

ASOCIACION FISICA ARGENTINA

INFORMES Y COMUNICACIONES DE LA SEXTA REUNION

BUENOS AIRES, Instituto de Física, Perú 222, Setiembre de 1945

SESION DEL 18 DE SETIEMBRE (Mañana)

Preside: Ing. ERNESTO E. GALLONI

I n f o r m e s :

LAURA LEVI (Instituto de Física, Montevideo): *Sobre el análogo eléctrico del ferro-magnetismo.*

Se sabe que las teorías de Langevin y Debye explican en forma paralela, a partir de la hipótesis de la polarización, el comportamiento magnético de las sustancias dia- y paramagnéticas por un lado, y el comportamiento eléctrico de la mayoría de los dieléctricos por el otro.

Weiss, introduciendo en la teoría de Langevin la hipótesis del campo interno y de los dominios, pudo hacer entrar en cuadro también los fenómenos ferromagnéticos, que se caracterizan por el valor elevado y dependiente en forma no lineal del campo, de la permeabilidad, por los ciclos de histéresis de su polarización, y por la existencia de la temperatura de Curie, después de la cual la sustancia se vuelve paramagnética.

Volviendo al dieléctrico, alrededor de 1920, Anderson y principalmente Valasek ponían en evidencia las características dieléctricas especiales de la sal de Seignette (o de Rochelle) $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 + 4\text{H}_2\text{O}$, la cual, entre -15° y $+25^\circ$ C presentaba una constante dieléctrica elevada y ciclos de histéresis comparables con los de las sustancias ferromagnéticas.

Además, el punto crítico superior (25° aproximadamente), podía compararse con el punto de Curie.

De los trabajos que siguieron, de Valasek, Kurchatov, Schulwas-Sorokin, etc., resultó todavía más evidente la aplicabilidad

de la teoría de Weiss a la sal de Seignette, y, luego, a otras dos sales (H_2KPO_4 y H_2KAsO_4). El punto crítico inferior, no entrando en el cuadro de la analogía, se consideró como efecto del congelamiento de las moléculas.

A este grupo de dieléctricos se dió pues el nombre de ferro- o seignetto-eléctricos.

Debe recordarse finalmente que los seignettoeléctricos presentan también un momento piezoeléctrico anómalo, cuya consideración ha llevado a otros autores (Jaffé, Cady, Mueller) a la ideación de otras teorías de la seignettoelectricidad, con resultados también bastante satisfactorios.

Discusión:

J. COSTA RIBEIRO. — Llama la atención sobre este fenómeno y los electretos que, seguramente están vinculados a él. Se refiere a los electretos que son elementos de momento eléctrico permanente obtenidos en dieléctricos solidificados en campos eléctricos intensos.

Los primeros experimentos fueron realizados por Sato y Eguchi, investigadores japoneses y repetidos en Río de Janeiro por el Dr. Gross, quien estudió la relación entre los electretos y los fenómenos dieléctricos en sólidos. Se presentan dificultades experimentales, porque en magnetismo no hay masas libres, pero la existencia de masas eléctricas libres dificulta la analogía, pues ellas dificultan la conservación de los electretos, análogos de los imanes permanentes.

Señala la posibilidad de dar explicación satisfactoria de la marcha general de las curvas.

La teoría fenomenológica ha sido dada por Gross.

E. GAVIOLA. — Señala el interés con que han sido estudiados en el Seminario de Córdoba los trabajos del Dr. Gross.

A. GONZÁLEZ DOMÍNGUEZ. — Aprovecha la oportunidad para señalar el interés de la colaboración entre físicos y matemáticos, de la cual hay un ejemplo en estos trabajos. Gross encontró una ecuación integrodiferencial y se comunicó con Beppo Levi, quien la estudió e hizo una interesante publicación en los Anales de la Academia Brasileña de Ciencias. González Domín-

guez generalizó más aún y la relacionó con la teoría de los circuitos eléctricos lineales. La solución es:

$$f(x) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{-tg(x)dt}{t^2 - x^2}$$

vinculada a la teoría del potencial.

JOSÉ BALSEIRO (Observatorio Astronómico, Córdoba): *Campo relativista de las partículas elementales* (1).

Generalidades

En forma general se define un campo mediante una función de Lagrange $L(u, u^{(r)})$ que contiene las variables de campo y sus primeras derivadas. La condición de ser invariante a la transformación de Lorentz es suficiente para asegurar el carácter relativístico de la teoría. Además, debe admitirse la invariancia de L respecto a un factor de fase arbitrario, no necesariamente constante (cuando existen campos exteriores). Esta última propiedad es llamada por Pauli invariancia de medida de primera especie.

La teoría se aplica a variables de campo cuyo carácter de transformación es lineal: escalar, vector, «espinor», etc.

El principio variacional

$$\delta \int L d\tau = 0 \tag{1}$$

implica la existencia de un número de teoremas de conservación igual al número de operaciones de simetría aplicables a L . En particular, en el caso de ausencia de fuerzas exteriores (L no depende explícitamente de las coordenadas), puede definirse un tensor T_{ik} que cumple:

$$\sum_{i=1}^n \partial T_{ik} / \partial x_k = 0 \tag{2}$$

lo que corresponde a la conservación de la energía y del impulso.

(1) W. PAULI, *Rev. Mod. Phys.* 13, 203, 1941.

