^2} = g$, por lo tanto $M_S g \frac{R_T^2}{L^2} = M_T \frac{4\pi^2}{T^2} L$, o $\frac{M_T}{M_S} = \frac{g R_T^2 T^2}{4\pi^2 L^3}$, pero por otro lado tenemos que $M_T = \frac{4}{3} \pi R_T^3 \rho_T$ y $M_S = \frac{4}{3} \pi R_S^3 \rho_S$. Combinando estas dos ecuaciones con la última obtenemos finalmente que $\frac{\rho_T}{\rho_S} = \frac{g T^2 R_S^3}{4\pi^2 L^3 R_T}$. Ahora utilizando la relación $2R_S = \alpha L$, obtenemos finalmente que $\frac{\rho_T}{\rho_S} \cong 4,4$.

2) La solución se obtiene de la siguiente figura:



$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{a}{\sqrt{a^2 + g^2}}$$

$$\frac{H-h}{l/2} < \frac{a}{\sqrt{a^2 + g^2}}$$

3) La siguiente tabla refleja las convecciones de signo en espejos esféricos

	+	-
Radio r	Cóncava	Convexa
Foco f	Convergente	Divergente
Objeto p	Real	Virtual
Imagen q	Real	Virtual

De acuerdo con estas convecciones de signos, debemos escribir $r_1 = O_1 C_1 = 0.80\text{m}$ y $r_2 = 1.20\text{m}$

Ya que la primera superficie aparece convexa y la segunda cóncava vistas desde el lado del objeto que se

encuentra a la derecha. Por lo tanto $\frac{1}{f} = (1.50 - 1) \left(\frac{1}{1.20} - \frac{1}{-0.80} \right)$ o $f = +0.96\text{m}$

El hecho de que f sea positiva indica que se trata de una lente convergente. Para obtener la posición de la imagen empleamos la *ecuación del constructor de lentes*: $\frac{1}{p} - \frac{1}{q} = \frac{1}{f}$, con $p = 2.00\text{m}$ y el valor de f

obtenido, lo cual da $\frac{1}{2.00} - \frac{1}{q} = \frac{1}{0.96}$ ó $q = -1.81\text{m}$. El signo negativo de q indica que la imagen

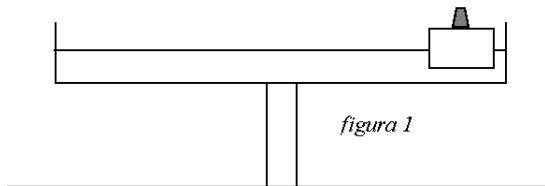
es real y está por lo tanto a la izquierda de la lente. Finalmente, el aumento es $M = \frac{q}{p} = -0.905$

4. CUARTO DE SECUNDARIA

Notas: Lee todo el examen y consulta si tienes alguna duda.
 NO coloques tus datos personales ni en la hoja del examen ni en las hojas de tus soluciones!, te daremos un formulario para eso.
 La parte conceptual vale 40% y la parte practica 60%.
 Tienes un tiempo de 2 horas.

PARTE CONCEPTUAL

- 1) Un recipiente con agua fue colocado en el extremo de una tabla como se ve en la *figura 1*

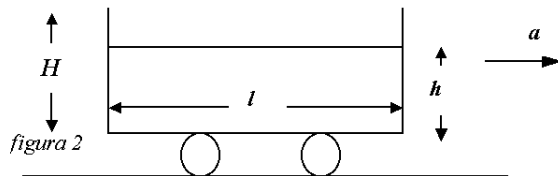


¿Perderá el equilibrio la tabla si sobre la superficie del agua se coloca un trozo de madera y sobre este último, un peso de modo que ambos floten en la superficie del agua?

- 2) Disminuiría la Temperatura del cuarto si abriésemos la puerta del refrigerador en pleno funcionamiento? Explica.
 3) Explica en que consisten los procesos isotérmicos y adiabáticos.
 4) Demuestra el teorema de los ejes paralelos: $I = I_{cm} + Mh^2$, donde I es la inercia de rotación alrededor del eje arbitrario, I_{cm} es la inercia de rotación del eje paralelo que pasa por el centro de masa, M es la masa total del objeto y h es la distancia perpendicular entre los ejes. Los dos ejes son paralelos.

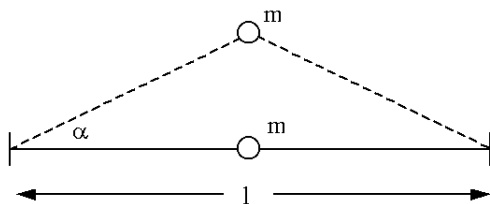
PARTE PRACTICA

- 1) Un deposito rectangular sin tapa (*figura 2*) se mueve con aceleración a .



El tanque esta lleno de agua hasta una altura h . ¿Cuál debe ser la aceleración a para que el agua comience a desbordarse?

- 2) Una cuerda, fijada en los extremos, está extendida con la fuerza f . En el medio de la cuerda está sujeto un peso pequeño de masa m .



Determinar el período de las oscilaciones pequeñas (α pequeño) del peso sujetado (Despreciar la masa de la cuerda y no tener en cuenta la fuerza de la gravedad)

- 3) Una lente delgada plano-convexa de diámetro transversal $2r$, radio de curvatura R , e índice de refracción n_0 se coloca en posición tal que a la izquierda hay aire ($n_1 = 1$), y a la derecha otro medio transparente con un índice de refracción $n_2 \neq 1$ (la cara convexa se halla de lado del aire). En el aire a una distancia d de la lente sobre el eje óptico se coloca una fuente puntual de luz monocromática. Demuestre la relación $\frac{F_1}{d} + \frac{F_2}{f} = 1$ entre la posición de la imagen, que se encuentra a una distancia f de la lente, y la posición de la fuente d . Considere solamente rayos paraxiales. F_1 y F_2 son respectivamente las distancias focales de la lente en el aire y para la situación cuando una de las caras se halla en un medio con índice de refracción n_2 .

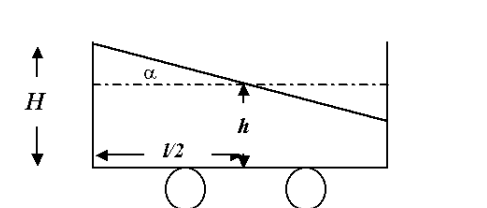
4to de Secundaria

SOLUCIONES PARTE CONCEPTUAL

- 1) El equilibrio no se alterará, puesto que, de acuerdo con la ley de Pascal, la presión sobre el fondo del recipiente será igual en todos los lugares.
- 2) La Temperatura en el cuarto aumentará. La cantidad de calor desprendido por unidad de tiempo será igual a la potencia consumida por el refrigerador, puesto que la energía eléctrica se transforma finalmente en calor y el calor retirado del refrigerador volverá nuevamente al cuarto.

SOLUCIONES PARTE PRACTICA

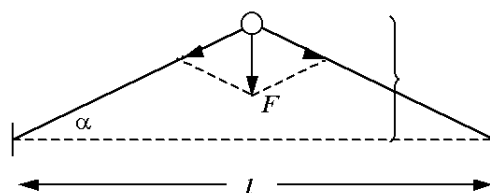
- 1) La solución se obtiene de la siguiente figura:



$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{a}{\sqrt{a^2 + g^2}}$$

$$\frac{H - h}{l/2} < \frac{a}{\sqrt{a^2 + g^2}}$$

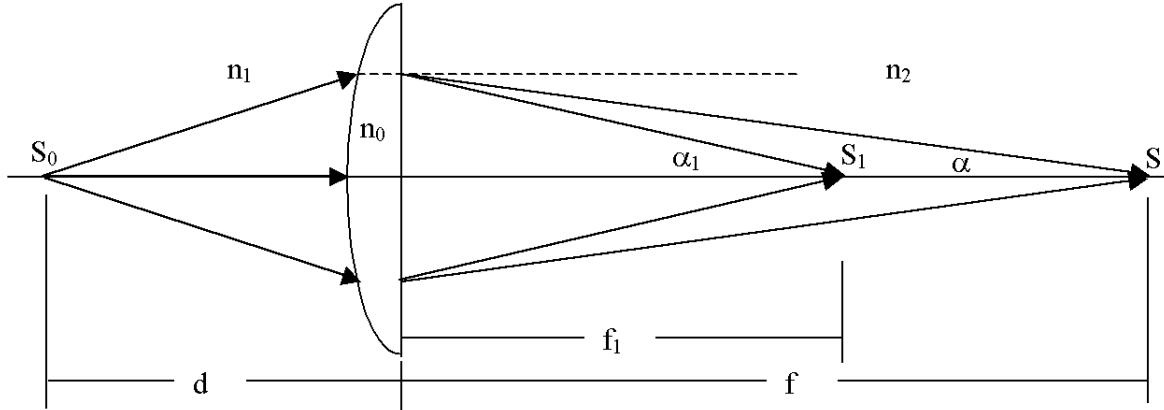
- 2) La fuerza F que actúa sobre el peso inclinado de la posición de equilibrio es $F = 2f \operatorname{sen} \alpha$ como se puede apreciar en la figura:



Como el ángulo α es pequeño, podemos considerar que $F = 4fx/l$ y al mismo tiempo $F = kx$, donde x es la distancia vertical que sube la masa m . Por lo tanto $k = 4f/l$.

Aprovechando la relación $T = 2\pi\sqrt{m/k}$, obtenemos finalmente que $T = 2\pi\sqrt{ml/4f}$.

3) Si a la derecha de la lente hubiese aire entonces los rayos de luz que surgen de la fuente S_0 después de refractarse en él se concentrarían en el punto S_1 a la distancia f_1 de la lente.



En correspondencia con la fórmula de las lentes

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{f_1}, \quad (1).$$

Tenemos entonces que $\frac{F_1}{d} + \frac{F_1}{f_1} = 1$. Cuando se llena el espacio a la derecha con un medio de índice de refracción n_2 la imagen de la fuente luminosa S_0 se desplaza al punto S , a la distancia f de la lente tal como se ve en la figura.

Para la demostración de la igualdad buscada hace falta mostrar que $\frac{F_1}{f_1} = \frac{F_2}{f}$. Escribamos la ley de la refracción para

ambas situaciones: $\frac{\sin(\alpha_0)}{\sin(\alpha_1)} = \frac{1}{n_0}$; $\frac{\sin(\alpha_0)}{\sin(\alpha)} = \frac{n_2}{n_0}$, donde α_0 es el ángulo que forma el rayo de incidencia con el límite "lente-aire". De las expresiones obtenidas para valores pequeños α_0 , α_1 , α , cuando $\sin(\alpha) \approx \alpha$ se obtiene que:

$$\alpha_1 = n_0 \alpha_0, \quad \alpha = \frac{n_0}{n_2} \alpha_0 \Rightarrow \alpha_1 = n_2 \alpha. \text{ Debido a que } \alpha_1 = x/f_1, \quad \alpha = x/f, \text{ entonces}$$

$f = n_2 f_1$. Analizando el curso de un haz de rayos que avanzan paralelamente al eje óptico principal se puede de la misma manera

demostrar que $F_2 = n_2 F_1$, por consiguiente: $\frac{F_1}{f_1} = \frac{F_2 / n_2}{f / n_2} = \frac{F_2}{f}$, (2)

De las ecuaciones (1) y (2) obtenemos

$$\frac{F_1}{d} + \frac{F_2}{f} = 1$$

que era lo que se quería demostrar

7^{MA} OLIMPIADA BOLIVIANA DE FÍSICA

Bustos R., Velarde A., Palenque E.
Sociedad Boliviana de Física (SOBOFI)
Academia Nacional de Ciencias de Bolivia (ANCB)
Carrera de Física-Universidad Mayor de San Andrés (UMSA)

La Paz-Bolivia

RESUMEN

Se presentan los exámenes de la 7^{ma} Olimpiada Boliviana de Física. Estos corresponden a los niveles de Tercero y Cuarto de Secundaria y fueron tomados en fecha 2 de Julio de 2002 en la Carrera de Física de la Universidad Mayor de San Andrés.

El diseño del logotipo mostrado abajo fue realizado por Christian Mollo.



1. TERCERO DE SECUNDARIA

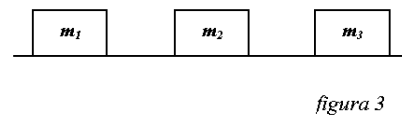
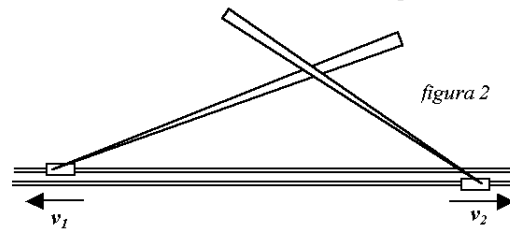
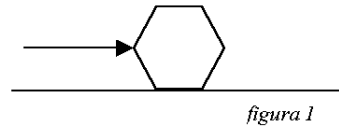
Notas: Lee todo el examen y consulta si tienes alguna duda.
 NO coloques tus datos personales ni en la hoja del examen ni en las hojas de tus soluciones!, te daremos un formulario para eso.
 La parte conceptual vale 40% y la parte practica 60%.
 Tienes un tiempo de 2 horas.

PARTE CONCEPTUAL

1. En la calle el día entero cae una fría llovizna. En la cocina se halla tendida mucha ropa lavada. ¿Se secará más rápido la ropa si abrimos la ventanilla?
2. Por que a la cometa de papel se le coloca la cola?
3. Como se puede determinar la densidad de una piedra cualquiera con ayuda de un dinamómetro y recipientes con agua?
4. Que presión máxima puede ser medida con ayuda de dos manómetros en U de mercurio unidos en serie por un tubo corto si cada uno de los mismos permite medir la presión hasta m Pa.?

PARTE PRACTICA

1. Un lápiz hexagonal fue empujado a lo largo del plano horizontal según se muestra en la *figura 1* ¿Con cuales valores del coeficiente de rozamiento entre el lápiz y el plano el lápiz deslizará por el plano sin rodar?
2. La *figura 2* fue hecha a base de la fotografía tomada de las colas de humo que arrastran dos locomotoras que avanzan por un trayecto rectilíneo del ferrocarril con las velocidades $v_1 = 50 \text{ Km/h}$ y $v_2 = 70 \text{ Km/h}$. Las direcciones de movimiento de los trenes están señaladas con flechas. Hallar la velocidad del viento.
3. Tres cuerpos cuyas masas son m_1 , m_2 y m_3 pueden deslizarse a lo largo de la recta horizontal sin rozamiento (*figura 3*). Siendo $m_1 \gg m_2$ y $m_3 \gg m_2$. Determinar las velocidades máximas de los cuerpos extremos si en el momento inicial se hallaban en reposo, mientras que el cuerpo medio tenía la velocidad v . Los choques se consideran absolutamente elásticos.

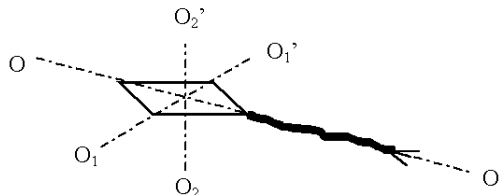


SOLUCIONES

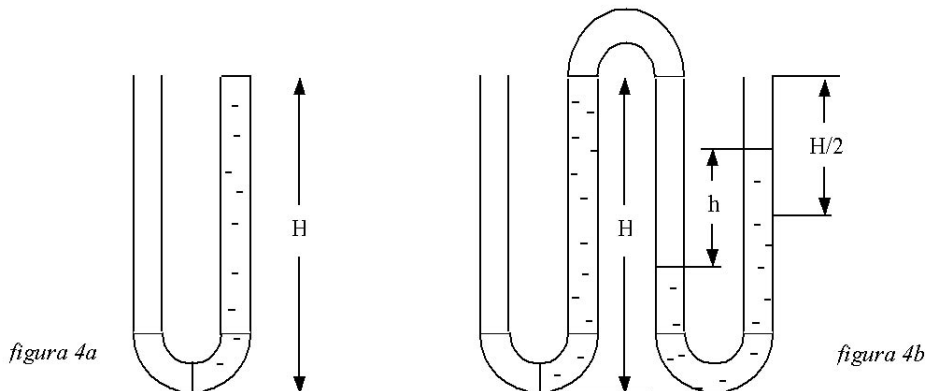
PARTE CONCEPTUAL

1. Tanto en la calle como en la cocina con la ventanilla cerrada el vapor está saturado. Pero la temperatura en la calle es inferior que en el local. Por consiguiente, la presión de vapor en la calle es menor que en la habitación. Por ello al abrir la ventanilla de la cocina el vapor va a salir de la misma a la calle, debido a lo cual el vapor que se halla en la cocina estará siempre insaturado. La ropa se secará más rápido.

2. Merced a la longitud diferente de los hilos que van del cordel principal a las puntas del cometa de papel, el último es estable respecto al giro alrededor de los ejes OO' y O_1O_1' . La cola facilitará la estabilidad del cometa de papel respecto a la rotación alrededor del eje vertical O_2O_2' .



3. Para determinar la densidad ρ de la piedra es indispensable conocer su masa m y su volumen V : $\rho = \frac{m}{V}$. Con ayuda del dinamómetro se puede determinar el valor del peso del cuerpo en el aire P_1 y en el agua P_2 . La diferencia entre estos valores es igual a la fuerza de Arquímedes que actúa sobre la piedra en el agua (la fuerza de Arquímedes que actúa sobre la piedra en el aire puede ser menospreciada). Conociendo la densidad del agua ρ_0 , determinamos el volumen de la piedra: $V = \frac{F_A}{\rho_0 g} = \frac{P_1 - P_2}{\rho_0 g}$, y su densidad: $\rho = \frac{P_1}{gV} = \frac{P_1}{P_1 - P_2} \rho_0$.
4. El manómetro de mercurio en forma de U (figura 4a) mide la sobrepresión Δp , o sea indica en cuánto la presión p en el codo izquierdo del manómetro es mayor que la presión atmosférica p_0 . La limitación en la gama de los valores de la sobrepresión a medir se impone por la longitud de los tubos del manómetro. No se puede medir la sobrepresión mayor que con la cual el mercurio llega hasta el borde del codo derecho (según la figura 4a). El valor límite de la sobrepresión a medir para el manómetro en cuestión es igual a m .



En el caso de la conexión en serie de dos manómetros (figura 4b) la sobrepresión Δp_1 en el codo izquierdo del manómetro 1 será mayor que $\rho g H$, ya que la presión p_2 en el codo izquierdo del manómetro 2 es mayor que la atmosférica en la magnitud $\rho g h$: $p_2 = p_0 + \rho g h$, por ello $\Delta p_1 = \rho g (H + h)$.

El aire comprimido en el codo izquierdo del manómetro 2 ocupa el volumen $V = S \frac{H+h}{2}$, en donde S es la superficie de sección de los tubos. Primero este aire ocupaba el volumen $V = S \frac{H}{2}$ en el codo derecho del manómetro 1 y el mismo volumen en el codo izquierdo del manómetro 2 y la presión de este aire era igual a la atmosférica (p_0). Suponiendo que el aire comprimido es isotérmico se puede aplicar la ley de Boyle – Mariotte:

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{SH}{\frac{1}{2}S(H+h)}, \text{ en donde } p_2 = 2p_0 \frac{H}{H+h}.$$

Al multiplicar el numerador y el denominador en la parte derecha de esta igualdad por ρg , obtendremos

$$p_2 = 2p_0 \frac{\rho g H}{\rho g H + \rho g h} = 2 \frac{p_0^2}{p_0 + \rho g h} = \frac{2p_0^2}{p_2}$$

de donde $p_2 = \sqrt{2} p_0$, ya que $p_1 = p_0 + p_2$, entonces $\Delta p_1 = p_2 = \sqrt{2} m \text{ Pa}$.

