

SOCIEDAD MEXICANA DE FISICA

Fundada en la Ciudad de México el 15 de agosto de 1950

(1959—1963)

Mesa Directiva:

Presidente	Carlos Graef Fernández
Vice-Presidente	Fernando Alba Andrade
Secretario	Augusto Moreno Moreno
Primer Secretario	Manuel González López
Segundo Secretario	Ariel Tejera
Tesorero	Luz María Barraza
Vocales	Francisco Medina Nicolau
	José Mireles Malpica
	Salvador Monroy Delenne
	Marcos Moshinsky
	Sara Rodiles de Ayala
	Ricardo Monges López

Consejo Consultivo:

Presidente	Manuel Sandoval Vallarta
Vocales	Nabor Carrillo
	Juan Manuel Lozano
	Eduardo Díaz Lozada
	Alejandro Félix Estrada
	Francisco Villaseñor
	Manuela Garin de Alvarez
	Juan de Oyarzabal
	Alonso Fernández
	Marcos Mazari
	Jorge Halvás

REVISTA MEXICANA DE FISICA

Director: Marcos Moshinsky

Comisión Editorial

Fernando Alba Andrade, Fernando E. Prieto C., José Mireles Malpica
Tomas A. Brody, Francisco M. Medina N.

Las personas que deseen publicar artículos, deberán enviarlos a la Revista Mexicana de Física, Apartado Postal No. 31364, México 20, D. F. (Véase el reglamento respectivo que aparece en el No. 1, Vol. 1 de esta Revista).

PUBLICADA POR LA SOCIEDAD MEXICANA DE FISICA CON LA COOPERACION
ECONOMICA DEL INSTITUTO NACIONAL DE LA INVESTIGACION CIENTIFICA.

PRECIO POR NUMERO

10 pesos en la República Mexicana
1 dólar en el extranjero

VOL. 10



NUMS. 1,2

REVISTA MEXICANA

DE

FISICA

C O N T E N I D O

**PROGRAMA DE LA ASAMBLEA CONJUNTA
DE LA
SOCIEDAD MEXICANA DE FISICA
Y DE LA
AMERICAN PHYSICAL SOCIETY**

JUNIO 22, 23 y 24 de 1961 EN

CIUDAD UNIVERSITARIA

Y

CENTRO MEDICO

Editorial

Indice de Sesiones

Indice de Autores

México, D. F. - México

1961

EDITORIAL

Los números 1 y 2 del Volumen X de la Revista Mexicana de Física están dedicados a la publicación en español del programa científico de la Asamblea Conjunta de la Sociedad Mexicana de Física y de la Sociedad Americana de Física.

La Asamblea se celebrará los días 22, 23, 24 de Junio de 1961. En el primer día las sesiones tendrán lugar en la Ciudad Universitaria y en los dos últimos días en la Unidad de Congresos del Centro Médico. Los auditorios y horas de las diferentes sesiones están indicados en el programa. El tiempo asignado para la presentación de trabajos ordinarios es de 10 minutos. Para trabajos presentados por invitación, el tiempo asignado está indicado en el programa. Debido al gran número de trabajos que se presentarán, los presidentes de las diferentes sesiones deberán hacer hincapié en que cada trabajo se presente dentro del tiempo que tiene asignado. En el caso de un investigador que presente su trabajo en español y desee resumirlo brevemente en inglés o viceversa, se le permitirán 5 minutos más. Las discusiones de los trabajos no deben exceder de 5 minutos.

El sábado 24 de junio a las 14.30 habrá una sesión para presentar trabajos importantes de última hora cuyos títulos y autores se indicarán oportunamente en un pizarrón. Al final del programa se indican algunos trabajos suplementarios que se presentarán al final de las sesiones correspondientes, siempre y cuando el presidente de la sesión juzgue que hay tiempo para ello.

La Sesión Inaugural se celebrará el jueves 22 de junio a las 10.00 en el Auditorio de la Facultad de Ciencias de la Ciudad Universitaria. Se ruega a los miembros de la Sociedad Mexicana de Física, interesados en la Asamblea, estar presentes en esta Sesión, ya que, además de su interés intrínseco, se darán a conocer cambios que habrá en el programa, así como las actividades sociales relacionadas con la Asamblea.

La preparación de este programa se hizo con la ayuda de las siguientes personas: F. Alba, T.A. Brody, O. Cano, A. Castro, E. de Alba, J. de Oyarzabal, R. Domínguez, L. Estrada, A. Fernández, R. Gall, J. Grapa, A. Jaidar, E. Levi, J.M. Lozano, M. Mazari, F.M. Medina, A. Mondragón, A. Morales, A. Moreno y Moreno E. Muñoz, D. Navarro, J.J. Ortíz, M. Ortíz de López, A. Palacios, T. Peniche, F. E. Prieto, I. Renero, J. Rickards, C. Ruiz, A. Serment, V. Serment, A. Tejera, M. Vázquez R., C. Vélez, a las cuales deseamos expresar nuestro agradecimiento.

En particular quisieramos agradecer al Dr. F.M. Medina su colaboración en la revisión de las traducciones y las galeras.

El trabajo de impresión de varityper se debió al Sr. Rey de Pavía.

EL DIRECTOR DE LA
REVISTA MEXICANA DE FISICA

Marcos Moshinsky

PROGRAMA DE LA ASAMBLEA CONJUNTA DE LA
SOCIEDAD MEXICANA DE FISICA
Y DE LA
AMERICAN PHYSICAL SOCIETY

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 10.00
SESION INAUGURAL
AUDITORIO DE CIENCIAS

Presidente: FERNANDO ALBA ANDRADE

PALABRAS DE BIENVENIDA A LA UNIVERSIDAD DE MEXICO POR EL DR.
IGNACIO CHAVEZ, Rector de la Universidad Nacional Autónoma de México.

PALABRAS DE BIENVENIDA DE LA SOCIEDAD MEXICANA DE FISICA POR
EL DR. FERNANDO ALBA ANDRADE, Presidente en funciones de la Sociedad
Mexicana de Física.

RESPUESTA DE LA AMERICAN PHYSICAL SOCIETY POR EL DR. FREDERICK
SEITZ, Presidente de la American Physical Society.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 11.00

SESION A

AUDITORIO DE INGENIERIA

Presidente: MANUEL SANDOVAL VALLARTA

TRABAJOS DE RADIACION COSMICA PRESENTADOS POR INVITACION

- A.1 PROTONES ATRAPADOS EN EL CAMPO GEOMAGNETICO, S. F. Singer, *University of Maryland (30 min.)*
- A.2 EL DECREMENTO DE FORBUSH EN LA RADIACION COSMICA, J.A. Lockwood, *University of New Hampshire (30 min.)*.
- A.3 ESTRUCTURA FINA EN LOS DECREMENTOS DE FORBUSH DE LA RADIACION COSMICA, R.L. Chasson, *University of Nebraska (30 min.)*.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION E

AUDITORIO DE INGENIERIA

Presidente: S. A. KORFF

TRABAJOS DE RADIACION COSMICA PRESENTADOS POR INVITACION

- E.1 ESTADO ACTUAL DE LA TEORIA GEOMAGNETICA, Manuel Sandoval Vallarta, *El Colegio Nacional y la Comisión Nacional de Energía Nuclear (30 min.)*.
- E.2 BALANCE DE ENERGIA EN CHAPARRONES EXTENSOS, J. R. Green, *University of New Mexico (30 min.)*.
- E.3 MEDIDAS DIRECTAS DE PARTICULAS CARGADAS ASOCIADAS CON LA ABSORCION DE ONDAS DE RADIO EN LA ZONA AURORAL, I. B. McDiarmid, *National Research Council, Canada (30 min)*.
- E.4 RAYOS COSMICOS DE ORIGEN SOLAR Y LA ABSORCION IONOSFERICA

EN LAS REGIONES POLARES, D. K. Bailey, *National Bureau of Standards, Boulder (30 min.)*.

- E.5 EXPERIMENTOS CON CAMARA DE NIEBLA SOBRE ELECTRONES EN LOS RAYOS COSMICOS PRIMARIOS Y SOBRE RAYOS COSMICOS ORIGINADOS EN EL SOL, James Earl, *University of Minnesota (30 min.)*.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 11.00
SESION B. NUCLEOS RADIATIVOS
AUDITORIO A, DE LA ESCUELA DE QUIMICA
Presidente: A. MORENO Y MORENO

- B.1 PROGRESOS EN LA MEDICION ELECTRONICA DE VIDAS MEDIAS NUCLEARES CORTAS, R. T. Bell, *McGill University, Montreal (30 min.)*.

- B.2 FORMA DEL ESPECTRO DE POSITRONES EN LA TRANSICION $O + A$ $O +$ DEL Ga^{66*} , L. M. Langer, D. C. Camp y D. R. Smith, *Indiana University*.

Un detallado estudio con espectrómetro magnético fue realizado sobre la forma del espectro de positrón en la transición 4.17-MeV $O + a O +$ en el decaimiento de Ga^{66} . Desde el punto final hasta 180 MeV, el factor de forma es estadístico. Ningún factor de forma del tipo $1 + b/W$ con $b > 0.1$ logra concordar con los datos. Esto debe ser comparado con otras mediciones¹ bajo condiciones esencialmente idénticas, que han requerido o que no estaban en contradicción con un valor de $b \cong 0.3$. Todas las mediciones anteriores fueron hechas en transiciones puras Gamow-Teller o en mezclas de Gamow-Teller y Fermi. El decaimiento de Ga^{66} posiblemente es una transición Fermi pura, que únicamente implica interacción vectorial. La explicación de Pearson sobre las pequeñas desviaciones² que han sido observadas en términos de una interacción pseudoescalar inducida, sería, por cierto, compatible con el hecho de que no se observa tal desviación en el caso de Ga^{66} .

* Auspiciado por el programa mixto de la Office of Naval Research and the U.S. Atomic Energy Commission.

1. O.E. Johnson, R.G. Johnson y L.M. Langer, Phys.Rev. 112, 2604 (1958)
 J.H. Hamilton, L.M. Langer y W.G. Smith, Phys.Rev. 112, 2010 (1958).
 J.M. Hamilton, L.M. Langer y W.G. Smith, Phys Rev. 119, 772 (1960).
2. J.M. Pearson, comunicación privada enviada a Phys.Rev.

B.3 CONSERVACION DEL ISOSPIN EN EL DECAIMIENTO β DE Sc^{44*} , S. D. Bloom, L.G. Mann y R.J. Nagle, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore.*

La única medición¹ publicada sobre la polarización circular β - γ para Sc^{44} [$2^+(\beta^+)2^+(\gamma)0^+$] señala una violación en gran escala de la conservación del isospin, puesto que el valor esencialmente nulo de la polarización que ha sido dado¹ ($A = -0.02 \pm 0.04$), corresponde a un elemento matriz para la contribución de Fermi a la desintegración β que es $\sim -18\%$ de la parte Gamow-Teller. El resultado obtenido en este laboratorio² para Sc^{46} indica que, por el contrario, el isospin se conserva, por lo menos dentro del mínimo error de experimentación que es posible lograr con las técnicas actuales (contribución de Fermi $< \sim 2\%$). En consecuencia, se consideró que era importante reexaminar el caso de Sc^{44} . Esto se hizo empleando la misma técnica de alternación rápida publicada anteriormente² con algunas mejoras debidas a una protección más adecuada y a cálculos más exactos de los diversos factores de rectificación. El resultado obtenido hasta la fecha es que la polarización definitivamente no es nula: $A = -0.125 \pm 0.025$. Esto corresponde a una razón Fermi/Gamow-Teller ($C_V M_V / C_A M_A$) de -0.05 ± 0.03 . Lo exiguo de este resultado concuerda con nuestro resultado² anterior sobre Sc^{46} y, por lo tanto, con la validez del número cuántico del isospin en esta zona de peso atómico.

*Trabajo realizado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. F. Boehm y A.H. Wapstra, Phys.Rev. 109, 456 (1958).
2. Bloom, Mann, y Miskel, Phys.Rev. Letters 5, 326 (1960).

B.4 CORRELACION DIRECCIONAL BETA-GAMMA EN LOS DECAIMIENTOS DE Ga^{72} Y La^{140*} , J.E. Alberghini y R.M. Steffen, *Purdue University.*

La correlación direccional entre el grupo de rayos β de 3.15 MeV de Ga^{72} que corresponde a un espectro no univoco y prohibido a 1er orden, y el de rayos γ de 0.840 MeV en Ge^{72} ha sido medida como una función de la energía de las β .

El equipo usado es el mismo que se describió anteriormente¹. El factor de anisotropía $A_2(W)$ en la función de correlación direccional $w(\theta) = 1 + A_2(W)P_2(\cos \theta)$ varía desde -0.27 ± 0.02 a -0.35 ± 0.02 cuando la energía β va desde $W = 5.9$ a $W = 7.0$. Los datos sobre la correlación direccional y el factor de forma² pueden concordar razonablemente con los parámetros del elemento matriz (en la anotación de Kotani³): $z = 1$, $Y = +1.25$, $x = -0.15$ y $u = -0.05$. Esto es uno de los pocos conjuntos de valores que concuerdan con los datos. El factor de anisotropía $A_2(W)$ de la correlación direccional $\beta - \gamma$ para el grupo β de 2.2 MeV de La^{140} varía desde $+0.10 \pm 0.02$ a $+0.13 \pm 0.02$. La dependencia de la energía de $A_2(W)$ excluye la posibilidad de una transición única prohibida a 1er orden. Los datos sobre la correlación direccional y la forma concuerdan, entre otras, con la fórmula $z = 1$, $Y = -1.25$, $x = -0.1$, $u = +0.2$. No es posible un ajuste con la "aproximación B_{ij} modificada"³.

* Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. R.M. Steffen, Phys.Rev. 118, 763 (1960).
2. L.M. Langer y D.R. Smith, Phys.Rev. 119, 1308(1960).
3. T. Kotani, Phys.Rev. 114, 795 (1959).

B.5 ESTRUCTURA DE LOS NIVELES DEL Pm^{147} , John D. Rogers, *California Institute of Technology, Pasadena, California.*

Se han realizado estudios sobre la distribución angular de seis rayos γ en Pm^{147} partiendo del decaimiento de Nd^{147} . Los núcleos Nd^{147} fueron incluidos en cristales de Nd -etilosulfato y alineados a temperaturas bajas. Todas las distribuciones observadas eran de la forma $\omega(\theta) = 1 + A_2P_2(\cos \theta)$. Las anisotropías resultantes, al combinarse con los resultados de las mediciones¹ de la correlación angular, permiten asignar los spins de cinco niveles en Pm^{147} . Estos son 0, $7/2 +$; 91.08, $5/2 +$; 410.6, $3/2 +$; 531.0, $5/2 +$; 685.9, $5/2 +$. La asignación del nivel 489.4 es incierta. Estas asignaciones del spin concuerdan con las que tentativamente sugirieron Ewan et al² sobre la base de medidas de conversión del electrón. Westenbarger y Shirley³ recientemente han obtenido resultados similares sobre la base de estudios de alineación nuclear.

1. E. Bodenstedt, H.J. Körner, F. Frisius, D. Hovenstadt, y E. Gerdau, Z. Physik 160, 33 (1960).

2. G.T. Ewan, R.L. Graham, y J.S. Geiger, *Bull. Am. Phys. Soc.* 6, 238 (1961).
3. G.A. Westenbarger y D.A. Shirley: por publicarse.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 11.00
 SESION BA. OPTICA Y RAYOS X
 AUDITORIO DEL 1er PISO, TORRE DE LA CIENCIA

Presidente: T.A. BRODY

BA.1 CALCULO DE LA ANCHURA EQUIVALENTE DE UNA LINEA UNICA.*
 Henry Margenau, *Yale University* y J. Sokoloff, *Lockheed Missiles and Space Division*.

Se ha calculado la anchura equivalente de una sólo línea¹

$$W = \int_{\Delta\nu} (1 - \exp(-uSb))$$

donde u es la masa del gas absorbente por unidad de área, S es la intensidad total de la línea y b es el factor de forma de línea normalizado a la unidad, permitiendo a la anchura media variar linealmente con la densidad del gas y al centro de la línea desplazarse linealmente con la densidad. Se supuso que la línea tiene una forma de Lorentz. Se consideraron dos tipos de gases absorbentes: un gas en el cual la densidad variaba linealmente con la distancia y otro en el cual la variación es exponencial. Las penetraciones ópticas y anchuras equivalentes para el gas linealmente variable y el exponencialmente variable se compararon con los resultados obtenidos por el método de Ladenburg y Reiche² para un gas de densidad constante.

* Auspiciado por el fondo para investigaciones generales de la Lockheed Missiles and Space Division.

1. Gilbert N. Plass, *J. Opt. Soc. Am.* 48 690 (1958).
2. R. Ladenburg y F. Reiche, *Ann. Physik* 42,181(1913).

BA.2 ABSORCION INFRA-ROJA DEL MONO-OXIDO DE CARBONO A ALTAS TEMPERATURAS, William O. Davies, *Armour Research Foundation*.

La absorción de mezclas de argón y mono-óxido de carbono fue determinada a longitudes de onda de 4.60μ , 4.67μ y 4.72μ para un intervalo de temperaturas desde 1160°K a 2300°K . Las altas temperaturas se obtuvieron pasando una onda de choque a través del gas en prueba. La temperatura y la presión del gas de prueba se determinaron de mediciones de las concentraciones iniciales y de las velocidades de la onda de choque, usando propiedades termodinámicas conocidas para las mezclas gaseosas. La presión total del gas de prueba fue variada desde 1.7 atm hasta 3.7 atm, que corresponde a densidades ópticas del mono-óxido de carbono de 5 atm-cm a 11 atm-cm. La absorción fue observada como una disminución de la intensidad de una fuente monitoreada por un detector de infrarrojo de respuesta rápida. Coeficientes medios de absorción a lo largo de la apertura de la rendija (22 cm^{-1}) y presión total se obtienen usando la ley de Beer. Debido a un incompleto ensanchamiento de la raya por el efecto de presión a estas presiones se observa un decrecimiento en la transmisión cuando se aumenta la presión total; las gráficas de la ley de Beer se linearizan por una corrección empírica proporcional a $P^{1/4}$. Se observa una reducción del coeficiente de absorción con la temperatura cuando es comparado al valor teórico obtenido promediando sobre la anchura de la rejilla y considerando las variaciones de las absorciones aparentes integradas con la temperatura y la presión.

BA.3 APLICACIONES DEL METODO DE PARTICION DE ORBITALES (SPO) A MOLECULAS-ALTERNANTES, M.J.S. Dewar y N.L.H. deSabelli*, *University of Chicago*.

El método de partición de orbitales¹ considera nula la probabilidad de encontrar dos electrones en un mismo lóbulo de un orbital p de un átomo de carbono, para introducir en forma no empírica los efectos de la correlación electrónica vertical en el tratamiento LCAO de moléculas no saturadas. Presentaremos aquí los resultados del estudio de varias moléculas alternantes con el presente método. Las energías de transición, calculadas con o sin interacción de configuraciones, son muy cercanas a las experimentales.

La contribución de configuraciones excitadas a la función de onda total para el estado fundamental, es menos importante en el caso SPO que en los tratamientos LCAO convencionales, como ya fuera encontrado para varios tratamientos semiempíricos.

*Becaria del Consejo Nacional de Investigaciones de la República Argentina.

¹M.J.S. Dewar y N.L. Hojvat, J.Chem.Phys. 1961 en prensa.

BA.4 REPRESENTACION MATEMATICA DE ESPECTROS MOLECULARES,*

V.R. Stull, P.J. Wyatt y G.N. Plass, *Aeronutronic*.

A pesar de los adelantos los sistemas electrónicos para procesar datos a alta velocidad, el cálculo exacto de la emisión y absorción de espectros provenientes de gases moleculares se ha considerado desde hace mucho tiempo impracticable. En años recientes varios métodos aproximados se han desarrollado cuya concordancia con los espectros observados es algunas veces bastante buena. Se discutirán importantes modificaciones necesarias para aumentar la seguridad de los modelos sobre una amplia zona de longitudes de caminos y de presiones. Se hará énfasis especial sobre un mejor (y necesariamente más complicado) modelo estadístico así como una comparación de un análisis "exacto" de una banda espectral especial con una descripción modificada de Elsasser. Se describirá una aplicación de este método al problema de la transmisión atmosférica.

*Auspiciado por The Geophysics Research Directorate, Air Force Research Division, Bedford, Massachusetts.

BA.5 INDICE DE REFRACCION DEL CdS A VARIAS PRESIONES Y TEMPERATURAS, D.W. Langer, *Wright-Patterson Air Force Base**

El índice de refracción del CdS fue medido por un método de interferencia en la región comprendida entre el canto de absorción y 6500 \AA para ambos modos de polarización. Las plaquillas de CdS (4 a 39 micrones de grueso) fueron mantenidas a temperaturas de 77, 188, 295 y 353°K y simultáneamente bajo presiones hidrostáticas. La zona de presión se varió hasta 10 kilobars; se hicieron también medidas a presión atmosférica a temperaturas intermitentes tan bajas como 4°K . Los resultados pueden interpretarse cualitativamente de acuerdo con la teoría clásica.

sica de la dispersión como un cambio en la frecuencia del oscilador y del factor de amortiguamiento debidos al cambio de temperatura y un cambio sólo en la frecuencia del oscilador debida al cambio de presión. Los coeficientes de temperatura se encontraron independientes de la presión aplicada y los coeficientes de presión independientes de la temperatura.

BA.6 MEDIDAS DE LA OPACIDAD DEL OXIGENO, D.E. Buttrey y K.K. Chan, Lockheed Missiles and Space Division.

Se han hecho mediciones de las intensidades absolutas del espectro de radiación continua de oxígeno en doble choque para condiciones de equilibrio de $18,600^{\circ}\text{K}$ y un quinto de la densidad normal. Las emisividades deducidas de los datos se han comparado con las predichas para la sección eficaz fotoeléctrica para oxígeno neutro de Boldt¹ y Meyerott, et al². y por la sección eficaz del fotoarranque de O^{-} de Branscomb, et al.³ Bajo estas condiciones termodinámicas la concentración de O y O^{-} no es sensible a la temperatura del gas. La concentración O^{+} es un cuarto que para el oxígeno atómico neutral, y por consiguiente el efecto fotoeléctrico de O^{+} se espera que contribuya a la radiación observada. Se introdujo un uno por ciento de hidrógeno como impureza, y la resolución temporal Stark del ensanchamiento de las líneas de Balmer fue usada para determinar de densidad de iones en el gas usando la teoría de Griem-Kolb-Shen para interpretar los perfiles de las líneas.

* Auspiciado en parte por el Air Force Special Weapons Center.

1. Boldt, Zeit, F. Phys. 154, 330 (1959).
2. Meyerott, Sokoloff y Nicholls, Geophys. Res. Papers, Sept. 1959.
3. Branscomb, Burch, Smith y Geltman, Phys. Rev. 98, 504 (1958).
4. Griem, Kolb y Shen, Phys. Rev. 116, 4 (1959).

BA.7 CORRIMIENTO ISOTOPICO EN EL ESPECTRO DEL SILICIO ATOMICO,* John R. Holmes y Martin E. Hoover, University of Southern California.

El corrimiento isotópico del Si^{30} relativamente al Si^{28} se ha medido en once líneas espectrales atómicas usando un interferómetro Fabry-Perot. El espectro de dos muestras de silicio elemental enriquecido al 72.56 por ciento en Si^{30} y 99.4

por ciento en Si^{28} , respectivamente, fueron excitados en dos tubos de descarga con cátodos huecos enfriados con nitrógeno líquido. Ambos tubos fueron unidos al extremo de una junta esmerilada de Pyrex que fue montada en posición vertical para permitir cambiar de una fuente a la otra girando el ensamblaje del tubo. Para producir la descarga se usó neon a una presión de aproximadamente 0.40 mm Hg. La magnitud de los corrimientos observados varió desde $\Delta\nu \sim 0.011 \pm 0.001 \text{ cm}^{-1}$ para la transición ($3p^2 \ ^3P^0 - 4s \ ^3P^0$) a $\Delta\nu \sim 0.115 \pm 0.002 \text{ cm}^{-1}$ para la transición ($3p^2 \ ^3P^0 - 3d \ ^3D^0$). Los resultados experimentales indican que el corrimiento por la masa específica del nivel $3d \ ^1D_2^0$ relativo al nivel $3d \ ^1F_3^0$ es de cerca de siete veces mayor que el corrimiento específico en la transición $\lambda = 2435$ ($3p^2 \ ^1D_2^0 - 3d \ ^1D_2^0$).

* Parcialmente auspiciado por la Office of Naval Research.

BA.8 EFECTO ZEEMAN DE LA TRANSICION $\text{Pu}^{+++} \ ^6H_{5/2} \rightarrow J = 11/2$ EN CRISTALES HEXAGONALES UNICOS*, H. Lämmermann** y J.G. Conway, Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.

Se han investigado la absorción ópticamente polarizada, el espectro de fluorescencia y el efecto Zeeman de un 0.1 - 2% de Pu^{+++} en lantano-etilsulfato y lantano tricloruro, en forma de cristales aislados, a temperaturas de 4.2°K, 20°K y 77°K. Como en la tierra rara correspondiente Sm^{+++} , se observaron grupos de líneas bien separados, cada uno de los cuales representa una transición del dipolo eléctrico entre los componentes del campo del cristal de dos niveles de la configuración $5f^5$. En conjunto la separación de los niveles y las anchuras de las líneas son aproximadamente las mismas para ambos elementos. Por lo tanto para los iones de plutonio, el campo del cristal exhibe solamente una pequeña perturbación. Se discutirá especialmente con detalle un grupo correspondiente a una transición entre el nivel base $\ ^6H_{5/2}$ y probablemente el $\ ^6F_{11/2}$. Se determinan experimentalmente números cuánticos del campo del cristal, elementos de matriz, funciones propias y factores g.

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

**Auspiciado en parte por German Ministry for Atomic Energy and Scientific Research.

BA.9 ANALISIS QUIMICO POR FLOURESCENCIA DE RAYOS X POR MEDIO DE UN ESPECTRODIFRACTOMETRO, Octavio Cano Corona, *Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México.*

Como es bien sabido, la intensidad fluorescente de rayos X de un elemento en una muestra, depende tanto de la concentración del elemento como de las características de absorción de la muestra misma. No hay por tanto, una relación lineal entre la concentración y la intensidad fluorescente. Se obtiene, sin embargo una relación aproximadamente lineal entre la concentración y el producto μI_r ; en donde μ representa el producto de una constante por el coeficiente de absorción de masa de la muestra, para la longitud de onda particular empleada en el análisis; I_r representa la intensidad fluorescente relativa del elemento respecto a la intensidad fluorescente de un compuesto puro del elemento en cuestión, tal como un óxido. El valor de μ se obtiene también mediante el espectrodifractómetro. Esta conclusión se ha comprobado para uranio, torio y estaño. Los resultados de los análisis en muestras de uranio preparadas artificialmente, coincidieron dentro del 5% con respecto a la cantidad de uranio de preparación de dichas muestras artificiales.