La definición de T_{ik} , sin embargo, no es unívoca, pues la propiedad anterior hace que esté definido menos un término de divergencia nula. Merced a esta circunstancia es posible lograr su *simetrización*, mediante un tensor aditivo:

$$\vartheta_{ik} = \vartheta_{ki} = T_{ik} + t_{ik}.$$

El tensor t_{ik} no contribuye ni a la energía ni al impulso totales. Sin embargo es indispensable para lograr la conservación del impulso angular total. Esta circunstancia y el hecho que su expresión depende de las propiedades de transformación de las variables de campo hace posible su asimilación al tensor densidad de impulso espinorial ⁽²⁾.

Casos particulares

La presente teoría se refiere a los campos descritos por la ecuación relativísticamente invariante

$$\begin{aligned} \square U &= x^2 u \\ \square &= \sum_{i=1}^n \partial / \partial x_i \end{aligned} \quad (3)$$

1) *Campo escalar*. El tensor energía-impulso resulta simétrico y, para un impulso y signo de la energía dados, la ecuación de campo admite sólo un estado propio: En general, si j es el espín de las partículas asociadas, y n el número de estados propios, se cumple $2j+1=n$. Se trata, en el presente caso, de partículas con espín cero que corresponden a los mesones de Yukawa ⁽³⁾.

La cuantización de este campo debe hacerse de acuerdo con la estadística de Einstein-Bose. La cuantización de acuerdo con el principio de exclusión conduce a contradicciones.

2) *Campo vectorial*. Para que la energía resulta definida positiva, es necesario enunciar una condición suplementaria. El tensor energía-impulso, además, no resulta simétrico. Se procede

⁽²⁾ F. J. BELINFANTE, *Physica*, 6, 887, 1939.

⁽³⁾ H. YUKAWA, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* 17, 58, 1935.

a su simetrización según el procedimiento enunciado. En un sistema en reposo, para un signo dado de la energía y un impulso determinado, se obtienen tres soluciones características. Las partículas asociadas tienen espín 1 y corresponden a los mesotrones de Proca⁽⁴⁾.

Si la función de campo es real, se anula el cuadvivector densidad de corriente y la carga total. Las partículas son los mesotrones neutros de Kemmer⁽⁵⁾.

En el caso de campos reales, si se consideran partículas asociadas de masa en reposo nula, se obtienen las ecuaciones de la electrodinámica. Estas ecuaciones son invariantes respecto de una transformación de medida, diferencia fundamental con las del campo mesónico.

Para la cuantización es fundamental distinguir los casos de masa en reposo no nula y nula, respectivamente. La cuantización en el segundo caso (electrodinámica) puede hacerse considerando a cada componente como un escalar cuantizado independientemente, con la condición que componentes distintas conmutan.

En el caso del campo mesónico son necesarias otras condiciones de conmutación, también de acuerdo con la estadística de Einstein-Bose, que resultan singulares para el caso $m=0$. No es posible la cuantización de acuerdo con el principio de exclusión⁽⁶⁾.

3) *Campo espinorial*. Si la función de campo es un espinor la ecuación correspondiente a la (1) admite ser expresada por una ecuación matricial (ecuación de Dirac), relativísticamente invariante sólo en virtud de las propiedades de transformación de la función de campo.

El tensor energía impulso no es simétrico y su simetrización se logra por el procedimiento enunciado. La energía no es definida positiva aunque sí lo es la densidad de carga. Dirac ha demostrado que la dificultad es obviada mediante un cambio de la definición de vacío, como el estado total en el cual todos los estados correspondientes a energías negativas están ocupados. Uno

(4) A. PROCA, *Jour. Phys. et Rad.* 9, 61, 1938.

(5) N. KEMMER, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 34, 354, 1938.

(6) N. KEMMER, *Proc. Roy. Soc. A.* 173, 91, 1939.

E. SCHRÖDINGER, *Proc. Ir. Ac.* XLIX, 29, 1943.

de los estados no ocupado se comporta como una partícula de energía positiva y carga contraria a la de las partículas ocupantes de aquel estado.

La teoría expuesta se aplica al estudio de la interacción de partículas de espín 0, 1 y 1/2, con el campo electromagnético; al proceso no radiativo de colisiones de mesones con electrones; al efecto Compton; a la emisión de un fotón por un mesón en el campo nuclear y a la generación de pares.

SESION DEL 18 DE SETIEMBRE (Tarde)

Preside: Dr. TEÓFILO ISNARDI

I n f o r m e s :

GUIDO BECK (Observatorio Astronómico, Córdoba): *Ciclos tensoriales.*

1º. *Definición de un ciclo tensorial:* Una forma bilineal

$$[M] = \tilde{\psi} M \psi \quad (1)$$

representa una matriz de cuatro líneas y columnas, a la cual no se puede atribuir, en general, un carácter tensorial unívoco respecto a una transformación de Lorentz, mientras que un carácter tal determinado corresponde a las partes de *primera* y de *segunda clase* de estas magnitudes (1).