PARTE PRACTICA

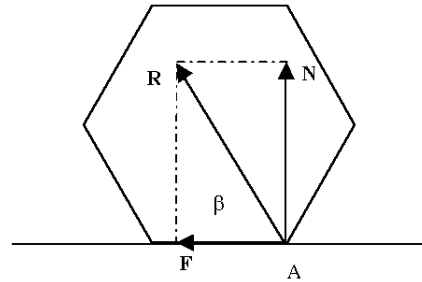
1. En el lápiz en movimiento del lado del plano actúan dos fuerzas: la fuerza de reacción normal del plano N y la fuerza de rozamiento F (figura 1sol). Ya que el lápiz no se desplaza en el sentido vertical entonces $N + mg = 0$. Para el módulo de la fuerza de rozamiento se puede anotar $F = \mu N = \mu mg$

Examinemos el momento “crítico” cuando el lápiz toca el plano en el punto A. Para que el lápiz no de vueltas la resultante de todas las fuerzas debe pasar por el centro de masas del lápiz. Consiguientemente, por el centro de masas debe pasar la resultante R de las fuerzas N y F . Si el coeficiente de rozamiento es grande y la fuerza R pasa por debajo del centro de masas, el lápiz va a dar vueltas.

De este modo la condición de que el lápiz no da vueltas se anotará

$$\text{así: } \operatorname{tg} \beta = \frac{N}{F} > \operatorname{tg} 60^\circ \text{ o } \frac{mg}{\mu mg} > \sqrt{3}, \text{ de donde se obtiene}$$

$$\text{finalmente que } \mu < \frac{1}{\sqrt{3}}.$$



2. La columna de humo lanzada por la locomotora en el punto A en el tiempo t será corrida por el viento al punto C. Con ello $\overline{AC} = \mathbf{u}t$. En donde $\mathbf{u}$ es la velocidad del viento (figura 2a.). Pero al cabo del tiempo t la locomotora estará situada en el punto B. El avance del tren es igual a $\overline{AB} = \mathbf{v}t$, en donde $\mathbf{v}$ es la velocidad del tren. Es notorio que la columna de humo está orientada a lo largo del vector $\overline{BC} = \overline{AC} - \overline{AB}$, o lo que da lo mismo, a lo largo del vector $\mathbf{u} - \mathbf{v}$.

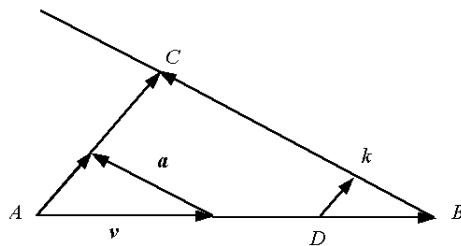


figura 2a

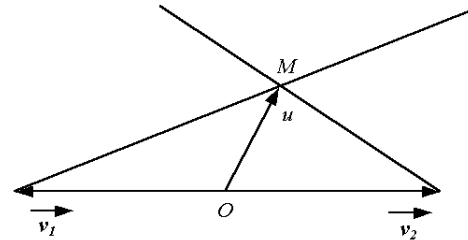


figura 2b

Ahora es fácil hallar la velocidad del viento. Tracemos en una escala arbitraria el vector $\mathbf{v}_1$. Seguidamente desde el origen O del vector $\mathbf{v}_1$ tracemos desde la misma escala el vector $\mathbf{v}_2$. De los extremos de los vectores $\mathbf{v}_1$ y $\mathbf{v}_2$ tracemos líneas rectas paralelas a las columnas correspondientes de humo (figura 2b.)

En el punto M de intersección de estas rectas lo enlazamos con el punto O . En la escala seleccionada precisamente OM constituye el vector de la velocidad del viento. En efecto, el vector $OM - \mathbf{v}_1$ está orientado a lo largo de la columna de humo que arrastra la primera locomotora, mientras que el vector $OM - \mathbf{v}_2$, a lo largo de la columna de humo de la segunda. Al medir por medio de la regla longitud del vector OM hallaremos el módulo de la velocidad del viento. Es igual a 35 Km/h .

3. Las colisiones del cuerpo de masa m_2 con los cuerpos de masa m_1 y m_3 continuarán hasta que la velocidad del mismo llegue a ser menor que la velocidad de uno de los cuerpos (m_1 o m_3). Pero ya que $m_1 \gg m_2$ y $m_3 \gg m_2$, el impulso y la energía del cuerpo de masa m_2 será mucho menor que el impulso y la energía de estos cuerpos de masas m_1 y m_3 . Consiguientemente, anotando la ley de conservación de la energía y del impulso podemos no tomar en consideración la energía y el impulso del cuerpo de masa m_2 después que cesen las colisiones. Designando con $\mathbf{v}_1$ y $\mathbf{v}_3$ las velocidades de los cuerpos de masas m_1 y m_3 después que cesen las colisiones se puede anotar:

$$m_3 v_3 - m_1 v_1 = m_2 v, \text{ y } \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_3 v_3^2}{2} = \frac{m_2 v^2}{2}. \text{ Solucionando estas ecuaciones en conjunto y teniendo en cuenta}$$

$$\text{que } m_1 \gg m_2 \text{ y } m_3 \gg m_2 \text{ hallamos: } v_1 = v \sqrt{\frac{m_2 m_3}{m_1 m_3 + m_3^2}} \text{ y } v_3 = v \sqrt{\frac{m_1 m_2}{m_1 m_3 + m_3^2}}.$$

2. CUARTO DE SECUNDARIA

Notas: Lee todo el examen y consulta si tienes alguna duda.
 NO coloques tus datos personales ni en la hoja del examen ni en las hojas de tus soluciones!, te daremos un formulario para eso.
 La parte conceptual vale 40% y la parte practica 60%.
 Tienes un tiempo de 2 horas.

PARTE CONCEPTUAL

1. Determinar la densidad de un liquido desconocido. Puedes usar: variante 1: dos vasijas con un mismo liquido, tubo de vidrio de 80 – 100 cm. de largo, reglas, tubos de goma, embudos.
 variante 2: liquido a analizar, probeta graduada, liquido con densidad conocida, dinamómetro.
2. En un espejo plano se observa la imagen de una candela. ¿Qué ocurrirá con esta imagen si entre el espejo y la candela se coloca una placa plano-paralela de vidrio?
3. En la calle el día entero cae una fría llovizna. En la cocina se halla tendida mucha ropa lavada. ¿Se secará más rápido la ropa si abrimos la ventanilla?
4. En un vaso con agua que gira alrededor de su eje (*figura 1*), es lanzada una bolita que flota a flor de agua. ¿En que parte de la superficie estará situada la bolita?



figura 1

PARTE PRACTICA

1. El cubo de espuma sintética cuya masa es $M = 100 \text{ gr.}$ se halla situado sobre un soporte horizontal (*figura 2*). La altura del cubo es $h = 10 \text{ cm.}$ De abajo el cubo es perforado por una bala que vuela verticalmente y cuya masa es $m = 10 \text{ gr.}$ La velocidad de la bala a la entrada en el cubo es $v_1 = 100 [\text{m/s}]$, a la salida $v_2 = 95 [\text{m/s}]$. ¿Saltará o no el cubo?
2. Desde el Polo Sur y el Polo Norte de la Tierra simultáneamente despegan dos cohetes con iguales velocidades iniciales dirigidas horizontalmente. Dentro del tiempo $t = 3\text{h}20\text{m}$ los cohetes se encontraban a la distancia máxima uno del otro. Determinar la distancia máxima entre los cohetes. La aceleración de caída en la Tierra se considera conocida. El radio de la Tierra es $R_T = 6400 \text{ Km.}$
3. En el espacio entre las paredes de la ampolla de un termo fue establecida la presión $p = 10^{-2} \text{ Pa}$ a la temperatura del ambiente. Apremiar el tiempo en el curso del cual el té contenido en el termo se va a enfriar desde 90° hasta 70° . La superficie de la ampolla es $S = 600 \text{ cm}^2$. La capacidad del termo es de 1 lt. La capacidad calorífica específica del agua es $c = 4,2 \times 10^3 \text{ J/(Kg}^\circ\text{K)}$; la constante universal de los gases es $R = 8,3 \text{ J/(mol}^\circ\text{K)}$. No tomar en consideración la fuga de calor por el tapón.

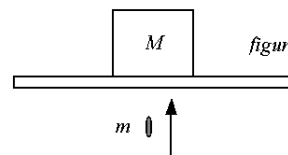


figura 2

SOLUCIONES

PARTE CONCEPTUAL

1. Al sumergir una misma carga en dos líquidos diferentes las fuerzas de Arquímedes que actúan en la misma se determinan como sigue:

$$F_1 = \rho_1 g V, \quad F_2 = \rho_2 g V \quad (1)$$

en donde ρ_1 y ρ_2 son las densidades de los líquidos, uno de los cuales es desconocida. Los valores F_1 y F_2 pueden ser determinados por la diferencia de indicaciones del dinamómetro al que se halla suspendida la carga en los casos cuando la última se encuentra en el aire y en los líquidos:

$$F_1 = P - P_1, \quad F_2 = P - P_2 \quad (2)$$

en donde P es la indicación del dinamómetro, cuando la carga se halla en el aire, P_1 y P_2 las indicaciones del dinamómetro, cuando la carga se encuentra en los líquidos de densidades conocida y desconocida. De las

ecuaciones (1) y (2) hallamos la densidad desconocida del líquido: $\rho_2 = \frac{F_2}{F_1} \rho_1 = \frac{P - P_2}{P - P_1} \rho_1$

2. Al trazar el curso de unos cuantos rayos es fácil convencerse de que, después que entre la candela y el espejo es dispuesta la placa plano paralela de vidrio, la imagen de la candela se aproximará al espejo.
3. Ver soluciones de Tercero de sec.

4. Ya que la bolita flota a flor del agua, la densidad de material de la misma es menor que la densidad del agua $\rho_b < \rho_a$. Supongamos que la bolita se encuentra a una distancia R del eje de un recipiente giratorio. Si la densidad de la bolita fuera igual a la densidad del agua, la misma estaría a una distancia invariable del eje de rotación. La aceleración centrípeta sería comunicada a tal bolita por la resultante de la fuerza de gravedad y de las fuerzas de presión del agua circundante. En módulo esta resultante sería igual a $m\omega^2 R = \rho_a V \omega^2 R$, en donde ω es la velocidad angular de rotación del recipiente, V , el volumen de la bolita. En la bolita de densidad ρ_b , dispuesta en el mismo punto, de parte del agua circundante actúa una fuerza igual que comunica ahora a la bolita la aceleración $a = \frac{\rho_a}{\rho_b} \omega^2 R$. Esta aceleración es mayor que la necesaria para la rotación por la circunferencia de radio R . Consiguientemente, la posición de equilibrio de la bolita se encuentra en el eje del recipiente.

PARTE PRACTICA

1. El cubo puede saltar si el módulo de la fuerza F , que actúa en el mismo de parte de la bala, resulta mayor que el módulo de la fuerza de gravedad $Mg = 1N$. Hallemos esta fuerza. Para ello examinemos la bala. En la misma de parte del cubo actúa una fuerza igual en módulo, pero opuesta en dirección a la fuerza de gravedad mg . La velocidad de la bala, al atravesar el cubo, varía de manera insignificante: su variación es igual a 5 m/s, lo que constituye solo el 5% de la velocidad de la bala al penetrar en el cubo. Por ello se puede considerar que la fuerza F no depende de la velocidad de la bala y es constante. El impulso de la bala, al pasar por el cubo, cambia a efecto de la acción en la bala de dos fuerzas: la fuerza de la gravedad y la fuerza de rozamiento. Si el tiempo, en el cual la bala atraviesa todo el cubo, se designa por τ , entonces $m(v_1 - v_2) = (F + mg)\tau$ (1). El tiempo τ no es difícil hallarlo. Ya que las fuerzas que actúan en el cubo son constantes, es constante también la aceleración de la bala y por consiguiente, la velocidad de la bala cambia linealmente con el tiempo. Por ello la velocidad media de movimiento de la bala en el cubo es igual a $v_{media} = \frac{v_1 + v_2}{2}$. Consiguientemente, la bala atraviesa el cubo en el tiempo $\tau = \frac{h}{v_{media}} = \frac{2a}{v_1 + v_2} \approx 10^{-3} s$. Sustituyendo este valor τ en la ec. (1) hallamos: $F = \frac{m(v_1 - v_2) - \mu g}{\tau} \approx 50N$. Ya que τ es pequeño, el valor de $mg\tau$ es mucho menor que la variación del impulso de la bala puede ser menoscabiado. La fuerza F resultó mayor que la fuerza de la gravedad que actúa en el cubo. Por ello el cubo saltará.

2. Los cohetes se mueven por elipses. El punto de su despegue corresponde a la distancia mínima desde el centro de la Tierra, mientras que el punto de la órbita que se halla encima del punto de la Tierra diametralmente opuesto, al apogeo de la órbita. En estos puntos la velocidad del cohete es perpendicular a la recta trazada desde el centro de la Tierra a la órbita. Designemos con L la longitud del eje mayor de la órbita. Entonces la distancia máxima s entre los cohetes será igual a $s = 2L - 2R_t$. El periodo T de vuelo del cohete por la órbita es igual a 2τ . Si el periodo de

vuelo, por la órbita circular de radio R_t se designa con T_1 , entonces según la tercera ley de Kepler $\frac{T^2}{T_1^2} = \left(\frac{L}{R_t}\right)^3$, de

donde $L = 2R_t \sqrt[3]{\left(\frac{T}{T_1}\right)^2}$. Ya que la aceleración centrípeta del satélite que se mueve por la órbita circular de radio R_t

es igual a g , entonces $g = \omega^2 R_t$. Por tanto $T_1 = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{R_t}{g}}$. Por ello $L = 2R_t \sqrt[3]{\frac{4\tau^2 g}{4\pi^2 R_t}} \approx 5.6R_t$.

$S = 9.2R_t \approx 5.9 \times 10^4 \text{ Km}$.

3. Designemos con T_1 la temperatura del té y con T_2 la temperatura de la habitación. Tropezando con la pared templada las moléculas del aire contenidas en la ampolla adquieren la energía cinética $E_1 = \frac{3}{2} kT_1$. Pero tras tropezar con la pared fría la energía cinética de las moléculas llega a ser igual a $E_2 = \frac{3}{2} kT_2$. De este modo la molécula transfiere la energía $\Delta E = E_1 - E_2 = \frac{3}{2} k(T_1 - T_2)$. El número de colisiones de las moléculas con las paredes de superficie S en el tiempo Δt es igual a $Z = \frac{1}{2} n |\bar{v}_x| S \Delta t$ (1), en donde n es la concentración de moléculas y $|\bar{v}_x|$, el valor medio del módulo de proyección de la velocidad de las moléculas sobre el eje X perpendicular a la pared. Para hacer la apreciación se puede adoptar que: $3|\bar{v}_x|^2 = \bar{v}^2$. La velocidad cuadrática media $\bar{v}$ se determina por la fórmula $\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$, en donde M es la masa molar del gas y T , la temperatura media en la ampolla. Ya que los valores de T_1 y T_2 son próximos podemos adoptar: $T = \frac{1}{2}(T_1 + T_2)$. De la ecuación principal de la teoría cinética de los gases obtenemos $n = \frac{p}{kT}$. Rescribiendo la fórmula (1): $Z = \frac{1}{2} \frac{p}{kT} \sqrt{\frac{kT}{M}} S \Delta t$, lo que significa que en el tiempo Δt se transfiere la energía $W = Z \Delta E = \frac{3}{2} p \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2} \sqrt{\frac{R(T_1 + T_2)}{2M}} S \Delta t$ (2). Para que 1Kg del té contenido en el termo se enfríe desde la temperatura $T_1 = 363K$ hasta la temperatura $T_1' = 243K$ debe ser transferida la energía $W = mc(T_1 - T_1')$. Sustituyendo esta expresión para W en la fórmula (2), hallaremos el tiempo Δt necesario para que se enfríe el té:

$$\Delta t = \frac{2mc(T_1 - T_1')(T_1 + T_2)}{3p(T_1 - T_2)S} \sqrt{\frac{2M}{R(T_1 + T_2)}} \approx 1.7 \times 10^4 \text{ s} \approx 5h$$

VII Olimpiada Boliviana de Física La Paz, 6, 7 de Julio 2001.

PRUEBA EXPERIMENTAL POR DELEGACIONES

Sistema masa – resorte. Dependencia con el número de espiras.

La constante elástica de un resorte helicoidal, k , depende del número de espiras, n . Esa dependencia es de la forma potencial:

$$k = k_1 n^B$$

Donde B es una constante y k_1 es la constante elástica de una sola espira.

El periodo de oscilación de una sistema masa resorte es:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{k}}$$

Donde M es la masa.

Entonces:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{k_1 n^B}} = A n^{-\frac{B}{2}}$$

Para el experimento se utiliza un resorte helicoidal de plástico muy liviano. Esto nos permite despreciar la masa del resorte mismo.

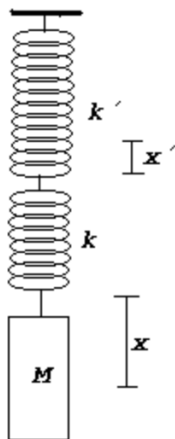
- Suspender el sistema masa – resorte haciendo variar el número de espiras.
- Para un número de espiras dado, mida el periodo de oscilación. Haga varias medidas y tome el valor medio con su correspondiente error estadístico.
- Grafique los valores de $\log T$ vs. $\log n$ y haga la correspondiente regresión lineal.
- Encuentre el valor de B .
- ¿Podría justificar su resultado considerando al resorte como un conjunto de n resortes en serie?

SOLUCION.

Demostración de la hipótesis.

Sólo darla después de que los estudiantes hayan realizado el experimento.

Consideremos el sistema de dos resortes de constantes elásticas k' y k como el que se muestra en la figura. En el punto en que están unidos los resortes, las fuerzas opuestas de ambos (tercera ley de Newton), son iguales, entonces:



$$k'x' = k(x - x')$$

$$x' = \frac{k}{k + k'} x$$

Donde x' es la deformación del primer resorte y $(x - x')$ la deformación del segundo resorte. x es el desplazamiento total de la masa M . Sobre la masa M actúa la fuerza del segundo resorte, entonces, por la segunda ley de Newton:

$$Ma = -k(x - x')$$

$$Ma = -\frac{k'k}{k' + k} x = -k_{eq} x$$

$$\Rightarrow k_{eq} = \frac{k'k}{k' + k}$$

$$\frac{1}{k_{eq}} = \frac{1}{k} + \frac{1}{k'}$$

Entonces vemos que dos resortes en serie equivalen a un resorte de constante elástica equivalente, k_{eq} , cuya inversa es la suma de las inversas de las constantes elásticas de los resortes.

Si consideramos ahora que un resorte helicoidal es el resultado de n espiras en serie, cada una de constante elástica k_1 , la constante elástica del resorte será:

$$\frac{1}{k} = \frac{n}{k_1}$$

$$k = k_1 n^{-1}$$

De modo que la potencia B de nuestra hipótesis es -1 y,

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{k_1}} n^{-\frac{1}{2}}$$

O sea, de la forma:

$$T = A n^b$$

Con $b=-0.5$.