BA.10 EFECTO ASIMETRICO CON BREMSSTRAHLUNG, Arnold Keller, *Universidad Técnica Federico Santa María, Valparaiso, Chile.*

Un haz de bremsstrahlung incidió en la superficie interior de un cilindro de cobre de un tubo contador G.M. con un ángulo fijo de incidencia de 80° , los electrones en el tubo X se movían en el plano de incidencia. La rapidez de conteo, mostró una diferencia de $(0.8 \pm 0.3)\%$ entre las dos posiciones. Si esta asimetría se interpreta como debida al efecto fotoeléctrico, significa que la probabilidad para que un electrón sea emitido en la misma dirección que la del electrón que se mueva en el tubo X, es ligeramente menor que en la dirección opuesta. Esto significa que el efecto fotoeléctrico depende no solamente de las amplitudes de Fourier de la irradiación electromagnética, sino que también un poco de sus relaciones de fase. Se considera la posibilidad de medir fases cristalinas por este efecto de asimetría.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 11.00

SESION C: FISICA DE BAJAS TEMPERATURAS Y FISICA
DEL ESTADO SOLIDO

AUDITORIO DEL 8º PISO, TORRE DE LA CIENCIA

Presidente: JOHN YARNELL

C.1 EMISION DE RAYOS GAMA, SIN RETROCESO, EN UN SUPERCONDUCTOR FERROMAGNETICO*, P.P. Craig, D.E. Nagle, D.R.F. Cochran y R.D. Taylor
Los Alamos Scientific Laboratory.

El superconductor ferromagnético¹ $Y_{.925}Gd_{.075}Os_2$ tiene su punto de Curie en $T_c = 3.2^\circ K$ y se hace superconductor en $T_s = 2.4^\circ K$. Hemos empezado un estudio de el efecto Mössbauer en éste material como un esfuerzo para determinar, si existen o no, campos magnéticos internos cuando la substancia está en el estado de superconductividad². Se preparó una fuente resonante mediante la difusión de 2 milicurios de Co^{57} aproximadamente, en una superficie alisada y pulida del superconductor ferromagnético. Esta fuente se montó en el interior de un crióstato de helio equipado con ventanas de Be y Al. Con un absorbedor de Fe^{57} de 1.7 mg/cm^2 y la fuente a una temperatura de $4^\circ K$, el ancho de la línea de resonancia fue de 0.76 mm/seg . Al enfriar la fuente hasta $2.0^\circ K$, la amplitud de resonancia decreció $0.1\% \pm 0.1\%$. Los corrimientos en la posición y en el ensanchamiento de la línea fueron ambos menores que 0.01 mm/seg .

La temperatura de Debye del material en el estado de superconductividad sufre por tanto una disminución menor que $10^\circ K$. Este cambio tiene interés en relación con resultados recientes en las medidas de los calores específicos de redes cristalinas de superconductores³.

* Trabajo desarrollado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. H. Suhl, B.T. Matthias y E. Corenzwit, *J. Phys y Chem. Solids* 11, 346 (1959).
2. P.P. Craig, D.E. Nagle y R.D. Reiswig, *J. Phys y Chem. Solids* 17, 168 (1960).
3. C.A. Bryant y P.A. Keesom, *Phys.Rev.* En prensa.

C.2 ESTUDIOS EN CAMPOS INTENSOS DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD DEL Nb_3Sn , C.E. Roos, *University of Vanderbilt* y J.O. Betterton, R.W. Boom, G.J. Kneip, R. Worsham, *Oak Ridge National Laboratory*.

La corriente crítica ha sido medida como función del campo para superconductores de Nb_3Sn revestidos con Nb. El imán de Vanderbilt está compensado y tiene un período de 1.2m.seg. de manera que el campo es constante hasta el 2% tanto en el volúmen experimental (30 c.c.) como durante el período en que se obtuvieron las mediciones. Se envía un pulso de corriente de duración variable a la muestra, cerca de el máximo del campo. La muestra se montó de la manera más poco inductiva posible (5×10^{-9} henries). El sistema se calibró y la sensibilidad resistiva fue de 0.05m.ohms. La respuesta de voltaje para un superconductor es inductiva siendo mínima para el máximo de corriente. El revestimiento de Nb se vuelve normal a mucho menores densidades de corrientes o intensidades de campo que las necesarias para eliminar la superconductividad del núcleo Nb_3Sn . Cada vez que el revestimiento se llevaba a la normalidad por la corriente (campo cero) se notaba un cambio brusco en la respuesta inductiva de la muestra. Esto puede ser completamente explicado por el desplazamiento de la corriente de el revestimiento normal hacia el núcleo superconductor. Cuando el núcleo se lleva a la normalidad hay un cambio brusco en la magnitud y fase de la respuesta de voltaje de la muestra. El tiempo de transición para que el núcleo se normalice totalmente parece ser 4μ seg. El campo crítico a $4.2^\circ K$ es de 125K gauss.

C.3 SUPERCONDUCTIVIDAD DE ALGUNOS COMPUESTOS INTERMETÁLICOS. R.D. Blaugher, *Martin Company*, J.K. Hulm y A. Taylor, *Westinghouse Research Laboratories*.

Los sistemas binarios W - Os, Re - W, Re - Mo, Re - Hf y Mo-Hf, se investigaron por superconductividad hasta $1^\circ K$. Se encontraron cuatro nuevas regiones de superconductividad, Manganeseo alfa, ϵ - hexagonal, β - Hafnio y θ - Osmio en en estos cinco sistemas. Se encontro que la región sigma en W - Os existe sobre un intervalo del orden del 15% de variacion en el soluto. Aún más, el comportamiento de superconductividad de esta región se encontró que concuerda con tra-

bajos previos sobre la dependencia de las fases sigma con respecto a T_c y el volumen atómico.¹ Un aspecto interesante de este trabajo fue el uso de la superconductividad como herramienta metalúrgica en la determinación de la cristalinidad y desviaciones aparentes en la composición estequiométrica.

1. R.D. Blaugher y J.K. Hulm, "Superconductividad de las estructuras sigma y alfa del manganeso, *J. Phys. Chem. Solids* (por publicarse)

C.4 COLISION DE ATOMOS CON SUPERFICIES CRISTALINAS.* N. Cabrera y E. Kinzer, *University of Virginia*.

La conversión de energía cinética a energía vibracional del sólido, se ha estudiado en modelos unidimensionales, continuos y discretos y para incidencia normal y oblicua. Puesto que las colisiones implican la creación de muchos fonones se utiliza siempre la mecánica clásica, siguiendo el trabajo anterior de N. Cabrera y R.W. Zwanzig². Este trabajo se generaliza a masas diferentes y diferentes interacciones entre átomo y cristal. La conversión de energía es generalmente fácil para incidencia normal, pero puede ser difícil para movimiento oblicuo, si consideramos una posible movilidad de la superficie distinta de la de difusión. Aún más, se presentará un análisis de el espectro de frecuencias excitado en el sólido y también se discutirán las posibilidades prácticas para la excitación de fonones. El modelo discreto se generalizará para acomodar la posibilidad de creación de defectos en el sólido (modelo Frenkel - Kontorova para un crowdion). Finalmente se harán notar los casos límites en donde la mecánica cuántica de resultados diferentes que la mecánica clásica.

* Trabajo auspiciado por la Office of Naval Research.

1. N. Cabrera, *Dis. Far. Soc.* 28, 16 (1959)
2. R.W. Zwanzig, *J. Chem. Phys.* 32, 1173 (1960)

C.5 DENDRITAS CORROIDAS CAUSADAS POR ROMPIMIENTO DIELECTRICO, SOBRE SUPERFICIES DE HENDIMIENTO DE LiF. J.W. Davisson, J. Pasternak, W.H. Vaughan, *U.S. Naval Research Laboratory*.

Las dendritas corroidas causadas por rompimiento dieléctrico, sobre superficies de clivaje de LiF aparecen en las orientaciones $\langle 1,0,0 \rangle$ y $\langle 1,1,0 \rangle$. La existencia de dos dendritas superficiales es una de las muchas indicaciones de

que la orientación de las trayectorias de rompimiento por una nucleación discontinua de bucles de dislocación. La dendrita precisamente orientada según $\langle 1,1,0 \rangle$ se forma en regiones de gran intensidad de campo eléctrico y resulta de rompimiento primario superficial, cristalográfico, atribuible a la formación de avalanchas electrónicas orientadas. La dendrita menos rigurosamente orientada $\langle 1,0,0 \rangle$ se forma en regiones de baja intensidad de campo eléctrico y depende de condiciones ambientales. Su formación puede resultar del rompimiento de plasma en el aceite de origen ambiental que aparece sobre la superficie del cristal y su orientación puede deberse a la confluencia en las direcciones $\langle 1,0,0 \rangle$ de corredores electrónicos en la superficie del cristal con orientación $\langle 1,1,0 \rangle$. Las ramas Y en donde terminan los brazos dendríticos $\langle 1,0,0 \rangle$ resultan del rompimiento primario. Es así que cuando aparece rompimiento superficial primario las ramas Y se convierten en dendritas $\langle 1,1,0 \rangle$ y cuando aparece rompimiento primario volumétrico se forman ramas cortas Y las cuales se asocian con incipientes trayectorias sumergidas de rompimiento eléctrico $\langle 1,1,0 \rangle$, paralelas a la superficie.

1. J.J. Gilman y D.W. Stauff, *J. Appl. Phys* 29, 120 (1958)

C.6 COLORACION DEL CLORURO DE POTASIO POR ELECTRONES RELATIVISTICOS. H. Schultz y D.M.J. Compton, *General Atomic*.

Se han utilizado pulsos de electrones del acelerador lineal de General Atomic para estudiar la formación de centros de color en cloruro de potasio. La dosis máxima es de 0.3 megawatt por cc. Se han hecho estudios ópticos y EPR de las concentraciones de F y otros centros como función de la energía de los electrones en el intervalo de 8 a 20 MeV., de dosis instantanea y dosis total. A la temperatura ambiente la curva de concentración de centros F contra dosis total presenta una discontinuidad en 10^{16} por cc. En las etapas iniciales es proporcional a la corriente instantanea del haz. Se observan máximos de absorción óptica resueltos en 212, 345, y 830 milimicrones. La energía necesaria para formar un centro F es del orden de 200 eV. Además, se ha montado un sistema óptico capaz de observar la fluorescencia y coloración durante y despues de cada pulso. Un pulso típico con un tiempo de crecimiento y caída de 0.1 microsegundo y longitud de 5 microsegundos produce una coloración de la banda F fácilmente observable. Se han hecho

estudios de esta manera del comportamiento transitorio durante el crecimiento centros F.

* John Jay Hopkins Laboratory for Pure and Applied Science, General Atomic Division Dynamics Corporation, San Diego, California.

C.7 PIEZO RESISTIVIDAD EN MONOCRISTALES, DE $BaTiO_3$ CON DEFICIENCIA DE OXIGENO, Brenton L. Mattes. *Lockheed Aircraft Corporation.*

Se observaron coeficientes piezoresistivos grandes en monocristales, con deficiencia de oxígeno de $BaTiO_3$ al ser aplicados esfuerzos en la dirección [001] (eje c). El cambio de resistividad se midió en la dirección [100] (eje a). La resistividad disminuyó al aplicar un esfuerzo de compresión en la dirección [001] dando un coeficiente π_{13} positivo. La magnitud del coeficiente π_{13} es aproximadamente de $200 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dina}$ para un esfuerzo de 10^7 dinas/cm^2 a 25°C . La resistividad para este monocristal es de $150 \Omega \text{ cm}$. El coeficiente π_{12} es de un orden de magnitud menor que π_{13} , pero es negativo. El coeficiente π_{11} es positivo y menor que π_{13} . Los coeficientes piezoresistivos no son lineales con los esfuerzos. El coeficiente hidrostático es aproximadamente de $200 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dina}$ a 10^8 dina/cm^2 pero disminuye a $100 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dina}$ a 10^9 dina/cm^2 . No se asignaron magnitudes absolutas a estos coeficientes debido a los efectos de histéresis dependientes de los esfuerzos aplicados y la temperatura. Estos coeficientes concuerdan con el mecanismo "secundario" de la piezoresistividad¹, e.g., un cambio de la estructura cristalina inducido por esfuerzos que afecta la movilidad de los portadores de carga. $BaTiO_3$ tiene la mayor asimetría en su estructura cristalina en las fases tetragonal y ortorómbica. Entonces, en la fase tetragonal π_{13} sería mayor que π_{11} y π_{12} .

1. B.L. Mattes y L.E. Hollander, Jr., *Bulletin of the American Physical Society* 6, 139 (1961)

C.8 DETERMINACION EXPERIMENTAL DEL TIEMPO DE RELAJAMIENTO DE SPIN-MALLA PARA CENTROS F EN KCL A BAJAS TEMPERATURAS*. D.W. Feldman, J.G. Castle, Jr. y R.W. Warren. *Westinghouse Research Laboratories.*

El relajamiento de electrones de centros F ha sido observado en un número de cristales de KCl a las temperaturas de helio líquido. Muestras para estudios de microonda fueron preparadas por coloreo aditivo o por irradiación γ . Los cristales originales incluían algunos de KCl purificado.¹ El método de observación consistió en ir registrando la resonancia de spin como función del tiempo después de la inversión.² Se ha observado recuperación exponencial hacia el equilibrio térmico descrita por la misma, única constante de tiempo, T_1 , en algunas muestras. Para el proceso "directo" de relajamiento, se encontró que el producto TT_1 es de 2800 seg^oK. Se harán comparaciones con los resultados a temperatura ambiente para NaCl.³

* Trabajo auspiciado parcialmente por United States Air Force Cambridge Research Laboratories Contract.

1. R.W. Warren, por publicarse
2. J.G. Castle, Jr., P.F. Chester y P.E. Wagner, Phys. Rev. 119, 453 (1960)
3. W.E. Blumberg, Phys. Rev. 119, 1842 (1960)

C.9 ESPECTRO DE FRECUENCIAS DE UNA MALLA CUBICA DESORDENADA

J.C. Bradley, *RIAS Baltimore*.

Se desarrolló un método para calcular los momentos del espectro de frecuencias vibracionales asociado con una malla cúbica sencilla totalmente desordenada que contiene dos especies atómicas. El momento de orden $2k$ de el espectro μ_{2k} es igual a la trazada D^k (la potencia k de una matriz cuyos eigenvalores son los cuadrados de la frecuencias del modo normal); se desarrolló una matriz, Σ para descomponer los términos que aparecen en un elemento diagonal de D^k en clases distintas de términos, proporcionando así un medio para calcular μ_{2k} . Los momentos se obtuvieron hasta μ_{18} , y se obtuvieron cálculos del espectro de frecuencias a partir de un desarrollo en serie del espectro en términos de los momentos. Hay evidencia que apoya la conjetura de que la contribución vibracional a las propiedades físicas de un cristal totalmente desordenado a baja temperatura puede ser aproximado por las mismas propiedades de un cristal compuesto únicamente de átomos ligeros a esa temperatura.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 11.00

SESION CA

AUDITORIO DE CIENCIAS

Presidente: FERNANDO ALBA

TRABAJOS PRESENTADOS POR INVITACION

CA.1 EPISODIOS DE LA HISTORIA DE LA FISICA EN LOS ESTADOS UNIDOS,
K.K. Darrow, *American Physical Society* (40 min.)

CA.2 MASERS OPTICOS E INFRARROJOS, G.H. Townes, *Columbia University*
(40 min.)

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 11.00

SESION D. FISICO QUIMICA; DINAMICA DE FLUIDOS I

AUDITORIO B DE LA ESCUELA DE QUIMICA

Presidente: A.C. KOLB

D.1 SECCION EFICAZ DE REACCION PARA IONES DE ^{16}O DE 160 MeV EN
ALUMINIO POR EL METODO DE ATENUACION*, G. Igo y B. Wilkins,
Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.

Se han medido secciones eficaces para iones de ^{16}O de 160 MeV utilizando el método de atenuación. En breve, el método implica la atenuación de un haz iónico de intensidad I_0 en un absorbedor delgado (10% del alcance del ion) de espesor x g/cm². Bajo estas circunstancias la sección eficaz de reacción es dada por $\sigma_R = (I - I_0)/nI_0$, en donde n es el número de núcleos del blanco por cm³ e I es el haz de iones atenuado. El numerador se mide por el método de atenuación, utilizando una anticoincidencia entre dos centelleadores de plástico de espesor 0.0002" colocados delante del absorbedor y un centelleador de plástico siguiéndolo. Los contadores de paso quedan a una distancia de 40" y un método de tiempo de vuelo

para nanosegundos se emplea para eliminar una cola de baja energía en el haz incidente la cual es inherente en el haz acelerado de iones pesados y que puede deberse también a un sistema de colimadores colocados antes de los contadores de paso. Después de pasar por el dispositivo de tiempo de vuelo y el absorbedor de Al, los iones deben pasar a través de una hoja de oro antes de llegar al centelleador de plástico terminal. Esta hoja de oro discrimina contra iones de ^{16}O de 90 MeV. Dado que las reacciones de iones pesados tienen un pico hacia delante, se han efectuado pruebas para mostrar que productos de reacción ligeros no actúan el circuito de anticoincidencia.

*Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

D.2 DISPERSION REACTIVA EN HACES MOLECULARES CRUZADOS*

J.A. Norris, G.H. Kwei, J. L. Kinsey** y D.R. Herschbach, *University of California, Berkeley.*

Se han medido las distribuciones angulares de halogenuros alcalinos dispersados reactivamente para las reacciones de haces térmicos de átomos de K y Rb con haces de varios compuestos conteniendo halógenos. El dispositivo utilizado en experimentos anteriores^{1,2} se ha modificado para permitir el estudio de la dispersión para diferentes ángulos de intersección de los haces incidentes. Los datos adicionales que se obtienen variando el ángulo de intersección llevan a una mejoría considerable en la resolución obtenida al transformar las distribuciones angulares del sistema del laboratorio al del centro de masa. Además se pudieron hacer visibles por el uso de intersecciones de gran ángulo a partes de las distribuciones que antes quedaban escondidas por la dispersión elástica. En seis reacciones, el espectro de reculada de los productos muestra las mismas características generales antes descritas^{1,2}. La resolución mejorada ha mostrado que en el sistema del centro de masa la dispersión reactiva tiene una asimetría marcada alrededor de 90° .

*Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission y la Alfred P. Sloan Foundation.

**Fellow del Miller Institute for Basic Research in Science.

1. G.H. Kwei, J.A. Norris y D.R. Herschbach, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 5, 503 (1960).

2. J.L. Kinsey, G.H. Kwei y D.R. Herschbach, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 6, 152 (1961).

D.3 DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS PRODUCTOS EN REACCIONES QUIMICAS*, D.R. Herschbach y J.L. Kinsey**, *University of California, Berkeley.*

Se derivan las distribuciones angulares predichas por los modelos teóricos de reacciones químicas y se comparan con los resultados de experimentos con haces moleculares. Algunas características de los modelos para reacciones nucleares se adaptan a las colisiones moleculares; se da atención particular a los casos límite representados por el modelo "estadístico" y el modelo de "interacción directa"¹. El modelo estadístico implica la suposición de un complejo de colisión análogo al "núcleo compuesto", en el cual el rompimiento del complejo sería independiente de su modo de formación (aparte de las restricciones impuestas por las leyes de conservación). Este modelo parece necesitar que el espectro de reculada de los productos fuese simétrico respecto a 90° en el sistema del centro de masa, en desacuerdo con el experimento. Se subraya, sin embargo, que una serie bastante amplia de mecanismos intermedios es compatible con los datos a disposición.

*Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission y la Alfred P. Sloan Foundation.

**Fellow del Miller Institute for Basic Research in Science.

1. Véase, p.ej., V.F. Weisskopf, *Physica*, 22, 955 (1956).

D.4 VELOCIDADES DE RECOMBINACION DE ATOMOS PARA MEZCLAS DE ATOMOS Y MOLECULAS, Roy J. Heyman, *Martin-Denver.*

Se han empleado métodos clásicos para estimar la velocidad de recombinación de átomos en una mezcla de átomos y moléculas diatómicas de los átomos para una gama limitada de temperaturas. Entre todos los pares de partículas se supone un potencial de Lennard - Jones (6 - 12) aproximado, y el número de colisiones de tres cuerpos se deriva estadísticamente. El número de tales colisiones que produce recombinación se determina de un criterio de la energía máxima total de colisión. La expresión final para la velocidad de recombinación para gases diatómicos varía según $T^{-1/6}$ veces un polinomio en $1/T$ para colisiones de dos átomos con una molécula. Se comparan los resultados con los datos experimentales más recientes presentados en la bibliografía.

D.5 DERIVACION DE LA ECUACION FUNDAMENTAL PARA GASES DENSOS A PARTIR DE LA ECUACION DE LIOUVILLE, Frank C. Andrews*, *University of California, Berkeley.*

Se ha mostrado previamente que una "ecuación fundamental generalizada para gases densos" lleva a la aproximación monotónica de la distribución de velocidades hacia el equilibrio¹. Se muestra aquí como se puede formular esta ecuación a partir de la ecuación de Liouville y se indican claramente las condiciones suficientes para su validez como representación del desenvolvimiento de un *ensemble*. Se estudia la evolución de φ_N , la función de distribución de velocidades completa, mediante una generalización de los métodos del grupo de Bruselas². Resulta que la ecuación fundamental generalizada es válida (a) la concentración puede considerarse pequeña en un sentido que se precisará, y (b) la variación temporal de φ_N es suficientemente lenta para que su cambio explícito pueda ser despreciado durante el curso de una colisión.

* National Institutes of Health Research Fellow.

1. F.C. Andrews, *Bull.Am.Phys.Soc.*, 6, 166 (1961).

2. I. Prigogine, "Non-Equilibrium Statistical Mechanics", Interscience Nueva York, 1961.

D.6 LA INSUFICIENCIA DE LA MECANICA NEWTONIANA PARA LA DESCRIPCION HIDRODINAMICA DE UN DESCUBRIMIENTO ANATOMICO EN EL SISTEMA ARTERIAL, Harry Lobel, *Nebraska Iowa Electrical Council.*

La tercera ley de Newton no se aplica más a la hidráulica de flujos pulsativos que la ley de Ohm se aplica a corrientes alternas. El flujo sanguíneo lo demuestra. Las embocaduras de las arterias que salen de la aorta constituyen toberas con forma de embudos. En respuesta a estímulos, estas toberas ajustan su contorno a flujos sanguíneos que varían según las líneas de flujo. El mal funcionamiento produce corrientes turbulentas y esfuerzos hidrodinámicos. Estas toberas demuestran la insuficiencia de la tercera ley de Newton. Para obtener un modelo dinámico, se introducen pulsaciones hidráulicas en tubos elásticos. Se varían las frecuencias de las pulsaciones. Para la frecuencia apropiada se producen resonancias. En la resonancia, la presión es mínima para un flujo dado; fuera de resonancia, la presión es hipertensiva para el mismo flujo. En resonancia, la pre-

sión y el flujo se relacionan matemáticamente de acuerdo con la tercera ley del movimiento. Fuera de resonancia, los conceptos de acción y reacción, desarrollados por Newton, pueden engañar. Hay dos tipos de presión fuera de resonancia: una es una presión resistiva que hace trabajo útil; la otra es una presión inútil "reactiva". La suma vectorial es la "impedancia". Si no diferencia entre los componentes resistivo y reactivo de la presión, una teoría hidráulica no es racional. El componente reactivo de la presión causa esfuerzos, y si alcanza un valor crítico, produce turbulencia.

D.7 PROPAGACION DE LLAMAS EN TUBOS, Tony Maxworthy^{*}, *Harvard University*.

Se ha formulado una teoría idealizado para explicar los efectos del diámetro del tubo, de la composición de la mezcla y de la dirección del movimiento sobre la forma de la llama y la "velocidad del movimiento uniforme" de un frente de llamas que se propaga a través de una mezcla estacionaria de combustible y aire contenido en un tubo largo. Se consideran los efectos de la curvatura local de la llama sobre la velocidad de la llama, así como los efectos viscosos dentro del fluido, ya que se estima que ambos tienen un papel importante en la producción de una llama estacionaria de amplitud finita. Idealmente es posible adecuar la actual teoría (válido lejos de una pared real) a una teoría, todavía no formulada, que explique la forma de la llama en la porción en proceso de apagarse cerca a la pared del tubo. Se discute cualitativamente esta adecuación.

^{*}Dirección actual: Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Cal.

D.8 FLUJOS REACTIVOS, Howard W. Emmons, *Harvard University*.

En años recientes el campo de la mecánica de fluidos ha comenzado a fundirse con problemas de una gran variedad de otros campos. Se discutirá brevemente la naturaleza de la interacción de movimientos de fluidos con los grados de libertad de la composición interna. En forma de ilustración, se presentarán resultados experimentales y teóricos sobre el flujo de gases en combustión y de plasma.

D.9 CALENTAMIENTO VISCOSO EN FLUJOS CAPILARES, E.A. Kearsley, *National Bureau of Standards*.

La ley de Hagen - Poiseuille para flujo capilar de un fluido viscoso e incompresible es válida solamente para velocidades de flujo tales que se pueda despreciar el calentamiento viscoso. Ya que la viscosidad es, con buena aproximación, una función exponencial de la temperatura, existe un acoplamiento no lineal fuerte entre la ecuación del balance térmico y la ecuación de Navier-Stokes. Se indicará una solución cerrada para el flujo estacionario en un tubo capilar infinito de sección transversal circular y con paredes a temperatura constante. La forma corregida de la ley de Hagen - Poiseuille que resulta se comparará con la aproximación linealizada de Hausenblas¹. Se verá que estos resultados acotan los efectos térmicos en el flujo capilar para fines prácticos.

1. Ingen. Arch. 18, 151 (1950).

D.10 LA FUERZA TRANSVERSAL SOBRE UNA ESFERA QUE GIRA EN UN FLUIDO VISCOSO*, S.I. Rubinow, *Stevens Institute of Technology* y J. Joseph B. Keller, *Institute of Mathematical Science, New York University*.