En particular, el carácter de transformación del sistema de base lineal

$$\begin{matrix} \vec{i}\gamma, & \{\beta\} \\ & \{\beta\sigma\} \\ \{\beta\tau\} & \end{matrix} \quad (2a)$$

$$\begin{matrix} \{1\}, & \vec{\alpha} \\ & \vec{\sigma} \\ \{\tau\}, & \{\sigma\} \end{matrix} \quad (2b)$$

$$(\alpha, \beta = \text{matrices de Dirac}; \vec{\gamma} = \beta\alpha, \vec{\sigma} = -\frac{i}{2}(\alpha \wedge \alpha), \tau = \frac{1}{3}\alpha\sigma)$$

(1) Ver: "El Espacio Físico", Ciencia y Técnica, 102, N° 501, 1944.

está representado por el esquema

$$\begin{array}{c}
 \begin{pmatrix} A & b^0 \\ a_0 & B \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} A_{0i} & ib^i \\ ia_i & B_{0i} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} A_{ik} & b^{0ik} \\ a_{0ik} & B_{ik} \end{pmatrix} \quad (3a) \\
 \begin{pmatrix} A_{0123} & ib^{123} \\ ia_{123} & B_{0123} \end{pmatrix}
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{c}
 \begin{pmatrix} A_0 & b \\ a & B^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} A_i & -ib^{0i} \\ -ia_{0i} & B^i \end{pmatrix} \quad (3b) \\
 \begin{pmatrix} A_{123} & -ib^{0123} \\ -ia_{0123} & B^{123} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} A_{0ik} & b^{ik} \\ a_{ik} & B^{0ik} \end{pmatrix}
 \end{array}$$

con $i, k = 1, 2, 3$, donde los A, B, a, b son matrices de dos líneas y columnas de carácter tensorial antisimétrico y satisfacen a las condiciones

$$\bar{a} = b.$$

Llamaremos un conjunto de magnitudes del tipo (1) un *ciclo* tensorial si contiene todas las componentes tensoriales necesarias que intervienen en una transformación de Lorentz. Las partes (2a) y (2b) del sistema de base lineal representan dos ejemplos de ciclos tensoriales.

2º. *Dos diferenciaciones*: Definimos dos diferenciaciones, denotadas respectivamente por símbolos latinos y griegos

$$\left\{ \frac{\delta M}{\delta \xi} \right\} = \frac{\partial \psi M}{\partial \xi} \psi + \tilde{\psi} \frac{\partial M \psi}{\partial \xi} = \frac{\partial \{M\}}{\partial \xi} \quad (4)$$

$$\left\{ \frac{\partial M}{\partial \xi} \right\} = \frac{\partial \psi M}{\partial \xi} \psi - \tilde{\psi} \frac{\partial M \psi}{\partial \xi}. \quad (5)$$

Entonces,

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \text{ grad } \text{ y } \frac{1}{c} \frac{\delta}{\delta t}, \text{ } \gamma \rho \alpha \delta$$

forman dos cuadvectores de primera clase, mientras que

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \gamma_{\rho\alpha\delta} \text{ y } \frac{1}{c} \frac{\delta}{\delta t}, \text{ grad}$$

representan cuadvectores de segunda clase:

3º. *El ciclo tensorial de Fernandes de Sa*: El sistema de 32 relaciones diferenciales de Fernandes de Sa⁽²⁾ consiste de cuatro ciclos de 8 relaciones tensoriales de primer orden y de primer grado.

4º. *Los ciclos de primer grado y de segundo orden*: El operador mixto

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c} \frac{\delta}{\delta t} - \text{div } \gamma_{\rho\alpha\delta} \quad (6)$$

es invariante en primera y en segunda clase. Se verifican las 16 relaciones

$$\left\{ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c} \frac{\delta M}{\delta t} - \text{div } \gamma_{\rho\alpha\delta} M \right\} = 0 \quad (7)$$

donde M es cada una de las matrices del sistema de base (2). (7) forma dos ciclos de relaciones tensoriales de primer grado y de segundo orden.

5º. *Ciclos antisimétricos de segundo grado*: Las expresiones

(2) Ver: *Rev. Mod. Phys.* 17, p. 192. 1945.

$$\begin{aligned}
& (\{\beta\} \beta \{\beta\} - \{i\gamma\} \beta \{i\gamma\} + \{\beta\sigma\} \beta \{\beta\sigma\} - \{i\beta\tau\} \beta \{i\beta\tau\}) \\
& \pm (\{1\} \beta \{1\} - \{\alpha\} \beta \{\alpha\} + \{\sigma\} \beta \{\sigma\} - \{\tau\} \beta \{\tau\})
\end{aligned}$$

$ \begin{aligned} & (-\{i\gamma\} \beta \{\beta\} - \{\beta\} \beta \{i\gamma\} - \{i\beta\tau\} \beta \{\beta\sigma\} - \{\beta\sigma\} \beta \{i\beta\tau\}) \\ & \quad + i\{\beta\sigma\} \times \beta \{i\gamma\} + i\{i\gamma\} \times \beta \{\beta\sigma\}) \\ & \pm (-\{\alpha\} \times \beta \{\sigma\} - \{\sigma\} \times \beta \{\alpha\} - i\{1\} \beta \{\alpha\} + i\{\alpha\} \beta \{1\}) \\ & \quad - i\{\sigma\} \beta \{\tau\} + i\{\tau\} \beta \{\sigma\}) \end{aligned} $	$ \begin{aligned} & (-\{\beta\} \beta \{\beta\sigma\} - \{\beta\sigma\} \beta \{\beta\} + \{i\gamma\} \beta \{i\beta\tau\} + \{i\beta\tau\} \beta \{i\gamma\}) \\ & \quad - i\{i\gamma\} \times \beta \{i\gamma\} + i\{\beta\sigma\} \times \beta \{\beta\sigma\}) \\ & \pm (-\{1\} \beta \{\sigma\} - \{\sigma\} \beta \{1\} + \{\alpha\} \beta \{\tau\} + \{\tau\} \beta \{\alpha\}) \\ & \quad - i\{\alpha\} \times \beta \{\alpha\} + i\{\sigma\} \times \beta \{\sigma\}) \end{aligned} $
--	--

$$\begin{aligned}
& (-\{\beta\} \beta \{i\beta\tau\} - \{i\beta\tau\} \beta \{\beta\} - \{i\gamma\} \beta \{\beta\sigma\} - \{\beta\sigma\} \beta \{i\gamma\}) \\
& \pm (-i\{1\} \beta \{\tau\} + i\{\tau\} \beta \{1\} + i\{\alpha\} \beta \{\sigma\} - i\{\sigma\} \beta \{\alpha\})
\end{aligned}$$