Resultados experimentales. Ejemplo.-

Midiendo el tiempo de 10 oscilaciones, 10 veces para cada número de espiras:
(Tiempo medido en segundos.)

t1	t2	t3	t4	t5	t6	t7	t8	t9	t10	<t>	T=<t>/10	n
4,6	4,44	4,62	4,46	4,49	4,35	4,34	4,62	4,6	4,65	4,52	0,45	11
4,81	4,85	4,75	4,8	4,89	4,78	4,88	4,88	4,74	4,76	4,81	0,48	15
5,94	5,77	5,82	5,79	5,84	5,53	5,96	5,51	5,8	5,74	5,75	0,58	20
6,82	6,7	6,7	6,74	6,64	6,8	6,71	6,76	6,7	6,69	6,73	0,67	25
7,24	7	7,06	7,41	7,18	7,03	7,05	7,2	7,2	7,36	7,17	0,72	30
7,77	7,64	7,71	7,83	7,7	7,83	7,85	7,85	7,84	7,74	7,78	0,78	35
8,13	8,13	8,38	8,09	8,05	8,21	8,19	8,29	8,19	8,2	8,19	0,82	40
8,71	8,87	8,7	8,74	8,71	8,74	8,83	8,71	8,71	8,69	8,74	0,87	45
9,45	9,19	9,06	9,13	9,31	9,26	9,32	9,2	9,22	9,2	9,23	0,92	50

Para hacer la regresión lineal, tenemos:

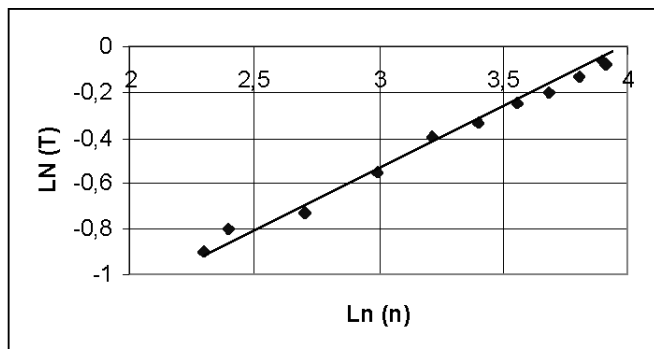
T	n	Ln T	Ln n
0,45	11	-0,7947	2,3979
0,48	15	-0,7311	2,7081
0,58	20	-0,5534	2,9957
0,67	25	-0,3966	3,2189
0,72	30	-0,3323	3,4012
0,78	35	-0,2515	3,5553
0,82	40	-0,2002	3,6889
0,87	45	-0,1346	3,8067
0,92	50	-0,0797	3,9120

Resultado:

$$A = -2.1 \pm 0.6$$

$$b = 0.5 \pm 0.1$$

$$r = 0.993$$



AUTOMATIZACIÓN DE UN EXPERIMENTO: DIFRACCIÓN POR UNA RENDIJA

Cubero O., Rodríguez E.

*Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

Se ha automatizado la toma de datos, y el movimiento del sensor correspondiente, para obtener cuantitativamente el patrón de difracción producido por una rendija. Las medidas experimentales se contrastan con las ecuaciones predichas por la teoría.

1. INTRODUCCIÓN

El objetivo de este trabajo ha sido doble, por un lado, implementar el software y hardware necesarios para la adquisición de datos a través del puerto paralelo de una PC; y por otro, poner de manifiesto, cuantitativamente, un importante fenómeno físico que se conoce ya desde hace 200 años, el fenómeno de la difracción.

Este artículo, fruto del curso de Instrumentación (FIS 320) que se imparte en la Carrera de Física de la UMSA, pretende también poner de manifiesto cómo la "manoseada" dicotomía teoría-experimento se difumina en la educación universitaria. A este nivel, cualquier estudiante con interés, y buena bibliografía, puede llegar a entender y manejar, sin prolongados años de estudio, toda la magia (teórica y experimental) que encierra un fenómeno físico.

El artículo comienza con una breve introducción teórica, sin hacer énfasis en la deducción de la teoría, sino más bien recordando al lector los resultados más importantes del fenómeno de la difracción. A continuación se describe el montaje experimental utilizado y se muestran diferentes gráficas con los datos obtenidos. Finalmente se analizan dichos datos.

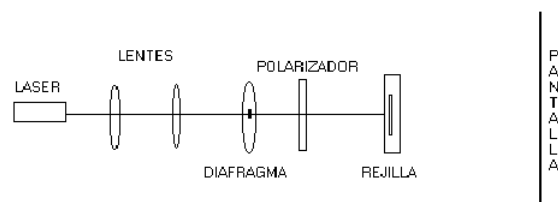
2. MARCO TEÓRICO

Alguna vez hemos experimentado cómo al interponer una cartulina, con un orificio, entre el haz de luz de una linterna y una pantalla, aparece proyectada en ésta un punto luminoso del mismo tamaño que el del orificio de la cartulina. Sin embargo, bajo ciertas condiciones que indicaremos más adelante, podemos hacer que la proyección sobre la pantalla de la luz que incide sobre un orificio no sea la que normalmente se espera, sino más bien una "proyección" que presenta dos características particulares:

- 1) En la pantalla hay más luz de la que correspondería teniendo en cuenta el tamaño del orificio, es decir, los rayos luminosos, al atravesar el orificio, sufren una desviación divergente respecto de la dirección rectilínea de incidencia.

- 2) Esa proyección presenta un cuadro de zonas claras y oscuras alternas (patrón de difracción).

Este fenómeno que acabamos de caracterizar recibe el nombre de *difracción*. Debemos aclarar que este fenómeno no se debe ni a la reflexión ni a la refracción que ocurre en la superficie que separa dos medios diferentes; ni tampoco a la variación en el espacio del índice de refracción, como ocurre en los medios no homogéneos. Tampoco se trata de la desviación causada por la presencia de partículas con un tamaño del orden de la longitud de onda del haz incidente (dispersión). Además, hay que destacar que el fenómeno de la difracción se da en cualquier tipo de onda, ya sea ésta longitudinal o transversal, electromagnética (por ejemplo luz visible) o mecánica (por ejemplo sonido). Un montaje típico para observar el patrón de difracción es el indicado en la siguiente figura.



Las dos primeras lentes sirven para que sobre la rejilla incida un haz de rayos paralelos (onda plana). Por otra parte, la pantalla debe estar lo suficientemente alejada como para poder considerar a los rayos divergentes que provienen de la rejilla, e interfieren en cada punto de la pantalla, paralelos (onda plana); bajo estas condiciones se tiene lo que se conoce con el nombre de *difracción de Fraunhofer* (1787-1866). El polarizador lo hemos puesto para disminuir la intensidad del haz de luz, pero su presencia no afecta la posición de los máximos y mínimos del patrón de difracción. La orientación de la rejilla, y un patrón de difracción típico, se pueden ver en la siguiente figura.



Young fue quien encontró, en 1800, una explicación a la desviación de los rayos luminosos de su trayectoria rectilínea al pasar por los bordes de un objeto, utilizando el principio de Huygens (1629-1695). Y Fresnel fue quien encontró, en 1815, una explicación a la aparición de franjas claras y oscuras. A continuación vamos simplemente a recordar cuatro resultados predichos por la teoría, y que nos servirán más adelante para contrastar las medidas experimentales. Naturalmente, el lector interesado puede recurrir a cualquier libro de óptica [1] para fundamentar los resultados que aquí simplemente vamos a mostrar.

I) Condición de difracción:

$$L \gg \frac{\Delta_r^2}{\lambda} \quad (1)$$

donde L es la distancia de la rendija a la pantalla, Δ_r es la anchura de la rendija y λ es la longitud de onda del haz incidente.

II) Distribución de intensidad:

$$I = I_o \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \quad (2)$$

donde,

$$\alpha = \frac{\pi \Delta_r}{\lambda L} x$$

siendo x la posición del sensor respecto del máximo central.

III) Relación entre parámetros característicos:

$$\Delta_r \Delta = \lambda L \quad (3)$$

donde Δ es la distancia entre el máximo central y el primer mínimo del patrón de difracción (ver figuras 1 y 2).

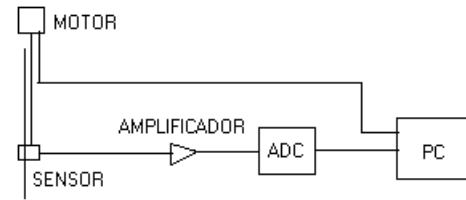
IV) Intensidades relativas:

$$\frac{I_{max}^{(1)}}{I_o} = 0,0472 \quad \frac{I_{max}^{(2)}}{I_o} = 0,0165 \quad \frac{I_{max}^{(3)}}{I_o} = 0,0083 \quad (4)$$

La iluminación de la primera franja brillante no llega al 5% de la iluminación que presenta la franja central; la de la segunda no llega ni al 2%, y la de la tercera ni al 1%; por lo tanto, existe una atenuación muy fuerte a medida que nos vamos alejando del máximo central.

3. MONTAJE EXPERIMENTAL

La novedad de este montaje es que permite medir de forma cuantitativa el patrón de difracción. Para ello se ha dispuesto de un sensor (fototransistor) cuya señal, previamente amplificada, se introduce en un conversor analógico-digital, para así poder pasar, a través del puerto paralelo, a la PC. Por otro lado, como es necesario llevar un registro de la posición del sensor, se sincroniza el comienzo y final de la toma de datos con el encendido y apagado del motor que va moviendo el sensor; todo esto también a través del puerto paralelo de la PC. El software, escrito en su totalidad en C, además de controlar los distintos dispositivos entrega un archivo con dos pares de datos (posición del sensor en mm, intensidad medida en voltios), que puede ser graficado con cualquiera de los paquetes usuales. En cuanto al hardware, la tarjeta de adquisición de datos es la misma que la descrita en [2], y el circuito para el encendido y apagado del motor es el circuito de control de potencia descrito en [3].



4. RESULTADOS

Como un primer paso para contrastar teoría y experimento nos hemos centrado en comprobar las relaciones 2, 3 y 4. Para ello se han realizado medidas, en igualdad de condiciones, sobre dos rendijas de 0,2 y 0,1 mm. En los patrones que se muestran en las figuras 1 y 2 se refleja claramente las dos características propias del fenómeno de la difracción: más luz de la que correspondería según el ancho de la rejilla y zonas claro-oscuras.

$\Delta_r (\pm 0.01) \text{ mm}$	$\Delta (\pm 0.5) \text{ mm}$	$\lambda (\text{nm})$
0.1	10.0	623 ± 70
0.2	5.6	698 ± 71

$I_o (\pm 0.01) \text{ V}$	$I_{max}^{(1)} (\pm 0.01) \text{ V}$	$\frac{I_{max}^{(1)}}{I_o}$
0.57	0.03	0.053 ± 0.018
2.34	0.11	0.047 ± 0.005

En la primera tabla se ha determinado la longitud de onda del haz emitido (valor nominal: 633 nm) usando la ecuación 3. En ambos casos la distancia L entre la

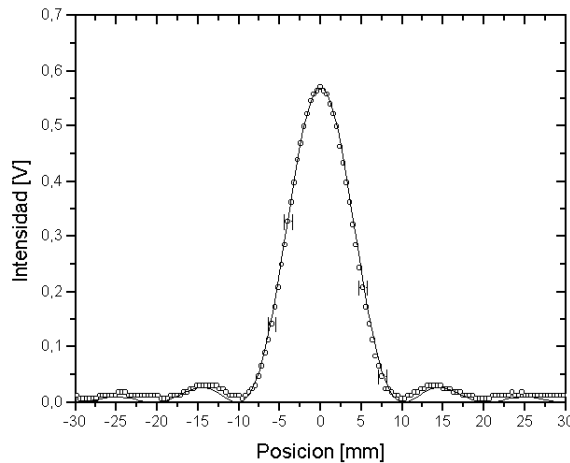


Figura 1. Patrón de difracción para una rendija de anchura $\Delta_r = 0,1 \text{ mm}$. Los círculos son los datos experimentales y la línea continua es lo predicho por la teoría según la ecuación 2, con $\lambda = 633 \text{ nm}$ y $L=1605 \text{ mm}$

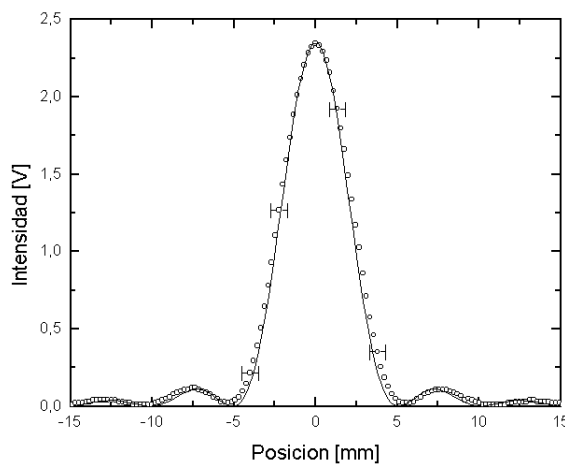


Figura 2. Patrón de difracción para una rendija de anchura $\Delta_r = 0,2 \text{ mm}$. Los círculos son los datos experimentales y la línea continua es lo predicho por la teoría según la ecuación 2, con $\lambda = 633 \text{ nm}$ y $L=1605 \text{ mm}$

rendija y la pantalla se mantuvo en $1605 \pm 2 \text{ mm}$. El error relativo se ha calculado usando la suma en cuadraturas.

En la segunda tabla se ha determinado la intensidad del primer máximo con relación al máximo central (valor esperado: 0.0472). La primera fila corresponde a la rendija de 0.1 mm de anchura, y la segunda a la de 0.2 mm. El error relativo se ha calculado sin usar la suma en cuadraturas.

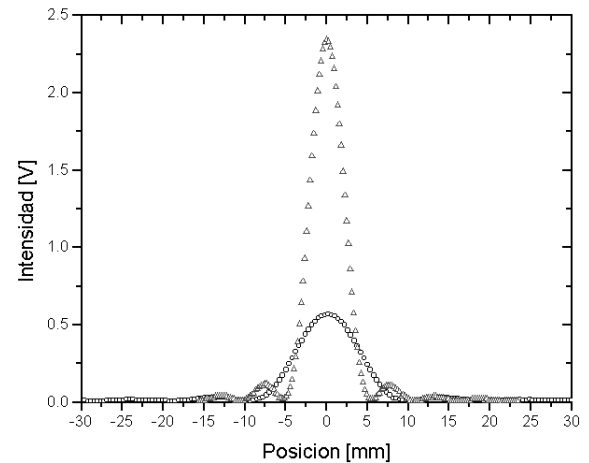


Figura 3. Los dos patrones de difracción anteriores superpuestos. Se observa como a medida que aumenta el tamaño de la rejilla el máximo central se hace más estrecho, además de aumentar su valor.

5. CONCLUSIONES Y RESULTADOS FINALES

El análisis de errores nos muestra que las medidas realizadas son bastante groseras (11% de error relativo en la determinación de λ). Sin embargo, es preciso señalar que este error relativo no proviene de la electrónica usada, sino de las incertidumbres en la determinación de Δ_r , Δ y L . Para rendijas de anchura menor que 0.1 mm la mayor contribución al error viene de la incertidumbre en la determinación del ancho de la rendija; mientras que a medida que va aumentando el ancho de ésta empieza a ser más importante la contribución debida a la incertidumbre en la determinación de Δ . Por lo tanto, si queremos utilizar este montaje para determinar el ancho de una rendija es conveniente aumentar la precisión de la escala de medida del banco sobre el que se mueve el sensor.

Por otro lado, y como un trabajo futuro, se podrían estudiar teórica y experimentalmente, patrones de difracción de orificios con diferentes simetrías; para ello bastaría simplemente con añadir un segundo motor que moviese el sensor en la dirección vertical, y poder tener así un rastreo bidimensional.

REFERENCIAS

- [1] Díaz R., León H., *Optica Ondulatoria*, Editorial Pueblo y Educación, La Habana, 1987.
- [2] Cubero O., *Adquisición de datos por el puerto paralelo de una PC: aplicación a un espectrofotómetro*, Revista Boliviana de Física, número 7, 2001.
- [3] Cubero O., *Control de temperatura mediante una PC*, Revista Boliviana de Física, número 8, 2002.

A 50 AÑOS DE LA FUNDACIÓN DEL LABORATORIO DE FÍSICA CÓSMICA DEL MONTE CHACALTAYA. "LA EDAD DEL UNIVERSO"

Instituto de Investigaciones Físicas

*Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

Hace 50 años se creó oficialmente el Laboratorio de Física Cósmica de Chacaltaya, dependiente de la Universidad Mayor de San Andrés, bajo la dirección del Prof. Ismael Escobar.

El antecedente que permitió la creación oficial de este laboratorio fue la confirmación experimental de la existencia del mesón π y su decaimiento en el mesón μ en las placas de emulsiones nucleares colocadas en el Monte Chacaltaya por el científico brasileño Cesar Lattes del grupo de investigación dirigido por el Prof. Frank Powel de la Universidad de Bristol.

Este descubrimiento hizo acreedor al premio Nobel de Física en 1949 al Prof. H. Yukawa del Japón por haber predicho la existencia de esta partícula responsable de las fuerzas nucleares y al Prof. Cecil Frank Powel al mismo premio en 1950 como cabeza del grupo que logró la confirmación experimental de su existencia.

Desde entonces han pasado por este laboratorio una gran cantidad de científicos de gran renombre. La investigación en rayos cósmicos que se lleva a cabo en el Laboratorio de Chacaltaya ha contribuido grandemente al desarrollo de esta rama de la física en el mundo.

En ocasión de los 50 años de su fundación hemos escogido, entre la gran cantidad de material científico producido desde el laboratorio, una monografía titulada "La Edad del Universo", publicada en julio de 1955 cuyo autor es el conocido científico y filósofo Prof. Mario Bunge.

Es, sin duda, una rareza bibliográfica, un trabajo conocido por pocos y quizás ya olvidado entre la prolífica producción de Mario Bunge.

Por ello es que la hemos escogido, considerando que vale la pena de ser reproducida al cabo de todo este tiempo, como homenaje a los 50 años de fundación del laboratorio de Física Cósmica de Chacaltaya.

Los Editores

Publicaciones del Laboratorio de Física Cósmica.

LA EDAD DEL UNIVERSO

por

MARIO BUNGE

Doctor en Ciencias Físicomatemáticas

Monografía No.2, Edit. U.M.S.A.

Julio 1955

La Paz - Bolivia

DATOS SOBRE EL AUTOR

El Profesor Mario Bunge es argentino, de 35 años de edad, doctor en física. Trabajó con los profesores Guido Beck y David Bohm sobre fuerzas nucleares, dispersión de partículas, cinemática del electrón de Dirac, en interpretaciones de la mecánica cuántica.

Es autor de artículos sobre gnoseología y ontología, habiéndose especializado en la filosofía de la ciencia. Ha colaborado en revistas científicas y filosóficas de su país

y del extranjero, tales como "Conferencias", "Nosotros", "Minerva", "Cuadernos Americanos", "Boletín del Químico Peruano", "Physical Review", "Nature", "Acta Physica Austriaca", "Science and Society", "Philosophy and Phenomenological Research", "The British Journal for the Philosophy of Science" y otras.