Se calcula el flujo alrededor de una esfera que gira en un fluido viscoso para valores pequeños del número de Reynolds. Con esta solución se obtienen la fuerza y el momento de la fuerza sobre la esfera. Resulta que además de la fuerza de arrastre que fue determinada por Stokes, la esfera sufre una fuerza \vec{F}_L ortogonal a su dirección de movimiento. Esta fuerza está dada por

$$\vec{F}_L = \pi a^3 \rho \vec{\Omega} \times \vec{V} [1 + O(R)]$$

Aquí a es el radio de la esfera, $\vec{\Omega}$ su velocidad angular, \vec{V} su velocidad, ρ la densidad del fluido y R es el número de Reynolds, $R = \rho \mu^{-1} V a$. Para pequeños valores de R la fuerza transversal es independiente de la viscosidad μ . Esta fuerza tiene una dirección tal que explique la desviación de una pelota de baseball, el largo alcance de una pelota de golf que gira, etc. Se utiliza como base de una discusión del flujo de una suspensión de esferas a través de un tubo. El cálculo involucra las expansiones de Stokes y de Oseen. Se presenta también una

representación de las soluciones de las ecuaciones Oseen en términos de dos funciones escalares.

*Este trabajo fue parcialmente subsidiado por el Office of Naval Research.

D.11 RELACION ENTRE LAS ORIENTACIONES DE LOS VECTORES VELOCIDAD Y TORBELLINO EN LOS FLUJOS PERMANENTES DE LIQUIDOS PERFECTOS, Enzo Levi, *Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional de México.*

La ecuación de Euler ($\bar{v} \times \text{rot } \bar{v}$) = grad E implica que las superficies ~~equienergéticas E = cte~~ son a un mismo tiempo superficies de flujo y superficies vorticosas. Se demuestra que la familia de líneas de flujo y la familia de líneas vorticosas que recubren simplemente la superficie resultan conjugadas en la involución de Dupin. Al conocerse la orientación del vector velocidad en un punto del espacio, esta relación permite determinar la orientación del vector torbellino, y viceversa.

D.12 CONSTRUCCION DE FLUJOS MAGNETOHIDRODINAMICOS MEDIANTE SOLUCIONES FUNDAMENTALES. Meredith C. Gourdyne, *Plasmadyne Corporation.*

En este trabajo se construyen flujos estacionarios de un fluido incompresible, viscoso, conductor eléctrico a partir de las soluciones fundamentales de la magnetohidrodinámica, el campo magnético aplicado es paralelo a la velocidad en el infinito. Como ejemplos se consideran la placa plana y la esfera, y se presentan soluciones aproximadas para los casos límite de números de Reynolds ordinario y magnético pequeños y grandes. También se consideran los efectos de corrientes en el cuerpo, y resulta que a menos que el número de Prandtl magnético exceda a la unidad, las corrientes en el cuerpo tienen un efecto despreciable sobre el flujo.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 14.30
SESION F: REACCIONES NUCLEARES; DISPERSION
PROTON - PROTON
AUDITORIO DEL 8º PISO, TORRE DE LA CIENCIA

Presidente: MARCOS MAZARI

F.1 DISTRIBUCION ANGULAR EN LA FOTODESINTEGRACION DEL DEUTERON^{*}, G. Kramer, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.*

La fotodesintegración del deuterón se calculó para energías de rayos γ de laboratorio de 39.8 MeV, 52.3 MeV, 77.3 MeV y 107.3 MeV correspondientes a dispersiones nucleón-nucleón con energías de laboratorio de 75 MeV, 100 MeV, 150 MeV y 210 MeV. Para el estado base se usó la función de onda de Hulthén con una probabilidad $p_D = 4\%$ para el estado D. La interacción del estado final en estados de spin isotópico de triplete se calculó a partir del potencial de Gammel - Thaler y en los estados de spin isotópico de singulete a partir del potencial que produce el estado base de la función de onda de Hulthén. El acoplamiento de las ondas dispersadas se tomó en cuenta con exactitud. Se incluyeron todas las transiciones de dipolo y cuadrupolo. Se comparan los resultados experimentales con las secciones totales y la razón a/b en la distribución angular para los dos casos: (1) $p_D = 4\%$ y (2) $p_D = 6.7\%$. En el último caso se usaron las amplitudes calculadas por De Swart y Marshak¹.

*Auspiciado por: U.S. Atomic Energy Commission.

1. J.J. de Swart y R.E. Marshak, *Physica* 25, 1001 (1959).

F.2 LA FUNCION DE EXCITACION DE $Li^6(He^3, n)B^{8*}$, B.J. Farmer y C.M. Class, *Rice University.*

El Boro-8 tiene la particularidad de que todos sus estados excitados son inestables ante emisión de partículas. Esta circunstancia junto con el hecho de que el núcleo decae por emisión de positrón, permite la determinación de la sección total para la formación de B^8 , solamente en su estado base, por la simple medida de la producción de positrones a la cual es proporcional la sección. Se han efec-

tuado tales medidas para el B^8 producido en la reacción $Li^6(He^3, n)$ en el intervalo de energías desde el umbral a los 2.97 MeV, hasta 5.5 MeV. La sección exhibe una dependencia $(E - E_{th})^{\frac{1}{2}}$ hasta 500 keV por arriba del umbral. A mayor energía la sección crece linealmente, alcanzando un valor de 21.5 ± 2.0 mb en 5.5 MeV. Es posible adaptar la porción lineal haciendo uso de la dependencia de energía de los factores dinámicos obvios en la expresión para la sección de reacción. Hacer esto requiere la suposición razonable que un diprotón con $l=2$ es capturado por el núcleo Li^6 .

*Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

F.3 EL ESTADO 9.63 MeV DE C^{12} , R.R. Carlson y E.B. Nelson, *State University of Iowa*.

La radiación gama proveniente de la transición del estado 16.11 MeV al estado 9.63 MeV en C^{12} ha sido identificada con un espectrómetro de pares de tres cristales (con resolución de 4.5 % para radiación gama de 6 MeV) y con detectores de centelleo de NaI(Tl) de 6" de largo y 5" de diámetro. La línea a 6.45 ± 0.05 MeV ocurre con una relación de distribución de momentos de 1 % de la bien conocida radiación en cascada 11.67 MeV - 4.43 MeV. El estado 16.11 de C^{12} se obtuvo por bombardeo de blancos gruesos de boro con protones en la resonancia 163 keV para la reacción $B^{11} + p$. La producción de radiación de 6.45 MeV mostró una resonancia a la misma energía. Ya que se supone¹ que el estado 9.63 MeV se rompe preferentemente ($\Gamma = 30$ keV) por emisión de partículas alfa, la línea 6.45 MeV no debería estar acompañada de una apreciable cantidad de radiación gama coincidente. En confirmación, se tomaron espectros en coincidencia con dos detectores a 1.5 MeV, los que no mostraron la línea a los 6.45 MeV. La distribución angular de la radiación 6.45 MeV se midió en relación a la conocida radiación a 11.67 MeV. Análisis previos de los resultados de experimentos que toman en cuenta el nivel 9.63 MeV sugieren que este estado tiene un spin y paridad de 3^- , y no de 1^- como antes se suponía¹. La distribución angular medida está de acuerdo con la asignación 3^- y no con la 1^- .

*Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. F. Ajzenberg-Selove y T. Lauritsen, *Nuclear Physics* 11, 1 (1959).

F.4 DISPERSION CUASI-ELASTICA DE PARTICULAS α DE 920 MeV POR AGREGADOS DE PARTICULAS α EN C^{12} * T.J. Gooding and G. Igo, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.*

Evidencia directa de agregados de alfas en C^{12} se ha obtenido de la reacción $C^{12}(\alpha, 2\alpha)Be^8$ a 920 MeV. La energía cinética y ángulos de dispersión de las dos alfas emergentes son consistentes con una colisión cuasi-elástica de la alfa incidente con un agregado de α en el núcleo de carbono. La suma de las energías de las dos partículas α emergentes muestra un máximo aproximadamente a la energía incidente. Un segundo máximo se observa en el espectro sumado de energías cerca de los 600 MeV. Debido a que el arreglo experimental no distingue entre He^4 y He^3 , este segundo pico puede comprender partículas de He^3 . Observamos grupos semejantes en el espectro de energía sumada cuando un haz de partículas α es dispersado por helio. Una comparación de las secciones del helio y del carbono determina la probabilidad de agrupamiento de alfas en el carbono.

*Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

F.5 ANALISIS DEL CORRIMIENTO DE FASE EN LA DISPERSION ELASTICA DE PROTONES POR O^{16} * R.W. Harris, G.C. Phillips y C.M. Jones, *Rice University.*

La dispersión elástica de protones por el O^{16} ha sido estudiada en la región de energías de 3.4 a 5.75 MeV, usando una cámara dispersora gaseosa. Las curvas de excitación se tomaron a los ángulos centro de masa 39.23° , 63.50° , 90° , 103.46° , 114.66° , 125.27° , 131.38° , 140.77° , 149.43° , 161.28° , y 166.75° ; las distribuciones angulares se midieron a energías de laboratorio de 4.134, 4.268, 4.402 y 4.540 MeV. Se hizo un análisis del corrimiento de fase e indica que los dos niveles anchos superpuestos de F^{17} tienen las siguientes asignaciones:

J^π	E_{res}	F^{17} *
$3/2^-$	4.26 MeV	4.60 MeV
$3/2^+$	4.65 MeV	4.97 MeV

Se presentarán los resultados y se discutirá el análisis del corrimiento de fase

*Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

F.6 DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS ESTADOS BASE Y PRIMER EXCITADO DE O^{17} A ENERGÍAS MODERADAS (~ 1.6 MeV) EN Y AFUERA DE UNA RESONANCIA DE F^{18} , Maria Esther Ortíz de López, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

Varios investigadores han observado una rareza en la distribución angular de la reacción $O^{16}(d,p)O^{17}(1)$, consistente en un aumento apreciable de la sección a ángulos mayores, posiblemente asociada con la formación del núcleo compuesto F^{18} . Para aclarar esta situación, se procedió mediante un acelerador Van de Graaff y un espectrógrafo de alta resolución, primero al establecimiento de la energía de resonancia del núcleo compuesto $O^{16} + d$. Después se estudió experimentalmente la distribución angular de protones de la reacción mencionada bajo el bombardeo de deuterones en (1.65 MeV) y afuera (1.53 MeV) de la resonancia ($E_x = 8.99$ MeV) del núcleo F^{18} .

Comparando los resultados experimentales con curvas calculadas usando la teoría de Butler, resulta para ambas energías incidentes que la distribución angular del nivel O^{17} puede asociarse con momentos de captura del neutrón $l_n = 0$ y 4. Aunque el fondo resulta más alto en la resonancia, ambos casos muestran un notorio máximo alrededor de los 100° (sistema centro de masa), comparable en intensidad al máximo esperado por los O^0 .

La teoría de Butler parece no ser aplicable para interpretar correctamente los hechos observados en $O^{17}(1)$, para la que resulta muy improbable la asignación del momento orbital de captura del neutrón $l_n = 4$. No se notaron anomalías en las distribuciones angulares de $O^{17}(0)$ y $C^{13}(0)$, observadas simultáneamente con la de $O^{17}(1)$.

F.7 ESPECTROFRAFO MAGNETICO DE ALTA RESOLUCION PARA AYUDA EN ESTUDIOS DE DISTRIBUCIONES ANGULARES, J. Rickards, I. Castro, F. Alba y M. Mazari, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

Se ha construido un espectrógrafo magnético de alta resolución¹ de 29 cm de radio para usarse como monitor en la medición de distribuciones angulares. La geometría y los campos magnéticos que se pueden alcanzar hacen posible el recuen-

to de partículas rebotadas elásticamente de cualquier núcleo en placas fotográficas de 25×5 cm ó en un cristal de centelleo, con los picos deseados exentos de contaminación. Está fijo para observar a 90° con respecto al haz incidente que proviene de un acelerador Van de Graaff de 2 MeV, mientras que un espectrógrafo similar de 40 cm de radio puede girar desde 0° hasta 120° . El uso del contador de centelleo como monitor durante cada bombardeo, permite el cambio de blancos cuando sea necesario, sin que su espesor o deterioro, o bien cambios en la intensidad del haz incidente, tengan efectos en la duración del bombardeo, ya que ésta se determina por el número de partículas rebotadas elásticamente del núcleo objeto de estudio. De este modo se pueden emplear blancos muy delgados, evitando así la superposición de picos cercanos y pérdida de energía cuando las partículas atraviesan la substancia. Surge la posibilidad de determinar secciones por medio de una simple comparación con un valor bien conocido. Se proporcionará una descripción del aparato y algunos resultados.

1. C.P. Browne y W.W. Buechner, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 899 (1956).

F.8 REMEDICION DE VALORES Q DE REACCIONES NUCLEARES DE ELEMENTOS LIGEROS, A. Tejera, M. Mazari, A. Jaidar Y G. López, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

Como lo anunció W.W. Buechner¹ en la Conferencia Internacional sobre Masas Nucleares en Hamilton, Canadá, se repitieron mediciones de los valores Q altos que presentaban una excepcional discrepancia con los deducidos de las más recientes masas nucleares². Se mejoraron las condiciones del equipo reorientándolo y ajustando el grueso del haz a una quinta parte de su espesor original, hasta hacerlo comparable con el calibrador de Po^{210} . En las reacciones que lo permitieron se recalibró directamente con Po^{210} conservando el campo magnético del espectrógrafo. En este trabajo se presentan los resultados de los valores Q más altos así como los de las reacciones observadas simultáneamente. Se logró una sensible mejoría en los errores experimentales y en el cierre de los ciclos de masas próximas. A pesar de este aumento en la precisión se conserva una discrepancia superior a los errores de observación.

1. W.W. Buechner, *Nuclidic Masses*, H.E. Duckworth, University of Toronto Press, pág. 270.
2. Everling, König, Mattauach, Wapstra. *Nuclear Physics* 15, 342 (1960).

F.9 VALORES Q EN LA REGION CARBONO-NEON PARA DETERMINACIONES PRECISAS DE MASAS NUCLEARES, G. López, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México* y O. Almen, *Institutionen för Fysik, Chalmers Tekniska Högskola*.

La conveniencia de ampliar, bajo condiciones experimentales semejantes¹, las mediciones de energías de transición en la región de la tabla periódica comprendida entre los elementos carbono y neón, indujo al grupo de la UNAM a pedir la colaboración de investigadores especializados en la elaboración de blancos especiales del tipo de gases ocluidos en láminas metálicas. Así, blancos de los isótopos N^{15} , O^{18} , Ne^{20} y Ne^{22} , enriquecidos por separación magnética, fueron preparados por un grupo de la Universidad Tecnológica de Chalmers (Suecia). Las reacciones nucleares (p, α), (d, α) y (d,p) en N^{15} y O^{18} , (d, α) y (d,p) en Ne^{20} , y (d,p) en Ne^{22} acusaron resultados concordantes en la mayoría de los casos, con un traslape de los errores experimentales reportados por otros investigadores², excepto en las reacciones $N^{15}(d, \alpha)C^{13}$ y $Ne^{20}(d, \alpha)F^{18}$, en las que se registraron valores Q, 19 y 25 keV más bajos, respectivamente. Estas discrepancias son aproximadamente tres veces mayores que el error de las mediciones.

1. W.W. Buechner, *Nuclidic Masses*, H.E. Duckworth, University of Toronto Press, pág. 264.
2. F. Ajzenberg-Selove y T. Lauritsen. *Rev.Mod.Phys.* 27, 77 (1955) y *Nucl.Phys.* 11, 1 (1959).

F.10 DETERMINACIONES DE LAS ENERGIAS DE EXCITACION DE LOS NUCLEOS LIGEROS Y LOS PRIMEROS INTERMEDIOS A TRAVES DE REACCIONES (d,p) Y (d, α), A. Jaidar, G. López, M. Mazari y R. Domínguez, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México*.

En el estudio sistemático de valores Q_0 realizado por el cuerpo de la UNAM¹ usando técnicas de Van de Graaff (2 MeV) y espectrógrafo magnético, se encontraron en estas regiones exploradas un buen número de estados excitados de los núcleos residuales. El análisis de esta información confirmó en la mayoría de los

casos los valores de energías de excitación de espectros previamente estudiados. A continuación se enumeran los niveles observados para cada núcleo indicando su número de masa y el número ordinal de estados excitados, en los cuales las diferencias con valores previos caen dentro de la suma de los errores experimentales: Li^7 (1), B^{11} (1 a 3 y 8 a 11), B^{12} (1), C^{12} (1 y 2), C^{14} (1), N^{15} (1,2,y 5), O^{17} (1 a 10), O^{19} (1), Ne^{21} (1 a 7), Ne^{23} (1 y 3), Na^{24} (1 a 7 y 13 a 17), Mg^{27} (1), Al^{28} (1 a 13), Si^{29} (1 a 12), Si^{30} (1 a 3), P^{30} (2 y 3), Si^{31} (1), K^{40} (1 a 3, 6, 7, 10, 14 y 15). Las diferencias fueron mayores que la suma de los errores en niveles excitados de los núcleos: C^{13} , Mg^{25} , Mg^{26} y S^{33} .

1. M. Mazari et.al., Nuclidic Masses, H.E. Duckworth, University of Toronto Press, pág. 276.

F.11 ANALISIS DEL DESPOJO DE LA REACCION $\text{Fe}^{54}(\text{d},\text{p})\text{Fe}^{55*}$, A. Sperduto, W.W. Buechner, H.A. Enge y J. Rapaport, *Massachusetts Institute of Technology*.

El acelerador Van de Graaff MIT-ONR y un espectrógrafo magnético de amplio alcance y gran resolución, se usaron para estudiar distribuciones angulares de protones emitidos de un blanco delgado de hierro enriquecido al 96.7% en Fe^{54} . La energía de bombardeo fue de 7.5 MeV. Algunos resultados preliminares del análisis de despojo hasta una energía de excitación de 3 MeV en Fe^{55} son los siguientes:

Ex								
(MeV)	0	0.413	0.931	1.316	1.921	2.051	2.144	2.474
I_n	1	1	3	(3)	1	1	3	1
	2.944	3.034						
	(1)	1						

Los grupos correspondientes a los niveles con energías de excitación 1.410, 2.210, 2.302, 2.542, 2.581, 2.877 + 2.988 no muestran distribuciones típicas de despojo. Se incluirá el análisis de niveles adicionales por arriba de los 3 MeV.

* Este trabajo ha sido auspiciado en parte con fondos de la U.S. Atomic Energy Commission, Office of Naval Research y U.S. Air Force Office of Scientific Research.

F.12 ANALISIS DEL DESPOJO DE LA REACCION $Ni^{62}(d,p)Ni^{63}$ *, H.A. Enge, W.W. Buechner, J.R. Erskine, J.A. Taylor, H.J. Hennecke y A. Sperduto, *Massachusetts Institute of Technology*.

El acelerador Van de Graaff MIT-ONR y el nuevo espectrógrafo multiseccional de amplio alcance y gran resolución¹, se han empleado para estudiar distribuciones angulares de protones emitidos de un blanco delgado enriquecido en Ni^{62} , bombardeado con deuterones de 7.01 MeV. Las energías de excitación y los valores de I_n correspondientes a los estados de más baja excitación para el neutrón capturado, son los siguientes:

Ex (MeV)	0	0.085	0.155	0.513	0.995
I_n	1	3	1	1	1

* Este trabajo ha sido auspiciado en parte con fondos de la U.S. Atomic Energy Commission, Office of Naval Research y U.S. Air Force Office of Scientific Research.

1. H.A. Enge y W.W. Buechner. Bull.Am.Phys.Soc. Serie II, Vol. 6, No. 3, 253 (1961).

F.13 COLISION PROTON-PROTON A 3.5 BeV*, T.C. Andrews, R.M. Kalbach y R.J. Piserchio, *University of Arizona*.

Un apilado de 50 emulsiones fotográficas G-5, de $10 \times 10 \times 0.06$ cm, fue expuesto a un haz protónico externo de 3.5 BeV del bebatrón de Berkeley. Ambos, el area escrutada y el método de búsqueda de trazos secundarios¹, fueron utilizados para identificar un total de 1,116 interacciones nucleares de protones del haz. De estas interacciones, 115 satisfacen la cinemática de colisión protón-protón. La corrección para colisión con protones ligados incluidos en esta muestra, fue hecha mediante análisis de interacción periférica de protón-neutrón. Se encontró que la interacción inelástica protón-protón más probable es aquella que resulta en dos secundarios cargados. La distribución angular y el espectros de momentos de protones secundarios y piones, determinados de una combinación de dispersión múltiple, alcance y medida de densidad de burbuja serán mostrados.

*Auspiciado por la National Science Foundation.

1. R.M. Kalbach, J.J. Lord y C.H. Tsao, Phys.Rev. 113, 325 (1959).

F.14 COLISIONES PROTON-PROTON A 4.2 BeV*, M.H. Blue, J.J. Lord**, J.G. Parks** y C.H. Tsao**, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore.*

Se examinaron interacciones entre protones de 4.15 BeV y núcleos libres de hidrógeno en emulsiones nucleares. La sección eficaz para dispersión elástica fué de 11.66 ± 2.6 mb, determinada a través de 27 eventos. Basada en 113 interacciones la sección eficaz inelástica fué de 28.1 ± 3.1 mb. Las secciones parciales correspondientes a colisiones inelásticas teniendo: dos, cuatro, seis y ocho partículas secundarias fueron respectivamente 16.3 ± 2.4 , 11.5 ± 1.8 , 0.2 ± 0.1 y 0.1 ± 0.1 mb. Mientras que la sección total inelástica varía lentamente con la energía, se encontró que las secciones inelásticas parciales son fuertemente dependientes de la misma. La distribución angular observada de protones dispersados elásticamente, en el sistema centro de masa, presentaba máximos muy puntiagudos en direcciones hacia adelante y hacia atrás, lo que está de acuerdo razonablemente con los cálculos basados en un modelo óptico aplicable para energías comprendidas entre 2 y 10 BeV. Las partículas producidas en colisiones inelásticas, se identificaron como piones o protones por medio de mediciones de la pérdida de energía y la dispersión múltiple. Se presentarán distribuciones de energía en el sistema centro de masa, ángulo y momento transversal, para aquellas partículas identificadas.

*Auspiciada por la National Science Foundation, Joint Program of the Atomic Energy Commission y Office of Naval Research.

**University of Washington, Seattle, Washington.

F.15 DISPERSION DE PROTONES DE 5.1 BeV EN EMULSIONES NUCLEARES*, C.H. Tsao, J.G. Parks y J.J. Lord. *University of Washington.*

Se encontraron más de 500 colisiones entre nucleones incluyendo dispersiones bajo un ángulo grande de una saliente siguiendo los secundarios ligeros así como también los primarios. Fueron seleccionados sobre la base de que no mostraron señales de disturbios nucleares tales como rebote nuclear o evaporación de trazas así como también sobre la base de la posibilidad cinemática. Se midieron un total de 34 eventos del tipo elástico p-p junto con un número igual de eventos cuasi-elásticos. Basado únicamente en los hallazgos del examen de

240 metros de trazas primarias, la sección elástica p-p resulto ser de alrededor de 8 mb y la sección inelástica de 29 mb. No hay evidencia del cambio elástico de carga en la dispersión p-n que indique una sección máxima probable de intercambio de carga menor que 1.4 mb. La sección inelástica p-n resulto comparable a la de dispersión p-p. La distribución angular de los eventos de una saliente está en completo acuerdo con la predicha por la teoría de difracción, pero se encuentra que es mucho menor en el intervalo angular entre $.5^\circ$ a 1° . Se presentarán los momentos y distribuciones angulares de las partículas secundarias emitidas en la dispersión angular inelástica.

*Auspiciado por The National Science Foundation, joint Program of the Atomic Energy Commission y Office Naval Research.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION FA

AUDITORIO DE CIENCIAS

Presidente: J.M. HOUSTON

SIMPOSIO DE LA DIVISION DE FISICA DEL ELECTRON

FISICA DE LA CONVERSION TERMIONICA DE ENERGIA

- FA.1 LA FISICA DEL DIODO DE PLASMA CONVERTIDOR DE ENERGIA, W.B. Nottingham, *Massachusetts Institute of Technology (25 min.)*
- FA.2 COMPARACION DE LOS CONVERTIDORES TERMIONICOS DE ENERGIAS REALES E IDALES, N.S. Rasor, *Atomic International (25 min.)*
- FA.3 INESTABILIDADES DE TIPO DE CARGA ESPACIAL EN LOS PLASMAS DE CESIO, K.G. Hernqvist, *RCA Laboratories (25 min.)*
- FA.4 MEDIDAS ESPECTROSCOPICAS DE PLASMAS DE CESIO, Lewis Agnew, *Los Alamos Scientific Laboratory (25 min.)*
- FA.5 EMISION TERMIONICA DE MONOCRISTALES METALICOS EN VAPORES ALCALINO METALICOS, H.F. Webster, *General Electric Research Laboratory (25 min.)*

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION G SEMICONDUCTORES

AUDITORIO A. DE LA ESCUELA DE CIENCIAS QUIMICAS

Presidente: J.W. DAVISSON

G.1 MOVILIDAD HALL EN GERMANIO CON IMPUREZAS DE ZINC, D. C.
Cronemeyer, Bendix Research Laboratory.

Aunque el germanio con impurezas de zinc tiene importantes propiedades fotoconductoras a bajas temperaturas, la concentración de zinc en tales cristales del tipo p es difícil de obtener a partir de medidas del coeficiente de Hall a 25° C, debido a la fuerte dependencia del coeficiente de Hall, de los campos magnéticos. La interpretación de los datos del coeficiente de Hall es directa solamente para campos magnéticos grandes. Medidas previas del coeficiente de Hall hechas en germanio con impurezas de zinc usando campos magnéticos del orden de 0.2-0.7 Webers/m² no alcanzaron saturación a 25° C. Para las medidas reportadas aquí, fueron empleados campos magnéticos cuidadosamente calibrados, variando hasta 2.1 Webers/m², suficientes para obtener, esencialmente, valores de saturación del coeficiente de Hall a 25° C, aún para muestras con muy pocas impurezas. La mayor parte de las medidas fueron realizadas sobre placas rectangulares alargadas; los valores experimentales fueron corregidos por efecto de orilla y magnetoresistencia. Varias muestras ultrahomogéneas, en forma de puente, fueron también medidas para asegurar la ausencia de efectos debidos a los electrodos y al gradiente de resistividad. Se presentan en este trabajo datos relativos al coeficiente de Hall, la movilidad de Hall, y a las variaciones magneto-resistivas con campo magnético a 25° C para concentraciones de zinc de 10¹⁴ a 10¹⁷ cm⁻³.