$ \begin{aligned} & (\{1\} \beta \{\beta\} - i\{\alpha\} \beta \{i\gamma\} + \{\sigma\} \beta \{\beta\sigma\} - i\{\tau\} \beta \{i\beta\tau\}) \\ & \pm \{\beta\} \beta \{1\} + i\{i\gamma\} \beta \{\alpha\} + \{\beta\sigma\} \beta \{\sigma\} + i\{i\beta\tau\} \beta \{\tau\}) \end{aligned} $	$ \begin{aligned} & (\{\alpha\} \beta \{\beta\} - \{\sigma\} \times \beta \{i\gamma\} + \{\tau\} \beta \{\beta\sigma\}) \\ & \quad - i\{1\} \beta \{i\gamma\} - i\{\alpha\} \times \beta \{\beta\sigma\} - i\{\sigma\} \beta \{i\beta\tau\}) \\ & \pm (\{\beta\} \beta \{\alpha\} + \{i\gamma\} \beta \{\sigma\} + \{\beta\sigma\} \beta \{\tau\}) \\ & \quad + i\{i\gamma\} \beta \{1\} - i\{\beta\sigma\} \times \beta \{\alpha\} + i\{i\beta\tau\} \beta \{\sigma\}) \end{aligned} $
---	---

$ \begin{aligned} & (\{\tau\} \beta \{\beta\} + \{\alpha\} \beta \{\beta\sigma\} - i\{\sigma\} \beta \{i\gamma\} - i\{1\} \beta \{i\beta\tau\}) \\ & \pm (\{\beta\} \beta \{\tau\} + \{\beta\sigma\} \beta \{\alpha\} + i\{i\gamma\} \beta \{\sigma\} + i\{i\beta\tau\} \beta \{1\}) \end{aligned} $	$ \begin{aligned} & (\{\sigma\} \beta \{\beta\} - \{\alpha\} \times \beta \{i\gamma\} + \{1\} \beta \{\beta\sigma\}) \\ & \quad - i\{\tau\} \beta \{i\gamma\} - i\{\sigma\} \times \beta \{\beta\sigma\} - i\{\alpha\} \beta \{i\beta\tau\}) \\ & \pm (\{\beta\} \beta \{\sigma\} + \{i\gamma\} \times \beta \{\alpha\} + \{\beta\sigma\} \beta \{1\}) \\ & \quad + i\{i\gamma\} \beta \{\tau\} - i\{\beta\sigma\} \times \beta \{\sigma\} + \{i\beta\tau\} \beta \{\alpha\}) \end{aligned} $
--	---

forman, con los signos + y - respectivamente, cuatro ciclos de segundo grado, con una estructura similar a la indicada por (3a) y (3b).

Todavía no he conseguido estudiar completamente los ciclos tensoriales simétricos de segundo grado.

Comunicaciones:

GLEB WATAGHIN (Departamento de Física, São Paulo): *Statistical mechanics at extremely high temperatures.*

Se leyó el título.

J. COSTA RIBEIRO (Facultad Nacional de Filosofía, Río de Janeiro): *Sobre el efecto termo-dieléctrico (Corrientes eléctricas asociadas a cambios de estado físico).*

El origen de nuestro trabajo se basa en la observación de que discos de *cera de carnaúba*, solidificados sobre una placa de vidrio, presentan fuertes cargas eléctricas. Experiencias, destinadas a aclarar la cuestión si o no estas cargas son debidas al proceso de solidificación, mostraron que un disco de parafina, fundiéndose entre las placas de un condensador, produce una fuerte corriente eléctrica, que se invierte al solidificarse la sustancia.

Experiencias, realizadas con parafina, colofonio, cera de carnaúba y naftaleno, confirmaban que se trata de un fenómeno nuevo: la producción de corrientes eléctricas vinculada al cambio de fase del dieléctrico. Llamaremos este efecto el «fenómeno termo-dieléctrico» (1).

El estudio cuantitativo del efecto encontrado permitió establecer las leyes siguientes:

1º. La curva de intensidad de corriente acompaña en su aspecto general a la de la velocidad del cambio de estado.

2º. Los valores de la intensidad de corriente están atrasados con respecto a los de la velocidad del cambio de estado.

(1) J. COSTA RIBEIRO. *Acad. Bras. de Ciencias*, 13-4-1943 (Acta publ. el 25-4-1943); *Acad. Bras. de Ciencias*, 13-6-1944 (Acta publ. el 23-6-1944); *Acad. Bras. de Ciencias*, 14-11-1944 (Acta publ. el 21-11-1944).

En el caso de una velocidad de cambio de estado constante tenemos

$$i = k \frac{dm}{dt}$$

siendo i la intensidad de corriente, m la masa de una de las dos fases, k la «constante termodieléctrica». (Para naftaleno: $k = 3 \cdot 10^{-9}$ Coul/gr).

Una descripción analítica del carácter hereditario del fenómeno, se logra por una ecuación formalmente análoga a la de la teoría de los dieléctricos reales (2).