De 1947 a 1952 enseñó en la Universidad de Buenos Aires. No pertenece a la Comisión de Energía Atómica de su país, como se anunciara erróneamente.

PRÓLOGO

Corresponde al Laboratorio de Chacaltaya el presentar, dentro de la serie de sus "Monografías", el notable trabajo del Dr. Mario Bunge que sigue a continuación. Por el sólo hecho de ser el suscrito el Director del Laboratorio y por ende el Editor de estas monografías, debo obligatoriamente presentar cada trabajo. De aquí que, paradójicamente, surge el hecho de que el presentante debía ser el presentado; en este caso, el autor del trabajo debía ser el que encabezara la presentación del suscrito. Sirva esto de justificación, para aquellos que ya conocen la personalidad del Dr. Bunge y para que ese público culto -al que el trabajo va dedicado- considere estas líneas sólo como un mero formulismo, sin la pretensión de "prólogo" que encabeza este corto acápite.

Ha sido un honor para nuestro Laboratorio el haber contado al Dr. Bunge, tan sólo unos meses atrás, como uno de sus profesores en el "Curso Interamericano de Física Moderna"; honor, acrecentando ahora, al poder publicar varios de sus trabajos. En efecto, ya ha aparecido en nuestra serie Cuadernos (No.5), una conferencia que el mismo dictara durante esos mismos cursos y se halla en proceso de impresión una serie de clases sobre mecánicas cuántica, que aparecerá en breve ¹.

Su trabajo La edad del Universo, que ahora publicamos, representa para nosotros un jalón más en el camino de nuestro progreso y una satisfacción -como lo manifestara nuestro Rector- no sólo para el Laboratorio mismo de Chacaltaya, sino también para nuestra Facultad de Ciencias Exactas.

Encaja, por otro lado, el tema dentro de los problemas que, los hombres que trabajamos -aunque muy modestamente- en la radiación cósmica tenemos planteados.

Sabido es que una de las preocupaciones del momento es el conocer el origen y la naturaleza de estas radiaciones ultrapenetrantes. Aunque algunos estiman que se vienen originando en forma continua en los espacios interestelares, otros opinan que los rayos cósmicos son los fósiles de la "creación"; creación que es precisamente el tema y motivo del presente trabajo. Aunque de seguir la tesis sustentada por el autor, no podríamos hablar de "principio no fin", es por lo menos cierto que -los que a estas disciplinas nos hallamos ligados- al adentrarnos en el origen de estas partículas de alta energía, quizá podamos penetrar en un mejor conocimiento sobre el campo magnético de nuestro planeta, sobre otros campos magnéticos en y fuera de nuestra galaxia y por ende tener mejores herramientas para poder -en un futuro mediano- encarar con mayor conocimiento de causa, el movimiento de nuestra galaxia a través del espacio y quizás a obtener nuevas conclusiones sobre el origen, evolución y destino -si cabe así plantearlo- de nuestro Universo; sin referirnos aquí al

origen, por lo menos a la ordenación formal y energética de la creación.

Estas últimas consideraciones, si las ya expuestas no hubieran sido suficientes, son las que nos han movido a escribir estas líneas.

Jean Gebser a quien se ha dado en llamar el filósofo de la cultura, durante una de las charlas pronunciadas en una conferencia de carácter internacional hablaba de la "necesidad y posibilidad de una nueva visión del mundo", y nada más acertado que estas palabras para poder resumir los conceptos vertidos por el Dr. Bunge en este su trabajo sobre "La Edad del Universo"; una nueva visión, que el mismo autor justifica con las palabras finales de esta monografía, al decir modestamente "el lector podrá ahora juzgar cuán disparatado es el título de este trabajo, ya que lo que es eterno no tiene edad". ¿No es éste acaso una nueva visión del mundo? Aunque, esta visión como todo el proceso científico, puede encontrarse ya más o menos manifestada en otros modelos.

Este trabajo, que encaja dentro del llamado materialismo científico, excluye todo principio creacionista.

No podemos, ni por nuestras limitaciones propias, ni por la condición del mismo Laboratorio de Física Cósmica de Chacaltaya, sostener ni refutar, las afirmaciones aquí contenidas; lo presentamos como un aporte más a esta nueva visión del mundo a la que antes hacíamos referencia. Pensadores físicos y matemáticos, preclaros, hay dentro de cada una de estas diferentes escuelas, cosmólogos que han expuesto también sus diferentes conceptos sobre este mismo tema, usando los unos conceptos puros y construyendo los otros toda una imagen -hasta matemática- en el cuasi sentido de exacta de este nuestro Universo; pero lo que sí podemos destacar es el hecho de que es un gran aporte para una mejor comprensión del problema y un nuevo -si cabe- punto de vista, dentro de estos conceptos e ideas que han venido a transformar y revolucionar el mundo del saber físico y filosófico -quizá bastaría aunar ambos términos- en los últimos años.

Tiene además -para nosotros- la gran virtud este trabajo, de que aunque corto, -pues el autor no se detiene a exponer ni se lo ha propuesto en forma detallada cada una de las diferentes concepciones- es exhaustivo en cuanto a las ideas por el mismo contenidas; clasificándolas en forma tal que, permite una comprensión cabal del problema planteado, pudiendo llegar -con el razonamiento que el autor nos brinda a las conclusiones que el mismo tiene.- Por ello mismo el método de exposición se ajusta a un didactismo preciso, escueto y hasta lacónico a veces que va en beneficio de la mayor comprensión de toda y cada una de las muchas ideas sustentadas.

En resumen, debemos felicitarnos de que -como reconoce el autor- haya sido uno de los Decanos de la Universidad Mayor de San Andrés el que haya incitado a la publicación de este trabajo que, por su valor, debería ser conocido con mayor amplitud; tocándonos a nosotros únicamente la satisfacción de haber efectuado la primera impresión del mismo.

¹ Las publicaciones sobre el "Curso Interamericano" fueron también coauspiciadas por el Centro de Cooperación Científica para América Latina de la UNESCO, quien patrocinó con esta Casa de Estudios, el cursillo de referencia.

Chacaltaya, La Paz, Junio de 1955.

Ismael Escobar V.

Homenaje a la memoria de
ALBERT EINSTEIN (1879-1955)
Sabio y ciudadano

PREFACIO

La finalidad de esta monografía es examinar los argumentos que se han esgrimido en los últimos años para intentar justificar científicamente los mitos de la creación y del fin del mundo. Ella está destinada al público culto que se interesa por los problemas de la ciencia y sabe que ésta va conformando, cada vez en mayor medida, nuestra visión del mundo. También está dirigida a quienes se interesan por los problemas filosóficos y a aquellos colegas -por cierto contados- que con toda naturalidad hablan acerca del origen del universo, como si se tratase de un hecho natural y hasta confirmado empíricamente.

Redactada hace tres años, expuesta ante un núcleo de estudiantes y colegas, y discutida en el Círculo Filosófico al que pertenezco, esta monografía se publica con algunos agregados y correcciones. Entre ellas figura la duplicación de las distancias intergalácticas, encontrada por Behr (1951) y confirmada por Bade (1953). Esta duplicación resultó del descubrimiento de un error que se había deslizado en cierto cálculo tenido durante años por correcto. A mi modo de ver, este acontecimiento simboliza el estado actual de la astronomía extragaláctica y muestra cuán prematura e ingenua -cuando no deshonesto- es la tentativa de decidir desde ya, a tambor batiente, que el universo tiene una estructura y extensión dadas, y que evoluciona en su conjunto de una manera determinada. Si alguna ciencia debiera adoptar transitoriamente la divisa de Spinoza -Caute- es la cosmología, expuesta más que ninguna otra a los extravíos de la fantasía y a la inercia de los mitos arcaicos.

Agradezco a mi colega y amigo, el Dr. José F. Westerkamp, por haber revisado el manuscrito de este trabajo, cuyos errores son, sin embargo de mi exclusiva pertenencia; al Prof. Hugo Mansilla, Decano de la Facultad de Ingeniería de la U.M.S.A., de La Paz, por haberme instado a publicarlo y por haber tenido la gentileza de corregir las pruebas de imprenta; y al Prof. Ismael Escobar V., Director del Laboratorio de Chacaltaya, por haber acogido esta monografía en la serie de publicaciones que dirige.

Buenos Aires, Junio 1955.

INTRODUCCIÓN

Si hay una ciencia que aun no ha logrado desembarazarse totalmente de la mitología, ella es la cosmología, vale decir, la ciencia que estudia la estructura y la evolución del universo en su conjunto. Los modelos cosmogónicos y escatológicos ² actualmente de moda fueron casi todos delineados en la antigüedad, y aun en

²En su sentido estricto y etimológico, **cosmogonía** es el estudio del origen del universo; en la actualidad, el mismo término se

tiempos prehistóricos. Ahora se los puede conciliar con uno u otro hecho empírico, lo que no es muy difícil debido a la imprecisión de los datos proporcionados por la astronomía extragaláctica, esto es, la que se ocupa de los cuerpos celestes que no pertenecen a nuestra galaxia (la Vía Láctea). Y, sobre todo, se les puede conferir cierta apariencia racional mediante una dosis conveniente de matemática, lo que puede impresionar a quienes creen que para confirmar una hipótesis basta darle una formulación matemática. Pero ni el dudoso acuerdo con imprecisos datos observacionales, ni el imponente aparato matemático hace que aquellos modelos cosmológicos impliquen -o no un origen y un fin de todas las cosas- dejen de ser conjeturas y, más que conjeturas, fantasías con una carga variable de teología. No por ello dejan de ser elaboraciones más o menos detalladas de las fantasías que encontramos en los mitos prehistóricos y arcaicos, o en la filosofía de la naturaleza de los antiguos.

De ahí la conveniencia de comenzar nuestro estudio ubicando históricamente las discusiones cosmológicas del presente. Ello nos ayudará a comprobar que estas discusiones continúan, en formas diferentes, las añejas controversias ideológicas de tiempos pasados. Nos ayudará a ver que la cosmología -en apariencia la más pura de las ciencias- no es ajena a las contiendas ideológicas; que, muy por el contrario, sus problemas centrales son cuestiones ideológicas. Comenzaremos, pues, por recordar los principales tipos de concepciones cosmogónicas y escatológicas que registra la historia de las ideas, esbozando una clasificación sistemática de las mismas.

1. LOS PRINCIPALES TIPOS DE CONCEPCIONES COSMOGÓNICAS Y ESCATOLÓGICAS

1.1. *Criterio de clasificación*

Desde el punto de vista filosófico, las concepciones cosmogónicas y escatológicas pueden clasificarse en dos grandes grupos: las materialistas y los idealistas. Ambos calificativos se tomarán aquí en su acepción ontológica, no en la gnoseológica ³. En este sentido es idealista toda teoría que, por oposición a la filosofía materialista, sostiene la existencia de entes (sustancias, fuerzas, seres animados, objetos en general) que existen y obran independientemente de la materia, sustrayéndose a las leyes naturales; una teoría es idealista, en suma, si afirma la existencia autónoma de entes inmateriales, por ejemplo, de dioses o de ideas que existen de por sí, fuera del

emplea a menudo para designar la rama de la ciencia astronómica que estudia la evolución de los cuerpos celestes, sin aceptar necesariamente el dogma de que el universo en su conjunto ha tenido un origen en el tiempo. Para evitar confusiones, en lo que sigue se utilizará la palabra **cosmogonía** en su sentido etimológico, entendiéndose en cambio por **cosmología** el estudio científico de la estructura y evolución del universo o, mejor dicho, de la parte explorada del mismo. En cuanto al término **escatología**, en su sentido estrecho designa la parte de la teología que trata del fin del hombre; lo emplearemos en su significado general, si bien poco usual, de teoría del fin del universo.

³Entiendo por **ontología** la teoría general de la realidad o, si se prefiere, el estudio de los rasgos generales de la realidad. La **gnoseología**, o teoría del conocimiento, es la disciplina que se ocupa de las fuentes, de las formas y del alcance del conocimiento.

cerebro humano que produce unos y otras.

Por ejemplo, Aristóteles es a grandes rasgos materialista en su gnoseología, pues contrariamente a Platón afirma que no hay ideas fuera del ser pensante, y sostiene que las mismas se originan en las impresiones producidas en nuestros sentidos por objetos que poseen una existencia independiente de nosotros. En cambio, la ontología aristotélica es parcialmente idealista, puesto que afirma que los cuerpos materiales tienen un ingrediente inmaterial (la forma) y puesto que, además del mundo material, reconoce la existencia de un principio inmaterial (el primer motor, Dios) que es su causa final.

Esto no quiere decir que todas las cosmologías sean consecuentemente materialistas o consecuentemente inmaterialistas. Numéricamente son más las inconsecuentes o eclécticas que las consecuentes. Entre las cosmologías idealistas inconsecuentes figuran todas aquellas que afirman que el universo no fue **creado** a partir de la nada, sino **organizado** por potencias divinas a partir de una materia caótica preexistente y coeterna con sus organizadores; tal es lo que dice Platón en su diálogo **Timeo** (30 a). Por su parte son inconsecuentemente materialistas las cosmologías que incluyen una cosmogonía (en el sentido estricto del término) y una escatología; es decir, teorías acerca del origen y del fin de la materia, aun cuando ese origen y este fin se supongan ajenos a toda intervención divina.

En última instancia es idealista toda ontología que toma por realidades las que no son sino abstracciones humanas, tales como el espacio y el tiempo en sí, desvinculados de la materia. La hipótesis de que el espacio y el tiempo tienen existencia independiente de las cosas espaciales y temporales, puede conducir a suponer que la materia tuvo un origen **en** el tiempo y **en** el espacio, cuando en realidad uno y otro, lejos de constituir el escenario pasivo en que se representa el teatro del mundo, no son sino abstracciones, categorías abstraídas por el hombre en su manejo y estudio de la materia en movimiento. Por este motivo, y por violar el antiguo principio materialista **ex nihilo nihil fit** (nada proviene de la nada), no son consecuentemente materialistas las cosmologías que admiten un origen y/o un fin de la materia.

Precisado el sentido en que empleamos los adjetivos **materialista** e **idealista** al referirnos a las concepciones cosmológicas, y acordado en significado del calificativo **consecuente**, podemos incluir los principales tipos de concepciones cosmogónicas en el esquema siguiente.

1.2. *Los principales tipos de cosmogonías*

Cosmogonías idealistas

A Idealistas inconsecuentes

- a. Dios y el mundo son **coeternos**, increados e incorruptible. La función de Dios es mantener el movimiento y dirigido a fines (Aristóteles). Esta teoría, muy combatida por las iglesias, fue sostenida durante toda la Edad Media por los heterodoxos de las tres religiones medite-

rráneas, en particular por Averroes y los averroístas latinos.

- b. El universo fue **organizado** (no creado) de una vez por todas, por una potencia coexistente y coeterna, de naturaleza divina, a partir del caos primitivo (o del mar, o de la conjunción del cielo y de la Tierra), el que existía desde toda la eternidad. Estas cosmogonías son las que se encuentran con mayor frecuencia en los tiempos prehistóricos y arcaicos; entre los griegos fue sostenida por el Platón del **Timeo**; y a comienzos de la era cristiana. Proclo y Amonio defendieron teorías de este tipo. En ellas, el creador no es propiamente tal sino escultor: crea las formas, no la materia de las cosas; pone orden en el movimiento, no lo crea.
- c. La divinidad creó la materia uniforme e indiferenciada, dotándola luego de movimiento; a partir de este momento, el universo evolucionó. Por sí solo conforme a las leyes naturales, hasta alcanzar su estado actual. Esta fantasía ha sido sostenida por Descartes y, en forma levemente diferente, ha sido defendida en nuestros días por diversos cosmólogos (Lemaitre, Jeans, Eddington). No es del todo satisfactoria para el irracionalismo, pues relega la intervención divina a una época remota y del todo conjetural.

B Idealistas consecuentes

El universo fue creado a **partir de la nada**, una o varias veces, por una potencia inmaterial que **sigue vigilando su funcionamiento**. La creación fue un acto material (mitos babilonio y de Urano) o un acto puramente mental o, más exactamente, verbal (asirios, Ra, Código de Manú, Antiguo Testamento, Corán, Jeans, Eddington). Se verificó en un instante (Lemaitre), en el curso de pocos días (algunas mitologías del Oriente clásico, en particular la judía y sus derivadas), a lo largo de varias generaciones (mito de Urano) o en larguísimas etapas sucesivas (Código de Manú).

Para emplear el símil del reloj, tan caro a los deístas desde el siglo XVII, puede decirse en resumen que las cosmogonías idealistas inconsecuentes suponen que una o varias potencias inmateriales reunieron en un reloj las piezas dispersas preexistente, dándole cuerda una vez armado y dejándolo funcionar por sus propios medios. En cambio, la fábula cosmogónica consecuentemente idealista supone que el Relojero no solamente ha fabricado el reloj a partir de la nada, sino que sigue regulando su funcionamiento. Es digno de ser notado que el avance de la ciencia -y, paralelamente, el fortalecimiento y enriquecimiento del materialismo- ha hecho que ningún cosmólogo contemporáneo se atreva a sostener una cosmogonía idealista consecuente: aun

las cosmogonías creacionistas admiten que, una vez creada, la materia se rige por sus propias leyes, sin la intervención del dedo de Dios.

Cosmogonías materialistas

A *Materialistas inconsecuentes*

- a. El universo se **autocreó** (Pitágoras y Lucrecio).
- b. El cosmos se **autoorganizó**, sea de una vez por todas sea en etapas, a partir de elementos físicos preexistentes, sea por la sola acción de las leyes naturales, sea por obra de un organizador material. En algunos mitos primitivos, el agente organizador es un animal o una planta; en otros un arquetipo humano (pescador, cazador o artesano). En Confucio, la energía cósmica impersonal y caótica engendró dos principios opuestos, el **yin** y el **yan**, que en su lucha crearon el mundo tal como lo conocemos actualmente. Empédocles, el universo se autoorganizó a partir de los cuatro elementos eternos. En Kant y en Laplace, a partir de la nebulosa primitiva, reedición refinada del caos primigenio.

B *Materialista consecuente*

El universo existe desde toda la eternidad: **carece de origen**. Esta tesis materialista no pertenece a una cosmogonía propiamente dicha, sino a la cosmología. Parece haber sido sostenida por primera vez en la antigüedad clásica, en particular por Leucipo, Demócrito y Epicuro. Se verá más adelante que es la única hipótesis compatible con la ciencia.

1.3. *Los principales tipos de escatologías*

Escatologías idealistas

A *Idealistas inconsecuentes*

- a. El universo se encamina en su conjunto (es decir, al mismo tiempo en todas sus partes) hacia un estado final caótico, como resultado de una permanente intervención divina, o bien de las leves inmanentes de que el creador dotara a la materia en el momento de la creación. El mundo dejará de ser un cosmos para convertirse en un caos, pero la materia seguirá existiendo. El caos aparece aquí en la escatología, no necesariamente en la cosmogonía.
- b. La historia del universo es una sucesión ilimitada (en uno o en los dos sentidos del tiempo) de ciclos de renovación, gobernada por principios inmateriales (en Empédocles, el amor y el odio). El período de los ciclos es fijo (como en la cosmogonía brahmánica y en la teogonía etrusca, que permaneció en la superstición popular romana) o variable (como en algunos mitos centros y sudamericanos).