G.2 LA MASA EFECTIVA DE ELECTRONES Y AGUJEROS EN PbTe, K.F.
Cuff, M.R. Ellett y C.D. Kuglin, Lockheed Research Laboratory.

A partir de medidas de la potencia termoeléctrica, del coeficiente de Hall para campos elevados y de la dependencia energética del tiempo de relajamiento

de la dispersión de portadores, ha sido determinada la densidad de estados de masa efectiva m_D^* , como función de la temperatura, para electrones y agujeros en PbTe. En la zona de temperaturas de 80 a 300°K, los valores de m_D^* varían, de manera aproximada, linealmente con la temperatura y muestran poca dependencia de la concentración de portadores, para muestras de 4×10^{17} a 9×10^{18} cm^{-3} .

Por debajo de 50°K, los valores de m_D^* dependen de la concentración de portadores, dependencia que se hace muy pronunciada a 10°K. Estos resultados serán interpretados en términos tanto del cambio en la separación de las bandas con la temperatura, como de la posible existencia de otros mínimos de la energía en las bandas de conducción y de valencia, aparte del mínimo $\langle 111 \rangle$ establecido en el borde de zona^{1,2}. Los resultados a bajas temperaturas serán comparados con los valores de la masa efectiva obtenidos a partir de fenómenos oscilatorios.

1. C.D. Kuglin, M.R. Ellett y K.F. Cuff, *Phys.Rev. Letters* 4, 177 (1961).

2. P.J. Stiles, E. Burstein y D.N. Langenberg *Bull.Am.Phys.Soc.* 6, 115 (1961).

G.3 EXCITONES Y SEPARACION DE BANDAS EN CdTe, D.G. Thomas, *Bell Telephone Laboratories*.

Transiciones a un estado del excitón con $n = 1$, han sido observados en reflexión, en espectros de vapor y cristales cúbicos de CdTe crecidos por fusión entre 77° y 1.6°K. Estos resultados y también los datos de absorción, parecen ser consistentes con una separación de bandas mínima para $k = 0$, entre bandas de conducción s y bandas p de valencia. La degeneración de la banda superior de valencia $P_{3/2}$ ha sido removida aplicando esfuerzos de compresión monoaxiales en las direcciones $[001]$, $[111]$ y $[110]$. El pico único de reflexión del excitón se divide en dos picos; para los esfuerzos $[001]$ y $[111]$, el pico que se mueve hacia energías mayores, se manifiesta sólo para luz polarizada perpendicular a la dirección del esfuerzo, mientras que el otro pico se manifiesta para ambas polarizaciones. Por tanto la banda $M_i = \pm 1/2$. Se mueve hacia arriba y la banda con $M_i = \pm 3/2$ se mueve hacia abajo. Separaciones de 15×10^{-3} ev han sido producidas con esfuerzos de 1200 kg/cm^2 . Tres potenciales de deformación se pueden obtener. Cuando el estado $n = 1$ derivado de la banda $M_i = \pm 3/2$

cruza el continuo del excitón de la banda $M_j = \pm 1/2$, la transición se ensancha debido a una autoionización rápida. La energía de amarre del excitón de la banda $M_j = \pm 1/2$ se estima burdamente como 0.008 ev.

G.4 EFECTOS TUNEL Y DE RECTIFICACION EN PELICULAS DE OXIDOS SOBRE MONOCRISTALES REDUCIDOS DE RUTILO (TiO_2) y Ti METALICO, Lewis E. Hollander, Jr. y T.J. Diesel, *Lockheed Aircraft Corp.*

Han sido investigadas las propiedades de efecto túnel y de rectificación de películas delgadas de TiO_2 . Mediciones sobre películas monocristalinas delgadas (1 micrón) anodizadas en los planos cristalográficos "a" y "c" muestran una gran diferencia en la movilidad de las vacancias del oxígeno pero con características de rectificación semejantes. Para obtener rectificación en el rutilo, debe tenerse un gradiente pronunciado de la densidad de vacancias del oxígeno. Se infiere que la rectificación ocurre en el entreplano $TiO_{2-x} - TiO_2$. Los efectos túnel han sido observados a temperatura ambiente en películas delgadas (100 a 200 Å) anodizadas sobre Ti metálico, como lo evidencia la región de resistencia negativa que aparece en la característica corriente-voltaje entre 0.2 y 0.5 V. Esta característica fue simétrica. Efectos túnel aún no han sido observados en rutilo monocristalino anodizado.

G.5 TEORIA DE PENETRACION DE BARRERAS EN UN CAMPO MAGNETICO LONGITUDINAL, P.N. Argyres, *Lincoln Laboratory*,^{*} MIT.

Hemos desarrollado una teoría cuántica del efecto de un campo magnético longitudinal sobre la penetración de barreras en ciertos sólidos. El estudio de este efecto requiere la eliminación cuidadosa de los elementos de matriz de interbanda de la interacción del electrón con el campo magnético. Esto se logra encontrando las eigenfunciones del electrón en el potencial periódico y el campo magnético, por un método estrechamente relacionado con el de Yafet¹. La interacción con el campo eléctrico se separa en sus efectos intrabanda e interbanda, siendo las bandas las que se presentan en un campo magnético. Los efectos intrabanda se tratan con exactitud y se utiliza la teoría de perturbaciones a primer orden dependiente del tiempo, para examinar el proceso de penetración de barre-

ras para campos eléctricos pequeños. Se hace la aplicación de esta teoría a la penetración de barreras entre las dos bandas de conducción y las dos bandas de valencia de agujeros livianos en InSb. Se han tomado en cuenta los efectos de spin y las interacciones spin-órbita. Los elementos de matriz que determinan las probabilidades de penetración de barreras entre las diversas bandas se evalúan por el método "del punto silla" y se comparan entre sí.

*Laboratorio auspiciado por la U.S. Army, Navy and Air Force
I. Y. Yafet, Phys.Rev. 115, 1172 (1959).

G.6 ESTRUCTURA DE JOROBA INDUCIDA POR RADIACION EN LAS CARACTERISTICAS CORRIENTE-VOLTAJE DE DIODOS TUNEL DE ESAKI*, C.B. Pierce, H.H. Sander y A.D. Kantz, *Sandia Laboratory*.

Las características corriente-voltaje de los diodos túnel de Esaki de Ge, Si y GaAs muestran todas un crecimiento de estructuras de joroba bien definido en la región de corriente de exceso cuando son irradiados a bajas temperaturas ($80^{\circ}\text{K} - 200^{\circ}\text{K}$) con electrones a 2 MeV. El crecimiento de corriente de exceso a un voltaje de polarización dado, es lineal respecto al flujo total, para flujos que no inducen calentamiento excesivo. Diodos irradiados a temperaturas ambiente o mayor también muestran un incremento lineal en la corriente de exceso, pero sin estructuras de joroba, en tanto que los diodos que desarrollan estructura con radiación a baja temperatura, continúan mostrando la estructura a temperatura ambiente. Al aumentar la dosis, la primera joroba en ciertos diodos túnel de Ge crece más rápidamente que la corriente de exceso "normal". Con una dosis suficiente esta joroba puede crecer a más del doble del pico de corriente original, siguiendo a la joroba una región de resistencia negativa con un rango dinámico mayor que el que existía originalmente. Se han localizado dos jorobas en Ge y GaAs y tres en Si. Estas pueden relacionarse con niveles de energía en el intervalo prohibido. Se nota que al crecimiento de estructuras de joroba siguen cambios de capacidad. Se muestran los voltajes de polarización a los cuales aparecen jorobas en los diferentes tipos de diodos túnel.

*Este trabajo fue hecho bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

G.7 MEDICIONES DEL EFECTO DE CAMPO POR CORRIENTE ALTERNA EN UN CAMPO MAGNETICO, Norman G. Einspruch, *Texas Instruments Incorporated*.

Superficies de Germanio de alta resistividad (40 ohms-cm, tipo n) que han sido expuestas a un etch CP-4 modificado y posteriormente almacenadas en aire, se estudiaron por medio de mediciones del efecto de campo por corrientes alternas en el cual el potencial superficial adimensional fue variado sobre la zona de -2.25 a $+1.25$ por el campo eléctrico senoidal capacitivamente aplicado. Se usó el análisis de Kingston y Neustadter¹ para evaluar la densidad de la carga inducida atrapada en los estados superficiales. Posteriormente fueron hechas mediciones del efecto del campo por corriente alterna en la presencia de un campo magnético transversal externo²; la movilidad del efecto de campo varió de 1.9×10^3 (tipo p) a 2.2×10^3 (tipo n) $\text{cm}^2/\text{volt seg}$ al variar H de 0 a 9.00 kilo-oerstedes en los sentidos normal y opuesto. Se han hecho mediciones sobre superficies iluminadas de Silicón tipo p $400 \Omega\text{-cm}$ tratados previamente de manera similar. El mínimo en conductancia se ha observado, así como corrimientos de tipo p característicos de el potencial superficial por exposición a O_2 seco. Mediciones de la movilidad del efecto de campo efectuado en un campo magnético indican que el campo magnético causa variaciones semejantes en las propiedades de transporte superficial a las observadas para Germanio.

1. R.H. Kingston y S.F. Neustadter, *J. Appl. Phys.* 26, 718 (1955).

2. Aerts, Amelinckx y Vennik, *J. Electronics and Control* VII, 497 (1957); E. Aerts, *J. Electronics and Control* IX, 217 (1960).

G.8 MEDIDAS DE PRECISION DEL CAMBIO DE LONGITUD EN GERMANIO IRRADIADO CON ELECTRONES*, Frederick L. Vook, *Sandia Laboratory*.

Se hicieron mediciones de precisión del cambio de longitud de monocristales de Germanio de alta pureza al irradiarlos y recocerlos. Dos muestras fueron irradiadas con electrones de 2 - MeV a temperaturas $< 365^\circ \text{K}$ y $< 86^\circ \text{K}$ respectivamente. La primera muestra se irradió a $33 \mu\text{a}/\text{cm}^2$ a un flujo integrado de 5.4×10^{19} electrones/ cm^2 . La expansión específica de longitud obtenida fue $\frac{\Delta L}{L} = 6.2 \pm 12.2 \times 10^{-26}$ por 2 MeV electrón/ cm^2 . La muestra de 86°K se irradió a $10 \mu\text{a}/\text{cm}^2$,

a un flujo integrado de 3.0×10^{19} electrones/cm². La expansión específica de longitud obtenida fue $1.5 \pm 3.9 \times 10^{-25}$ por 2 MeV electrón/cm². Usando la sencilla teoría de desplazamiento de Seitz-Koehler. ($E_d = 30$ ev) y suponiendo que no hay recocido a la temperatura baja, se ha calculado una concentración de pares desplazados igual a 1.6×10^{-3} . El correspondiente cambio fraccional de volumen atómico de defectos del tipo de vacancias intersticiales aisladas en Germanio es tal que $(f_i + f_v) = 0.008 \pm 0.021$ ó < 0.03 ; i.e., considerablemente menor que el encontrado para defectos más aglomerados formados en Germanio irradiado con deuterones¹. Estos resultados indican que el recocido volumétrico, empezando a 200° K en Germanio irradiado con deuterones es debido, al reacomodo o movimiento de aglomerados de vacancias intersticiales..

* Este trabajo fue realizado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.
1. F.L. Vook y R.W. Balluffi, Phys.Rev. 113, 62 (1958).

G.9 PROCESO DE RECOMBINACION EN FOTOCONDUCTORES EN EL INFRA-ROJO EXTREMO, Gerald S. Picus, *Hughes Research Laboratories*.

Se han medido la conductividad, efecto Hall, fotorespuesta y ruido en Germanio con impurezas de Zn, Cu y In a 4.2° K como una función del campo eléctrico aplicado y flujo fotónico incidente de fondo en un esfuerzo para comprender mejor los procesos de generación de portadores libres y recombinación que determinan el comportamiento de estos materiales como detectores de radiación infrarroja extrema. La característica I-V muestra una ruptura por campos elevados independiente del flujo fotónico coincidente con el observado en la obscuridad a 4.2° K. A valores intermedios del campo eléctrico la corriente varía como $I = I_0(\exp V/V_0 - 1)$ en donde I_0 es proporcional al flujo fotónico incidente y V_0 es aproximadamente 0.4 del voltaje crítico de ruptura. Para campos bajos la muestra es óhmica con la conductividad proporcional al flujo fotónico incidente. La corriente equivalente de señal en corto circuito, i_s , observada en respuesta a una entrada constante de radiación adicional (pequeña comparada con el flujo de fondo) es proporcional a la corriente de polarización I en las regiones del campo baja e intermedia y cesa a campos elevados. El campo al cual la razón i_s/I principia a

decrecer se considera como una indicación precisa del arranque de generación de ionización de impacto de portadores libres. Se ha desarrollado un modelo cualitativo que explica los resultados en términos de la variación con el campo eléctrico de la probabilidad de encajamiento de un portador en los estados excitados de una trampa gigante¹.

* M. Lax, *Phys.Rev.* 119, 1502 (1960).

G.10 DISCUSION CUALITATIVA DEL LIGAMENTO SEMICONDUCTOR Y SU IMPORTANCIA EN EL CRECIMIENTO EPITAXIAL, E.C. Huebschmann, *Convair Astronautics.*

Se discuten e ilustran las características de los orbitales atómicos en relación con la semiconductividad. Se investigan los parámetros de la red de cristales que están relacionados con orbitales atómicos en el crecimiento epitaxial. También se considera el tipo de ligamentos el cual aparece ser el parámetro más importante.

G.11 LA DESINTEGRACION POR BOMBARDEO IONICO DE UN COMPUESTO INTERMETALICO SEMICONDUCTOR, S.P. Wolsky y E.J. Zdanuk, *Raytheon Company.*

Una microbalanza sensitiva de cuarzo en vacío muy elevado se utilizó para estudiar el bombardeo iónico del Argón de un monocristal Ga-Sb. Este compuesto se eligió para la investigación debido a la razón 2 a 1 de las masas de los elementos individuales. La producción de la desintegración por bombardeo iónico se midió en una zona de energías de 100 a 1500 e.v. para diferentes orientaciones del cristal. Las caras (111) y ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) dieron un rendimiento muy similar. Los resultados preliminares indican un máximo en la desintegración por bombardeos iónicos cerca de 1200 e.v. con un decremento para energías mayores. El resultado se explica en términos de las recientes teorías que aplican conceptos del daño producido por radiaciones a la desintegración por bombardeo iónico.

* El reporte de la investigación de este artículo ha sido sostenido, en parte, por el Electronics Research Directorate of the Air Force Research Division.

G.12 TRABAJO INVITADO

El título y autor se anunciará posteriormente.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION H. FISICA TEORICA I

AUDITORIO DEL 1er PISO TORRE DE LA CIENCIA

Presidente: HENRY MARGENAU

H.1 FUNCIONES DE ONDA GAUSSIANAS PARA MOLECULAS POLIATOMICAS*, Frank E. Harris, *Stanford University*.

Expresiones matemáticas convenientes han sido ideadas para la discusión de las moléculas poliatómicas en términos de funciones de onda de un electrón de la forma $r^{2n+l} Y_l^m(\theta, \varphi) \exp(-\alpha r^2)$, donde Y_l^m es un armónico esférico y (r, θ, φ) son coordenadas polares desde cualquier punto como origen (no necesariamente el mismo para distintas funciones de un electrón). Las expresiones presentadas están dispuestas de un modo conveniente para cálculos automáticos. Se informará sobre el progreso en los cálculos con estas funciones.

* Auspiciado en parte por la National Science Foundation.

H.2 FUNCIONES ADAPTADAS A LA SIMETRÍA PERTENECIENTE AL GRUPO CUBICO, Joe Schlessinger y Harold V. McIntosh, *R.I.A.S.*

Se está preparando un programa para la calculadora IBM 7090 que permitirá el cálculo de funciones adaptadas a la simetría perteneciente a ciertos grupos de acuerdo con los métodos esbozados en artículos recientes¹. Los parámetros del programa son el nombre del grupo y el conjunto de funciones que serán adaptadas; no se requiere un conocimiento anticipado de los caracteres del grupo o de sus representaciones. Las técnicas se han ilustrado con respecto al grupo de simetrías del cubo.

1. Harold V. McIntosh, *J.Math.Phys* 1, 453 (1960), *J.Mol.Spec.* 5, 269 (1960).

H.3 REPRESENTACIONES DE PROCESOS DE MARKOV, I. Oppenheim
Convair, San Diego, K.E. Shuler, *National Bureau of Standards*.

Las probabilidades condicionales para los procesos de Markov obedecen la ecuación de Smoluchowski-Chapman-Kolmogoroff (S-C-K). Demostramos que bajo una amplia variedad de condiciones, las soluciones de la ecuación S-C-K son también soluciones de la ecuación maestra y que las soluciones de la ecuación maestra deben ser soluciones de la ecuación S-C-K. Se discuten las relaciones entre la ecuación S-C-K y la ecuación de Fokker-Planck (F-P). La derivación de la ecuación F-P a partir de la ecuación S-C-K implica que los momentos de la distribución a partir del 3º inclusive se pueden despreciar comparados con los momentos más bajos. La clase de procesos estocásticos descritos por la ecuación F-P es una subclase de los procesos de Markov descritos por la ecuación S-C-K o la ecuación maestra. Para ciertas clases de procesos de Markov, por ejemplo, procesos de Markov gaussianos, las ecuaciones maestra y F-P son idénticas.

H.4 PROCESOS ESTOCASTICOS EN CADENAS ARMONICAS LINEALES, K. E. Shuler, *National Bureau of Standards*, I. Oppenheim, *Convair, San Diego*.

Discutimos la dinámica de una partícula en un conjunto de cadenas armónicas lineales con N partículas de igual masa. Esto forma un ejemplo de un sistema estocástico que no es marcoviano debido a que su conducta en el tiempo no puede ser descrita por una ecuación maestra. Hemos derivado expresiones para $n_\epsilon(t) d\epsilon$, que es la fracción de partículas con energía entre ϵ y $\epsilon + d\epsilon$ al tiempo t para los casos límites $t \rightarrow \infty, N \rightarrow \infty (t \gg N^2)$; $t \rightarrow \infty, N \rightarrow \infty (N > t)$, y $t \rightarrow 0 (t^2 \ll N)$. El comportamiento de este sistema se compara con el proceso estocástico que describe el movimiento de una partícula pesada en una cadena armónica lineal. En un conjunto estadístico de tales cadenas, el comportamiento en el tiempo de la partícula pesada se representa por un proceso gaussiano de Markov en el desplazamiento y la velocidad.¹

1. R.J. Rubin, "Proceedings of the International Symposium on Transport processes in Statistical Mechanics", I. Prigogine, Editor (Interscience Publishers, Inc. New York, 1958); *J. Math. Phys.*, 1, 309 (1960).

H.5 GENERACION Y MEDICION DE SEÑALES MARKOFFIANAS, G. Kurz de Delara, A. Elguezabal, I. Schnadower, *Comisión Nacional de Energía Nuclear*.

De acuerdo con un nuevo método de diseño* se construyó un generador de señal de Markoff con alfabeto de tres símbolos. A partir de una fuente Poissoniana - en éste caso una muestra radioactiva - se introduce una correlación controlada cualitativa y cuantitativamente con objeto de proporcionar dentro de los límites adecuados, un proceso de Markoff, con una matriz de transición preasignada. Las señales resultantes del experimento fueron medidas y comparadas con los valores teóricos previstos y se encontró que reproducían la estadística prescrita dentro de la tolerancia esperada. El instrumento tiene por objeto proporcionar una señal de Markoff ajustable y bien definida, para uso en simulación computación, predicción, filtraje y análisis de correlación. Se ha puesto énfasis particular en procesos que tienen formas asintóticas irreversibles periódicas.

*A. Medina: "Lógica dependiente del tiempo" que se publicará próximamente.

H.6 INCLUSION INVARIANTE: UN NUEVO TRATAMIENTO DE LOS PROCESOS DE TRANSPORTE, Richard Bellman, *The RAND Corporation*.

El tratamiento ordinario de Boltzmann aplicado al estudio de los procesos de transporte de neutrones y transferencia radiactiva lleva a ecuaciones funcionales de tipo lineal o no lineal con condiciones a la frontera en las variables espaciales. La técnica de la inclusión invariante de las ecuaciones funcionales, extendiendo y generalizando el trabajo de Ambarzumian y Chandrasekhar, lleva a ecuaciones funcionales no lineales con valores iniciales en las variables tanto espaciales como temporales. Estas ecuaciones son tratadas mas rápidamente en forma numérica por medio de una calculadora digital y proporcionan un nuevo punto de vista analítico y permiten tomar en cuenta características físicas más realistas. Técnicas semejantes pueden aplicarse a procesos ondulatorios.

H.7 RELATIVIDAD GENERAL EN UN ESPACIO PSEUDOWEYLIANO, F. Rohrllich, *University of Iowa*, T. Fulton, *John Hopkins University*, L. Witten, *R.I.A.S.*

Las ecuaciones de Maxwell, la ecuación de fuerza de Lorentz^{*}, la ecuación clásica de Dirac así como las ecuaciones del campo gravitatorio de Einstein pueden generalizarse de un espacio de Riemann a un espacio de Weyl. Si el vector característico que ocurre en la corrección lineal de Weyl es un gradiente (espacio pseudoweyliano) las ecuaciones del campo gravitatorio son aún de segundo orden. Esta generalización hace las leyes clásicas manifiestamente invariantes y en particular invariantes bajo las transformaciones de norma métrica, $g'_{\mu\nu} = \sigma g_{\mu\nu}$. Esta invariancia requiere que las masas en reposo se transformen con $\sigma^{1/2}$ y la constante de acoplamiento gravitacional con σ . Se discutirá el significado físico de esta invariancia.

^{*}Schouten y Haantjes, *Proc. Ned. Akad. Wet.* 39, 1063 (1936) y 43, 1288 (1940).

H.8 LA REACCION RADIATIVA EN LAS TEORIAS LINEALES DE LA GRAVITACION,^{*} Peter Havas, *Lehigh University*.

Recientemente se realizó un estudio de los efectos de la reacción radiativa gravitacional en la teoría general de la relatividad; el movimiento de un sistema de dos cuerpos fue investigado mediante el método de aproximación invariante de Lorentz del autor, y se encontró que el sistema gana energía. Para comprobar este resultado inusitado, se ha efectuado un estudio semejante para las teorías lineales de la gravitación de Belinfante y de Birkhoff (en su forma generalizada por Barajas, Graef Fernández y Kustaanheimo). Los términos de la reacción radiativa fueron introducidos en las ecuaciones de movimiento de estas teorías con los métodos ordinarios de relatividad especial. En la teoría de Belinfante, se encontró que la cantidad de energía perdida o ganada por un sistema de dos cuerpos depende de sus constantes ajustables; si éstas se escogen de tal modo que den al adelanto correcto del perihelio, se obtiene una ganancia en la energía casi igual a la encontrada en la relatividad general. No se puede obtener un resultado comparable en la teoría de Birkhoff, porque no permite una defi-

nición satisfactoria de la energía. Se discutirán algunas consecuencias de estos resultados para el problema de la radiación gravitatoria.

*Investigación subsidiada por la National Science Foundation.

1. S.F. Smith y P. Havas, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 53 (1960)

H.9 ACERCA DE LOS NUMEROS IMAGINARIOS EN LA MECANICA CUANTICA, E.J. Schremp, U.S. Naval Research Laboratory.

Moller y otros han sugerido el uso de dos símbolos distintos, i y j , para los respectivos elementos imaginarios ($i^2 = j^2 = -1$) de la teoría especial de la relatividad y de la mecánica cuántica. Un criterio básico para distinguirlos, que aparentemente no había sido notado hasta ahora, está a la mano, y puede verse de los siguientes consideraciones. Hemos caracterizado previamente los bariones libres (y los antibariones) por la propiedad de simetría¹ $\psi_{\pm} = (Y/|Y|)i\psi_{\pm}e$, donde Y es la hipercarga y e es un cuaternion unitario real ($e^2 = -e_0$). Cualquier onda plana elemental ψ_{\pm} (o su conjugada G) está aquí definida por las ecuaciones $\partial\psi_{\pm}/\partial x^k = (p_k/\hbar)\psi_{\pm}e$, donde $p_k = \text{constante}$ ($k = 0, 1, 2, 3$) y p_0c , la energía es siempre positiva. Pero, por la propiedad de simetría antes mencionada, estas ecuaciones se cambian en $\partial\psi_{\pm}/\partial x^k = -j(p_k/\hbar)\psi_{\pm}$, donde $j = (Y/|Y|)i$ es $+i$ o $-i$ para bariones (y antibariones) de hipercarga Y positiva o negativa, respectivamente. Una definición fundamental análoga de j en término de i es también posible para otras partículas y sus antipartículas. Se discutirán las consecuencias generales de este resultado en la mecánica cuántica.

1. E.J. Schremp Bull. Am. Phys. Soc., Ser., II 5, 81 (1960); NRL Quart. Nuc. Sci. and Tech., Enero 1960 (no publicado).

H.10 TEOREMA VIRIAL TENSORIAL, METODO VARIACIONAL Y EL PROBLEMA DE LAS CORRELACIONES, Dave Pandres, Jr. The Martin Co.

Sea ψ una función propia del hamiltoniano H para un sistema que contiene N partículas idénticas con posiciones r_i e impulsos p_i . Si ψ describe un estado ligado, entonces satisface un análogo cuántico del teorema virial tensorial de Parker¹ que dice que las diádicas $\langle\psi|[\sum_i \vec{r}_i \vec{p}_i, H]|\psi\rangle$ y $\langle\psi|[\sum_{i \neq j} \vec{r}_i \vec{p}_j, H]|\psi\rangle$

son nulas. Una función propia aproximada ϕ debe satisfacer también este teorema si describe con precisión un estado discreto de energía del sistema. Mostramos que este requisito se puede cumplir mediante un cálculo variacional usando una generalización del método de ajuste de escala de Fock². Sea $\phi = \Lambda F(R_1 \dots R_n)$ donde $R_k = \sum_i \alpha_{ki} r_i$ y Λ es el operador de proyección apropiado para funciones de onda de fermiones o bosones. El teorema virial tensorial se satisface automáticamente cuando $\langle \phi | H | \phi \rangle$ se minimiza respecto de los parámetros de escala α_{ki} . Este método de introducir parámetros variacionales en una función de ondas tentativa puede ser considerado como una generalización del método de capa abierta de Shull y Löwdin³, permitiendo correlaciones angulares así como radiales en los movimientos de las partículas.