La interpretación teórica del fenómeno presenta mayores dificultades. Se puede pensar en una capa doble eléctrica en la interfase sólido-líquido, que se desplaza durante el cambio de fase, que junto con las diferencias en las constantes dieléctricas y en las conductibilidades de ambas fases, explicaría la existencia de la corriente observada. Podría también admitirse, p. ej., que las densidades electrónicas fueran diferentes en las fases sólida y líquida de una misma sustancia. En tal caso, el cambio de fase estaría necesariamente acompañado por una migración de electrones para establecer el valor normal en ambas fases (3).

Discusión:

G. BECK. — Estamos muy agradecidos al Dr. Costa Ribeiro por la comunicación de sus resultados, que nos podrán dar nuevas ideas para trabajos futuros. Conocemos dos mecanismo de conductividad en sólidos: la migración de iones y la conductividad electrónica. En el caso de un dieléctrico ideal se supone que todos los estados cuánticos de una «zona de Brillouin» están ocupados por electrones. La conductividad es debida a pequeñas modificaciones de este modelo. Además pueden intervenir electrones fijados en la superficie del cuerpo sólido, particularmente

(2) B. GROSS y P. S. ROCHA. *Anais Acad. Brasil.* 9, 187, 1937; 9, 307, 1937; 10, 297, 1938.

(3) Nota: Por dificultades de comunicación, el presente resumen fué escrito, a base de J. COSTA RIBEIRO, *Sobre o Fenómeno Termo-Dieléctrico*, Rio de Janeiro, 1945, por G. Beck, quien se responsabiliza por el mismo.

estudiados por E. U. Condon. Sería importante, antes de hacer una tentativa teórica, establecer si se trata de corrientes iónicas o electrónicas.

JUAN A. MAC MILLAN y CLARA MASSA (Instituto de Física, Buenos Aires): *Estructura cristalina del Ag_3O_4 y diagrama de difracción del AgO .*

Se ha interpretado el diagrama de difracción de rayos X, común a las denominadas oxisales de plata, como perteneciente al óxido Ag_3O_4 , pues hay abundantes razones para suponerlo. Se han medido intensidades de las reflexiones y se llega a la conclusión de que el grupo espacial que corresponde es el T_d^1 (Wyckoff). La malla elemental contiene una molécula y aplicando el método de Fourier se han establecido las siguientes coordenadas para los átomos:

$$Ag: \frac{1}{2} \frac{1}{2} 0; 0 \frac{1}{2} \frac{1}{2} ; \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}$$

$$O: \frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}; \frac{1}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4}; \frac{3}{4} \frac{1}{4} \frac{3}{4}; \frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{1}{4}$$

Se ha identificado además el diagrama de polvo del AgO , al cual corresponden los siguientes espaciados: 2,79; 2,63; 2,41; 2,29; 1,74; 1,705; 1,676; 1,616; 1,48; 1,459; 1,455; 1,423; 1,408; 1,396; 1,382; 1,354; 1,314; 1,209; 1,142; 1,121.

La imposibilidad de obtención de cristales macroscópicos ha impedido avanzar más en el estudio de la estructura de este compuesto.

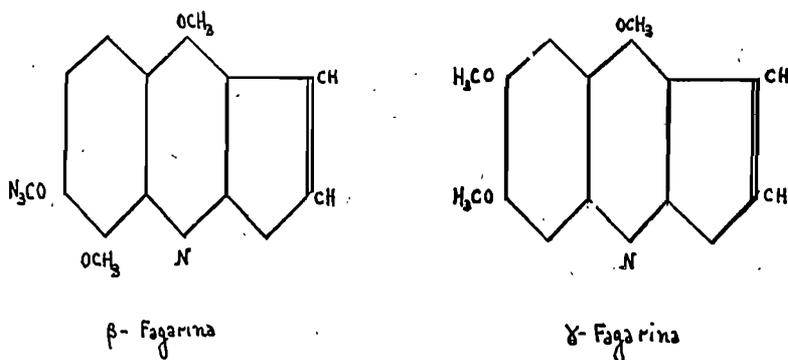
NAUM MITTELMAN (Instituto de Física, Buenos Aires): *El efecto Raman de las soluciones clorofórmicas de la β y γ -Fagarina.*

Los estudios de Deulofeu, Labriola y De Langhe⁽¹⁾ sobre alcaloides del Fagaro-coco (Gill.) Engl., confirman la presencia

(1) *J. Am. Chem. Soc.* 64, 2326, 1924.

de por lo menos tres bases cristalinas ya descritas por Stuckert ⁽²⁾ la α -fagarina (P. F. 162-163° C), la β -fagarina (P. F. 173° C) y la γ -fagarina (P. F. 139° C). Los dos últimos exhiben propiedades físicas y químicas prácticamente iguales.

Deulofeu y colaboradores les atribuyen las siguientes fórmulas estructurales:



Son dos derivados con un núcleo quinolein-furánico y difiriendo en que la β -fagarina es un derivado trimetoxilado, mientras la γ -fagarina es dimetoxilado.

Sustancias como las anteriores deberán exhibir espectros Raman prácticamente idénticos. Nos propusimos obtenerlos para aportar un dato más sobre la identidad de ambas estructuras globales.

Trabajamos con soluciones clorofórmicas (saturadas) de seis por ciento y trece por ciento respectivamente para β y γ -fagarina. Utilizamos un espectrógrafo Zeiss de tres prismas con cámara de $f=84$ cm y lente objetivo de 50 mm (apertura útil relativa 1 : 17). Para la región de 4.000 Å la dispersión era de 6 Å/mm y para la región de 5.000 Å de 15 Å/mm.