- c. El universo no tendrá fin: los cuerpos celestes son incorruptibles por ser de naturaleza divina (Aristóteles).

B *Idealista consecuente*

El universo evoluciona en un sentido fijo: no puede volver atrás ni puede renovarse; tendrá un fin absoluto así como tuvo un comienzo absoluto (escatologías del Oriente clásico, en particular la judía y sus derivadas). Podrá o no ser recreado después de su total desaparición y su fin coincidirá o no con el advenimiento de un salvador o Mesías.

Las diversas escatologías suponen que la cuerda del reloj cósmico termina por acabarse, o que no se acaba porque el Relojero tiene el propósito de mantenerla. Está claro que las escatologías pesimistas -que por norma aparecieron en periodos de convulsión social, y que no siempre han estado íntimamente vinculadas a las cosmogonías- unas veces expresan la sensación de desesperanza y derrota de grupos sociales aplastados, y otras contribuyen conscientemente a acentuar la sensación de pequeñez e impotencia del hombre -que tan bien suscitan las religiones- y de la inutilidad de todo esfuerzo humano, del cual no quedaría rastros en el mundo natural.

Escatologías materialistas

A *Materialistas inconsecuentes*

- a. El universo se encamina por sí mismo a un fin en cuanto cosmos, como resultado natural de su envejecimiento; vale decir, acabará en un estado final en que todo cambio, o al menos todo cambio importante, será imposible. Es la teoría de Clausius y Kelvin, de la muerte térmica del universo.
- b. El universo pasa por ciclos de eterno retorno a estados idénticos o similares (los pitagóricos, algunos estoicos y Nietzsche).

B *Materialistas consecuentes*

- a. La historia del universo es una sucesión ilimitada de ciclos sin eterno retorno ni período fijo (Demócrito y muchos otros materialistas antiguos, Engels y Tolman).
- b. El universo no evoluciona como un todo en forma unidireccional; sin ser un caos, tampoco es un cosmos perfecto; junto a mundos que "envejecen" (en el sentido termodinámico) hay otros en formación (Arrhenius y Vorontzoff-Velyaminov).

En rigor no hay escatología materialista, ya que no se trata de una desaparición total de la materia; lo que hay son diversas hipótesis acerca de la evolución del universo. He tildado de materialista inconsecuente a la de la muerte térmica porque, como se verá en el Capítulo

IV, conduce a absurdos; en cuanto al mito del eterno retorno a lo idéntico, que tanta fortuna conociera en la antigüedad, resulta de una visión estrictamente mecanicista, en la que no hay lugar para la emergencia de nuevas cualidades y de nuevos modos de ser de la materia. En lo que respecta a las dos hipótesis materialistas consecuentes, que he consignado, ninguna de ellas posee aval suficiente, salvo en lo que concierne a la eternidad de la materia en movimiento. La hipótesis de la autorrenovación cíclica supone que el universo evoluciona como un todo, aún cuando algunas de sus partes puedan evolucionar con mayor rapidez que las otras; esta no es más que una conjetura, fundada a su vez en la creencia del efectivo envejecimiento del universo en la etapa actual de su existencia. Me parece una conjetura menos plausible que la segunda, según la cual el universo no evoluciona como un todo en forma unidireccional.

Aún los modelos cosmológicos científicos, que carecen de elementos cosmogónicos y escatológicos, son de índole conjetural, y no teorías edificadas sobre datos empíricos. Lo único que puede exigirse por el momento de tales modelos es que respeten los principios generales de la ciencia -que son los del materialismo- y que den cuenta de los escasísimos hechos recogidos por la observación astronómica. Querer decidir desde ya entre modelos finitos o infinitos, estáticos o en expansión, de evolución unidireccional o cíclica, o simplemente sin evolución de conjunto, sería a mi juicio prematuro.

En la actualidad, lo más que puede pedirse a la cosmología es que investigue algunos de los modelos conceptualmente posibles y que se ajustan al pequeño puñado de observaciones exactas de que se dispone. Todas las posibilidades racionales compatibles con los hechos observados y con la física, y que no sean dictadas por intereses religiosos, debieran ser examinadas sin prejuicios por la cosmología científica.

Pero la cosmología científica no podrá progresar, no podrá salir del marasmo creacionista, si no efectúa previamente una limpieza que la desembarace de su tradicional carga cosmogónica y escatológica. Las páginas que siguen están dedicadas a examinar precisamente esas tesis idealistas, esas cuestiones ideológicas centrales de la cosmología contemporánea. Empezaremos por precisar la forma en que se plantean.

2. EL PROBLEMA COSMOLÓGICO

2.1. Posibilidad y necesidad de la cosmología

La tarea de la cosmología es averiguar la estructura actual de la parte conocida del universo en base a los datos de la astronomía, de la astrofísica y de la geofísica, infiriendo de este conocimiento conclusiones probables acerca de una parte de la historia pasada y de una parte de la evolución futura del mundo. Una y otra tarea, la recolección de datos y la construcción de teorías, están en la infancia, aún cuando se vienen realizando desde hace milenios. Las cosmologías actuales no sólo usan la hipótesis como método -y, más la hipótesis, la fantasía incontrolada- sino que su estado todo es conjetural. Lo

es a punto tal de que más de una vez ha sido puesta en duda la posibilidad misma de una ciencia del universo en su conjunto.

Sostener la imposibilidad de la cosmología -como la sostuvieron los positivistas Comte y Wittgenstein, y como la sostienen algunos astrónomos contemporáneos que, ante la ofensiva creacionista, adoptan la actitud del avestruz- es, en mi opinión, adoptar un punto de vista estrecho, que elude las dificultades y deja las especulaciones cosmológicas en manos de charlatanes. Es falso que las proposiciones cosmológicas carezcan de sentido porque no se las puede verificar empíricamente; las proposiciones cosmológicas pueden ser verdaderas o falsas, pero tienen sentido en todos los casos en que consisten en enlaces no contradictorios de conceptos conocidos.

Por cierto que es muy audaz la empresa de imaginar la arquitectura del universo en su conjunto; ello supone **extrapolar** lo poco que sabemos acerca de la región que está al alcance de los telescopios moderno. Pero todas las ciencias participan de esta audacia, aunque ciertamente en menor medida; en todos los sectores de la realidad, lo que conocemos -y ello en forma aproximada y perfectible- es tan sólo una parte. Toda predicción es una problemática extrapolación en el tiempo; toda inducción es una problemática extensión, a un conjunto, de lo que se predica acerca de una parte de él. Si fuera a detenernos el riesgo inherente a toda predicción, a toda interpolación y extrapolación, a toda generalización y a toda deducción, entonces se detendría la investigación científica. La actitud positivista de negar la posibilidad de la cosmología equivale, en los hechos a imponerle al conocimiento una limitación **a priori**; equivale a sostener un **ingnoramus et ignorabimus** (ignoramos y nunca sabremos) que no es sino la antesala de la religión.

Admitiremos, pues, que es posible investigar el universo en su conjunto o, mejor dicho, la parte explorada del universo, sin que esto suponga que la misma evolucione como un todo. Más aún, creo que las investigaciones cosmológicas son necesarias, ya que el verdadero peligro para la cultura no reside en inventar modelos cosmológicos cuando de antemano se sabe que son provisionarios y, que consisten en conjeturas fundadas en extrapolaciones, y que sólo la observación astronómica puede validarlos; el peligro reside en abandonar la cosmología en manos de charlatanes deshonestos guiados por móviles extraños y aún opuestos a los de la ciencia.

2.2. Motivos del atraso de la cosmología científica

Todas las ramas de la ciencia poseen un puñado de verdades definitivas, de conocimientos que habrán de ser retocados y profundizados, pero cuyo núcleo permanece inalterado. Todas, salvo la cosmología, que es a la vez la más ambiciosa y la menos evolucionada de las ciencias. Los principales motivos de las dificultades con que se desenvuelve la cosmología son, al parecer, los siguientes:

- a. Los datos observacionales referentes a la estructura y evolución del universo son pocos y casi todos inseguros. Abarcan una región cuyo radio es de unos

2.000 millones (2×10^9) de años luz,⁴ que tal es el alcance del mayor de los telescopios existentes; por lo tanto, la luz proveniente de las nebulosas más lejanas que se conocen nos trae datos acerca de lo que ocurrió hace 2.000 millones de años. Ni siquiera sabemos si tales distancias son pequeñas o grandes en relación con el universo entero, aunque son ciertamente fabulosas comparadas con las que se habían alcanzado en la época de Newton. Por su parte la geofísica nos da tiempos del mismo orden de magnitud, pues alcanza a establecer que algunos procesos -tal el de la solidificación de la corteza terrestre- ocurrieron hace 3.000 ó 4.000 millones de años. Pero hay ciertos datos muy importantes para establecer la forma y estructura de la parte ya explorada del universo, que se conocen con una imprecisión tal que no permiten inferir ninguna conclusión acerca de la geometría del mundo. Entre ellos figuran, en lugar prominente, la densidad media de la materia (partículas más radiación), cuyos límites se han fijado entre 10^{-26} y 10^{-30} gramos por centímetro cúbico. La densidad media de la materia luminosa es de unos $10^{-30} g/cm^3$ ⁵, pero si se tienen en cuenta el polvo cósmico y otros objetos no luminosos que existen en el espacio (como lo muestran las exploraciones con globos sondas y cohetes) tal vez se llegue a los $10^{-26} g/cm^3$ estimados por Zwicky.

- b. La física que conocemos es esencialmente terrestre. No hay la menor garantía de que podamos extrapolar **todas** las leyes actualmente conocidas en la Tierra o en el sistema solar, o aún en nuestra galaxia, al universo en su conjunto ni a épocas muy remotas. La inseguridad es tal, que en su primer modelo cosmológico Einstein postulaba una repulsión universal (representada por la constante cosmológica) que más tarde fue abandonada; no hay, pues ni siquiera la certidumbre de que las ecuaciones de la gravitación, que valen con buena aproximación dentro de nuestra galaxia, sigan valiendo con la misma aproximación fuera de ella. Hasta sería posible (como lo ha sugerido Dirac) que la constante universal de la gravitación varíe con el tiempo. Así resulta que la cosmología científica, a falta de pruebas en contra, se ve obligada a suponer la validez de la extrapolación de las leyes encon-

tradas en nuestra galaxia; tal extrapolación es una extensión en varias etapas: de la Tierra al sistema solar, de éste a nuestra galaxia, y de ésta al universo ya explorado, y de este al universo entero. A nadie debiera escapársele que se trata de un a hipótesis de trabajo, no de un resultado comprobado.

- c. Las especulaciones cosmológicas -pues por el momento no son otra cosa que especulaciones- han sido y siguen siendo deformadas por prejuicios religiosos, por las exigencias de las diversas iglesias de justificar los mitos cosmogónicos y escatológicos. Tales intereses de iglesia hacen que muchos científicos abandonen su habitual cautela y prudencia cuando mayor necesidad tienen de ella, es decir, cuando se embarcan en especulaciones cosmológicas.

La exigüedad de los datos observacionales y las lagunas teóricas hacen que los cosmólogos inventen e investiguen diversos modelos cosmológicos conceptualmente posibles. La guía consciente o inconsciente de estas fantasías científicas es, demasiado a menudo un mito religioso: ya dijimos que casi todos los modelos cosmológicos fueron pensados en tiempos remotos, si bien en formas diferentes en lo que concierne a los detalles. Bastaría esto para mirar con desconfianza las apresuradas conclusiones, que se leen tan a menudo, de que la cosmología (que no existe, pues hay tantas cosmologías como cosmólogos) ha demostrado cabalmente que el universo es espacialmente finito o infinito, curvo o "chato", estático o expansivo, estable o inestable, eternamente inmutable o eternamente renovable. En esto, y solamente en esto, reside el peligro de considerar el Universo en su conjunto: en tomar por conclusión segura lo que no es sino conjetura introducida **ab initio**, en tomar por resultado lo que no es sino tanteo preliminar, por dato de la ciencia lo que no es sino arcaico prejuicio. Pero tal peligro sobreviene solamente cuando se olvidan elementales reglas de la metodología científica, y ellas acechan a todo el que se aventura sin espíritu crítico en investigaciones de gran interés ideológico, como son las que se refieren al origen del universo, de la vida, de las funciones psíquicas, o de la propiedad.

2.3. Los dos aspectos de problema cosmológico

El problema cosmológico tiene dos caras principales, que correspondan a otros tantos problemas interdependientes: (1) el problema **geométrico**, consistente en averiguar la forma y extensión del universo (esto es, la estructura del espacio tal como es determinada por la distribución de la materia, sea en forma de corpúsculos o de radiación); y (2) el problema **dinámico**, que consiste en averiguar (por ahora, en conjeturar) la evolución del universo y de sus partes, en particular de las nebulosas, de los cúmulos de estrellas, de éstas y del sistema planetario.

Según la teoría general de la relatividad -cuya validez ha sido confirmada hasta ahora por la observación as-

⁴Un año luz es la distancia que la luz recorre en un año. Equivale a unos $9,46 \times 10^{12}$ kilómetros, o sea, aproximadamente nueve millones de millones de kilómetros. El diámetro de la Vía Láctea (que es nuestra galaxia) es de aproximadamente 10.000 años luz. La distancia que nos separa de la nebulosa espiral de Andrómeda es unas 150 veces mayor, o sea, aproximadamente un millón y medio de años luz.

⁵La densidad media de la materia luminosa contenida en las nebulosas se calcula de la siguiente manera. Los cálculos dan, para la masa de las nebulosas, un valor que oscila en torno a los $10^{41} g$; los recuentos astronómicos muestran que el número de nebulosas que se encuentran dentro del radio r (medido en cm) es $N = 4 \times 10^{71} \times r$. De ambos datos resulta el valor $10^{-30} g/cm^3$ de la densidad.

tronómica, aún cuando presenta todavía difíciles problemas de interpretación- ambos términos del problema, el geométrico y el dinámico, son interdependientes o, más precisamente, son dos aspectos de un problema único. En efecto, según esta teoría las propiedades del espacio y del tiempo están determinadas por la distribución de la materia; y recíprocamente, el movimiento de las masas y de los rayos de luz esta condicionado por la estructura del espacio ⁶.

Cabe observar, de pasada, que la idea central de esta teoría es una brillante confirmación de la antigua tesis materialista según la cual la materia (en su acepción filosófica que incluye a las radiaciones y, en general, a todo lo que existe fuera de nuestra conciencia), el movimiento, el espacio y el tiempo forman **in res** una unidad inescindible; y que la tradicional tetratomía **materia - en movimiento- a través del espacio-en el curso del tiempo** es producto de la abstracción.

Pero, en el momento actual, los datos astronómicos acerca de la repartición de la materia en el universo no bastan para determinar la estructura del espacio (su métrica). Esta deficiencia tiene dos consecuencias. La primera es que hay diversos modelos cosmológicos compatibles con los conocimientos actuales; la segunda es que ambas facetas del problema -la geométrica y la dinámica- se tratan hasta cierto punto por separado. La falta de datos observacionales suficientemente exactos permite que los cosmólogos forjen suposiciones más o menos arbitrarias acerca de la estructura del universo. El riesgo de este procedimiento radica en que lleva a muchas personas -por ejemplo a Milne- a suponer que la cosmología es una ciencia de tipo matemático; esto es, que está edificada sobre axiomas arbitrarios y que su único método es el hipotético-deductivo. Más aún: se cree a menudo que los modelos cosmológicos de Einstein, de Sitter o Lemaitre son **resultados** forzosos de la teoría relativista de la gravitación; cuando en rigor no son sino teorías extremadamente especulativas fundadas sobre conjeturas específicamente cosmológicas y que **usan** la teoría gen-

⁶La ecuación fundamental de la teoría clásica de la gravitación es la ecuación de Poisson

$$\Delta U = 4\pi k d$$

que permite encontrar el campo gravitatorio (descrito por el potencial U) conociendo la densidad d de las masas que lo engendran. En la teoría relativista de la gravitación, la única función (d) es reemplazada por las 10 componentes del tensor impulso-energía T_{ik} y el laplaciano del único potencial escalar U es sustituido por el tensor de Riemann-Christoffel R_{ik} ; las 10 ecuaciones fundamentales de la teoría son

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = -kT_{ik},$$

donde g_{ik} es el tensor métrico, que figura en la expresión del elemento de línea.

$$ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k.$$

Conocida la estructura del espacio y del tiempo (o sea, conocido el tensor g_{ik}), en principio queda determinada la distribución de materia T_{ik} (y viceversa) ya que tanto el tensor de curvatura R_{ik} como la curvatura escalar $R (= g^{ik}R_{ik})$ dependen solamente de g_{ik} .

eralizada de la relatividad, del mismo modo que otros modelos cosmológicos han usado la teoría newtoniana de la gravitación sin ser consecuencias forzosas de ésta.

La prueba de que los modelos cosmológicos propuestos en los últimos años no son consecuencias forzosas de la teoría de la relatividad, es que no hay una sino muchas cosmologías relativistas. Los diversos modelos cosmológicos relativistas contienen tres ingredientes básicos, uno solo de los cuales es la teoría de la gravitación de Einstein. Los otros dos son:

- a. Hipótesis cosmológicas específicas de tipo geométrico (p.ej., que el universo posee una curvatura constante positiva) y dinámica (p.ej. que el universo es pulsante). Aquí es donde a menudo se esconden las **premisas** cosmogónicas que luego se hacen aparecer como resultados, una de ellas es la suposición de que todos los cuerpos celestes evolucionan en un mismo sentido.
- b. Datos astronómicos tan exiguos e imprecisos que permiten la construcción de teorías muy dispares. Entre ellos figura la densidad media de la materia, que -como no podía ser de otro modo en una primera etapa de la exploración- parece ser constante e independiente de la dirección de observación (o sea, homogénea e isotrópica).

Hay modelos cosmológicos creacionistas que son relativistas (como el de Lemaitre) y otros que no lo son (como el de Milne); hay, por otra parte, universos imaginados en conformidad con las exigencias relativistas, y que son infinitos en el espacio y en el tiempo. Sólo quien desconozca los elementos de la teoría relativista de la gravitación puede afirmar que ella **impone** la elección de un modelo cosmológico determinado. El marco matemático que ofrece esta teoría es muy amplio, tanto que el número de modelos de universo compatibles con ella es nada menos que **infinito** ⁷. Uno de los problemas de los cosmólogos es, precisamente, el de restringir -en base a datos empíricos- esta infinita variedad matemáticamente posible; pero para lograrlo se necesitan muchos más datos observacionales, y más precisos que los disponibles ⁸.

2.4. El principal problema cosmológico

Hemos dicho que ambas caras del problema cosmológico son interdependientes, pero que la exigüidad de los datos observacionales permite un tratamiento hasta cierto punto independiente de cada uno de sus aspectos.

⁷H. P. Robertson, "On the Foundation of Relativistic Cosmology", **Proceedings of the National Academy of Sciences**, **15**, 822 (1929).

⁸En las ecuaciones de la teoría relativista de la gravitación figura una constante (la constante de curvatura) que en principio podría determinarse en base a datos observacionales, pero cuyo valor se desconoce por el momento. Si dicha constante, que está vinculada con la densidad de materia, es positiva, quiere decir que la curvatura del universo es positiva (universo cerrado, de volumen finito); pero si la constante de curvatura es negativa, ello quiere decir que el universo es abierto, esto es, infinito. Las últimas mediciones parecen favorecer esta segunda posibilidad.