1. E.N. Parker, Phys.Rev. 96, 1686 (1954).
2. V. Fock, Z.Physik, 63, 855, (1930).
3. H. Shull y P.O. Löwdin, J. Chem.Phys. 25, 1035 (1956).

H.11 UNA TEORIA UNIFICADA DEL ELECTROMAGNETISMO Y LA DINAMICA,

A. Kyrala, *Arizona State University y Motorola Inc.*

Las ecuaciones dinámicas $\partial_t(m\bar{v}) + \nabla(mc^2) = 0$ y $\nabla \times (m\bar{v}) = 0$ se obtienen como condiciones para la integrabilidad única de una definición de la masa (energía) m como un factor integrante de la forma Pfaffiana $c^2 dt - \bar{v} \cdot d\bar{r}$ asociada con la métrica Minkowskiana $c^2 dt^2 - d\bar{r} \cdot d\bar{r}$. En caso de que estas ecuaciones no sean satisfechas los ceros en los lados derechos deben ser reemplazados por los dos vectores \underline{E} y $-\underline{H}$ respectivamente los cuales pueden entonces considerarse definidos por los lados izquierdos. Se puede entonces verificar fácilmente que estos vectores satisfacen las ecuaciones de Maxwell siempre que la carga eléctrica q y la corriente \underline{J} (densidades) estén definidas por $q = \partial_t(\nabla \cdot m\bar{v}) + \Delta(mc^2)$ y $-\underline{J} = \partial_t \nabla(mc^2) + \partial_t^2(m\bar{v}) + \nabla \times \nabla \times (m\bar{v})$. La carga así definida se conserva. La suposición de la conservación de la densidad de masas (energía) m lleva a la conclusión de que la densidad de carga q es el D'Alembertiano de la densidad de masas (energía) m . Generalizando m a la correspondiente densidad de probabilidad de localización de la masa (energía) en términos de una función de ondas compleja ϕ , se obtiene una traducción a la mecánica cuántica de la

teoría unificada electromagnético-dinámica con expresiones para \underline{E} , \underline{H} , q y \underline{J} en términos de operaciones sobre ϕ y ϕ^* .

H.12 OTRA FORMA DE LA ELECTRODINAMICA CUANTICA, Peter Rastall, *University of British Columbia*.

Se demuestra que la electrodinámica se puede cuantizar de una manera directa si uno primero modifica ligeramente las ecuaciones del campo agregándoles ciertas funciones de un operador escalar. Los términos adicionales son proporcionales a un parámetro f que se puede hacer tender a cero después de la cuantización. No se hace uso de una métrica indefinida. La teoría es invariante respecto de las transformaciones de norma generales de tipo número c , y es equivalente en la representación de interacción a la de Novobátsky y Valatin.

H.13 DEMOSTRACION EXPERIMENTAL DE LA GEOMETRIA Y EL CONCEPTO DE PARTICULAS, Joseph G. Barredo, *C.S.I.C.*

El efecto de cronosuperconductividad predicho por la triodinámica y demostrado ya para tiempos del orden de 10^{-9} seg, prueba que el concepto de carga eléctrica es más general que cualquier concepto geométrico¹. Este efecto demuestra a su vez: 1).- La predicción de Riemann que dice que sólo experimentalmente puede probarse qué clase de espacio es real, 2).- aunque la geometría de Riemann abarca como caso particular las geometrías de Euclides y de Bolyai-Lobachevski, los principios en que está basada son demasiado ingenuos para estudiar el espacio real, 3).- que los conceptos geométricos en que está basada la invariancia de Einstein, $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - cdt^2$, y las transformaciones de Lorentz, $x = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}(x - vt)$ etc., no tienen nada que ver con el espacio real, por consiguiente, estas ecuaciones son sólo aproximaciones prácticas válidas dentro de ciertos límites solamente, 4).- la electrodinámica cuántica no puede eliminar sus contradicciones internas, que le impiden explicar los fenómenos de gran energía porque trata de definir conceptos físicos con conceptos geométricos cuando debería hacer lo contrario. La triodinámica los explica definiendo el concepto geométrico de distancia en función del concepto físico de carga, 5).- el grupo Rossi de M.I.T. observará con el equipo que tiene ahora, rayos cósmicos de energía $> 10^{19}$ ev, producidos por

cosmones de metacoordenadas (coordenadas ocultas) $< 10^{-26}$ a razón de menos de uno por año.

1. Riemann's Habilitationsschrift, 1854, véase Riemann's *Gesammelte mathematische Werke* p. 254-269, J.G. Barredo, *Bull.Am.Phys.Soc.* 6, 306 (1961).

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION HA. DINAMICA DE FLUIDOSII

Presidente: S.A. SCHAAF

AUDITORIO B DE LA ESCUELA DE CIENCIAS QUIMICAS

HA.1 ACERCA DE LA ESTABILIDAD DE UNA CORTANTE EN UN CAMPO MAGNETICO*, J. Menkes.

Se demuestra que un campo magnético uniforme dirigido normalmente al flujo medio tiene una influencia estabilizadora. Se ve que una perturbación que se propaga con una amplitud máxima fija en ausencia de campo magnético, se amortigua en cuanto se aplica el campo. El grado de amortiguamiento es proporcional a la velocidad de Alfvén. Esto confirma un resultado obtenido anteriormente por Stuart¹ para el caso en que el campo magnético resulta alineado con el flujo medio. Para el caso de conductividad infinita, el flujo es absolutamente estable para campos magnéticos arbitrariamente pequeños.

* Este trabajo presenta los resultados de una fase de investigación llevada a cabo por el Jet Propulsion Laboratory del California Institute of Technology, auspiciada por la National Aeronautics and Space Administration.

1. Stuart, J.T., *Proc.Roy.Soc. A* 221, (1954).

HA.2 UNA SOLUCION ANALOGICA PARA EL PROBLEMA DE LA CAPA LIMITE LAMINAR SOBRE UNA PLACA PLANA EN UN GAS REAL, Sherman J. Fenster y Roy J. Heyman, *Martin-Denver*.

Una computadora analógica REAC ha sido empleada para resolver el problema de la capa límite laminar sobre una placa plana en un gas real. El método utiliza el concepto de la "semejanza local" y una extensión de las ideas desarrolladas

por Lee y por Fay y Riddell. Se incluyen los efectos de la difusión a través de la capa límite y varios grados de recombinación en la capa límite y sobre la superficie. La ecuación final del transporte de calor es independiente del parámetro número de Lewis, en cuanto en las ecuaciones de conservación se había empleado un número de Lewis variable. La solución numérica permitió una correlación del parámetro Nu/\sqrt{Re} del transporte de calor, que se halló ser de la forma

$$Nu/\sqrt{Re} = a_1 (\rho_e \mu_e / \rho_u \mu_u)^b \text{ para flujo congelado, y}$$

$$Nu/\sqrt{Re} = a_2 (\rho_e \mu_e / \rho_u \mu_u)^b \text{ para flujo en equilibrio,}$$

siendo a y b constantes. Una conclusión importante que resulta del análisis es que el transporte de calor a través de una capa límite congelada a una pared totalmente catalítica es casi doble que la de una capa límite en equilibrio. Aplicando las relaciones anteriores, se obtienen fácilmente expresiones para apreciar el calentamiento en función de la velocidad del flujo libre, de la diferencia de entalpía y la razón $\rho\mu$ a través de la capa límite.

HA.3 MEDICIONES CON ALAMBRE CALIENTE EN FLUJO HIPERSONICO, T. Vrebalovich, *California Institute of Technology*.

La técnica de alambre caliente para medir fluctuaciones en flujo supersónico ha sido extendida al flujo hipersónico, en el túnel de aire hipersónico de 21" del Jet Propulsion Laboratory, donde las temperaturas de estancamiento pueden llegar hasta 1400° F. En la construcción de sondas que puedan aguantar las temperaturas halladas en el túnel hipersónico, se emplearon nuevos materiales. Resultados preliminares indican que con número de Mach de 8.5, presión proporcionada de 1000 cm Hg y temperatura proporcionada de 850° F, las fluctuaciones en masa del flujo en la corriente libre del 2.5% aproximadamente y las fluctuaciones totales de la temperatura son aproximadamente 0.2%. Este resultado se compara bien con las medidas de baja velocidad supersónica en corriente libre, extrapoladas hasta ese número de Mach. El alambre de 0.00005" actúa en el régimen de flujo molecular libre, donde factores de recuperación mayores que la unidad tendrían que alcanzarse para un alambre largo, protegido contra radiaciones; pero

en este caso la temperatura de recuperación del alambre era inferior que la de estancamiento. Una fracción apreciable del calor transportado por el alambre se conduce a los soportes y se irradia a las paredes frías del túnel, de modo que se pueda medir la temperatura de los soportes y aplicar grandes correcciones a las leyes de pérdida de calor, para interpretar las mediciones.

HA.4 DIFUSION TURBULENTA Y DENSIDAD A PARES, Richard Bourret, *Hughes Research Laboratories.*

La función de densidad a pares de una difundida pasiva y desprovista de inercia se construye utilizando una solución formal de la ecuación de continuidad, tomando promedios del producto de soluciones que se refieren a dos puntos distintos. El promedio corresponde a un conjunto de realizaciones de la difusión. Se supone que: (1) la distribución de las velocidades del substrato fluido es Gaussiana, y (2) las velocidades son estadísticamente independientes de la distribución inicial de la difundida y de sus derivadas espaciales. Una ecuación de difusión, de tipo parabólico, se obtiene para la función de densidad a pares. La difusibilidad aparente es función de la longitud espacial y temporal del proceso por medio de la autocorrelación espacio-temporal de la velocidad del substrato. Esta última se aprecia de dos maneras distintas, conocidas en la teoría de la turbulencia, y se discuten las consecuencias para la difusión de la densidad a pares. Por último, se ofrece una comparación con la teoría inductiva-dimensional de L. F. Richardson.

HA.5 SOBRE EL PROCESO DE CAIDA DE ENERGIA DESDE UN VORTICE PRIMARIO A MOVIMIENTOS DE NUMEROS DE ONDA MAS ALTOS, John R. Weske y Tom. M. Rankin, *University of Maryland.*

Se halló que una generación espontánea de vórtices primarios, así como resulta durante una transición del flujo de la capa límite desde el régimen laminar al turbulento, se origina bajo ciertas condiciones de las cuales la principal es una divergencia del flujo vorticoso. Se calcula la magnitud de la razón de ampliación permanente o no del núcleo del vórtice necesaria para crear una degeneración del movimiento vorticoso primario. Se efectuaron sobre esta base dos ensayos contro-

lados, uno para flujo permanente y otro para un fenómeno transitorio. El resultado no sólo confirmó observaciones previas, sino permitió también una apreciación detallada de la secuencia de acontecimientos que da origen a movimientos de un amplio espectro de números de onda elevados. Mediciones de flujo permitieron la determinación numérica de ciertos números de onda. La visualización de este proceso y de movimientos de mezcla asociados se consiguió gracias a técnicas especiales. Se presentará una película de 16 mm para ilustrar los detalles físicos del efecto de caída, los experimentos controlados y los resultados cuantitativos que se obtuvieron.

HA.6 COLAPSO DE BURBUJAS DE CAVITACION EN AGUA, CON DENSIDAD FINITA TRAS DE LA SUPERFICIE FRONTERA^{*}, Maurice Holt y Nate J. Schwartz, *University of California, Berkeley.*

El colapso de una cavidad vacía en el agua ha sido estudiado por Hunter¹ por medio de una solución por semejanza. Las condiciones de similitud requieren que el valor de la densidad del agua en la frontera de la cavidad sea cero, a menos que el valor correspondiente a la presión nula dado por la ecuación de estado de Tait no sea cero. Para satisfacer las condiciones de frontera correctas sobre la superficie de la cavidad, la solución por semejanza de Hunter se modifica para tomar en cuenta cambios del primer orden en la densidad de la pared. Se integran numéricamente las ecuaciones de perturbación, para determinar la velocidad de la pared de la cavidad y el campo de flujo en el agua afectada.

^{*}Sostenido por el Office of Naval Research.

1. *Journal of Fluid Mechanics*, 8, 2, 241, (1960).

HA.7 EL EFECTO DE PRESION Y TEMPERATURA AMBIENTES SOBRE CHOQUE DE AIRE, Jane Dewey, *Ballistic Research Laboratories.*

De acuerdo con un trabajo reciente de Ericsson y Edin¹, los ensayos² en una cámara cuya presión y cuya temperatura correspondan a las condiciones de elevaciones hasta de 60 000 pies, concuerdan generalmente con la escala de Sachs. Sachs supone que el máximo de presión y el impulso positivo dependan sólo de la energía total de la detonación. Con la escala de Hopkinson para la distancia y el

tiempo con dimensiones de carga, ésto lleva a predecir que P/p_0 é $lc_0/(W^{1/3} p_0^{2/3})$ son funciones tan sólo de $p_0^{1/3} R/W^{1/3}$. P y p_0 son las presiones máximas y ambiente, l el impulsopositivo, c_0 la velocidad del sonido en el aire ambiente y R la distancia desde una carga de masa W . Velocidades de choque y mediciones piezoeléctricas cubrían distancias entre 4 y 25 pies/libra^{1/3}, las presiones ambientes variaban de 1/10 a 1 atmósfera y las temperaturas desde - 55°C hasta 25°C. Siendo P/p_0 independiente de p_0 sobre la superficie de carga, las relaciones de Sachs no pueden ser generales. Recientes mediciones de impulsos reflejados en ángulo recto desde 0.5 hasta 3 pies /libra^{1/3}, para presiones bajas dan resultados independientes de la presión ambiente.

1. U. Ericsson y K. Edin, *Phys. of Fluids*. 3, 893, (1960)
2. J. Dewey y J. Sperrazza, *Ballistic Research Laboratories Report N° 721*, (1950).

HA.8 PROCESOS NO PERMANENTES EN ESTUDIOS AEROTERMODINAMICOS EN TUBOS DE CHOQUE, R.W. Rutowski y D. Buttrey, *Lochbeed Aircraft Corporation*.

El empleo de un tubo de choque para estudios aerotermodinámicos de interacciones entre flujos supersónicos de gases y modelos ubicados en el tubo de choque resulta limitado por varios fenómenos no permanentes. El problema se complica al usarse un gas monoatómico, como argon, para números de Mach elevados. Se discuten bloqueo del flujo, amortiguamiento de las ondas de choque y pérdidas térmicas por irradiación del gas calentado por el choque, y se ofrecen datos experimentales.

HA.9 DURACION DEL REGIMEN LENTO DE DESCOMPOSICION DEL OXIDO NITRICO TRAS DE ONDAS DE CHOQUE CERCA DE 3000°K Y SU RELACION CON EL COEFICIENTE DEL CAMINO DE INTERCAMBIO $NO + O \rightarrow N + O_2^*$, K.G.P. Sulzmann y C.B. Ludwig, *Convair- San Diego*.

Se ofrece un análisis del mecanismo físico que gobierna el primer régimen lento de descomposición del óxido nítrico tras ondas de choque cerca de 3000° K. Resulta que la duración del régimen lento de descomposición es esencialmente inversamente proporcional al coeficiente que rige el camino de intercambio $NO + O \rightarrow N + O_2$. Comparaciones de valores de duración temporal calculados en base

a $k = 2.03 \times 10^{10} T^{\frac{1}{2}} \exp(-38100/RT) \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ con resultados experimentales en tubo de choque muestran concordancia dentro del 50% para temperaturas entre 2250 y 3450° K. Este resultado implica la validez de la dependencia $T^{\frac{1}{2}}$ pre-exponencial de la temperatura sugerida por Davidson¹ para extrapolación a altas temperaturas de los valores de k determinados por Kistiakowsky y Volpi² cerca de los 500° K.

* Investigación auspiciada por ARGMA.

1. N. Davidson, AVCO Res.Rep. No. 32, Junio 1958.
2. G.B. Kistiakowsky, G.G. Volpi, J.Chem.Phys. 27, 1141 (1957).

HA.10 RAMIFICACIONES DEL CONCEPTO DE FLUJO DE ELECTRONES EN TUBOS DE CHOQUE, Richard G. Fowler, *University of Oklahoma*.

Recientemente se ha sugerido un nuevo mecanismo según el cual los electrones supertérmicos engendran los primeros flujos observados en tubos de choque eléctricos y dispositivos análogos. Se ha comprobado que este mecanismo es plausible, ya sea teórica¹, ya sea experimentalmente². Ulteriores consideraciones acerca del mecanismo muestran que él tiene implicaciones más allá de las que se han presentado hasta ahora. Puede explicar la conductividad anómala de iones positivos en los tubos de choque eléctricos³, el insospechado aislamiento magnético en el tubo de choque aislado magnéticamente⁴, y puede dar aclaraciones acerca del problema de la inyección de plasma desde el tubo de choque eléctrico y hasta acerca de la expansión nebular planetaria.

1. R.G. Fowler y B.D. Fried, Phys.Fluids, Junio (1961).
2. R.G. Fowler, G.W. Paxton y H.G. Hughes, Phys.Fluids, 4, 234 (1961).
3. M. Sakuntala, A. von Engel y R.G. Fowler, Phys.Rev. 118, 1459 (1960).
4. R.G. Fowler y E.B. Turner. Phys.Fluids, Mayo (1961).

HA.11 PRODUCCION DE ONDAS DE CHOQUE PLANAS POR EXPLOSION DE LAMINAS METALICAS DELGADAS Y LA ECUACION DE ESTADO DE MYLAR^{*}, J.R. Penning, Jr., y D.V. Keller, *Boeing Airplane Company*.

Las altas presiones producidas por explosiones confinadas de hojas metálicas delgadas se están usando para acelerar placas delgadas a velocidades ele-

vadas ($\sim 0.1 \text{ cm}/\mu \text{ sec}$). Las placas por acelerarse o bien se sacan directamente de una lámina más grande, o bien se colocan sobre un atenuador intermedio y se despedazan. Después de un recorrido libre para reducir las presiones internas, la placa choca con un blanco estacionario, en el cual se propaga un choque plano uniforme de alta presión. La velocidad de la placa y la de las partículas en el blanco tras del choque se miden con técnicas estándar. Si se conoce la ecuación de estado de la placa, las ecuaciones de Rankine-Hugoniot determinan un punto en la ecuación de estado de Hugoniot de la placa. En otros ensayos, el material desconocido se coloca sobre un blanco del mismo material de la placa y luego interacciona con un material conocido en estado de esfuerzo. En un ensayo típico, la placa resulta acelerada por la explosión de una hoja de aluminio de $2 \times 2 \times 0.0005$ pulgadas al descargar un condensador de $15 \mu\text{fd}$, 20 kv. Mediante estas técnicas, Mylar midió la ecuación de estado dinámica comparando lúcita y aluminio.

*Parcialmente subvencionado por el Air Research and Development Command, U.S. Air Force.

HA.12 MODIFICACIONES DE PRESION MAXIMA Y DURACION POR REFLECCION DE ONDAS DE CHOQUE ESFERICAS, J.D. Shreve, *Sandia Laboratory*.

El trabajo teórico de Von Neumann con las extensiones numéricas de Polachek y Seeger han llevado a una descripción sucinta de las multiplicaciones de presión que pueden esperarse de una reflexión regular de ondas de choque planas. Para la región de reflexión de Mach, los esfuerzos teóricos para describir el comportamiento del choque han resultado inadecuados. La teoría es particularmente débil cuando se hallan choques esféricamente divergentes. En el Laboratorio Sandia se realizó un experimento de campo para deducir empíricamente informes acerca de choques esféricos en reflexiones ya sea regulares o irregulares. Se hicieron explotar esferas de 250 lbs de TNT, de detonación central, en una serie de elevaciones sobre el suelo, para variar de manera sistemática el ángulo de impacto del frente de onda con la intensidad del choque. Mediciones de presiones contra tiempos sobre la superficie reflejantes (el suelo), comparadas con los valo-

res correspondientes de presión en el aire libre permiten construir las así llamadas gráficas de presión, que ofrecen la presión reflejada en función de la presión incidente y del ángulo de incidencia. Además se dan explícitamente coeficientes de multiplicación en función de la intensidad y del ángulo de la onda y se comparan con el caso de la onda plana. Se da una representación verosímil de las consecuencias del proceso de reflexión para duraciones de presión positiva.

HA.13 FORMACION DE CRATERES POR LA EXPLOSION SUPERFICIAL DE UN MEGATON, R.L. Bjork y H.L. Brode, *The RAND Corporation, Santa Monica, California.*

Las ecuaciones de la hidrodinámica de los fluidos compresibles describen bien las primeras fases del movimiento de tierra ocasionado por una explosión superficial de un megatón. Los resultados de este trabajo se han obtenido reduciendo a dos las variables espaciales requeridas, suponiendo simetría axial, y resolviendo numéricamente las ecuaciones resultantes por medio de una calculadora electrónica. Se impuso sobre la superficie del suelo la sobrepresión adecuada del aire en función del espacio y del tiempo, así como de la acción directa de los fragmentos de bomba. Se aproximó la ecuación de estado del suelo adaptando los resultados teóricos de Fermi, Thomas y Dirac, los resultados experimentales en el rango entre 80 y 300 kilobares y la velocidad del sonido. Los campos de presión y de velocidad que se calcula van a presentarse en el suelo se presentan en función de espacio y tiempo. Los resultados demuestran que la fragmentación de la bomba es el agente principal ya sea para la formación del cráter, como para la creación de las ondas subterráneas debajo de él, más bien que la sobrepresión del aire, como se suponía anteriormente. A distancias horizontales substancialmente mayores que el radio del cráter, la sobrepresión del aire es la que rige el movimiento.

HA.14 LA ECUACION DE ESTADO DE HUGONIOT DEL GRANITO,* David B. Lombard y Frank L. Adelman, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore.*

La ecuación de estado de Hugoniot del granito ha sido medida por Alder y Lombard¹ en el Lawrence Radiation Laboratory; también Grine² ha trabajado

acerca de este tema en el Stanford Research Institute. Se usaron sistemas explosivos de alta potencia para crear choques hasta 884 kilobares. Se emplearon varios métodos para medir las velocidades de las partículas y del choque. La ecuación de estado dinámica resultante está bien definida arriba de 330kb, pero para choques de amplitud menor, el fenómeno es difícil de reproducirse. Se supone que las imprecisiones experimentales se debieron a la presencia de un gran precursor elástico, al comportamiento no hidrodinámico del granito a niveles inferiores de esfuerzo y a múltiples estructuras de choque inducidas por transiciones polimórficas en los minerales constituyentes.

*Trabajo realizado bajo los auspicios de U.S. Atomic Energy Commission.

1. Lombard, David B., "The Hugoniot Equation of State of Rocks", UCRL-6311(1961).
2. Grine, D.R., "Dynamic Strength of Rocks", 29^o Simposio de choques y vibraciones, ONR, Oakland, California (1960).

HA.15 ESTUDIOS EN TUBOS DE CHOQUE DE COEFICIENTES DE VAPORIZACION EN LIQUIDOS, E. Turner, *Armour Research Foundation*.

La determinación de coeficientes de vaporización en el caso transitorio ofrece dificultades teóricas considerables, ya que este proceso transitorio de cambio de fase se realiza esencialmente bajo condiciones de desequilibrio. Para aclarar la naturaleza del fenómeno y determinar los parámetros esenciales importantes incluídos, se realizaron ensayos con un tubo de choque conteniendo diferentes líquidos en la sección conductora. En este tubo, el líquido puede calentarse hasta 500° F, bajo presión para evitar la ebullición; la explosión del diafragma del tubo de choque permite que el líquido calentado y comprimido se expanda de repente dentro de la sección de conducción. Al caer la presión debajo de la de saturación, el líquido se vaporiza y sale a la sección de conducción. La determinación de las variables del estado transitorio en esta sección se efectúa gracias a un equipo conveniente y hace una tentativa de deducir de esas mediciones los coeficientes de vaporización, ligándolos con un modelo teórico simple ideado para reproducir lo observado. En particular, se compara el comportamiento de un proceso isentrópico supuesto con el comportamiento real no isentrópico de los líquidos sujetos a cambio de fase, para ver hasta qué punto el modelo teórico puede simplificarse.

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION J

AUDITORIO 7, EDIFICIO B DEL CENTRO MEDICO

Presidente: L.S.G. KOVASZNAY

SIMPOSIO DE LA DIVISION DE DINAMICA DE FLUIDOS

- J.1 FLUJOS REACTIVOS, H.W. Emmons, *Harvard University (30 min.)*
- J.2 DINAMICA DE GASES ENRARECIDOS, S.A. Schaaf, *University of California, Berkeley (30 min.)*
- J.3 UNA COLUMNA DE PLASMA EN UN CAMPO MAGNETICO PULSADO, A. C. Kolb, *U.S. Naval Research Laboratory (30 min.)*
- J.4 TEORIA LAMINAR DE UNA ESTRUCTURA DE CHOQUE LIBRE DE COLISIONES, Cathleen H. Morawetz, *New York University (30 min.)*

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION K

PARTICULAS EXTRAÑAS Y MESONES

AUDITORIO 3 UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: F.E. PRIETO

- K.1 SECCIONES DE INTERACCION ANTIPROTON-PROTON A BAJA ENERGIA*, Bruce Cork, Orin I. Dahl, Donald H. Miller, Armin G. Tenner**, y Ching Lin Wang, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.*

Han sido detectadas las interacciones de un haz separado de antiprotones usando la camara de burbujas de hidrógeno líquido de 15 pulgadas de diámetro de Alvarez. El impulso del haz incidente fue de 750 MeV/c y fueron usados varios absorbentes para permitir medidas de secciones a cuatro intervalos de energía. El alcance residual de los antiprotones en esta cámara es de 60 MeV. Se hicie-

ron incidir aproximadamente 4 000 antiprotones en esta cámara para cada una de las cuatro energías y fueron observados 200 registros de dispersión elástica en cada intervalo. Los valores preliminares de las secciones son:

T (MeV)	40	80	145	245
$\sigma_{\text{elástica}}$ (mb)	120	80	65	55
$\sigma_{\text{aniquilación}}$ (mb)	-	165	120	80
$\sigma_{\text{intercambio carga} + \pi^0}$ (mb)	60	20	15	10

Las medidas de 145 MeV y de 245 MeV están en buen acuerdo con los resultados de Coombes y otros¹ y las secciones diferenciales elásticas coinciden, dentro de los errores estadísticos, con los cálculos de Ball y Fulco²

* Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

** Actualmente en Naturkundig Laboratorium Der Universitet van Amsterdam, Amsterdam, Holanda.

1. C.A. Coombes, B. Cork, W. Galbraith, G.R. Lambertson y W.A. Wenzel. Phys.Rev. 112, 1303 (1958).
2. J.S. Ball y J.R. Fulco, Phys.Rev. 113, 647 (1959).