Resultados: La tabla I da las frecuencias Raman $\Delta\nu$ obtenidas, que son prácticamente iguales para ambas sustancias, como era dable esperar

⁽²⁾ *Investigaciones del Laboratorio de Química Biológica. Córdoba, Argentina, Vol. II, 1933; Vol. II, 1938.*

TABLA N° 1

Líneas Raman	$\lambda_{ex.} = 5460.7 \text{ \AA}$			$\nu_{ex.} = 1831\frac{1}{2} \text{ cm}^{-1}$			Intens.
	$\beta - \text{fagarina}$			$\gamma - \text{fagarina}$			
	$\lambda_R (\text{\AA})$	$\nu_R (\text{cm}^{-1})$	$\Delta\nu (\text{cm}^{-1})$	$\lambda_R (\text{\AA})$	$\nu_R (\text{cm}^{-1})$	$\Delta\nu (\text{cm}^{-1})$	
X	5906.0	16931.9	1381	5907.5	16931.0	1382	10
X	5957.2	16786.4	1527	5957.3	16786.1	1527	3
X	5966.2	16761.0	1552	5968.4	16754.9	1553	2
X	5981.9	16717.0	1596	5981.6	16717.9	1595	1

El escaso número de líneas Raman obtenido se debe a las condiciones sumamente desfavorables en que ha debido operarse:

1º) La sensibilidad fotoquímica y las propiedades fluorescentes no permiten utilizar las regiones violeta y ultravioleta del arco de Hg.

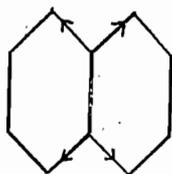
2º) La pequeña solubilidad de las sustancias.

3º) La necesidad de utilizar filtros.

4º) La abertura efectiva pequeña del objetivo fotográfico.

En la bibliografía no hemos encontrado datos para desplazamientos Raman de sustancias heterocíclicas con núcleos condensados como el quinolein-furánico.

El desplazamiento $\Delta\nu = 1375 \text{ cm}^{-1}$ está presente en compuestos de sustitución del anillo aromático. Se supone que representa el siguiente tipo de vibración (3):



El valor $\Delta\nu = 1381 \text{ cm}^{-1}$ se puede corresponder con la línea de 1375 cm^{-1} . Hibben (4) menciona para la quinoleína en ese intervalo $\Delta\nu = 1369$ y $\Delta\nu = 1388 \text{ cm}^{-1}$. Para el furano se menciona una línea $\Delta\nu = 1381 \text{ cm}^{-1}$.

(3) *Ind. J. of Phys.* 10, 23, 1936.

(4) *Raman Effect and its Chemical Applications*, pág. 295, 1939.

Considerando la regla general según la cual desplazamientos hasta 1500 cm^{-1} deben corresponder a vibraciones entre átomos medios o pesados (C, O, N) y que valores entre 1500 y 1800 cm^{-1} sólo aparecen cuando la molécula exhibe dobles enlaces, se concluye que los valores superiores a 1500 cm^{-1} corresponden presumiblemente a las oscilaciones $C=N$ y $C=C$. Bonino⁽⁵⁾ considera que una línea en $\Delta\nu=1580\text{ cm}^{-1}$ corresponde a una unión tipo $C=C$, en tanto Trucher y Chapron⁽⁶⁾ consideran que desplazamientos entre 1585 y 1608 cm^{-1} están dentro de las variaciones inherentes a $C=C$.

El intervalo en que se ubican los desplazamientos obtenidos se corresponde pues con las vibraciones características de las moléculas estudiadas, previsibles en base a sus fórmulas estructurales (dobles enlaces y oscilaciones entre átomos semi-pesados).

AUGUSTO BATTIG (Instituto de Física, Tucumán): *Movimiento de fotones en un medio material.*

El movimiento de un corpúsculo material, de un fotón en el vacío y en un medio material de índice de refracción n y de sus ondas asociadas (ondas de De Broglie, ondas electromagnéticas) puede ser considerado desde un punto de vista cinemático uniforme.

Las fórmulas relativas a la aberración, el efecto Doppler y a la presión de luz, recién estudiadas por el Prof. J. Würschmidt⁽¹⁾, se obtienen por una transformación de Lorentz del cuadrivector de onda.

En un sistema de referencia que se mueve con una velocidad

$$u > c/n \tag{1}$$

respecto al medio material, condiciones particulares corresponden al cono característico de la radiación de Cherenkov:

$$\cos \vartheta = \frac{c}{n \cdot u} \tag{2}$$

⁽⁵⁾ Congreso Internat. de Quím. Pura y Aplicada, Madrid, 1934.

⁽⁶⁾ C. R. 198, 1934, 1934.

⁽¹⁾ JOSÉ WÜRSCHMIDT, Com. 5ª Reunión AFA, Rev. UMA-AFA 11, p. 47, 1945; 11, p. 94, 1946.

ondas electromagnéticas estacionarias, fotones de energía cero. Teniendo en cuenta el retroceso del electrón debido a la emisión de la radiación de Cherenkov⁽²⁾, la radiación no se propaga exactamente sobre el cono (2), pero en una dirección muy vecina a este cono.

Los valores de energía, $h\nu$, y de impulso, $n \cdot h\nu/c$, que tenemos que atribuir a un fotón en un medio material, no corresponden a la energía y al impulso total, sino a la energía y al impulso *libre* en el sentido de la termodinámica.