Ahora bien, algunos científicos sostienen que el principal problema cosmológico es el geométrico; más precisamente, afirman que el verdadero problema ideológico de la cosmología es el referente a la forma y extensión del universo, llegando a decir que es menester partir de la infinita (o finita, según los casos) extensión del universo, en el espacio como de una verdad evidente o al menos indiscutible.

La hipótesis de la infinitud espacial del universo era plausible en los tiempos de Giordano Bruno, cuando los viajes y las observaciones astronómicas ampliaban el estrecho mundo medieval hasta el punto de hacer concebir la esperanza de una ampliación ilimitada; entonces era plausible y tenía un contenido progresista, ya que se oponía al finitismo de la ideología oficial, dominada por la religión. Pero la exigencia dogmática de adoptar la hipótesis de la infinitud como punto de partida indiscutible, es de neto corte idealista, aún cuando sea formulada por pensadores que se dicen materialista; es tan idealista como cualquier otra tentativa de imponer a la realidad propiedades que están lejos de haber sido verificadas.

Lo que interesa decisivamente, desde el punto de vista filosófico, es que ninguna de las dos hipótesis es incompatible con el materialismo. Ninguna de las dos lesiona las tesis de la materialidad del mundo, de su inagotable variedad cualitativa, de su realidad objetiva y de su cognoscibilidad. (En todo caso, la hipótesis de la infinitud implica un **ignorabimus**, ya que nunca podríamos llegar a conocer del todo un universo de extensión infinita). Ambas hipótesis son, en sí, ajenas a los mitos creacionistas y escatológicos; las dos han integrado indistintamente cosmologías idealistas y materialistas. (La única ventaja que tiene la hipótesis finitista para la religión es de índole **psicológica**, pues es más fácil hacer creer al vulgo que un dios personal hizo un mundo finito en un lapso finito de tiempo; pero un deísta educado no encuentra dificultad en imaginar que Dios, puesto que es omnipotente, creó un universo infinito con sólo pensarlo).

El rechazo del examen de cualquiera de las dos hipótesis, en momentos en que ni la física ni la astronomía dan fundamento seguro a ninguna de ellas -y siendo ambas perfectamente compatibles con el materialismo- es prueba de un dogmatismo que sólo puede fundarse en argumentos de autoridad y explicarse por la rutina.

No es el problema geométrico el que tiene mayor interés ideológico. Para la lucha de ideas no tienen un interés decisivo dilucida si el espacio es abierto o cerrado. Lo que tiene verdadero interés es saber si, como lo afirman los idealistas, los conocimientos actuales autorizan a afirmar que el universo tuvo un **origen** y tendrá un **fin**. Este problema, relacionado con lo que los creyentes llaman la "edad del universo", es el problema ideológico central de la cosmología contemporánea.

Para convencerse de ello sin el auxilio de la reflexión basta ver la enorme cantidad de libros de divulgación -escritos algunos por físicos eminentes y los más por

charlatanes- en los que se pretende fundamentar científicamente los mitos cosmogónicos y escatológicos, que es nada menos que pretender demostrar, con ayuda de las leyes naturales, que estas fueron infringidas una vez y que volverán a serlo. Tales argumentos han sido utilizados recientemente por el papado ⁹, al que por supuesto no le interesa que el universo sea finito o infinito, ni saber si la teoría de la relatividad tiene validez universal o no: lo que le interesa al Papa es que los cosmólogos contemporáneos, o al menos dos o tres de prestigio, confirmen el mito de la creación y del fin del mundo.

2.5. *Los tres problemas dinámicos de mayor importancia actual*

Cuando el Papa y los cosmólogos creacionistas hablan de la **edad del universo**, de su presunto origen y de su presunta vejez actual, se refieren esencialmente a tres fenómenos que, falsamente interpretados, podrían hacer presumir que el universo tuvo un comienzo. Dichos fenómenos son: la desintegración radioactiva, mediante la cual es posible estimar la edad de las rocas; la llamada degradación de la energía, que ha sugerido la hipótesis del desgaste progresivo de la maquinaria cósmica; y el corrimiento hacia el rojo de los espectros de las nebulosas, que ha sido interpretado como síntoma de la expansión del universo. De los tres nos ocuparemos en lo que sigue.

Los problemas cosmológicos de mayor importancia ideológica en el momento actual son, por lo tanto, los siguientes:

- (1) *"Edad" de la materia.* Decidir qué se entiende por **edad de la materia** cuando se habla de la edad de las rocas y, en general, de la edad de la corteza terrestre; es decir, establecer si ésta es o no, al mismo tiempo, la edad de la materia, la edad del universo.
- (2) *"Degradación" de la energía.* Precisar qué validez tiene la extrapolación, a todo el universo, del llamado principio de degradación de la energía; averiguar, en consecuencia, qué fundamento tiene el célebre argumento termodinámico a favor del origen del mundo y de su "muerte térmica".
- (3) *"Expansión" del universo.* Resolver si el corrimiento hacia el rojo exhibido por los espectros de la nebulosa extragaláctica debe o no atribuirse al efecto Doppler Fizeau; esto es, decidir si el universo está actualmente en una fase de expansión; en caso afirmativo, averiguar el mecanismo de tal expansión, establecer cuándo comenzó y terminará, y sobre todo si el comienzo de la expansión fue al mismo tiempo el principio del mundo.

Aunque los tres aspectos tienen igual importancia científica e ideológica, me parece conveniente insistir en

⁹Véase el discurso del Papa sobre "Las pruebas de la existencia de Dios a la luz de la ciencia natural moderna", del 22. XI. 1951, reproducido en L'Osservatore Romano del 26 XI. 1951.

el problema termodinámico, ya que el argumento de la "degradación" de la energía sigue siendo el preferido en las presuntas demostraciones de la tesis antropomórfica de que el universo envejece y que, por lo tanto, tuvo un nacimiento y habrá de morir. De aquí que dediquemos mayor atención a este problema.

3. LA "EDAD" DE LA MATERIA

3.1. *Fijismo y transformismo*

Durante milenios un argumento clásico de los creacionistas fue la supuesta fijez de las especies en los llamados reinos de la naturaleza. La presunta invariabilidad de las especies minerales, vegetales y animales concordaba con los mitos relativos a su creación y parecía comprobar que la naturaleza es impotente para crear nuevas formas, recibiendo toda novedad desde afuera. Pero ya a partir del Renacimiento se reconquistaron las ideas transformistas de la antigüedad grecorromana tan bellamente expuestas por Lucrecio en su inmortal poema y a partir de mediados del siglo XVIII se fueron afirmando sobre fundamentos sólidos las ideas transformistas, tanto las evolucionistas como las de tipo catastrófico, en biología, mineralogía y cosmología.

La química fue el último baluarte del fijismo, y se comprende, pues primero tuvo que desembarazarse del transformismo imaginario de los alquimistas. A fines del siglo pasado se descubrió que ciertos elementos químicos, tenidos hasta entonces por invariables, se transmutan espontáneamente (esto es, sin causa eficiente conocida hasta ahora). A este descubrimiento de la radioactividad natural se añadió después el de la radioactividad artificial. Más precisamente, se comprendió que todos los átomos, salvo el más sencillo (que es el de hidrógeno) pueden tornarse radioactivos -o sea, pueden transmutarse en condiciones que al comienzo parecieron excepcionales. Más tarde se comprobó que al menos parte de estas transformaciones de unas especies químicas en otras tienen lugar en el interior de las estrellas y aún en torno nuestro. (En la corteza terrestre, los principales agentes desintegradores y productores de reacciones nucleares son los rayos cósmicos). Por último, se reconoció que los propios constituyentes de los átomos (las llamadas partículas elementales) son pasibles de transformación: que los neutrones son radioactivos (convirtiéndose en protones) y que los electrones negativos y positivos (o positrones) pueden unirse en parejas convirtiéndose en radiación; también se descubrió la llamada "materialización de la energía", que no es sino la conversión de radiación en partículas ("creación" de pares).

Ahora se sabe, en suma, que incluso los constituyentes "elementales" de la materia tienen historia. Se ha visto que los procesos de desintegración y de fisión, los fenómenos termonucleares de síntesis o integración (que, según la teoría de Bethe, originan la radiación estelar), y los procesos de conversión de la radiación en partículas y viceversa, muestran que la materia inanimada tiene historia. En particular, uno de los procesos mencionados, el de la radioactividad, permite explicar la abundancia

relativa de los elementos químicos que forman la corteza terrestre como resultado natural de su evolución a partir de su solidificación.

3.2. *La edad de la corteza terrestre*

No se sabe cuándo empezaron a formarse los átomos a partir de las llamadas partículas elementales; ni siquiera se sabe si este proceso tuvo un origen único en el universo (hipótesis monogenista) o si, por el contrario, sigue produciéndose en algunas regiones del cosmos, simultáneamente con los procesos de disolución o desintegración que conocemos en la Tierra (hipótesis poligenista). Los procesos evolutivos que tienen lugar en algunas nebulosas extragalácticas parecerían favorecer esta última hipótesis, indicando que en algunos lugares del universo predominan las reacciones nucleares de síntesis, en tanto que en otras regiones predominan las reacciones de desintegración; pero esto no se sabe con certidumbre.

Lo que se sabe con cierta exactitud es cuándo comenzó la desintegración radioactiva espontánea en nuestro planeta. Es decir, cuándo empezaron a desintegrarse los átomos (constituidos en una época desconocida) de uranio, torio, etc.. Esto se conoce bastante bien porque los elementos radioactivos se descomponen con una cadencia bien determinada y que casi seguramente ha permanecido constante durante los últimos mil millones de años (10^9 años).

El método que se emplea para determinar la edad de la radioactividad (que no es lo mismo que la edad de los elementos radioactivos) es el siguiente. Se toma una muestra de mineral radioactivo, por ejemplo, de uranio. En su interior se encuentran, además del uranio padre, dos productos de su desintegración: plomo y helio. Estas "cenizas", ya inactivas, de la desintegración del uranio, serán tanto más abundantes (en relación al peso del uranio) cuanto mayor sea el tiempo transcurrido desde que comenzó la desintegración. Si por cada gramo de uranio se encontrasen 0,13 miligramos de plomo engendrado por aquél, se podría estimar que en la muestra en cuestión el proceso radioactivo empezó hace un millón de años. En resumen, la relación de los pesos del uranio y del plomo residual nos da lo que con cierta impropiedad se denomina la "edad del mineral", y que en rigor es el tiempo que ha durado la desintegración.

El más distinguido investigador de este problema¹⁰ dice, con la prudencia que caracteriza al sabio que el método mencionado nos da "el tiempo transcurrido desde que comenzó a modificarse la constitución isotópica del plomo primitivo de la Tierra, por el agregado de isótopos del plomo derivados del uranio I, del actinio U y del torio". Como se ve, no infiere -a diferencia de ciertos divulgadores, como Gamow- que la edad determinada con su método sea la edad de los átomos, o la edad de la materia.

Ahora bien: a las levadas temperaturas reinantes en

¹⁰ A. Holmes, *Nature*, 159, 127 (1947). Una exposición elemental de sus trabajos, se encuentra en su artículo de *Endeavour*, 6, No.23, de julio de 1947.

las estrellas no existen elementos tan pesados o inestables como el uranio; además es probable, aunque de ninguna manera seguro, que la Tierra se haya desprendido de una estrella (muy probablemente del Sol) o se haya originado en el choque de dos estrellas, junto con el resto del sistema solar. De manera que, **grosso modo**, el tiempo que se determina con el análisis de las rocas radioactivas es la época en que se cristalizó el mineral. Y este proceso debió de producirse casi al mismo tiempo en que empezó a solidificarse el resto de la corteza terrestre.

Este método aplicado a las rocas, ha permitido establecer -en base a las hipótesis mencionadas, que son altamente probables pero no seguras- que la edad de la corteza terrestre es de 3.000 a 4.000 millones de años. Algo menor es el tiempo -determinado por métodos geológicos- transcurrido desde la época en que las rocas adquirieron su forma actual: parece ser, a lo sumo, de 2.000 millones de años. Estos tiempos son del mismo orden de magnitud que el transcurrido desde que se solidificaron los meteoritos analizados hasta ahora, y que se ha fijado recientemente en 4.600 millones de años ($4,6 \times 10^9$ años).

Por supuesto que estos métodos no nos dicen cuándo se formó la Tierra como cuerpo independiente, sino solamente cuándo empezó a solidificarse su corteza. Pero ciertas consideraciones fundadas en el estudio de la radiación permiten concluir que el lapso transcurrido entre uno y otro proceso no ha sido muy largo. Es así que se admite generalmente que **la edad del sistema solar está comprendida entre 3 y 5 mil millones de años**.

3.3. ¿Edad de la materia o de los procesos radioactivos?

Ciertos cosmólogos creacionistas concluyen de lo que precede, que **la materia fue creada** hace 3 a 5 mil millones de años ¹¹. Como hemos visto, no es ésta la conclusión de Holmes, autor de los principales trabajos en la materia. La patraña es evidente: el número mencionado se refiere tan sólo a la edad **de los procesos radioactivos en la corteza terrestre** y presumiblemente en todo el sistema solar, pero no necesariamente en todos los rincones del universo.

Es probable, pero en modo alguno seguro, que los elementos naturalmente radioactivos hayan empezado a desintegrarse inmediatamente después de su formación; tal ocurriría si la radioactividad natural fuese realmente espontánea y no se debiese a alguna fuerza exterior de naturaleza desconocida por el momento. Si se acepta esa hipótesis, puede admitirse que la edad de ciertos elementos químicos -los más complejos y por ello mismo los más inestables- oscila entre 3.000 y 5.000 millones de años en lo que se refiere al sistema solar. De aquí puede inferirse que esta es también, aproximadamente, la edad de la Tierra y, en general, del sistema solar.

Y todo esto no tiene absolutamente nada que ver con la llamada edad de la materia, la que -dicho sea de paso-

no existe solamente en forma de átomos radioactivos, como parecen suponer los creacionistas ¹².

4. EL ARGUMENTO TERMODINÁMICO

4.1. *El segundo principio de la termodinámica*

Para calentarnos las manos solemos frotárnoslas; en este proceso, el trabajo mecánico de desplazamiento se convierte en calor, pero cantidad de energía puesta en fuego se conserva. La ley de **conservación de la energía** es el primer principio de la termodinámica y, en verdad, de la física toda, pues tiene validez universal, o al menos tal es lo que se ha verificado hasta ahora. Puede enunciarse así: la energía es increable e indestructible en sus variadas transformaciones.

Pero se dice que la calidad de la energía obtenida al frotarnos las manos es inferior a la calidad de la energía empleada, pues sólo en parte puede reconvertirse en trabajo. Se ha producido lo que se llama a veces una **degradación** de la energía. La energía total no ha variado en cantidad al convertirse de mecánica en térmica; lo que ha disminuido es la energía **útil** o **libre**, esto es, la energía capaz de convertirse en formas no térmicas, tales como las mecánicas o las electromagnéticas.

Si ponemos en contacto dos cuerpos que estén a temperaturas diferentes, podremos observar que pasa calor del cuerpo que está a mayor temperatura al que está a temperatura menor, (nunca al revés) hasta que llega un momento en que el calor se ha distribuido uniformemente entre los dos cuerpos. A menos que se haga un gasto extra de energía, no podremos alcanzar nuevamente el estado inicial de inhomogeneidad térmica; en los cuerpos en escala humana (por ejemplo, en las máquinas) la energía tiende a distribuirse uniformemente, nunca a concentrarse. Las diferencias de nivel térmico tienden a desaparecer, y con ellas tiende a desaparecer la energía libre.

Si se destapa un recipiente que contiene un gas, éste se expande, realizando eventualmente un trabajo mecánico (por ejemplo, al mover un pistón; ya no podremos volverlo al recipiente (es decir, comprimirlo) a menos que gastemos un trabajo adicional, porque parte del trabajo realizado por el gas durante la expansión se ha convertido irremediablemente en calor (por ejemplo, por la fricción del pistón con las paredes del cilindro). El gas habrá perdido parte de su capacidad para realizar trabajo, parte de su energía libre, aumentando en igual medida lo que se llama la energía ligada, o -lo que es equivalente- su **entropía**.

Los anteriores son todos ejemplos de procesos **irreversibles**, en que un estado dado ha sido seguido por otro estado más homogéneo, más estable, de menor energía libre que el estado inicial. Son procesos de "degra-

¹¹ Véase p.ej. G. Gamow, **The Creation of the Universe** (N.York, The Viking Press, 1952), pp.6-8.

¹² El uso generalmente incorrecto del vocablo **materia** se presta a una confusión. Los físicos y químicos sin cultura filosófica entienden generalmente por **materia** los cuerpos de constitución atómica, dando nombres especiales a las demás formas de la materia (partículas "fundamentales", campos gravitatorio, electromagnético, mesónico, etc.).

dación" de la energía, procesos en los que ha aumentado la energía ligada, que es irre recuperable en forma útil para el hombre. Lo que es lo mismo, son procesos en que aumenta la entropía ¹³.

El examen de la faz termodinámica de un enorme número de fenómenos macroscópicos -en rigor, de fenómenos en escala humana- les mostró a Carnot y a Clausius que, **en esa escala**, los fenómenos físicos y químicos son irreversibles y se producen con aumento de la entropía. Tal es el contenido del **segundo principio de la termodinámica**, el que marca la tendencia más común (o probable) de los procesos de transformación de la energía: una tendencia al **equilibrio** termodinámico, a la igualación de temperatura y a la equipartición de la energía. En este estado, que es el de máxima entropía, ha cesado todo movimiento macroscópico, subsistiendo tan sólo los movimientos incesantes moleculares caóticos y, por supuesto, los movimientos que tienen lugar en el interior de las moléculas y de los átomos, movimientos éstos que no son afectados por la llamada degradación de la energía.

Es preciso tener bien en cuenta -lo que a menudo se olvida cuando se aplica la termodinámica a la cosmología- que el segundo principio de la termodinámica es general pero **no universal**, como lo es, en cambio, el principio de conservación de la energía. En efecto, mientras éste vale en todas las escalas exploradas hasta ahora, el segundo vale allí **donde tiene sentido hablar de calor** o, más exactamente, de diferencias de temperatura. El segundo principio no vale en escala molecular y, a **fortiori**, tampoco vale en escala atómica, donde la energía se conserva en cantidad y en calidad o "nivel", y donde ni siquiera tiene sentido emplear las variables termodinámicas (temperatura, entropía, etc.), ya que éstas se refieren siempre a agregados compuestos de enormes cantidades de moléculas y átomos. Por consiguiente, es absurdo afirmar que la materia en su conjunto sufre un proceso de desgaste o envejecimiento. El "envejecimiento", consistente en la disminución de energía utilizable; o libre, solamente tiene lugar en escala humana; se sabe positivamente que no se produce en escala atómica, y hay motivos para suponer que tampoco se produce en la otra punta de la escala, es decir, en la galáctica.

4.2. La conjetura de la "muerte térmica" del universo

Como los procesos naturales en escala humana que conocemos son acompañados de un aumento de la entropía, Clausius y Lord Kelvin creyeron poder **extrapolar** sin más el segundo principio de la termodinámica al universo entero, a todos sus rincones y a todas sus

épocas, pasadas y futuras. Sostuvieron así que la entropía total del universo aumenta en el curso del tiempo de manera que llegará un momento en que alcanzará su valor máximo. Este sería el instante en que el mundo habría llegado a su estado "final" de equilibrio termodinámico, estado en que toda inhomogeneidad térmica habría desaparecido, en que todo cambio macroscópico sería imposible, ya que toda la energía libre se habría "degradado", convirtiéndose en la energía térmica del caótico movimiento molecular; ésta última quedaría uniformemente distribuida -de acuerdo con las leyes de la mecánica estadística- por los siglos de los siglos, amén ¹⁴. En una palabra, el universo envejece y terminará muriendo de "muerte térmica" (**Warmetod, thermal death**). Quedarían así confirmados -¡ en una forma groseramente materialista!- Los mitos escatológicos.