K.2 ESTIMACION DE LA ONDA S EN LA INTERACCION $\Sigma^- - n$,^{*} Orin Dahl, Nahmin Horwitz, Donald H. Miller, Joseph J. Murray y J. Schwartz, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.*

En un estudio sistemático de 8 000 absorciones de mesones K^- lentos en la cámara de burbujas de deuterio del laboratorio de Radiación Lawrence, se encontraron 1 700 eventos del tipo $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + n$. En general, no se pudo hacer un ajuste cinemático de estos eventos a causa de estar burdamente determinado el impulso de las Σ^- . Por lo tanto se ha confinado el estudio detallado a aquellos eventos en los que las Σ^- llegan a detenerse y son capturadas. Independientemente de la longitud de las Σ^- , no hay preferencia en la detección de estos eventos a causa de la presencia de los π^+ . Hasta ahora han sido analizados 212 eventos de captura. Son de interés dos cantidades: (a) el espectro de impulsos de las Σ^- capturadas (bien determinado experimentalmente de medidas de alcance); (b) la fracción de Σ^- que llegan a ser capturadas. Ambas cantidades pueden ser calculadas usando el modelo de interacción del estado final^{1,2} para varias

intensidades de la interacción $\Sigma^- - n$. Hemos encontrado que el espectro de impulsos de las Σ^- está apropiadamente ajustado si se supone que la longitud de la onda S de dispersión es de 0 a 0.5 fermis. La relación de captura observada y corregida, 0.13 ± 0.02 es algo menor que la esperada de 18%. Discutiremos las posibles fuentes de este desacuerdo.

* Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. R. Karplus y L. Rodberg, *Phys.Rev.* 115, 1058 (1959).

2. T. Kotani y M. Ross. *Nuovo Cimento* 14, 1282 (1959).

K.3 INTERACCION Y DECAIMIENTO DE MESONES K_2^0 EN HIDROGENO*,

E.L. Hart, D. Luers**, I.S. Mitra, W.J. Willis y S.S. Yamamoto, *Brookhaven National Laboratory*.

La cámara de burbujas de hidrógeno de 20 pulgadas de Brookhaven ha sido expuesta a un haz de mesones K_2^0 producido por mesones π^- de 1.25 BeV/c. Los mesones K_2^0 fueron producidos en un blanco de polietileno a un ángulo de 47° . Los 80,000 registros obtenidos contienen alrededor de un evento por cada 150 cuadros. El impulso de los K_2^0 varía de 200 a 500 MeV/c. La cinemática permite la posible identificación de las interacciones que dan por resultado K_1^0 y los estados $\Lambda^0 \pi^+$, $\Sigma^0 \pi^+$, $\Lambda^0 (\Sigma^0) \pi^+ \pi^0$, $\Sigma^+ \pi^+ \pi^-$ y $\Sigma^- \pi^+ \pi^+$. Se dará la relación de estas secciones y sus conexiones con las longitudes de la dispersión Kp . Ha sido identificada una cierta fracción de los decaimientos. El caso más fácilmente identificado es el del modo K_{e3} el cual intentamos analizar en relación con asimetrías de carga y distribuciones angular y de impulsos.

* Investigación auspiciada por la U.S. Atomic Energy Commission.

** Con licencia del Max-Planck-Institut fur Physik, Munich. Alemania.

K.4 LA INTERACCION $\bar{K}^- - p$ EN LA REGION DE LOS 400 MeV/c*, R. Tripp, M. Ferro-Luzzi y M. Watson, *Lawrence Radiation Laboratory. Berkeley*.

Varios miles de reacciones $\bar{K}^- - p$ elásticas, con intercambio de carga y con producción de hiperones han sido analizadas con impulsos de laboratorio en la vecindad de 350,390 y 440 MeV/c para fijar la naturaleza de la interacción anómala $\bar{K}^- - p$ en esta región de impulsos. Los resultados preliminares señalan los aspectos

tos generales previamente observados con algunos pocos cientos de eventos¹. La dispersión elástica a 390 MeV/c es consistente con $1 + 3 \cos^2 \theta$ con una indicación también de algunos ligeros picos delanteros. La dispersión con intercambio de carga es de $8 + 1$ mb. a 390 MeV/c (que es varias veces mayor que a 300 y 500 MeV/c) y tiene una distribución angular que recuerda la de la dispersión elástica. La producción de Σ^+ predomina sobre la de Σ^- , al revés de lo que sucede en el comportamiento a baja energía en estos canales. Se observan fuertes términos en $\cos \theta$ y $\cos^2 \theta$ en la distribución angular de la producción de Σ^+ , mientras que la producción de Σ^- es casi isotrópica. El canal $\Lambda 2\pi$ es fuertemente acrecentado en esta región de impulsos.

*Este trabajo fue auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. P. Nordin, UCRL-9489.

K.5 PRUEBA DE LA SIMETRIA DE CARGA DE LOS MESONES K^+ Y K^0 ,

J. Button, F. Crawford, M.L. Stevenson, *Lawrence Radiation Laboratory*,

R. Gessaroli, A. Kovacs, C. Meltzer, D. Onley, *Duke University**,

R. Kraemer, M. Nussbaum, A. Pevsner, P. Schlein, *Johns Hopkins University***

Se ha hecho una prueba de la simetría de carga de los mesones K^+ y K^0 comparando las reacciones: a) $\pi^+ + d \rightarrow p + \Lambda (\Sigma^0) + K^+$ y b) $\pi^- + d \rightarrow n + \Lambda (\Sigma^0) + K^0$. Se dirigieron haces de piones positivos y negativos de 1.23 BeV/c a la cámara de burbujas de 72 pulgadas llena de deuterio líquido. Se midieron alrededor de 140 eventos en las películas de π^+ y aproximadamente el triple en las películas π^- . Las reacciones para los procesos a) y b) resultaron las mismas dentro del 20%. Se compararon las distribuciones en impulsos y ángulo de las lambdas y de los mesones K y también las asimetrías de los decaimientos de las lambdas. No ha sido observada gran desviación de la simetría de carga.

*Ayudado en parte por el Office of Naval Research, U.S.A.

**Ayudada en parte por el Office of Scientific Research, U.S.A.

K.6 LIMITE EXPERIMENTAL PARA $\sigma(d + d \rightarrow He^4 + \pi^0)$ A 460 MeV*, John A. Poirier, William C. Bowman, Jim B. Carroll, Morris Pripstein, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley*.

Un haz de deuterones de 460 MeV del ciclotrón de 184 pulgadas, fue disper-

sado por un blanco gaseoso extendido de deuterio. Puesto que la reacción $d + d \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ tiene un estado final con dos cuerpos, la masa, dirección y cantidad de movimiento del π^0 pueden inferirse por observaciones de la masa, dirección y cantidad de movimiento de la partícula α . Partículas α con un ángulo de laboratorio de $8\frac{2}{3} \pm \frac{1}{2}$ grados se enfocaron mediante un sistema cuadrupolar de lentes magnéticos hacia un arreglo de contadores de centelleo. La masa y la carga de las partículas α se sobredeterminaron midiendo la cantidad de movimiento, el tiempo de vuelo, la altura del pulso dE/dx en dos contadores y el alcance de las partículas para la sección diferencial angular de la reacción a 90 grados en el sistema del centro de masa, se obtuvo un límite de $23 \times 10^{-34} \text{ cm}^2/\text{steradian}$ para el doble de la desviación estándar. Esta medición es de interés porque la reacción es prohibida por conservación de espín isotópico. De una predicción teórica de la sección suponiendo que el espín isotópico no necesita conservarse, concluimos que el espín isotópico se conserva al menos en un 93.5% (usando otra vez un límite del doble de la desviación estándar sobre las cantidades medidas experimentalmente).

*Este trabajo fue hecho bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

K.7 TRABAJO RETIRADO POR SUS AUTORES

K.8 EL ESPECTRO DE NEUTRONES PRODUCIDOS POR PIONES NEGATIVOS FRENADOS TOTALMENTE*, A.G. Barkow, C. Edmund, F. Penaranda, *Marquette University*, G. Kane, *Manhattan College*, Z. O'Friel, *St. Bonaventure University*.

Una pila de 36 emulsiones G-5 de 2 x 4 pulgadas y 600 μ de espesor fue expuesta al haz de piones negativos del ciclotrón de la Universidad de Chicago. El flujo de piones fue de 4×10^4 piones por cm^2 por minuto, la contaminación de muones negativos frenados totalmente fue menor del 1% y el fondo de neutrones menor del 2%, ésto se determinó midiendo la isotropía de los protones de impacto directo. Un espectro de líneas de neutrones se detecta después de la dispersión por un espectro continuo de protones que se extiende desde cero hasta la energía total del neutrón, con todas las energías intermedias igualmente probables. Los neutrones después de la dispersión tienen un espectro de energía semejante al de los proto-

nes. Diferenciando el espectro de energía de los protones de impacto directo se puede obtener el espectro de neutrones producidos en interacciones de piones negativos. Los resultados de alrededor de 2 500 eventos serán reportados. Los resultados han sido programados para una computadora IBM 650. Se medirá un total de 10 000 trayectorias ya que la curva experimental de los protones debe quedar suficientemente bien determinada para que pueda ser diferenciada.

*Trabajo auspiciado por la National Science Foundation, U.S.A.

K.9 BUSQUEDA DE UN MESON DE ESPIN 1 EN LA FOTOPRODUCCION DE PIONES NEUTROS,* Michael J. Moravcsik, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore.*

Si existiera un mesón de espín 1, éste podría actuar como partícula intermedia en una gráfica de corriente mesónica para fotoproducción de piones neutros, gráfica que ordinariamente no aparecería. Tal mesón intermediario de espín 1 podría producir un polo en el plano de transferencia de cantidad de movimiento, y para masas del mesón intermediario hasta de por lo menos 3 masas piónicas, este polo podría estar mucho más cerca de la región física que las singularidades convencionales en la fotoproducción de piones neutros. Entonces una extrapolación de la sección diferencial de fotoproducción de piones neutros a una energía fija podría indicar si existe o no tal polo. Se calculó la intensidad del polo para mesones intermediarios vectorial y pseudovectorial, suponiendo que aún para partículas de espín 1 el residuo está dado por la aproximación de Born. Se analizaron los datos experimentales disponibles actualmente sobre fotoproducción de piones neutros y se especifican las condiciones experimentales para la detección de un mesón de espín 1 para varios valores de su masa, momento magnético anómalo y constante de acoplamiento con los nucleones.

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

K.10 ESTUDIO DE LAS INTERACCIONES DE MUONES DE LA RADIACION COSMICA POR MEDICION DIRECTA DE LA PERDIDA DE CANTIDAD DE MOVIMIENTO EN PLACAS GRUESAS*, Seth H. Neddermeyer y Stanley B. Curtis, *University of Washington*.

El proceso de colisión muón-electrón¹, así como los de Bremsstrahlung y producción directa de pares en colisiones nucleares, pueden ser estudiados indirectamente usando el método de deflexión magnética para medir la pérdida de cantidad de movimiento en placas gruesas. Si la contribución de estos procesos puede identificarse en tales mediciones, existe la posibilidad de usar este tipo de medidas para investigar procesos desconocidos que pudieran estar presentes. Un absorbente de plomo de 28 cm de espesor se colocó entre dos cámaras de niebla en un campo de 11 000 gauss. Se tomaron fotografías usando coincidencias simples para dar una muestra casual de partículas al nivel del mar. Un segundo registro de pulsos de alto nivel en uno ó ambos de dos contadores proporcionales colocados en la mitad y debajo de la placa de plomo muestreó principalmente aquellas partículas que sufrían una pérdida considerable de energía además de la probable pérdida por colisión. El primer conjunto de resultados experimentales muestra fluctuaciones alrededor de la pérdida normal por colisión del mismo orden de magnitud del que se podría esperar de los errores en las mediciones. El segundo muestra pérdidas excesivas superpuestas a la ya bastante ancha distribución de errores, las cuales son cualitativamente consistentes con las predicciones de eventos electromagnéticos de los muones.

*Trabajo auspiciado por la Office of Naval Research, U.S.A.

1. R.F. Deery y S.H. Neddermeyer, en prensa.

K.11 INTERACCIONES DE MUONES DE LA RADIACION COSMICA. RESULTADOS*, Stanley B. Curtis y Seth H. Neddermeyer, *University of Washington*.

Mediciones de pérdida de cantidad de movimiento han sido hechas¹ sobre 194 trayectorias seleccionadas por coincidencia simple y sobre 235 seleccionadas por la condición de alto pulso en los contadores proporcionales. La primera representa esencialmente el flujo normal y la última una selección al 2%. El error en $1/p$ es aproximadamente gaussiano con una desviación estandar de $(25 \text{ GeV})^{-1}$

determinados con trayectorias de campo nulo. Del error conocido en cada cámara se puede construir alrededor de la curva de pérdida fraccional normal probable por colisión una banda que representaría una probabilidad especificada de que una observación cayera fuera de dicha banda que es función de la cantidad de movimiento inicial. De los resultados de pulsos bajos, 23% caen encima y 20% debajo de una banda escogida a priori para representar un nivel del 15% al 20%; para los resultados de pulsos altos 34% caen encima y 16% debajo. Si el primero se toma como una medida empírica burda del verdadero nivel de error, entonces el 11% de los resultados de pulsos altos representa una pérdida fraccional apreciable por encima de la pérdida normal por colisión, o alrededor de 0.2% del número total de partículas que atraviesen la cámara en el intervalo de 1 a 20 GeV. El único proceso que puede explicar algunas de las pérdidas fraccionales altas en la región de alta energía es el de Bremsstrahlung.

*Trabajo auspiciado por la Office of Naval Research, U.S.A.

1. Ver el resumen precedente.

K.12 TRABAJO PRESENTADO POR INVITACION.

El título y el autor se indicarán posteriormente.

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION KÀ

METALES; MAGNETISMO

AUDITORIO 4 UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: S.S. HANNA

KA.1 METALES NOBLES CRECIDOS COMO PEQUEÑOS MONOCRISTALES ESFERICOS, M.C. Wittels y F.A. Sherrill, *Oak Ridge National Laboratory*.

En un esfuerzo por desarrollar cristales metálicos con un alto grado de perfección, se ha empleado una nueva técnica para crecer monocristales de Cu, Ag, Au, y algunas de sus aleaciones. Las propiedades de tensión superficial de es-

tos metales se prestan, de muchas maneras, para la formación de pequeñas esferas monocristalinas a partir del fundente cuando los cristales tienen libertad para crecer sin la restricción externa de un crisol, excepto por contacto puntual sobre una superficie aproximadamente plana, produciendo por lo tanto excelentes especímenes para estudios de difracción por medio de haz transmitido de rayos X. La manipulación mínima necesaria disminuye el peligro de distorsión y deformación que pueden introducir imperfecciones en el cristal. Las pequeñas masas de estos cristales los hacen ideales para estudios de los daños debidos a la radiación que resulta de la exposición a reactores nucleares, minimizando grandemente los problemas de radioactividad inducida. Un aspecto de estos estudios es examinar las propiedades de difracción de un monocristal de Au, en el cual han sido introducidos porcentajes considerables de Hg como resultado de la transmutación. La alta sección eficaz para la reacción hace posible producir 25% en peso de Hg en unos pocos meses, con la ayuda del Reactor de Investigación de Oak Ridge.

KA.2 TIEMPO DE RELAJAMIENTO DE ELECTRONES EN UN MONOCRISTAL DE COBRE POR MEDICIONES ULTRASONICAS*, J.D. Gavenda y B.C. Deaton, *The University of Texas*.

La atenuación de ondas ultrasónicas en un monocristal de cobre ha sido medida en la zona de frecuencias de 10 Mc/seg a 110 Mc/seg como una función de la intensidad y dirección del campo magnético a 4.2° K. Se utilizaron modos transversales y longitudinales a lo largo de las direcciones [001] y [110]. Los valores límites de atenuación de campos altos, indican que los tiempos de relajamiento para electrones en órbita "ovaladas" son aproximadamente 60% de los tiempos de relajamiento para electrones en órbitas de "moño". Estas mediciones forman parte de un programa para el estudio de la superficie de Fermi y tiempos de relajamiento de electrones en cobre usando la técnica ultrasónica. El aparato automático de registro de información, que se usa en conjunción con una computadora de alta velocidad para análisis de datos, será descrito.

*Auspiciado en parte con donativos de The University of Texas Research Institute y The National Science Foundation.

KA.3 FRICCIÓN INTERNA A BAJA FRECUENCIA EN MONOCRISTALES DE ZINC, J.M. Roberts* y N. Brown, *University of Pennsylvania*.

La fricción interna de monocristales de zinc, dependiente de la amplitud del esfuerzo, se midió en el rango de frecuencias de 10^{-1} a 10^{-2} ciclos/seg. Esto se realizó por medición directa del ciclo de histéresis con un medidor de capacidad de deformación. Se midió el efecto de la orientación del cristal, pre-deformación y esfuerzo de polarización sobre la pérdida de energía. Las mediciones se efectuaron a 223 y 296°K. Se halló que los resultados concordaban cuantitativamente con la teoría de Granato-Lücke sobre la fricción interna dependiente de la amplitud del esfuerzo y en concordancia semi-cuantitativa en la Teoría de Teutónico-Granato-Lücke. El trabajo realizado por Read en zinc en la zona de kilociclos fue también analizado. Se considera también la interpretación de los resultados en términos de la teoría de Weertman. Ninguna teoría parece adecuada para explicar todos los aspectos de los resultados y se discuten los posibles modelos que lo hagan.

*Actualmente en Rice University, Houston, Texas.

KA.4 PICOS DE FRICCIÓN INTERNA EN ORO Y COBRE TRABAJADOS EN FRÍO, S. Okuda* y R.R. Hasiguti, *Universidad de Tokio*.

La fricción interna y el módulo dinámico del oro (99,999%) y del cobre (99,99%) deformados a temperaturas ambiente y a la del nitrógeno líquido fueron medidos como función de la temperatura de -165°C a 100°C por el método del péndulo de torsión invertido. Se encontraron tres picos de fricción interna en este rango de temperatura. Estos picos crecieron y decayeron durante el proceso de recocido y al mismo tiempo se observaron los cambios pronunciados en el módulo dinámico. Estos resultados son explicados por las dislocaciones fijas por intersticial simples, bivacancias y vacancias sencillas, las cuales fueron formadas durante la deformación previa. Se propone un mecanismo de relajamiento basado en el modelo de interacción de dislocación por defecto puntual, para explicar estos picos de fricción interna. En este modelo, una línea de dislocación a lo largo de una dirección de apilamiento compacto, que contiene un defecto puntual fijo se aleja de dicho punto con ayuda de la energía térmica. El defecto puntual que quedó atrás salta después de la

dislocación desplazada y se fija nuevamente. El movimiento de la dislocación y el defecto puntual en el centro de la dislocación se discuten en detalle

*Actualmente en Rice University, Houston, Texas.

KA.5 DAÑOS POR FRAGMENTOS DE FISION EN PELICULAS DE ORO,

R.K. Hart y K.L. Merkle, *Argonne National Laboratory*.

Se ha utilizado la transmisión de microscopía electrónica para orientar películas de oro evaporadas. La irradiación se llevó a cabo a 60°C y la fuente de fisión era una capa de uranio metálico ó películas de dióxido de uranio evaporado, bajo la irradiación de neutrones de una pila. El daño observado fue en la forma de manchas oscuras que tenían un diámetro entre 20 y 300 Å . De las manchas mayores de 100 Å algunas tenían la forma de circuitos de dislocación mientras otros mostraban una estructura interna más compleja. Muchas manchas ocurrieron en la forma de nubes (de tamaño mayor de 1000 Å), lo cual indica que cada nube es debida a la acción de un sólo fragmento de fisión. La densidad de las manchas depende de la energía media de los fragmentos de fisión y es un factor 10 veces mayor que la densidad de los fragmentos de fisión en una película de oro de 500 Å de grueso, después de irradiarla con 2.5×10^{12} fragmentos de fisión por cm^2 a partir del uranio masivo. Después de recocer a 400°C por una hora la mayoría de los defectos desaparecen. Los efectos que permanecen son tetraedros formados por fallas apiladas.

KA.6 PELICULAS DE TITANIO Y ZIRCONIO EVAPORADOS; CARACTERISTICAS DE SORBCION PARA AIRE SECO Y OXIGENO ABAJO DE 10^{-4} TORR,

E.J. Zdanuk y S.P. Wolsky, *Raytheon Company*.

Las características de sorbción de películas de titanio y zirconio evaporados para aire seco y oxígeno fueron estudiados en la zona de presión de 10^{-8} a 10^{-4} Torr. Por la técnica dinámica de Wagener. Se utilizó el procedimiento de incremento de presión por pasos, para introducir gases en la cámara de reacción. La resistencia eléctrica de algunas de las películas fue medida durante la formación de las películas y durante la exposición al gas. Las películas más delgadas

mostraron grandes cambios en resistencia durante su exposición al gas. La anchura de las películas estimada a partir de la película inicial y de la resistividad del metal masivo estaba entre 10 a $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. El bombeo del medidor de ionización fue evaluado y tomado en cuenta para obtener las velocidades verdaderas de sorbción. Se utilizó un espectrómetro de masas omegatrón para determinar la composición de los gases residuales, los gases introducidos, y el gas ambiente en contacto con la película después de la sorbción. Las velocidades iniciales de eliminación y los cambios en estas velocidades y en las coeficiente de adherencia en la cantidad de gas sorbida fueron determinados. Las diferencias entre los resultados de este trabajo con los reportados en la literatura son discutidas.

KA.7 UNA TEORIA CUANTITATIVA PARA LA MULTIPLICACION DE DISLOCACIONES DURANTE LOS PRIMEROS ESTADOS DE LA FORMACION DE BANDAS DE DESPLAZAMIENTO,* H. Wiedersich, *Atomics International*.

La teoría se basa en el modelo de desplazamiento cruzado doble sugerido por Johnston y Gilman¹. Dislocaciones de hélices en movimiento llevan a cabo desplazamientos cruzados, pero regresan en forma aleatoria en planos de deslizamiento paralelos a los planos de desplazamiento originales. Las partes con dislocación de borde creadas entre los dos desplazamientos cruzados no pueden seguir a las dislocaciones de hélice, creando, en consecuencia, trayectorias de dislocaciones dipolares. Si la distancia entre las dislocaciones dipolares es lo suficientemente grande para que se pasen una a otra bajo el esfuerzo aplicado, entonces se forma un circuito de dislocación en el plano paralelo y la dislocación original se restablece. Se derivan expresiones para el número de trayectorias y de nuevos circuitos creados. Se encuentra que los resultados de la teoría están en buen acuerdo con las medidas de Johnston y Gilman sobre la multiplicación de dislocaciones en LiF.

* Auspiciado por el U.S. Atomic Energy Commission.

1. W.G. Johnston y J.J. Gilman, *J.Appl.Phys.* 31, 632 (1960).

2. W.G. Johnston y J.J. Gilman, *J.Appl.Phys.* 30, 129 (1959).

KA.8 LA RESISTENCIA ELECTRICA DE LA ALEACION ALFA HIDROGENO-PALADIO*, W.T. Lindsay, Jr.** y F.W. Pement***, *Westinghouse Bettis Atomic Power Laboratory.*

Se han hecho medidas de la resistencia eléctrica de la aleación alfa paladio-hidrógeno, el hidrógeno ocluido en forma de gas, en el intervalo de 100°C. a 400°C. El aumento fraccional de la resistencia del paladio causado por la inclusión del hidrógeno es proporcional a la concentración del último. La constante de proporcionalidad es independiente de la temperatura, indicando que la regla de Matthiessen es inaplicable a este sistema. Cuando se combinan los resultados de este trabajo con los de otros autores, todos los datos pueden ser adecuadamente representados en el intervalo de 75° a 400°C. por la ecuación $(R/R^0) - 1 = (2.41 \pm \pm 0.04) m$, donde R es la resistencia del paladio-hidrógeno alfa, R^0 es la resistencia del paladio libre de hidrógeno y m es la razón atómica de hidrógeno a paladio.

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

**Dirección actual: Westinghouse Research Laboratories, Pittsburg 35, Pennsylvania.

***Dirección actual: Department of Chemistry, University of Pittsburgh, Pittsburgh 13, Pennsylvania.

KA.9 MAGNETOMETRO DE FERRITA DE MU-VARIABLE*, T.N. Hatfield*, y Fred Morris, *Electro-Mechanics Company.*

La base del magnetómetro desarrollado es la variación de la permeabilidad de un núcleo de ferrita con el cambio en el campo magnético, con lo que se obtiene alta sensibilidad y fácil lectura. Un método especial de compensación de temperatura hace innecesario el control de la misma. La sensibilidad es menor de un décimo gama para un instrumento fijo y un gama para uno móvil.

*Auspiciado por U.S. Air Force Cambridge Research Center.

*Domicilio permanente: University of Houston.

KA.10 EFECTO DE HIDROGENO QUEMISORBIDO SOBRE LA MAGNETIZACION DE COBALTO, C.R. Abeledo* y P.W. Selwood, *Northwestern University.*
Hemos estudiado el efecto de hidrógeno quemisorbido sobre la magnetiza-

ción a saturación de partículas pequeñas (aproximadamente 100 Å de diámetro) de cobalto. Estas partículas fueron preparadas sobre un soporte de gelatina de sílice tal como es común en catálisis heterogénea. El hidrógeno disminuye la magnetización a saturación del cobalto a razón aproximadamente 0.4 magnetones de Bohr por cada átomo de hidrógeno absorbido. En el caso del níquel¹ este decremento es de aproximadamente 0.7 magnetones de Bohr por átomo de hidrógeno.

*Con goce de licencia de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires, Argentina.

Becario de Texaco Inc. y del Consejo Nacional de Investigaciones (Argentina).