MARIO BUNGE (Instituto de Física, La Plata): *Fenómenos de resonancia en la difusión de neutrones por protones.*

Goloborodko⁽¹⁾ halló que la sección eficaz de difusión $n-p$ no disminuye monótonamente con la energía en el intervalo 0,1—0,4 MeV conforme a la fórmula de Wigner, sino que experimenta una marcada fluctuación. En el presente trabajo se estudia la influencia de los niveles virtuales S y P sobre la sección eficaz, con el objeto de explicar cualitativamente la fluctuación encontrada por Goloborodko.

La sección eficaz de la onda p —utilizando un pozo rectangular de potencial—, suponiendo que la resonancia tiene lugar en $E=0,3$ MeV, resulta ser

$$\sigma_1 = \frac{12\pi R^2}{x^2 + \left(\frac{x^2 + D^2}{1-D}\right)^2}, \quad D \equiv 1 + \left(\frac{x}{x'}\right)^2 \left(\frac{x'}{\text{tang } x'} - 1\right),$$

$$x = kR, \quad x'^2 = x_0^2 + x^2, \quad x_0 = [M(V_0 - \varepsilon)]^{1/2} \frac{2\pi}{h} \cdot R$$

$$= \pi - \eta, \quad \eta = 0,90 \cdot 10^{-2}, \quad \varepsilon = 0,96 \text{ MeV}$$

$$\text{para } R = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm.},$$

en que R es el alcance de las fuerzas nucleares. Para la onda s , suponiendo que la resonancia tiene lugar en $E=0,1$ MeV,

$$\sigma_0 \cong 4\pi R^2 \left[\frac{1 + \pi\eta - x^2}{x^2 + \frac{1}{4}(\pi\eta - x^2)^2} \right], \quad \eta = 0,20 \cdot 10^{-2}, \quad \varepsilon = 0,16 \text{ MeV.}$$

(²) R. T. Cox *Phys. Rev.* 64, p. 106, 1944.

(¹) T. A. GOLOBORODKO, *Journ. of Phys.* (U.S.S.R.), 8, 13 (1944).

Tratando el problema en la aproximación en que es válido el acoplamiento de Russell-Saunders, y eligiendo el nivel 3P_0 por ser el que conduce a resultados más próximos a los experimentales, la sección eficaz total será

$$\sigma_t = \frac{3}{4} {}^3\sigma_0^1 + \frac{1}{4} {}^1\sigma_0^0 + \frac{1}{12} {}^3\sigma_1^0.$$

$E(\text{MeV})$	$\sigma \cdot 10^{21} \text{cm}^{-2}$ experimental	$\sigma \cdot 10^{21} \text{cm}^{-2}$ calculada
0,1	$9,0 \pm 0,8$	6,95
0,2	$3,0 \pm 0,4$	4,10
0,3	$8,5 \pm 0,6$	6,78
0,4	$3,2 \pm 0,4$	3,74

función que da cuenta de la forma de la curva de Goloborodko y, aproximadamente, de los valores hallados por el mismo.

En conclusión, el modelo aplicado a la descripción del deuterón (o, lo que es lo mismo, a la difusión $n-p$), requeriría la admisión de un nivel 3P_0 de baja energía, además de los dos niveles 3S_1 y 1S_0 . Un modelo tal es difícil de representarse, siendo preciso aguardar la confirmación de los resultados experimentales de Goloborodko.

Preside: Dr. J. COSTA RIBEIRO

SESIÓN DEL 20 DE SETIEMBRE

TEÓFILO ISNARDI (Instituto de Física, Buenos Aires): *El principio de isotropía y constancia de la velocidad de la luz.*

Se muestra como puede prescindirse del postulado de la constancia de la velocidad de la luz en el vacío en la formulación de la teoría de la relatividad restringida, reemplazándolo por un postulado de isotropía. El desarrollo completo será dado en una nota a aparecer en esta revista.

ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio Astronómico, Córdoba): *El sodio en el espectro de Eta Carinae.*

Las líneas D del sodio aparecen en el espectro de la nebulosa Eta Carinae tanto en emisión como en absorción. En emisión son múltiples, en absorción simples, difusas y fuertemente desplazadas hacia el violeta. La superposición de la componente en absorción de D_1 con las principales componentes en emisión de D_2 y la de algunas componentes desplazadas hacia el violeta de D_1 con algunas hacia el rojo de D_2 dificulta la interpretación del espectro. Un análisis prolijo conduce a estos resultados:

1.) La absorción es producida por una nube que se desplaza a 400 km/seg. hacia nosotros, y por otra, más débil, casi estacionaria.

2.) En emisión pueden distinguirse seis componentes de cada una de las líneas, distribuidas simétricamente con respecto a la longitud de onda de laboratorio y que corresponden a las velocidades radiales ± 89 , ± 204 y ± 336 km/seg.

RICARDO PLATZECK (Observatorio Astronómico, Córdoba): *Velocidades radiales en las Nubes de Magallanes.*

Con el objeto de estudiar el movimiento de las Nubes de Magallanes hemos preparado un programa para la determinación de velocidades radiales, que por el momento comprende 18 nebulosas que presentan líneas en emisión y alrededor de 10 estrellas de los tipos P Cygni y «O». Trataremos de seleccionar algunas nebulosas más con el fin de ampliar el programa.

Las primeras medidas de espectros de nebulosas muestran que puede esperarse, para cada objeto, un error final de 1 km/seg., o quizá algo menor.

EDUARDO LABIN (Laboratorio Philipps, Buenos Aires): *Corrección y estabilización de magnitudes físicas por reacción.*

Se leyó el título.