Si tal proceso se realiza a una velocidad dada y en forma monótona, como ocurre con los procesos irreversibles que conocemos, quiere decir que el estado final de equilibrio térmico será alcanzado por el universo dentro de un tiempo finito, aunque probablemente muy grande (seguramente más que suficiente para que se hayan olvidado los mitos cosmogónicos y escatológicos). Esto no es todo. Así como ese estado de entropía **máxima** provendrá del estado actual -en que la entropía tiene un valor inferior al máximo- parece lógico admitir que a su vez este estado actual provenga de un estado inicial de entropía **mínima**, o sea, de un estado en que el "nivel" de la energía total del mundo era máximo, por serlo el valor de su energía libre; por el mismo razonamiento, este estado se habría producido hace un tiempo finito. En ese estado de entropía mínima -por ejemplo, nula- en esa edad de oro del cosmos en que hasta la energía era mejor y más barata, el "primer cambio termodinámico que se produjese (el "primer" choque entre dos masas con producción de calor, la "primera" expansión, el "primer" flujo térmico) debía producir un aumento de la entropía del universo. ¡Oh, perdido paraíso de entropía nula!

De esa conjetura, algunos cosmólogos religiosos han concluido otra, a saber, que el universo fue **creado** hace un tiempo finito, ya que la materia no puede experimentar cambios macroscópicos sin que aumente su entropía; el estado "inicial" del universo habría sido tan inestable, que el cosmos no habría podido existir ni un solo minuto antes de la "creación". En otras palabras, los creacionistas sostienen que, puesto que el universo parece "envejecer" **en su aspecto termodinámico**, debió de tener un principio. Nada más natural para una mentalidad antropomórfica es tragada desde su infancia por los mitos religiosos. Nada más plausible para quien se representa el universo como un reloj al que alguien debió de darle cuerda y que, como todo reloj, habrá de detenerse algún día por la fricción y el consiguiente desgaste de sus partes. Y, también, nada más opuesto al **primer principio** de la termodinámica, y primero de la física to-

¹³ Si la cantidad de calor absorbida por un sistema a la temperatura absoluta T es dQ , el aumento de entropía que sufre el sistema es $dS = dQ/T$. La segunda ley de la termodinámica puede formularse de la siguiente manera: $dS/dt \geq 0$, donde t denota el tiempo. La igualdad vale para los procesos irreversibles (ideales en escala humana), la desigualdad para los procesos irreversibles, que son todos los que tienen lugar al nivel macroscópico. La cantidad de energía que al cabo del proceso ha quedado ligada al sistema en forma de movimiento molecular caótico es TdS .

¹⁴ Para una exposición moderna de esta fantasía científica, cf. J. Jeans, **The Mysterious Universe** (Cambridge, University Press, 1930 y numerosas reediciones).

da, el principio según el cual la energía es increable e indestructible.

4.3. *Crítica clásica del argumento termodinámico creacionista*

El talón de Aquiles del argumento termodinámico a favor de la creación y del fin del mundo es su total desdén por el principio de conservación de la energía, que, como se vio, es universal, a diferencia del principio de "degradación". Otro de sus lados flacos es que supone implícitamente que el universo posee una extensión finita en el espacio y que por lo tanto le es aplicable la termodinámica de los sistemas finitos, que es la única que conocemos y que tiene sentido. Un tercer punto débil es el supuesto de que el principio de Carnot-Clausius puede aplicarse, en su formulación no relativista, a todo el espacio y a todos los tiempos. De esto último nos ocuparemos en los párrafos 4 y 5; por el momento señalemos otro argumento en contra del "fundamento" termodinámico de la creación.

La entropía mínima del "estado inicial", correspondiente al instante en que se habría producido el "primer" flujo térmico, tiene que haber sido nula, o por lo menos menor que la actual; tal sostienen los creacionistas, y podemos admitirlo a los fines de la discusión, ya que sería absurdo suponer que el Creador fabricó un reloj ya gastado. Pero de aquí **no** se sigue que el universo no existió **antes** de ese instante en que se habría producido el primer flujo térmico. En efecto, cualquiera fuese el valor de la entropía del universo en el instante en que comenzaron los procesos térmicos, dicho valor pudo haberse mantenido constante **desde toda la eternidad**, a condición de que no se produjesen cambios termodinámicos, es decir, siempre que en la lista de los fenómenos naturales no apareciese el calor (y ¿qué nos obliga a suponer que siempre ha figurado en la lista?)

Precisemos este argumento. La entropía de un cuerpo es nula solamente si también lo es su temperatura absoluta; de modo que al comienzo de la presunta evolución que habría llevado al universo a su estado actual, su temperatura tienen que haber sido de 273° Celsius bajo cero. A esta temperatura no habría habido calor, pero no por ello habrían faltado fenómenos físicos y hasta químicos. En efecto, según el tercer principio de la termodinámica, o teorema de Nernst, en la vecindad del cero absoluto los procesos físicos y químicos son **isoentrópicos**, es decir, tienen lugar si cambio de entropía. O sea, al cero absoluto de temperatura no sólo continúan las minúsculas oscilaciones del "punto cero!" de que nos habla la teoría cuántica, no sólo persisten los movimientos nucleares atómicos y moleculares, sino también todos los demás fenómenos físicos y químicos en los que no entra en juego el calor.

Por consiguiente, la hipótesis de que el estado actual del universo proviene de un estado inicial de entropía nula no implica, en modo alguno, que ese estado haya sido al mismo tiempo el **primero** en la historia del mundo. La materia pudo haber existido eternamente sin que

variase su entropía, siempre que no se produjese calor, siempre que no hubiese habido fuentes de producción de entropía (tales como la fricción, la conducción de calor, etc). Vale decir, aún admitiendo la validez del segundo principio de la termodinámica en escala cósmica, y aún admitiendo que en esta escala podría ser aplicado en su formulación no relativista, (hipótesis ambas injustificadas), la termodinámica no da asidero al mito creacionista. A lo sumo conduce a admitir que los procesos **termodinámicos** tuvieron principio hace un número finito de años, lo que nada tiene que ver con la creación del universo. Veremos en seguida que, si se abandonan los marcos de la termodinámica clásica, no siquiera se impone la conclusión de un comienzo y de un fin **termodinámicos** del universo.

4.4. *Crítica relativista de la conjetura de la muerte térmica*

Se vio en el párrafo anterior que, aun admitiendo la validez universal del principio de Carnot-Clausius, la hipótesis de la creación es gratuita; hemos sugerido también que, si dicho principio no vale en escala atómica, no hay por qué suponer a **priori** que valga en escala cósmica, pues es cosa sabida que no todo lo que vale para las partes vale para el todo. Y veremos ahora que, aun admitiendo la hipótesis de la validez del segundo principio en escala cósmica, él no conduce necesariamente a la "muerte térmica" del universo.

Pero no podemos pretender aplicar el segundo principio de la termodinámica, en su formulación **clásica**, al universo entero. Sabemos que cuando se trata de vastas regiones del espacio debemos aplicar la física que cumple los requisitos de la teoría generalizada de la relatividad; en particular, es la termodinámica relativa (generalizada), y no la clásica, la que debemos emplear en las especulaciones cosmológicas. Es una total inconsecuencia de la de los cosmólogos idealistas que emplean la teoría relativista de la gravitación cuando quieren dar una apariencia científica a los mitos cosmogónicos, usando en cambio la termodinámica clásica cuando quieren justificar los mitos escatológicos. ¡Oh, los misterios de la ciencia dirigida por la religión!

Ante todo es preciso tener en cuenta que cuando se extiende el principio de Carnot-Clausius a la relatividad generaliza, por lo común se parte de su formulación clásica, lo que ya constituye una restricción. En segundo lugar, esta generalización no es unívoca; en efecto, puede darse más de una formulación relativista del principio en cuestión, y solamente la observación futura podrá decir cuál de ellas se aproxima más a la realidad. Con todo, en estas formulaciones relativistas aparecen como no podría ser de otro modo, característica nuevas, posibilidades termodinámicas insospechadas en la teoría clásica. Entre ellas figura la posibilidad de escapar a la muerte térmica del universo.

El gran físico y cosmólogo Tolman ¹⁵ (1881-1949) in-

¹⁵ R. C. Tolman, **Relativity, Thermodynamics and Cosmology** (Oxford, Clarendon Press, 1934).

vestigó en detalle dos modelos de universo que se ajustan a los requerimientos de la teoría general de la relatividad y que escapan a la muerte térmica. En el primero de ellos se producen procesos reversibles a una velocidad finita (teoría del eterno retorno cíclico); en el segundo se producen procesos que, aun siendo irreversibles, no terminan en un máximo de entropía (teoría de la eterna renovación del universo).

Consideremos la primera variante en un ejemplo elaborado por el mismo Tolman. Encerremos un gas (al que por sencillez supondremos ideal y monoatómico) en un cilindro provisto de pistón. Para que este gas pudiera comprimirse y expandirse alternadamente sin fin, en forma reversible y sin proveerle energía, tendríamos que eliminar todas las fuentes de aumento de entropía: el pistón tendría que deslizarse sin fricción, habría que impedir todo flujo térmico entre las paredes del cilindro y el exterior, etc. En la práctica esto es imposible; si el proceso se realiza a una velocidad finita, al cabo de un ciclo la entropía habrá aumentado y las compresiones que lograremos sin añadir trabajo serán cada vez menores, hasta que por último toda la energía libre del gas se habrá disipado en forma de calor.

Pero ¿qué ocurriría si la expansión del gas fuese libre, o sea, si el gas se expandiese en el vacío? El problema cosmológico correlativo o es: ¿qué ocurriría con un universo consistente en una masa finita de gas libre e expandirse? Este problema no podía tener una solución satisfactoria en la física clásica, porque la teoría newtoniana de la gravitación haría exigido que las moléculas terminasen por caer las unas sobre las otras, comprimiéndose en un estrecho espacio; pero la relatividad general conduce a un resultado que no es catastrófico. El caso es importante porque la nube de densidad uniforme es el más sencillo de los modelos cosmológicos imaginados y el que, por su misma sencillez, es adoptado en la actualidad por casi todos los cosmólogos.

Tolman demuestra que, contrariamente a lo que exige la termodinámica clásica, la relatividad permite **una sucesión sin fin de ciclos de compresiones y expansiones reversibles** de un fluido a una velocidad finita. Cada parte del modelo cosmológico mencionado puede contraerse y expandirse alternadamente sin absorber ni ceder calor a las demás partes, o sea, en forma adiabática. Esto es, el proceso podría continuar indefinidamente sin "degradación" de la energía, con un valor constante de la entropía. No habiendo pistones ni sus equivalente cósmicos, no habría ficción, y en consecuencia no habría generación de calor parcialmente irrecoverable; no habiendo flujos de calor entre las partes, el todo no terminará por alcanzar el estado homogéneo de equilibrio y equipartición de la energía. **Así como no habría origen tampoco habría fin, pese a tratarse de un proceso típicamente termodinámico.**

La naturaleza puramente hipotética de este "móvil de segunda especie" permitido por la termodinámica relativista no disminuye su gran valor científico e ideológico. En primer lugar, no es más hipotético que la conjetura de

Clausius y Lord Kelvin, no mas fantástico que el modelo cosmológico de Willem de Sitter, en el que no hay materia. En segundo lugar, la cosmología, en su estado actual, no puede hacer otra cosa que formular hipótesis, y cuando menos están éstas afectadas de prejuicio, tanto mejor.

4.5. Universos sin fin termodinámico y sin eterno retorno

La segunda posibilidad inaugurada por la termodinámica relativista en la de los **procesos irreversibles** (no cíclicos) **que no alcanzan un estado final de entropía insuperable**. Desde el punto de vista de la termodinámica clásica éste es un contrasentido, pues por definición un proceso es irreversible si va acompañado de un aumento de entropía; y como ésta aumenta en forma monótona (sin decrecer en su conjunto, aun cuando localmente puede disminuir a costa del aumento de entropía en otra parte), un proceso tal como la expansión y dilatación sucesivas de un fluido debiera terminar en un estado final de equilibrio, que al mismo tiempo sería el de máxima entropía (energía libre nula).

El examen relativista del modelo cosmológico considerado en el párrafo anterior muestra, sin embargo, que la nube de gas puede expandirse a partir de un volumen dado, llegar a un volumen máximo y luego comprimirse, alcanzando un volumen que en general será diferente del que tenía al comienzo del ciclo anterior; y este proceso podría continuar indefinidamente. Es decir, el proceso sería irreversible, pues los estados extremos no se repetirían, pero la entropía no alcanzaría un valor máximo insuperable, de manera que siempre habría energía libre disponible. No habría eterno retorno pero tampoco habría "muerte térmica".

Tolman estudió en detalle los modelos de universo oscilantes, o pulsantes, llegando a la conclusión de que "en la termodinámica relativista no podemos seguir suponiendo que la entropía de nuestro sistema alcanzaría un valor máximo insuperable, el que limitaría la prosecución de los procesos irreversibles que tienen lugar en el fluido, y que por consiguiente conduciría a un estado final de estancamiento".¹⁶ Demostró que en ciertos casos, en lugar de disminuir las amplitudes de las expansiones y contracciones irreversibles sucesivas, estos modelos cosmológicos tendrían una tendencia a aumentar el volumen al cabo de cada ciclo, lo que también contradice a la termodinámica clásica. La entropía podría, pues, aumentar indefinidamente a medida que se sucediesen las contracciones y expansiones; podría aumentar sin límite, sin que el universo alcanzase el estado de "muerte térmica".

4.6. La termodinámica no da fundamento a los mitos cosmogónicos y escatológicos

La termodinámica es resueltamente incompatible con los mitos creacionista, todos los cuales violan su primer principio, que a diferencia del segundo posee carácter

¹⁶ Tolman, *op. cit.*, p. 328. Los modelos cosmológicos pulsantes son estudiados en pp. 322 y ss, y 435 y ss.

universal. También carecen de fundamento termodinámico los mitos escatológicos. En primer lugar, porque no tenemos la certeza de que el principio de Carnot-Clausius, que es inaplicable en escala atómica, valga para el universo en su conjunto; si sabemos que casi todas las leyes físicas conocidas tienen un dominio de validez limitado ¿por qué hacer una excepción a favor del segundo principio, y tan luego en su formulación no relativista? En segundo lugar, porque la formulación relativista de este principio permite varios tipos de evolución que no acaba en la "muerte térmica".

En tercer lugar porque, aun aceptando la extrapolación del segundo principio al universo entero (extrapolación criticada hace y medio siglo por Poincaré), y aun concediendo la validez de su formulación no relativista, la conjetura de la muerte térmica no es válida en referencia a un universo de extensión infinita. Un universo infinito tiene una **reserva infinita de energía libre**; por rápidamente que en algunas de sus partes se gaste la energía libre, siempre queda, en el resto del universo, una reserva inagotable de energía libre, como si se tratase de un pozo de petróleo de profundidad infinita. Y ¿por qué suponer a **priori** que el universo posee una extensión espacial finita cuando no hay razones para ello y en momentos en que los datos astronómicos favorecen a la conjetura opuesta, al punto de que creacionistas como Gamow¹⁷ admiten que la hipótesis de la infinitud del universo es más probable que la contraria?

En cuarto lugar, las consideraciones termodinámicas con referencia a los procesos en escala cósmica han pasado un tanto de moda desde que se ha descubierto que un conjunto de núcleos atómicos que ha alcanzado la "muerte térmica" (o sea, cuyos movimientos de traslación mecánica son tan caóticos que es muy improbable que puedan organizarse dando como resultado un movimiento de conjunto utilizable por el hombre) es cualquier cosa menos inofensivo, ya que en su seno pueden producirse reacciones nucleares (termonucleares, si la temperatura es muy elevada).

La identificación de la "muerte térmica" con el estancamiento nunca fue correcta, pero lo es menos que nunca desde que se conocen las tremendas energía que encierran los núcleos atómicos.

Tolman concluía su examen de los modelos de evolución cíclica afirmando, con su cautela acostumbrada, que no sería acertado inferir con certeza que el universo nunca habrá de llegar a un estado de entropía máxima, en el cual todo cambio termodinámico sería imposible. (Tenía en cuenta solamente los modelos de extensión espacial finita). Sostenía que, sin embargo el descubrimiento de los procesos cíclicos sin comienzo ni fin tendría que ejercer una influencia liberadora sobre el pensamiento termodinámico. "Al menos, parecería más cuerdo que dejásemos de afirmar dogmáticamente que los principios de la termodinámica requieren necesariamente que el universo haya sido creado en un tiempo pasado finito y que está destinado al estancamiento y la muerte en el

futuro."¹⁸

En vez de buscar el fundamento termodinámica del mito del Juicio Final, sería más acertado investigar sus raíces sociales. Además, no se comprende que utilidad puede tener para las religiones un universo no creado (ya que el mito de la creación se opone al principio de conservación de la energía) pero destinado, por un perverso plan divino, a la muerte térmica. Muy perversa tendría que ser una divinidad que ordenase la disolución final de un universo que fue incapaz de crear.¹⁹

5. LA HIPÓTESIS DE LA EXPANSIÓN DEL UNIVERSO

5.1. *El corrimiento hacia el rojo*

La espectroscopía muestra que los elementos químicos que forman los cuerpos celestes conocidos se hallan también en la Tierra. Desde el punto de vista óptico, cada elemento se distingue de los demás por su espectro; es decir, se distingue por el conjunto de frecuencias luminosas capaz de emitir y de absorber. Así es cómo es posible identificar la composición química de los cuerpos celestes luminosos sin disponer de muestras de los mismos.²⁰

Ahora bien: la observación muestra que los espectros de las nebulosas extragalácticas (es decir, de las demás galaxias) son idénticos a los que se obtienen en la Tierra para los mismos elementos, con una sola diferencia, que es de carácter cuantitativo, a saber, que exhiben un **corrimiento hacia el rojo**. Este efecto, del que ya se tenía noticia en 1912, fue demostrado concluyentemente por Hubble en 1929 en base a la medición del corrimiento de los espectros de 46 nebulosas y desde entonces no se ha hecho sino confirmarlo. Se ha encontrado que el desplazamiento de las líneas espectrales es proporcional a la distancia de las nebulosas a la Tierra.²¹

¹⁸ Tolman, *op. cit.*, p. 444.

¹⁹ El argumento termodinámico sigue siendo empleado por creacionistas como el Papa, Gamow y von Weizsacker. Otros creacionistas, en cambio, lo han abandonado debido a su fragilidad; entre éstos se cuenta E. J. Opik, "The Age of the Universe", *The British Journal for the Philosophy of Science*, **5**, 203 (1954).