1. R.E. Dietz y P.W. Selwood, J.Appl.Phys. 30, 1015 (1959).

KA.11 DISTRIBUCION CATIONICA EN COBALTOSPINELA, James T. Richardson, *Humble Oil and Refining Company, Baytown, Texas.*

El tratamiento por campo molecular de la cobaltospinela $\text{Co}_x\text{M}^{2+}_{1-x}\text{O}_4$ da constantes magnéticas de la forma $[\text{Co}_{(1-x)m}\text{M}^{2+}_{2-(1-x)m}]_4\text{O}_4$

$$\mu^2 = x\mu_A^2 + (1-x)\mu_B^2 \quad \text{y} \quad \theta_\mu^2 = (A + Bx + Cx^2)m,$$

donde μ_A y μ_B son los momentos magnéticos del Co^{2+} en posiciones tetraedrales y octaédrales respectivamente, y A, B y C están relacionadas con las integrales de intercambio. Se hicieron medidas magnéticas en Co_2GeO_4 y $\text{Co}_2\text{Al}_2\text{O}_4$, cuyas distribuciones cationicas fueron examinadas por difracción de rayos X, para establecer valores de A y B de 4.30β y 4.88β , respectivamente. Estos valores están en acuerdo con los esperados por consideraciones del campo cristalino y fueron confirmados mediante medidas en Co_2TiO_4 , cuya distribución es conocida. El parámetro de la distribución cationica, X, fue entonces determinado por medidas magnéticas de la serie $\text{Co}_m\text{Zn}_{2-m}\text{TiO}_4$ y $\text{Co}_m\text{Mg}_{2-m}\text{TiO}_4$. Se encontró que el Zn^{2+} reemplaza al Co^{2+} exclusivamente en las posiciones mientras que el Mg^{2+} substituye igualmente en posiciones A o B, ambos resultados de acuerdo con lo esperado. Los valores de θ , μ y x para todas las muestras siguieron la expresión dada arriba, con las constantes A, B y C proporcionando estimaciones de las integrales de intercambio.

KA.12 TEORIA MODIFICADA DE LA ONDA SPINORIAL PARA EL ANTIFERRO-
MAGNETISMO*, H.L. Davis y John C. Garrison**, *Sandia Laboratory*.

Se usa una teoría modificada de la onda spinorial en un intento para determinar los estados excitados bajos del Hamiltoniano isotópico de intercambio, $2J \sum \underline{S}_j \cdot \underline{S}_k$, donde $J > 0$, j, k corriendo sobre sus redes separadas y la suma restringida a los primeros vecinos. Los operadores de spin son expresados en términos de los operadores de Bose a_j y b_k , del modo usual¹: $S_j^+ = (2S)^{\frac{1}{2}} f_s(n_j) a_j$, $S_k^+ = (2S)^{\frac{1}{2}} b_k^+ f_s(n_k)$ etc. Después de hacer una transformación de Fourier de los operadores de Bose, se usa otra transformación de la forma:

$$a_\lambda = \alpha_\lambda \cosh \varphi_\lambda + \beta_\lambda^+ \sinh \varphi_\lambda$$

$$b_\lambda = \alpha_\lambda^+ \sinh \varphi_\lambda + \beta_\lambda \cosh \varphi_\lambda$$

y el Hamiltoniano resultante se coloca en orden normal. En la teoría ordinaria de la onda spinorial donde $f_s(n) = 1 - (1/2S)n - \dots$, y así todos los términos en el Hamiltoniano de orden superior a $(1/2S)^0$ son despreciados, se encuentra que $\tanh(2\varphi_\lambda) = -\gamma_\lambda$, lo que hará que los términos no diagonales que son operadores dobles del Hamiltoniano se anulen. Sin embargo, en nuestra modificación, reteniendo términos de orden superior de $(1/2S)$, se encuentra que $\tanh(2\varphi_\lambda) = -\epsilon\gamma_\lambda$ con $0 < \epsilon < 1$, es lo necesario para que los términos no diagonales con operador doble se anulen. Entonces la energía de excitación de nuestra onda spinorial modificada es proporcional a: $(1 - \epsilon^2 \gamma_\lambda^2)^{\frac{1}{2}}$ en vez de $(1 - \gamma_\lambda^2)^{\frac{1}{2}}$ como en la teoría ordinaria de la onda spinorial, esto es, tenemos un intervalo de energía.

* Este trabajo fue realizado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

** Ahora en el departamento de Física, Purdue University.

1. R. Kubo, Phys.Rev. 87, 568 (1952).

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION L

AUDITORIO 2, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: W. V. HOUSTON

SIMPOSIO DE FISICA NUCLEAR TEORICA

- L.1 TEORIA ESQUEMATICA DE LAS REACCIONES NUCLEARES, F.M. Medina, *Universidad de México (30 min.)*
- L.2 EL OSCILADOR ARMONICO Y LA TEORIA DE LOS SUPERMULTIPLITES, M. Moshinsky, *Universidad de México (30 min.)*
- L.3 EL USO DE LA VARIABLE COMPLEJA EN LA FISICA DE LAS PARTICULAS ELEMENTALES, R.J. Eden, *Universidad de Cambridge (30 min.)*
- L.4 EL TITULO SE INDICARA POSTERIORMENTE, R.P. Feynman, *California Institute of Technology (30 min.)*

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION M INSTRUMENTOS DE LA FISICA NUCLEAR

AUDITORIO 6, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: W. W. BUECHNER

- M.1 SELECCION Y EXTRACCION AUTOMATICA DE TUBOS Y AGUJAS DE RADIO*, José Mireles Malpica, *Instituto Politécnico Nacional.*

Cada tubo o aguja con sales de radio está colocada verticalmente en su propio alojamiento numerado, que es uno de varios agujeros hechos en piezas de plomo también numeradas. Un bastidor giratorio permite colocar la pieza deseada enfrente de una de las puertas de extracción. El bastidor se mueve lentamente por medio de un motor eléctrico con reducción de velocidad. Por medio de un colector e interruptores es posible hacer parar automáticamente el motor, lo que coloca enfrente de una de las puertas la pieza que aloja el tubo o aguja seleccionado. Un

tapón de plomo con mecanismo de enganche permite extraer y colocar la pieza de plomo en un lugar de donde, con la ayuda de espejos y pinzas especiales, se puede sacar el tubo o aguja y colocarlo en un envase para ser transportado a la sala de operación. El dispositivo tiene también operación manual. El bastidor está colocado dentro de un recinto cilíndrico, alrededor del cual están colocados tubos y discos de plomo para absorber las radiaciones gama. El conjunto está colocado sobre una mesa de hierro. Pantallas de plomo enfrente del operador proporcionan protección adicional.

*Trabajo auspiciado por la Comisión Nacional de Energía Nuclear y el Instituto Nacional de la Investigación Científica.

M.2 FUENTES DE ERROR Y PRECAUCIONES EN LA DETERMINACION DE RADIOACTIVIDAD NATURAL EN BAJOS NIVELES, A. Moreno M. y H. O. Nava J., *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

La instalación del Laboratorio de Baja Actividad del Instituto de Física ha proporcionado considerable experiencia sobre las fuentes de error y las precauciones necesarias a tomar en las determinaciones de radiactividad a muy bajos niveles. Se han construido contadores desmontables tipo Libby con sellos O-ring; solamente vidrios pyrex, teflón y cobre han sido empleados después de estudiar el comportamiento de otros materiales plásticos (lucita, polietileno, nylon, etc.) en vacío. La estabilidad del contador es tal que tiempos de conteo mucho mayores que 2000 minutos son posibles sin variaciones significantes en la razón del conteo, ya que las pérdidas por fuga son menores que 0.15μ en 10 minutos. La calibración en términos del contenido de ^{14}C en muestras de madera reciente es discutida.

M.3 DISEÑO DE CONTADORES 4π CON ANTICOINCIDENCIA MUTUA PARA ACTIVIDADES MUY BAJAS, J. Calvillo y T.A. Brody, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

En contadores 4π formados por dos mitades con geometría 2π , un rayo cósmico tiene mayor probabilidad de disparar ambas mitades de lo que tiene una partícula proveniente de la muestra entre dos mitades. Esto se aprovecha en el prin-

cipio de anticoincidencia mutua¹ para reducir el fondo sin afectar el conteo de la muestra, eliminando electrónicamente todos los pulsos dados simultáneamente por ambas mitades. En el presente trabajo se estudian diferentes formas de contadores 2π por métodos de Monte Carlo. No se toma en cuenta la dispersión dentro del contador. Las intensidades de la radiación cósmica se consideran distribuidas en la distancia cenital θ según $\cos^p \theta$, donde $p = 1, 1.8, 2, 2.2$. Se estudian también contadores con cuatro o más ánodos. Se construyeron algunos de los diseños; los datos experimentales confirman la utilidad del principio de anticoincidencia mutua y proporcionan un índice de la influencia de la dispersión dentro del volumen del contador.

1. Alba, F., T.A. Brody e I. Castro, *Rev.Mex.Fís.* **8**, 117 (1959).

M.4 COLECCION DE CARGA EN DETECTORES SEMICONDUCTORES DE PARTICULAS*, G.L. Miller, *Brookhaven National Laboratory* y W.M. Gibson, *Bell Telephone Laboratories*.

Los detectores semiconductores de partículas operan como las cámaras de ionización por colección de la carga liberada por una partícula ionizante incidente. Sin embargo, el mecanismo de la colección de carga es mucho más complicado que en el caso de las cámaras de ionización, dependiendo en detalle de las propiedades del semiconductor, de la distribución del potencial en el dispositivo y de la densidad de ionización a lo largo del trazo inicial. La pérdida de carga puede ser atribuida a una recombinación de huecos y electrones en el plasma denso formado a lo largo de los trazos de las partículas o la absorción de los portadores en movimiento subsecuentemente a su separación por el campo eléctrico. Estos efectos pueden distinguirse usando de partículas con amplias densidades de ionización. Tales investigaciones han sido llevadas a cabo para una variedad de diodos de silicio fabricado en diferentes formas y cubriendo un gran intervalo de resistividad. Se ha observado una correlación entre resistividad y eficiencia de colección, y una reducción en la eficiencia de colección para partículas fuertemente ionizantes. Se ha hecho un análisis tanto para absorción como para recombinación en detectores de conductividad homogénea y en detectores con superficies de frontera unidas. Ha sido investigada la dependencia de la pérdida de portadores en factores tales

como la resistividad, la vida, la concentración de impurezas de silicio global, la densidad de ionización a lo largo de la traza de la partícula y la polarización aplicada.

* Auspiciado en parte por la: U.S. Atomic Energy Commission.

M.5 ESPECTRÓMETRO DE CENTELLEO PARA ESPECTROS DE ALTA ENERGIA*, J.G. Cramer, B.J. Farmer y C.M. Class, *Rice University*.

Se ha desarrollado un espectrómetro de centelleo usando un plástico grande de fósforo para medir los espectros de un número de emisores de vidas cortas de altas energías (> 5 MeV) que se encuentran en la región de los núcleos ligeros y medio pesados. Se han obtenido espectros de una calidad comparable con la de espectrómetros magnéticos. La mejoría en calidad de estas mediciones sobre los métodos usuales de centelleo se logra primeramente restringiendo las betas que inciden normalmente a una pequeña región axial del cilindro grande de fósforo de tal manera que se asegure casi la total absorción de la energía del beta. La escala de energías del espectrómetro está calibrada con espectros beta patrones y los extremos de rayos γ de Compton. Las energías en los puntos finales pueden asignarse con una aproximación de 1 a 2%. Los espectros se registran con un analizador multi-canal. Se aprovecha la manera complementaria del analizador para eliminar el fondo mientras las betas se frenan en una pantalla de polietileno. Se presentarán ejemplos obtenidos por el decaimiento de Li^8 , B^8 , N^{12} , F^{20} y Al^{28} comparándolos con los obtenidos con espectrómetros magnéticos. Se discutirán los efectos de distorsión debidos a bremsstrahlung y a retrodispersión.

* Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

M.6 PRECISION DE LA LOCALIZACION DE UNA BURBUJA EN UNA CAMARA DE BURBUJAS*, Robert W. Williams, *University of Washington*.

Mediciones de las coordenadas de burbujas se han obtenido en un juego de fotografías que deben tener una cantidad mínima de errores en la localización de las burbujas. Estas películas amablemente proporcionadas por el Dr. I.A. Pless, muestran trazos de protones de 460 MeV en una cámara muy pequeña toda de vidrio

con isopentano¹ a presiones negativas fotografiadas con una amplificación esencialmente uno a uno. El tiempo entre el paso de partículas y el destello luminoso fue aproximadamente de 2 microsegundos. Las influencias del grano de la película, turbulencia y refractividad diferencial fueron por lo tanto muy pequeñas así que se mostraría un error intrínseco en la localización de la burbuja hasta de unas cuantas micras. Burbujas consecutivas (densidad media de 33 por centímetro) fueron medidas con un microscopio dotado de ocular con retícula a 100 diámetros. La reproducibilidad de la posición en el centro de las imágenes de refracción fue de 4.2 micras, correspondiendo a 4.6 micras en el espacio. La desviación cuadrática media de las posiciones de las burbujas, de segundas diferencias, fue de 4.7 micras, básicamente las mismas. Concluimos que los centros de las burbujas corresponden en menos de 4 micras a la posición real de la trayectoria de las partículas.

*Auspiciado en parte por la Office of Naval Research y National Science Foundation.

1. J.A. Pless. Phys.Rev. 104, 205 (1956).

M.7 UNA INVESTIGACION EXPERIMENTAL DE LA TEORIA DE LA CAMARA DE BURBUJAS*, Leonard O. Roellig, Allan G. Becker y Stephen S. Wilson, *Wayne State University.*

El efecto de radiación ionizante en éter etílico supercalentado ha sido estudiado. Se usaron dos métodos experimentales. El primer método consistió en bajar lentamente la presión en el líquido, observando la presión a la cual ocurría la ebullición. La presión de ebullición se midió como una función de la temperatura del líquido, el tipo de radiación y la intensidad de la radiación que bombardea a éste. El segundo método consistió en bajar rápidamente la presión hasta un valor determinado y después medir el tiempo transcurrido antes de que ocurriera la ebullición. El tiempo que se esperó fue medido en función de la temperatura, la presión y el tipo e intensidad de la radiación ionizante con que se bombardeó. Los tipos de radiación fueron neutrones de 1 - 10 MeV, neutrones de 24 keV y rayos gamma de 30 keV a 1.3 MeV. Estos estudios muestran que la destrucción del estado supercalentado depende de la energía de los neutrones, pero no de la energía de los fotoelectrones o electrones de Compton que se producen en el interior del líquido. En su lugar, la destrucción del estado supercalentado dependió críticamente

del número de electrones que se frenaron en el líquido. Se presentarán datos para mostrar como estos métodos experimentales pueden ser usados para estudiar fenómenos de fluctuación en líquidos super calentados.

*Auspiciado en parte por la: National Science Foundation.

M.8 CONTENIDO INFORMATIVO DE LOS TRAZOS DE PARTICULAS*, Walter H. Barkas, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.*

Los rasgos medibles de trazos en emulsiones, en cámara de burbuja o en cámara de niebla inclinados con penetración arbitraria se definen operacionalmente. El contenido informativo de tales trazos se analiza con respecto al trazo variable principal g y a la velocidad de la partícula de la que g depende. La teoría de la estructura lineal proyectada de tales trazos y de conexiones derivadas previamente entre el valor verdadero de g y los rasgos medibles del trazo han sido revisadas¹. Se introduce una nueva e independiente estimación de g basada en la longitud media de una burbuja. Cada una de las dos cantidades independientes, la longitud media del espacio libre y la longitud media de la burbuja proporcionan medidas de g . Estas pueden ser combinadas linealmente para obtener una estimación óptima de g . Se ha discutido que en un sentido práctico esto agota el contenido informativo del trazo.

*Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. Walter H. Barkas, University of California Radiation Laboratory. Report No UCRL-9181.

M.9 MEDICIONES PRECISAS DE CAMPO MAGNETICO, H.A. Howe, T. Dahls - trom, E. Smith y W. Mallet, *U.S. Naval Radiological Defense Laboratory.*

Los aceleradores que emplean campos magnéticos necesitan medidas precisas de estos campos. El empleo del efecto Hall en los semi-conductores recientemente desarrollados, arseniuro de indio y antimoniuro de indio, satisfacen estas estrictas necesidades de mediciones de campo magnético. Los semi-conductores producidos y encapsulados por Siemens Corporation, tienen las siguientes características aproximadas dependiendo del tamaño y tipo del semi-conductor. A la corriente especificada a través del semi-conductor, el voltaje Hall es alrededor de 0.1v a

10 Kilogauss. El coeficiente de temperatura es pequeño ($\sim 0.07\% / ^\circ\text{C}$) pero varía tanto como el 50 % para diferentes campos magnéticos. La estabilidad en el tiempo es buena, con una variación medida anual de menos de 1 parte en 10,000. Se dispone de semi-conductores con dimensiones efectivas desde 1 mm hasta 12 mm. Con un valor especial de carga eléctrica en las terminales de salida se obtiene una linealidad mejor que 0.5% desde 0-10 kilogauss. Se presentará una descripción detallada del coeficiente de temperatura del potencial Hall de la resistencia interna del semiconductor, junto con una descripción de un circuito compensador de temperatura que da una sonda para la medición del campo magnético con un coeficiente de temperatura de menos de $0.01\% / ^\circ\text{C}$ para un intervalo de campo magnético de 6 a 25 kilogauss. La importancia de las constantes térmicas temporales del semi-conductor se discutirán y se presentarán algunos resultados de las mediciones.

M.10 CAMPOS EN ACELERADORES EXCITADOS POR CAVIDAD^{*}, E.G. Cristal y J. Van Bladel, *Midwestern Universities Research Association and University of Wisconsin.*

Se determinaron la configuración del campo y la frecuencia de resonancia para el modo más bajo azimutalmente independiente de una cavidad coaxial que rodea a un tubo circular. Se consideraron varios valores de la anchura del espacio acoplador; el problema central consiste en determinar el campo eléctrico tangencial \bar{E}_t en ese espacio. Se encontró que los campos cerca del eje del acelerador son completamente insensitivos al perfil real de \bar{E}_t y se han obtenido resultados satisfactorios suponiendo \bar{E}_t constante. El problema se repitió para una configuración de planos paralelos, con el propósito de investigar la influencia del aplanamiento de la cavidad. Se hicieron cálculos mostrando que ambas configuraciones producen resultados bastante similares.

^{*}Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

M.11 RUIDO FOTONICO, S.J. Klapman, *Hughes Aircraft Co.*

La tecnología de varios detectores de fotones ha avanzado a tal grado que

las fluctuaciones en el número de fotones de un haz incidente sobre un detector ha llegado a ser importante. Es cierto que las diferencias discutidas en este trabajo son despreciables para un caso práctico, pero la razón principal es la de consistencia. R.C. Jones¹ dedujo una expresión para el sonido fotónico utilizando un teorema desarrollado por Callen y Welton². Para estudiar los detalles de la llegada de los fotones a un detector, Jones también empleó la teoría de "Detonaciones" en una segunda deducción y llega a un resultado inconsistente con el basado en el teorema de Callen y Welton. El tratamiento presentado aquí usa la teoría de "Detonaciones" y deduce el ruido fotónico consistentemente con Callen y Welton, considerando las probabilidades de transición dentro del detector.

1. R.C. Jones, *Advances in Electronics* V1953 pp. 18-23 Academic Press.

2. H.B. Callen y T.A. Welton. *Phys.Rev.* 83, 34 (1951).

M.12 ESPECTROMETRO BETA MULTICANAL DE CAMPO CONSTANTE,

J.A. Jungerman, N.F. Peek y S.M. Smith, *University of California, Davis*.

Se ha diseñado un espectrómetro de rayos beta solenoidal que utiliza cinco canales de rayos β . La transmisión del espectrómetro es de 13% con una resolución de 0.5 %. Si se hace el conteo de positrones en coincidencia con electrones, usando el método estadístico empleado por Alburger¹, el instrumento puede usarse para la detección de pares. Para emisión isotrópica la eficiencia de transmisión de pares se mejora en un factor de 40 comparado con el instrumento de un sólo canal con un detector dividido en dos partes azimutales.

1. D.E. Alburger, *Rev.Sci.Inst.* 27, 991 (1956).

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 10.00
SESION MA. FISICA DEL ELECTRON I
AUDITORIO 5, UNIDAD DE CONGRESOS
DEL CENTRO MEDICO
Presidente: LEWIS AGNEW

MA.1 SONDA DE EMISION TERMIONICA EN FLAMAS CONTAMINADAS CON ALKALI, W.S. Emmerich, *Westinghouse Research Laboratories*.

Medidas de sonda fueron llevadas a cabo en los productos de combustión de hidrógeno y oxígeno contaminados con carbonato de potasio. Monosondas en forma de cilindros de tungsteno se introdujeron en la flama con sus ejes perpendiculares al flujo del gas. Las temperaturas de la flama y de la sonda fueron determinadas por la técnica de la inversión de la línea del sodio y pirometría óptica respectivamente. La temperatura de la superficie de la sonda se varió entre 1500 y 2200° K por la aplicación de enfriamiento por conducción. Se observó saturación termiónica correspondiente a funciones efectivas de trabajo del orden de 3 volts, las cuales están por debajo de la del material de la sonda cuando pura. Este efecto se atribuye a la presencia del metal alcalino en la flama y posiblemente a un cubrimiento parcial de la superficie de la sonda con potasio. Cuando el voltaje aplicado se eleva, la corriente de la sonda crece en forma aguda y, bajo algunas condiciones, manchas de cátodo son visibles en la superficie de la sonda.

MA.2 CORRELACIONES ENTRE EL MATERIAL EXPELIDO DEL CATODO Y LAS CARACTERISTICAS DE UNA DESCARGA LUMINOSA ANORMAL, Eric Kay, *IBM Research Laboratory, San Jose*.

Las propiedades físicas y químicas de películas delgadas preparadas en un aparato de electrodo plano paralelo, operado en la región de descarga luminosa anormal son grandemente influenciadas por la posición relativa del substrato colector con respecto a las zonas características de la descarga. Se presentarán correlaciones de la distribución de masa del material expelido con propiedades estructurales de películas delgadas determinadas por microscopía y difracción electrónicas. Distribución simétrica radial de material condensado fue obtenida sólo cuando los substratos estaban bien contenidos dentro de la región de luminosidad negativa, libre de campo, donde los efectos de sombra que normalmente se muestran en el espacio obscuro de Crookes y que son debidos a las propiedades de los rayos iónicos y electrónicos, están ausentes. Las paredes del aparato ya sean conductoras o no, mantenidas cerca de la periferia del cátodo dentro de una trayectoria media libre de electrones y átomos de gas neutro, como un medio de contener la descarga, pro-

ducen distorciones en la distribución radial del material condensado. Se presentará una distribución del material expelido perpendicular al plano del cátodo y acompañado de propiedades estructurales. Una razón efectiva de chisporroteo para Al de 0.77 a una presión de descarga luminosa de 6.10^{-2} mm de Hg. para iones de argón de 2000 ev de energía, sugiere que la difusión hacia atrás del material expelido del cátodo no es tan seria como se anticipó.

MA.3 DISTRIBUCIONES DE ENERGIA CINETICA DE FRAGMENTOS IONICOS DE ALGUNOS HIDROCARBUROS BAJO IMPACTO ELECTRONICO*,

J.E. Monahan y H.E. Stanton, *Argonne National Laboratory*.

Una forma modificada de un espectrómetro de masas de doble enfoque fue usada para determinar la distribución en la energía cinética de los fragmentos iónicos formados de moléculas de hidrocarburos bajo el impacto electrónico. Las distribuciones obtenidas generalmente habían sido ajustadas por una distribución modificada de Maxwell de la cual se podía obtener una "temperatura". El análisis para hidrocarburos casi siempre conduce a "temperaturas" correspondientes a $kT < 0.5$ ev. Como fue señalado por Taubert¹, el valor de kT frecuentemente crece con un decrecimiento de la masa de los fragmentos y con decrecimientos progresivos en el número de átomos de hidrógeno ligados. Excepciones a este método de tratamiento teórico se encuentran para O^+ de CO, iones metálicos de benzeno y alifáticos saturados, y otros cuyas distribuciones de energía cinética exhiben componentes de alta energía.

*Trabajo desarrollado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. R. Taubert, en *Advances in Mass Spectrometry*, editado por J.D. Waldron (Pergamon Press, London & New York, 1959) p. 489.

MA.4 EVIDENCIA DE UN ESTADO EXCITADO LIGADO DE C^{-*} , L.M. Branscomb y M. Seman, *National Bureau of Standards*.

Se sabe muy poco acerca de la estructura electrónica de iones atómicos negativos. Argumentos teóricos semiempíricos¹ hacen esperar que configuraciones de iones atómicos ligeros, excitados electrónicamente, no sean estables. De aquellos iones ligeros que contienen varios términos de la configuración del estado base

(B^- , C^- , N^- , Al^- , Si^- y P^-), se anticipó que el $Si^- 2D$ y el $N^- 1D$ pudieran ser metaestables, decayendo el primero al $Si^- 4S$ y el segundo al continuo. Se esperaba que el ión negativo atómico de carbón tuviera solamente un estado base: el estado base $4S$. De los iones, solamente C^- ha sido estudiado espectroscópicamente². Encontramos un continuo infrarrojo más allá del umbral para absorción desde el estado base, previamente identificado como el estado $4S$ con una afinidad electrónica en la vecindad de 1.18 e.v. Aún cuando la forma de este continuo no puede ser determinada inequívocamente de nuestros datos y no podemos determinar la sección transversal de separación (ya que ignoramos la población del estado excitado), sentimos que hay evidencia convincente de que la absorción proviene de un estado excitado metaestable de C^- que se presume es el $2D$.

*Auspiciado en parte por la Office of Naval Research.

1. D.R. Bates y B.L. Moiseiwitsch, *Proc. Phys. Soc. (Londres)* A68, 540 (1955).

2. M. Seaman, M.A. Fineman y L.M. Branscomb. *Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II* 6, 29 (1961).

MA.5 IONIZACION DE HIDROGENO ATOMICO Y OXIGENO ATOMICO POR IMPACTO DE ELECTRONES*, Erhard W. Rothe, Lawrence L. Marino, R.H. Neynaber y S.M. Trujillo, *Convair, San Diego*.