FEDERICO VIERHELLER (Instituto Municipal de Radiología y Fisioterapia de Buenos Aires): *El método fotográfico y fotométrico en el estudio cuanti- y cualitativo de la espectrografía en absorción.*

El único instrumento que permite obtener a simple vista una curva completa de absorción en el sector visible del espectro, es el espectrofotómetro de König-Martens. Para obtener curvas completas de absorción, extendidas hasta el ultravioleta con todos sus detalles, hay que recurrir al método fotográfico, el cual hemos modificado de la siguiente manera:

1) Sacamos varios espectros con el disolvente solo, variando los largos frontales y los tiempos de exposición.

2) Con los mismos largos frontales e iguales tiempos de exposición sacamos igual cantidad de espectros, usando el líquido a investigar.

3) En la misma placa fotográfica proyectamos varios espectros sin usar líquido ni cubetas, variando solamente los tiempos de exposición.

4) Revelada la placa, elegimos un espectro del grupo N^o. 1, que ofrece un ennegrecimiento ni muy fuerte ni muy débil en toda su extensión. De él obtenemos una curva fotométrica por medio del microfotómetro autoregistrador. Lo mismo hacemos con un espectro del segundo grupo, cuyo largo frontal corresponda al del espectro del primer grupo. El tiempo de exposición no es necesariamente el mismo.

Para suprimir la influencia de la inconstante sensibilidad de la placa fotográfica respecto a las distintas longitudes de onda, obtenemos por medio de la microfotometría gran cantidad de curvas para distintas longitudes de onda usando el tercer grupo de espectros.

Combinando estos distintos grupos de curvas fotométricas se consiguen las intensidades en forma «absoluta», que intervienen en los posteriores cálculos de los coeficientes de absorción según las leyes de Lambert y de Beer.

Este método lo hemos usado para la determinación de las curvas de absorción de varias sustancias contenidas en la sangre y de la sangre total misma. El trabajo correspondiente aparecerá en colaboración con el Dr. B. Braier en la Revista de Medicina y Ciencias Afines de la Asistencia Pública.

BERNHARD H. DAWSON (Observatorio Astronómico, La Plata): *Un método abreviado de compensación.*

Haciendo de entrada la salvedad de que no ha podido establecer con seguridad cuánto de lo que expone es realmente nuevo, recalca en primer lugar las ventajas que surgen, para la compensación de datos observacionales, del tomar origen en el centroide de ellos; notando que estas ventajas son evidentes para funciones de una sola variable con intervalos iguales del argumento, como suele ocurrir en problemas de estadística, y que su aplicación en tales casos es bien conocida, bajo el nombre de «centraje». Sin embargo no ha hallado mención de tal centraje en tratados generales sobre el método de cuadrados mínimos, aunque sus ventajas existen también para los casos de observaciones no equidistantes y con varias incógnitas.

En el caso bastante frecuente de que una de las incógnitas tiene coeficiente constante, una ventaja importante del centraje es que, al formar las ecuaciones normales, dicha incógnita resulta separada de las demás, llegando así inmediatamente al sistema reducido de ecuaciones normales en éstas. Para obtener esta ventaja no es necesario reescribir las ecuaciones de condición. Basta formar las normales mediante las sumas de productos de las ecuaciones de condición, no por sus propios coeficientes originales sino por las cantidades que habrían sido los nuevos coeficientes centrados.

Lo que considera como probablemente novedoso, y que justificaría la comunicación, es que para la enorme mayoría de los casos, si no para todos, puede obtenerse una compensación ampliamente satisfactoria con mucho menos trabajo numérico. La esencia del método abreviado consiste en formar ecuaciones «cuasi-normales», cuyos coeficientes son las sumas de productos de las ecuaciones de condición por pequeños números enteros, de una o dos cifras, *aproximadamente proporcionales a los coeficientes centrados*, y elegidos con el cuidado de que su suma sea cero. Resolviendo estas ecuaciones «cuasi-normales» para las incógnitas, se deducen valores que difieren de aquellos que se obtendrían mediante el método de cuadrados mínimos, en pequeña fracción de sus incertidumbres, y que conducen a residuos cuya suma de cuadrados difiere del mínimo absoluto posible en una proporción casi siempre menor del 5 %.

Este (¿nuevo?) método abreviado viene a ocupar una posición intermedia entre el clásico método de cuadrados mínimos, que indudablemente conduce al mejor sistema de valores, pero que es engorroso, y el método de Cauchy, que no es muy difundido, aunque conocido por algunos, y si bien es rápido y fácil cuando aplicable, sin embargo resulta frecuentemente incapaz de separar debidamente las incógnitas, y en tales casos conduce a resultados ilusorios o no admite solución.

HERBERT WILKENS (Observatorio Astronómico, La Plata): *El efecto de la absorción interestelar sobre los diámetros aparentes de los cúmulos globulares.*

En el año 1935, Shapley y Sayer, usando tiempos de exposición prácticamente iguales para todas las placas fotográficas, encontraron que «los diámetros angulares de los cúmulos globulares han sido aparentemente medidos con defecto y respectivamente con debilidad en más o menos la misma proporción en todos aquellos lugares, donde la absorción es fuerte».

El autor indica una simple fórmula para placas sensibles al azul para eliminar este efecto diminutivo de la absorción interestelar sobre los diámetros aparentes cumulares y usa tiempos de exposición muy diferentes con diferentes latitudes galácticas. Los detalles del método aparecieron recientemente en el t. 22 de las publicaciones del Observatorio de La Plata.

SIMON GERSHANIK (Observatorio Astronómico, La Plata): *Sobre el movimiento en las estaciones sísmicas en relación con las fuerzas iniciales en el hipocentro.*

Se leyó el título.