²⁰ La abundancia relativa de los átomos de los principales elementos, tal como se desprende de los cálculos fundados en las observaciones espectroscópicas de las estrellas y demás cuerpos celestes luminosos, es la siguiente:

Hidrógeno	100.000
Helio	10.000
Oxígeno	63
Nitrógeno	46
Carbono	23
Neón	2,6 a 70
Hierro	5
Magnesio	2,9
Demás elementos	3

²¹ La relación encontrada por Hubble y Humason entre el desplazamiento relativo $\Delta\lambda/\lambda$ de la longitud de onda lambda y la distancia r de la Tierra a la nebulosa, era

$$\Delta\lambda/\lambda = 5,37 \times 10^{-10} \times r$$

si la distancia r se mide en años luz; si se la mide en centímetros, el segundo miembro es $5,68 \times 10^{-28} \times r$. Este valor se reduce a la mitad con el reciente descubrimiento de que es preciso duplicar

¹⁷ G. Gamow, *op. cit.*, pp. 36 y ss.

La explicación **más sencilla** encontrada **hasta ahora** es que el efecto Hubble no es sino un efecto Doppler Fizeau; o sea, que el corrimiento hacia el rojo se debe a que **las galaxias se alejan unas de otras**, y en particular que las nebulosas extragalácticas se alejan de nuestra Vía Láctea.

Recordemos en qué consiste el efecto Doppler Fizeau, que es de observación diaria. El silbato del tren que se aleja de nosotros es más grave (de menor frecuencia) que el que observamos cuando está en reposo respecto de nosotros; el silbato del tren que se aleja de nosotros es más grave (de menor frecuencia) que el que observamos cuando está en reposo respecto de nosotros, el silbato del tren que se acerca a la estación es, en cambio, más agudo. Algo análogo ocurre con todos los demás fenómenos ondulatorios, y en particular con la luz. Las ondas que nos llegan de una fuente luminosa que se aleja respecto de nosotros poseen una frecuencia menor que las provenientes de una fuente en reposo respecto de nosotros. Si se admite que el efecto Hubble no es sino un efecto Doppler-Fizeau, resultaría que la velocidad de alejamiento de las galaxias aumenta proporcionalmente con la distancia ²².

El que esta explicación sea la más sencilla encontrada hasta ahora no implica, por supuesto, que sea la verdadera, ni que haya sido verificada en sus consecuencias. La sencillez no es un criterio de verdad sino, más bien, un signo de lo rudimentario de una teoría.

5.2. Consecuencias de la hipótesis del alejamiento de las nebulosas

Si se admite la hipótesis, que dista de ser hecho certificado, de que el desplazamiento hacia el rojo de las rayas espectrales es un efecto Doppler-Fizeau, es preciso admitir que **el universo se expande** ²³. Y por cierto que a gran velocidad, pues las galaxias más veloces, que al mismo tiempo serían las más lejanas, se alejarían de la nuestra a razón de más de 60.000 kilómetros por segundo, o sea, un quinto de la velocidad de luz.

Esta conclusión no es segura y el mismo Hubble vacila en aceptarla. Bien podría suceder que el desplazamiento hacia el rojo tuviese una causa diferente, desconocida por el momento, tal como ocurrió con el desplazamiento, (también hacia el rojo pero en mucho menor grado), provocado por la curvatura del espacio, previsto

las distancias intergalácticas que se habían hallado hasta 1951.

²² La teoría ondulatoria de la luz explica el efecto Doppler-Fizeau y da, de conformidad con la experiencia, el siguiente valor del desplazamiento relativo de la longitud de onda:

$$\Delta\lambda/\lambda = v/c$$

donde v es la velocidad de la fuente y c la de la luz. Introduciendo el valor del desplazamiento encontrado por Hubble (v. La nota anterior) se encuentra $v = 1,7 \times 10^{-17} \times r$ cm/seg, velocidad que se reduce a la mitad haciendo la corrección mencionada anteriormente.

²³ La hipótesis de la expansión del universo fue enunciada en 1917 por Willem de Sitter y elaborada por el notable astrofísico y audaz fantaseador cosmológico Arthur Eddington, en **The Expanding Universe** (Cambridge, University Press, 1933).

por la teoría general de la relatividad y luego confirmado empíricamente. Al fin de cuentas, la observación de este fenómeno se limita a la región del universo **explorada** hasta ahora, y no hay motivos para excluir *a priori* la posibilidad de que en el futuro, merced a telescopios de mayor alcance que el de Monte Palomar, se encuentren nebulosas cuyos espectros no se desplace, o bien se desplacen hacia el violeta; esto último indicaría, aceptando que se trata de un efecto Doppler, que lo que ocurre es una acercamiento de esas nebulosas ²⁴.

Pero el hecho es que, por el momento, no se dispone de una explicación mucho más satisfactoria del efecto Hubble, de manera que, si bien no se puede negar dogmáticamente la posibilidad de otras explicaciones, tampoco hay por que rechazar de plano la hipótesis de que la **parte explorada** del universo se está expandiendo. Lo más razonable parecería ser aceptar esta hipótesis como posible, sin aceptar sin embargo las infundadas conjeturas que suelen adosársele, a saber, que **todo**, el universo se expande, que la expansión se viene produciendo con una cadencia **constante** desde el "comienzo", que no cesará **jamás**, y que confirma el mito de la **creación** del mundo.

¿Cuáles son las principales consecuencias de la hipótesis de la expansión del universo explorado, posibilidad tan calurosamente acogida por los creacionistas como violentamente rechazada por ciertos materialistas? Veremos en seguida que tales consecuencias no son, ni tan alentadoras para los primero, ni tan desalentadoras para los segundos.

Si se supone que el universo es **infinito** (y ya hemos visto que nada se opone a esta hipótesis), la recesión de las nebulosas no lo cambia gran cosa. No hace sino disminuir la curvatura del espacio y aumentar las distancias relativas entre las galaxias, sin que ello modifique la configuración y composición de cada una de ellas. Careciendo el universo de centro, la expansión vendría sucediéndose **desde toda la eternidad** y proseguiría indefinidamente, ya que a una velocidad finita no se termina de recorrer una distancia infinita. Podría objetarse que en épocas muy remotas la densidad debió de ser enorme. Pero esta objeción no sería precisamente útil a los creacionistas, ya que (a) nada autoriza a suponer que la densidad de la materia pueda tener un límite; (b) si el universo tuvo alguna vez una densidad tan grande como la de la materia que forma los núcleos atómicos actuales, es muy difícil explicar cómo pudo expandirse, ya que las partículas se atraen a tales distancias, con fuerza enormemente superiores a las fuerzas del mundo macroscópico (las llamadas fuerzas nucleares específicas). Nada hay, pues, que sugiera que un universo infinito en expansión haya tenido un comienzo obtendrá un fin.

En cambio, si se supone que el mundo es cerrado (de volumen finito), es preciso admitir que **la expansión** tuvo un origen en un tiempo pasado, remoto pero finito

²⁴ Esta posibilidad fue señalada por R. S. Tolman, en "The Age of the Universe", **Reviews of Modern Physics**, 21, 374 (1949).

(ya que, a diferencia del caso anterior, en este el espacio disponible para contener la masa total del universo era muy pequeño). Pero de esto no se sigue que el universo tuvo un origen, como se ve obligado a reconocerlo el propio Gamow,²⁵ quien, sin embargo, habla de la creación como si fuese un hecho natural.

Vale decir, si se adopta la hipótesis del universo finito en expansión, se hace preciso admitir que el estado actual del universo es el resultado de una especie de explosión que tuvo lugar hace un cierto número de miles de millones de años, y que podría haberse parecido a la que se observa en las supernovas. En el **estado anterior al comienzo de la expansión** tal vez no habría habido estrellas ni nebulosas, sino un gas homogéneo de enorme densidad a una elevadísima temperatura.

Pero esto estaría en contradicción con la hipótesis de la degradación universal de la energía. En efecto, según se vio en el Capítulo IV, párrafo 3, para que un cuerpo posea entropía nula debe estar a la temperatura del cero absoluto. De manera que los creacionistas debieran optar entre la expansión del universo y la extrapolación cósmica del principio de Carnot. Las dos hipótesis no se pueden sostener a la vez.

5.3. *Las hipótesis que supone la teoría de la expansión del Universo*

Coloquémonos en el caso **aparentemente** más favorable al creacionismo; esto es, admitamos que el efecto Hubble es universal, que se debe realmente a la expansión del universo y no a otro proceso, y que el universo tiene una extensión espacial finita. Una sencilla cuenta muestra que el gran suceso -al que el Papa llama el "poderoso principio debió de ocurrir hace unos 4.000 millones de años (4×10^9 años)²⁶. Pero la cuenta es demasiado sencilla para ser cierta, y su sencillez se debe a que se funda sobre demasiadas hipótesis violentamente simplificadoras. Recordémosla: (a) el universo es espacialmente finito; (b) el efecto Hubble es un efecto Doppler-Fizeau; (c) las nebulosas partieron todas a la vez de un origen común; (d) una fuerza de naturaleza **desconocida** provocó la expansión, venciendo la atracción de las fuerzas nucleares y de la gravitación (las primeras debieron ser apreciablemente mayores que las segundas en el hipotético estado de alta concentración).

Basta que sólo una de las hipótesis mencionadas fuese falsa para que todo el edificio expansionista se derrumbe. Pero ni siquiera admitiendo que el universo se halla actualmente en una fase expansiva se deduce que haya tenido un origen en el tiempo, pues los tiempos que se calculan (como el mencionado, de 4×10^9 años) se refieren

al comienzo de la expansión y no al comienzo del universo, como lo señala el propio Einstein²⁷.

Ha habido otras tentativas de explicar el efecto Hubble. Una de las primeras fue la hipótesis de la "curvatura" del tiempo, que aparecía en el modelo de Sitter, y según la cual los intervalos de tiempo (por ejemplo, los períodos de las oscilaciones electromagnéticas) aumentan con la distancia, de manera que las frecuencias disminuyen con la distancia. Otra tentativa de explicar el corrimiento hacia el rojo sin expansión, fue la de Milne, que los científicos se resisten a aceptar debido al carácter apriorista de la teoría de la "relatividad cinemática", en la que se funda²⁸. Una de las últimas tentativas ha sido la de Finlay Freundlich²⁹, según la cual el corrimiento hacia el rojo podría deberse a las pérdidas de energía que sufren los fotones (o sea, las "partículas" de luz) al atravesar los campos electromagnéticos interestelares, vale decir, al chocar con otros fotones. Esta explicación, tan poco segura como las demás propuestas hasta ahora, no exigiría la expansión del universo; pero, en cambio, exigiría que las imágenes de las nebulosas se vieran esfumadas, tal vez menos nítidas de lo que se ven.

En definitiva, es posible que se encuentren explicaciones del efecto Hubble que no impliquen la expansión del universo; los astrofísicos están trabajando en este difícil asunto, y a medida que se conoce mejor la naturaleza de la luz y del campo gravitatorio se hace más claro que un mismo efecto, tal el corrimiento hacia el rojo, puede ser producido por varias causas. Pero aun suponiendo que el universo esté actualmente en una fase expansiva, ello no tiene nada que ver con el origen y el fin del mundo.

5.4. *La hipótesis de la expansión del universo no sostiene al creacionismo*

Poco importa, desde el punto de vista ideológico, el momento exacto en que habría empezado la supuesta expansión: ni las iglesias ni los amigos de la ciencia harán cuestión por unos pocos miles de millones de año. Más aun, en rigor interesa poco, desde ese mismo punto de

²⁷ A. Einstein, **The Meaning of Relativity** (Princeton, Princeton University Press, 1945), p. 129.

²⁸ E. A. Milne, **Relativity, Gravitation and World-Structure** (Oxford, University Press, 1935). Véase la brillante crítica metodológica de las teorías de Milne y Eddington, por M. K. Munitz, "Scientific Method in Cosmology", **Philosophy of Science**, **19**, 108 (1952). La explicación de Milne es probablemente falsa pero sin duda muy ingeniosa. Según Milne, lo que ocurre no es un progresivo desplazamiento de las frecuencias hacia el rojo sino, por el contrario, **hacia el violeta**: las nebulosas lejanas estarían **en reposo respecto** de la nuestra, y la luz que nos llega de ellas es más roja porque la escala del tiempo está cambiando; es decir, los procesos atómicos estarían acelerándose. Si pudiéramos trasladarnos instantáneamente a una de las nebulosas extragalácticas, razona Milne, encontraríamos que **ahora** emite luz con el mismo espectro que el que encontramos en la Tierra; lo que ocurre es que la luz que nos llega de las nebulosas es **más vieja**, habiendo sido emitida cuando los procesos físicos eran más lentos (de menor frecuencia de oscilación). En la fantástica cosmología de Milne hay creación pero no fin del universo.

²⁹ E. Finlay-Freundlich, *Proceedings of the Physical Society*, A, **67** 192, (1954). Véase también M. Born, *Ibid*, p. 193.

²⁵ G. Gamow, **op. cit.**, pp. 29 y ss.

²⁶ Despreciando el efecto retardador de la gravitación, la fórmula de Hubble nos da, para ese tiempo, el valor de 10^{17} seg, o sea, aproximadamente 2×10^9 años, admitiendo los nuevos valores de las distancias intergalácticas este tiempo se duplica con gran alivio de los creacionistas, porque el número anterior es inferior a la edad de la corteza terrestre y aún a la época en que apareció la vida sobre nuestro planeta. Según A. Holmes, **Nature**, **173**, 612 (1954) este último hecho ocurrió hace unos $2,5 \times 10^9$ años.

vista, el que el universo se expanda o no. En efecto, lo único que sugiere aquél tiempo de 4.000 millones de años calculado por los expansionistas, es que entonces ha **comenzado la expansión** como una **nueva etapa** en la historia del universo eterno; o, más precisamente, como una nueva etapa en la evolución de la parte explorada del universo. La cosmología científica, que, como las ciencias que le sirven de fundamento se apoya en el **ex nihilo nihil fit, in nihilo nihil revertit**, de los materialistas de la antigüedad, no lleva a la conclusión de que antes de la supuesta explosión cósmica no existiese el universo, y tampoco puede probar que todas las partes del universo provengan de tal explosión. El propio Gamow se ve obligado a reconocer que nada exige suponer que el universo no existía antes del comienzo de la expansión, y Whittaker, miembro de la Academia Pontificia de Ciencias, admite que antes de la supuesta expansión el universo puede haber existido en una forma diferente de la actual. ¿En qué beneficia esto a los creyentes en los mitos cosmogónicos? Y ¿en qué daña a las viejas tesis materialistas de la eternidad de la materia y de su mutabilidad incesante?

En cuanto al problema de si la expansión, en caso de confirmarse para el universo explorado ha de continuar indefinidamente o no, carece de una respuesta unívoca. Gamow responde dogmáticamente que proseguirá eternamente, pero en el Capítulo anterior hemos visto que Tolman inventó modelos cosmológicos oscilantes, que se expanden y contraen alternadamente, sin eterno retorno, y que recuerdan a los imaginados por Empédocles, Demócrito, Engels y Arrhenius. De acuerdo con esta hipótesis, la expansión actual habría sido precedida por una etapa de contracción, durante la cual se habría formado los elementos químicos. Pero nada indica, por el momento, que esta hipótesis sea más plausible que la de la expansión indefinida. En rigor, a este respecto sólo se sabe lo que Sócrates creía saber acerca de todas las cosas, o sea, que nada se sabe.

En resumen, la hipótesis de la expansión del universo-hipótesis que ciertos creacionistas quieren hacer pasar por hecho certificado- no conduce en modo alguno a admitir el mito de la creación y, en rigor, es totalmente ajena al mito del fin del mundo.

6. CONCLUSIÓN

Hemos visto que los diversos argumentos esgrimidos por los cosmólogos creyentes a favor de los mitos cosmogónicos y escatológicos carecen de fundamento científico. Las mediciones de los residuos de la desintegración radioactiva nos dan, no la edad de la materia, sino la época en que probablemente se solidificó la corteza terrestre (de 3.000 a 4.000 millones de años atrás). El segundo principio de la termodinámica no sugiere en modo alguno que el universo haya tenido un comienzo; en su forma relativista no conduce a la "muerte térmica", y en todo caso el mito de la creación infringe el primer principio de la termodinámica, que es el de la conservación de la energía. Por último, la hipótesis de la expansión

del universo, aun cuando fuese comprobada en el futuro, nada tiene que ver con los mitos cosmogónicos y escatológicos; el tiempo que ella sugiere no es otro que el transcurrido desde el momento en que habría empezado la presunta expansión.

La coincidencia aproximada de los órdenes de magnitud de los tiempos en que habría empezado la expansión del universo, se habría formado el sistema solar y habrían comenzado a desintegrarse los átomos radioactivos, sólo sugiere que hace unos 4.000 millones de años el mundo empezó una nueva etapa de su existencia eterna, una etapa probablemente diferente a las anteriores. Dicha concordancia solamente sugiere que la materia pudo existir, en la parte explorada del universo, en una forma diferente de la actual. Dada la mutabilidad de la materia, lo sorprendente sería lo contrario, o sea, que el universo hubiese permanecido siempre en el mismo estado.

Para terminar, no encuentro nada mejor que reproducir un párrafo de uno de los últimos trabajos de Tolman. A requerimiento de un amigo escribió un artículo sobre "La edad del universo"³⁰, que empezaba así: "En primer lugar, creo que debemos comenzar por poner entre comillas la frase 'edad del universo', puesto que en la actualidad no veo pruebas en contra de la hipótesis de que el universo material ha existido siempre. En mi opinión, todo lo que podría significar tal frase sería el tiempo que se estima haya transcurrido desde que se produjo algún importante fenómeno en gran escala, fenómeno del que creo que tenemos pruebas; pudo consistir, por ejemplo, en la producción de enormes densidades y temperaturas, o del comienzo del alejamiento de las nebulosas. A mi modo de ver, esto no implica que el universo haya sido creado, que carezca de historia pasada hasta el momento de producirse cualquiera de estos hechos. Por ejemplo, si en algún momento del pasado se produjeron grandes densidades y temperaturas, seguidas de una expansión de la materia -dentro de la región accesible a nuestros telescopios actuales- parecería razonable considerar esto como el probable resultado de un estado anterior de contracción de esa misma materia".

Podría agregarse que ninguno de los mitos sobre el origen y el fin del mundo tiene asidero en las ciencias físicas, ya que cualquiera de ellos implica nada menos que una suprema infracción de todas las leyes naturales: un sobrenatural comienzo de vigencia de las mismas y su sensación igualmente sobrenatural. Los mitos cosmogónicos y escatológicos no son, pues, teorías **físicas**, sino fantasías que acaban con la física; por este motivo no se las puede poner en un pie de igualdad con la hipótesis **física** de la eternidad del universo. Lejos de ser resultados de la ciencia, las fábulas cosmogónicas y escatológicas son mitos estrechamente vinculados a los orígenes de la religión, la que a su vez tiene su raíz histórica en las condiciones materiales de vida. O sea, que el estudio de los mitos cosmogónicos y escatológicos

³⁰ R.C. Tolman, **Reviews of Modern Physics**, 21, (No. 3, de homenaje a Einstein), 374 (1949).

no pertenece a la cosmología científica sino a la historia de las ideas y a la sociología del conocimiento, que explica por qué la misma clase social que en tiempos de Laplace no sentía la necesidad de formular la hipótesis de un demiurgo para explicar el mundo, ahora -cuando el avance de la ciencia ha desecado las principales lagunas del conocimiento donde vivían las creencias irracionales- pretende recurrir al auxilio de las ciencias para restaurar las arcaicas creencias que cayeron con la Bastilla.

El lector podrá ahora juzgar cuán disparatado es el título de este trabajo, ya que lo que es eterno no tiene edad.