Las secciones transversales totales para la ionización de oxígeno atómico han sido medidas por una técnica de haz molecular modulado. La medición básica compara el número de iones formado en una región definida por la intersección de un haz de electrones y un haz molecular modulado, con el número formado cuando el haz neutral es disociado parcialmente. Todos los iones se colectan, incluyendo aquellos energéticos formados en la ionización disociativa de oxígeno molecular. Una descarga de radio frecuencia disoció alrededor de 30% de las moléculas, tanto en hidrógeno como en oxígeno. El grado de disociación se midió con un espectrómetro de masa. De los datos se obtiene la razón de la sección transversal de ionización atómica a la molecular. Los valores atómicos absolutos se calculan multiplicando estas razones por las secciones transversales de ionización molecular de Tate y Smith¹. Los resultados se comparan con estimaciones teóricas y determinaciones experimentales previas.

*Auspiciado en parte por la Advanced Research Projects Agency (Project Defender) a través de la Army Rocket and Guided Missile Agency.

1. J. Tate y P. Smith. *Phys. Rev.* 39, 270 (1932).

MA.6 CARACTERISTICAS DE ROMPIMIENTO DE UNA DESCARGA DE TRANSFERENCIA^{*}, Lorin K. Hansen y Kenneth R. Mackenzie, *University of California.*

Un mecanismo de rompimiento eléctrico ha sido estudiado el cual no está caracterizado por emisión de electrones de paredes o superficies de electrodos, y puede excitarse a frecuencias medias, bajas presiones y relativamente bajos voltajes. La ionización para la descarga es producida por electrones que oscilan a lo largo de un campo magnético y dentro de un sistema coaxial de electrodos. La energía es alimentada en la descarga a frecuencias rf por transferencia periódica de los electrones oscilantes entre 2 ánodos. El nombre de "descarga de transferencia" ha sido inventado para descargas que usan este mecanismo básico. Varios parámetros para la descarga al rompimiento se han señalado y serán discutidos.

^{*}Auspiciado en parte por el programa conjunto de la U.S. Atomic Energy Commission y la Office of Naval Research.

MA.7 CARACTERISTICAS DE ESTADOS ESTACIONARIOS DE UNA DESCARGA DE TRANSFERENCIAS^{*}, Kenneth R. Mackenzie y Lorin K. Hansen, *University of California.*

Serán discutidas las características de una descarga de transferencia en el estado estacionario (ver resumen anterior). Se hicieron observaciones entre presiones de 4×10^{-6} mm. de Hg hasta 0.2 mm. de Hg. La dependencia de la corriente de electrodo está relacionada a tales parámetros como voltaje de polarización, voltaje de r. f. y frecuencia, intensidad de campo magnético, y geometría. Estas relaciones se discutirán en términos del mecanismo de "transferencia". Mínimos voltajes de polarización, van de 50 a 200 volts. y voltajes de r.f. van de 10 a 50 volts. Se han usado frecuencias desde 500 kc hasta 10 mc. Los campos magnéticos empleados han sido del orden de unos cuantos cientos de gauss. Las características de la descarga sugieren aplicaciones donde los efectos de pared y posibles contaminaciones de gas son indeseables.

^{*}Auspiciado en parte por el programa Conjunto de la U.S. Atomic Energy Commission y la Office of Naval Research.

MA.8 ROMPIMIENTO DEL AIRE Y NITROGENO PARA MICROONDAS*, A. D. MacDonald y D. U. Gaskell, *General Telephone & Electronic Laboratories*.

Se han medido campos eléctricos necesarios para iniciar un rompimiento en aire y en nitrógeno a una frecuencia de 9.4 kmc. Las medidas se han hecho para presiones que varían de 50 micrones a 150 mm de Hg en varias cavidades resonantes. Las cavidades cilíndricas son de diferentes tamaños de tal forma que la longitud de difusión característica varía aproximadamente de 0.05 cm a 0.5 cm para cavidades de un solo modo y para valores mas altos para cavidades multimodales. Esta variación de la longitud de difusión característica permite estudiar los efectos relativos de agrupamiento y difusión como proceso de removimiento para electrones de aire. Las medidas se comparan con datos a 3 kmc a través del cálculo de campos efectivos. Los resultados muestran que el uso de un campo eléctrico efectivo, definido en la forma usual, no es un procedimiento válido para predecir rompimiento a una frecuencia, de los datos obtenidos para rompimiento a una segunda frecuencia.

* Este trabajo fue auspiciado por The Rome Air Development Center of the United States Air Force.

MA.9 TRABAJO RETIRADO POR EL AUTOR

MA.10 MOVIMIENTO DE PARTICULAS CARGADAS EN UN ANILLO DE DESCARGA SIN ELECTRODOS*, Mary F. Romig, *The RAND Corporation*.

El movimiento libre de colisión de partículas cargadas se encuentra para el caso de la descarga en un anillo sin electrodo en el momento de rompimiento. Esta configuración de campo de radio frecuencia consiste en un campo magnético axial constante en el espacio y un campo eléctrico azimutal el cual varía linealmente en la distancia al eje del tubo de descarga. Se obtiene una solución analítica de las ecuaciones de movimiento. Se encuentra que soluciones estables ligadas en el tiempo existen para ciertos valores de la razón de la frecuencia del ciclotrón a la frecuencia del campo aplicado. El movimiento está contenido dentro del tubo de descarga, para una posición inicial arbitraria, solamente para aquellas partículas

que parten del reposo. Protones y partículas más pesadas experimentan movimientos en este medio.

* Este trabajo fue desarrollado estando el autor asociado con la Convair Division, General Dynamics Corporation, San Diego, California.

MA.11 LA PROPAGACION NO LINEAL DE ONDAS ELECTROMAGNETICAS FUERTES A TRAVES DE VAPOR DE AGUA DEBILMENTE IONIZADO , Paul Molmud, *Space Technology Laboratories.*

Se presenta un tratamiento teórico de propagación no lineal de ondas electromagnéticas fuertes a través de vapor de agua débilmente ionizado. Cuando los parámetros de propagación se mantienen dentro de ciertas restricciones, se pueden obtener soluciones analíticas que describen la propagación de ondas planas a través de un medio uniforme. Estas soluciones se aplican al problema de propagación a través de los gases de expulsión de los cohetes. Se describe un método nuevo para alterar la atenuación experimentada por una señal mandada desde tierra a través de los gases de expulsión a un vehículo de propulsión a chorro. Esto se logra transmitiendo una onda potente de sacrificio desde el vehículo a través del escape alterando de esta forma sus características eléctricas.

MA.12 GRADIENTES DE POTENCIAL AUTO-GENERADOS EN LA DESCARGA DE PENNING, F. Salz, R.G. Meyerand, Jr., E.C. Lary, y A.P. Walch, *United Aircraft Research Laboratories.*

Se investiga la existencia de gradientes de potencial en un plasma no térmico. Se encontró que los gradientes de potencial pueden existir en un plasma para dimensiones que son grandes comparadas con la longitud de Debye con tal que las distribuciones de velocidad de iones y electrones sean consistentes con las condiciones de neutralidad de carga. Los potenciales dentro del plasma pueden calcularse sin el uso directo de la ecuación de Poisson igualando las densidades de iones y electrones por medio de una ecuación para el cociente del flujo a la velocidad donde ambas, el flujo y la distribución de velocidad, están determinados por el potencial. Se postula un modelo de la descarga de Penning basado en la presencia de tales gradientes de potencial autogenerados y automantenidos. Los

potenciales predichos se comparan con los medidos experimentalmente por medio de las sondas convencionales y de emisión de Langmuir. Se discuten la operación de la descarga de Penning en términos de los gradientes de potencial y los efectos de la presión de gas neutro, corriente de cátodo, campo magnético y voltaje aplicado.

MA.13 EXTINCION DE LA POSTLUMINOSIDAD ROSA DEL NITROGENO POR UN CAMPO ELECTRICO ALTERNO, Robert A. Young, *Stanford Research Institute.*

La postluminosidad rosa de corta duración del nitrógeno investigada recientemente por Beale y Broida¹, es afectada ya sea por una descarga extremadamente débil, o más probablemente, por un campo eléctrico alterno. Una descarga de Tesla entre electrodos laminados que están adheridos externamente a un tubo de Pyrex de 20mm de diámetro, a través del cual fluye la posluminosidad de corta duración, reduce grandemente la intensidad de las primeras bandas positivas de N_2 y las primeras bandas negativas del N_2^+ por varios diámetros del tubo de cada lado de los electrodos. Se reportarán también medidas de la extinción de radiación en la región ultravioleta en vacío. Se discutirán las implicaciones de estas observaciones sobre el mecanismo de excitación de la postluminosidad de corta duración.

1. G. Beale Jr. y H. Broida. *J. Chem. Phys.* **31**, 1030 (1959).

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION N, FISICA DEL ELECTRON II

AUDITORIO 5 EDIFICIO B

UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente. L.M. BRANSCOMB

N.1 CONVERTIDOR TERMIONICO DE ENERGIA DE BAJA TEMPERATURA, W. Bernstein, *Hughes Research Laboratories.*

Para lograr altas corrientes de salida (10 amp/cm²) en convertidores de

termiónicos de energía, la carga espacial electrónica debe ser neutralizada. La consideración de la eficiencia de ionización muestra que el método de producción de plasma usual, por medio de la ionización por contacto de vapor de cesio en el cátodo caliente, es insuficiente para producir la densidad de plasma requerida a la temperatura de operación deseable de 1500°K . Se dará un método simple para la producción de un plasma de la densidad requerida en el espacio entre los electrodos. Se mostrará que la potencia requerida para mantener el plasma, representa alrededor de 5% de la potencia de salida del dispositivo. Este método de generación de plasma puede permitir operación a relativamente baja temperatura (1500°K), a cerca de 25% de eficiencia de conversión a una potencia de salida de 10 watts/cm^2 . Se discutirán los problemas de producir cátodos satisfactorios y ánodos con función de trabajo de 1.0 ev. Se darán resultados experimentales preliminares que muestran que se puede lograr neutralización adecuada de la carga espacial.

N.2 CORRIENTES DE EMISION REALZADAS DE TANTALIO Y MOLIBDENO EN VAPOR DE CESIO, Tomas E. Firle, *General Atomic*.*

Se construyeron diodos coaxiales experimentales en los cuales ambos electrodos se operaron aproximadamente a la misma temperatura. Tantalio y molibdeno fueron usados como emisores. Se hicieron mediciones de las gráficas de características estáticas de voltaje-corriente para el caso del vacío y con vapor de cesio a presión de vapor correspondiente a 0.2 mm Hg. Se presentarán datos que muestran las corrientes de emisión para una gama de temperaturas de electrodos desde 1050°K hasta 2200°K . Las gráficas de corriente de emisión contra temperatura recíproca con presión de vapor de cesio como parámetro dan por resultado curvas "S" cualitativamente similares a las del tipo de Langmuir reportadas para el tungsteno.^{1,2} La función de trabajo del emisor cambia conforme la cubierta de la superficie de cesio decrece con el incremento de temperatura; se obtiene un realce termiónico de emisión, que lleva a un máximo alrededor de 1350°K . La razón máxima a mínima observada en la corriente es aproximadamente 5:1.

* John Jay Hopkins Laboratory for Pure and Applied Science, General Atomic Division of General Dynamics Corporation.

1. J.B. Taylor y I. Langmuir, *Phys. Rev.* **44**, 423 (1933).
2. V.C. Wilson, *J. Appl. Phys.* **30**, 475 (1959)

N.3 EMISION TERMIONICA DE METALES REFRACTARIOS EN VAPOR DE CESIO^{*}, John M. Houston, *General Electric Research Laboratory*.

Se midió la emisión termiónica de seis metales refractarios policristalinos en vapor de cesio usando la técnica del "ánodo de plasma" descrita por Marchuk¹. En esta técnica se sumerge un pequeño rizo de alambre en un plasma de Cs que está en un tubo convencional de descarga de gas y el alambre se opera negativo con respecto al potencial del plasma. La corriente iónica de entrada al rizo neutraliza la emisión termiónica de salida, y permite medir densidades de emisión grandes antes de encontrarse carga electrónica espacial. A la fecha, solamente se han hecho medidas a bajas presiones de Cs. Manteniendo la temperatura del Cs a 100°C y las seis sondas en el mismo plasma, bajo idénticas condiciones, el pico de la curva emisión vs temperatura del emisor se encontró que ocurre para aproximadamente las siguientes densidades de corriente de emisión en amp/cm²: W, 7×10^{-3} (concuera bien con Taylor-Langmuir²) Re, 5×10^{-3} ; Mo, 4×10^{-3} ; aleación de 50% Mo-W, 2×10^{-3} ; Ta, 1×10^{-3} ; Nb, 1×10^{-4} .

^{*}Este trabajo fue realizado bajo el auspicio de la U.S. Air Force.

1. P.M. Marchuk, *Trudy Inst. Fiz. A. Nauk Ukraine* **7**, 17 (1956).
2. J.B. Taylor e I. Langmuir, *Phys. Rev.* **4**, 423 (1933).

N.4 CARACTERISTICAS DE OPERACION DE UN DIODO DE CESIO QUE UTILIZA CALENTAMIENTO DEL EMISOR POR FISION^{*}, W. Reichelt, G. Grover, E. Salmi y W. Schafer, *Los Alamos Scientific Laboratory*.

Corrientes en corto circuito, voltajes de circuito abierto, curvas de potencia y características de operación generales, se dan para una serie de experimentos con diodos de plasma de cesio que utilizan calor de fisión para obtener altas temperaturas de emisor (hasta 2200°K). Estos experimentos se llevaron a cabo en el reactor Omega West en el Laboratorio Científico de Los Alamos. La configuración experimental de las celdas de plasma fue cilíndrica, siendo el emisor un cilindro de (UC)_{0.3}(ZrC)_{0.7} con un área de 4.7 cm², y el espacio entre el emisor y el colec-

tor de 0.040". Los máximos de la corriente en corto circuito, voltaje de circuito abierto y potencia de salida, han sido: 130 amperes, 4.2 volts y 85 watts respectivamente. Donde la temperatura de operación de la espiga fue medida, los datos corresponden favorablemente con los datos de la celda de plasma con calentamiento eléctrico.

1. Trabajo hecho bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

N.5 DISPERSION DE ELECTRONES POR ATOMOS DE CESIO*, R.J. Zollweg y Milton Gottlieb, *Westinghouse Research Laboratory*.

Las secciones transversales para la dispersión de electrones por átomos de Cs se obtuvieron de mediciones de la dependencia de la movilidad de electrones con la intensidad de campo magnético, en campos transversales dc eléctricos y magnéticos. De acuerdo con la teoría¹, las razones de las corrientes de saturación de celda a las corrientes de celda medidas, se encontraron ser lineales con el cuadrado de intensidades de campo magnético, dando las pendientes los valores de la frecuencia de colisión y secciones transversales de dispersión. Las medidas fueron hechas sobre una gama de presiones de cesio hasta de 10 mm de Hg y como una función del potencial de cátodo a ánodo. Una gama de corrientes de emisión de saturación se usó para prevenir errores asociados con los efectos de carga espacial. Los resultados apropiados para condiciones que muy probablemente se encuentren en los convertidores termiónicos de plasma de cesio, se comparan con los datos anteriores de la literatura. Se discutirán dificultades y limitaciones de la técnica.

* Auspiciado en parte por la U.S. Air Force Electronic Technology Laboratory, WADD.
1. W.P. Allis, *Handbuch der Physik* Vol. 21, 383.

N.6 OBSERVACIONES CON EL MICROSCOPIO ELECTRONICO, DE CHISPORROTEO DE PELICULA DELGADA A BAJAS ENERGIAS*, H. Poppa** y D.B. Medved***, *General Dynamic Corporation*.

Se ha desarrollado un aparato auxiliar para un microscopio electrónico Hitachi HU-10, el cual permite la medición del espesor de películas delgadas antes y después de su exposición al bombardeo de iones de gas

noble, sin remover el espécimen del vacío del microscopio. Los cambios en el espesor de la película se determinan por medidas de absorción de electrones. La absorción de electrones en la película, como una función del espesor fue calibrada usando técnicas de interferometría de haz múltiple de Tolansky. La fuente de iones agregada a la cámara de espécimen del microscopio es una descarga de bajo voltaje, de 5 micras. La gama de energía de iones inicialmente investigada fue de 50 a 150 ev con tiempos de exposición al haz iónico del orden de 30 segundos a 4 minutos para que ocurran chisporroteos medibles. Se investigó la influencia del tiempo de exposición, densidad de corriente y espesor de la película blanco en los residuos del chisporroteo. Los valores de residuo de chisporroteo para Ar^+ sobre películas de Ag, varían desde 2×10^{-2} a 50 ev hasta 4×10^{-1} a 150 ev. Estos valores son menores que los obtenidos por Wehner para chisporroteo por Ar^+ , de la plata policristalina en bruto en la misma gama de energía¹. Se discutirán varias explicaciones de esto.

*Auspiciado en parte por AF19(604)-5554.

**Convair Astronautics.

***Convair Physics Section

1. G.K. Wehner, Report 1902, Nonr-1589(15) (Mayo 31, 1959).

N.7 ESTUDIOS DE CHISPORROTEO A BAJAS ENERGÍAS*, D. McKeown, A.Y. Cabezas y H.E. Adelson, *Convair Astronautics*.**

Se ha iniciado un programa para estudiar el chisporroteo de varios materiales en haces de iones de gases nobles entre 0 y 1000 ev, por el método del oscilador de cristal¹. Los materiales bajo estudio se depositan como películas delgadas, de aproximadamente 3000 Å de espesor, sobre cristales de cuarzo ópticamente pulidos. Los cristales así preparados se bombardean en el haz. Se usan cristales de 20 mc, y chisporroteos de 2×10^{-10} gms del material de recubierto se pueden medir por el incremento de la frecuencia de resonancia del cristal. Se presentarán datos de los resultados iniciales sobre el chisporroteo de superficies de Al y Au.

*Investigación Auspiciada por la Office of Naval Research.

**Space Physics Laboratory, Convair Astronautics, Division of General Dynamics Corporation, San Diego, California.

1. D. McKeown Rev.Sci.Instr. 32, 133 (1961).

N.8 EL ALCANCE EN SOLIDOS DE ELECTRONES DE ENERGIAS DE KILO VOLTS, H. Kanter y E.J. Sternglass, *Westinghouse Research Laboratories.*

El máximo alcance de electrones, a diferencia del extrapolado, o alcance práctico, ha sido medido en Al, Al₂O₃, Ni, Ag y Au para energías de electrones entre 1.0 y 10 KeV. La técnica utilizada involucra la detección del principio de la penetración a través de películas evaporadas y libremente soportadas, por observación de la corriente colectada en una geometría de 2 π . El alcance definido de esta manera puede compararse con las predicciones de la teoría de frenamiento, con poca influencia de procesos de dispersión. Los resultados no muestran dependencia significativa en Z del exponente en la relación alcance-energía, en concordancia con resultados a energías más altas. Existen indicaciones de un valor creciente del alcance absoluto, cuando se expresa en mg/cm², con Z creciente, lo cual concuerda con el decremento en poder de frenamiento predicho teóricamente para elementos más pesados. Se comparan los resultados con medidas recientes que usan el principio y la extinción de luminosidad en una capa de fósforo para definir el alcance. Aunque existe acuerdo razonable con los datos sobre metales, se ha encontrado que este no es el caso para los alcances en fósforos. Se mostrará que las diferencias en los resultados pueden ser atribuidas a la naturaleza de las técnicas de detección empleadas, las cuales en algunos casos son sensibles a la energía total en vez de al número de partículas que alcanzan una profundidad dada.

N.9 DE LA ACEPTACION DE ELECTRONES LENTOS EN LA SUPERFICIE DE Al₂O₃ Y LA DETERMINACION PRECISA DEL POTENCIAL AISLADOR DE SUPERFICIE POR LOS ELECTRONES DEL HAZ*, H. Heil, *RCA Laboratories, Princeton.*

Se describe un espectrógrafo de energía de electrones del tipo de campo retardante diseñado principalmente para analizar distribuciones de energía en haces. El uso de una fina red como electrodo de contracampo y aceleraciones subsecuentes de los electrones a un colector, elimina las imprecisiones usuales en las intensidades espectrales que resultan de la incompleta aceptación o emisión secun-

daria de los electrones. Paralelismo de las trayectorias en la red selectora, de menos de 0.030 ev de energía radial, permite una buena resolución de energía e investigaciones con electrones muy lentos. Se encontró útil el instrumento para estudiar películas aisladoras delgadas apoyadas en la red. Con un haz de 0.2 ev de anchura media máxima, se pueden obtener curvas de aceptación de electrones hasta energías casi tan bajas como la resolución del instrumento si se registran las corrientes de la red y del colector. Fue observada una elevación de aceptación hasta cerca de 100% para baja energía en Al_2O_3 y MgO. Usando la corriente de colector mostrada en un registrador x-y como monitor, se pueden detectar cambios tan pequeños como 2 mv en el potencial aislador de superficie. Este procedimiento permite determinar qué parte de la corriente de electrones aceptados contribuye a cargar la superficie aisladora y qué parte es conducida por la película delgada de Al_2O_3 .

*Auspiciado por el Wright Air Development Center, Electronics Components Laboratory.

N.10 HENDIMIENTO DE CRISTALES EN ALTOS VACIOS, N.R. Whetten y T.A. Vanderslice, *General Electric Research Laboratory*.

Monocristales de haluros alcalinos han sido hendidos en vacíos de 10^{-9} mm o menores, para producir superficies limpias. Se ha observado que una pequeña cantidad de gas es liberada en un pequeño estallido cuando el cristal es hendido. El gas ha sido analizado usando un espectrómetro de masa ultrasensitivo¹, que se puede hornear, capaz de detectar presiones parciales de 10^{-15} mm bajo condiciones favorables. Los gases observados han sido principalmente CO, CO₂ y H₂O. La cantidad de gas liberada durante el hendimiento, se ha encontrado que varía desde una molécula por cada 10^7 átomos superficiales expuestos, hasta una por cada 10^3 .

1. T.A. Vanderslice y W. Davis. Trans. Am. Vacuum. Society Meeting, Octubre, 1960

N.11 SOBRE LA DISTRIBUCION DE CORRIENTE EN HOJAS QUE SE HACEN EXPLOTAR ELECTRICAMENTE*, M.L. Merrit, *Sandia Laboratory*.
Hojas de cobre, sujetas a la alta descarga de corriente de un banco de con-

densadores, muestran cuando aún sólidas, una estructura logitudinal que sugiere corrientes cortantes y efectos mecánicos de constricción¹. De hecho, muestras con tales distorsiones han sido recuperadas cortando la descarga en ese momento. Suponiendo una hoja delgada, la distribución lateral de corriente bajo una corriente impuesta $I(t)$ es:

$$i(x,t) = \frac{1}{2a} [I(t) - I(0^+)] + \sum_{n=1}^{\infty} J_0(n\pi) \cos \frac{n\pi x}{a} \int_0^t e^{-n^2\pi^2(t-u)/\mu\sigma a^2} I'(u) du$$

Se han medido campos magnéticos alrededor de tales hojas; las corrientes inferidas de ellos se comparan con aquellas predichas en la forma descrita arriba. Las mejores concordancias resultan al usar conductividades menores que para cobre frío, lo que indica calentamiento y posiblemente otros efectos no lineales.

* Se hizo este trabajo bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. E.C. Cnare, J. Appl. Phys, 32, 1043, (1961)

N.12 CONDUCCION ELECTRICA ANTERIOR A LA SEPARACION EN ALAMBRES QUE SE HACEN EXPLOTAR CON RAPIDEZ, Paul H. Levine¹ y Francis H. Webb, Jr., *Electro-Optical Systems, Inc.*

Pequeños alambres de varios materiales se hacen explotar eléctricamente en aire en tiempos menores que 10^{-7} segundos. Se obtuvieron oscilogramas simultáneos de corriente y voltaje con resoluciones de nanosegundos que permiten determinación de la resistencia del alambre y contenido de energía. Se han obtenido también fotografías rápidas individuales. Durante la fase de conducción inicial, para niveles específicos con picos de potencia entre 4×10^{12} y 2×10^{14} watts/mol. (1) Anterior al comienzo de la vaporización, la resistividad aparente es función solamente de la densidad específica de energía. (2) Se observan dos clases fenomenológicas compuestas de: a) materiales de bajo punto de ebullición, bajo calor de vaporización, b) elementos de transición. En plata y cobre, el acercamiento a la separación coincide con el comienzo de la vaporización. El cambio

fraccional de la resistividad, comparado a su valor al comienzo de la vaporización, sigue una dependencia exponencial con el tiempo, con un exponente Vt/r_0 , donde V es una velocidad característica, t es el tiempo y r_0 es el radio inicial del alambre. Esto se cumple entre $0 \leq t \leq 2r_0/V$. El molibdeno y el platino no parecen seguir esta dependencia bajo estas condiciones. Durante esta fase se puede obtener gran sobrecalentamiento.

1. Departamento de Física, California Institute of Technology.

Auspiciado por la U.S. Army Ordnance Corps.

N.13 ALAMBRES QUE SE HACEN EXPLOTAR ELECTRICAMENTE CON RAPIDEZ EN VARIOS MEDIOS, Francis H. Webb Jr. y Paul H. Levine¹, *Electro-Optical Systems, Inc.*

Se han hecho experimentos sobre explosión de alambres en las mismas condiciones que en el resumen anterior, pero rodeando el alambre con varios medios. Para la explosión de alambres en varios medios sin cambiar otras condiciones, la resistividad aparente, como una función de la densidad específica de energía, tiene la misma dependencia en la fase inicial. (a) En vacío, cerca del pico de voltaje, la resistencia del alambre decrece a un nivel bajo y permanece a este nivel hasta los límites de medición. Se infiere una descarga superficial. (b) Para alambres montados en aire y en aceite, la resistividad aparente del alambre puede permanecer a un alto nivel hasta densidades específicas de energía mucho mayores que la energía de vaporización. Fotografías del alambre durante la fase de conducción posterior a la separación, para explosión de alambres en aire, indican que puede ocurrir rompimiento ya sea en la superficie o en el interior, bajo condiciones diferentes.

1. Departamento de Física, California Institute of Technology.

Auspiciado por el U.S. Army Ordnance Corps.

N.14 UN METODO PARA PROBAR LOS EFECTOS DIRECCIONALES EN LA RUPTURA DE CRISTALES CUBICOS EN CAMPOS UNIFORMES, Alonso Fernández, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

El procedimiento experimental usado permite aplicar un campo de intensi-

dad conocida sobre las direcciones (100) ,(110) y (111) en la misma prueba. La dirección de máximo campo eléctrico forma ángulos iguales con las tres direcciones cristalográficas principales. Las pruebas fueron realizadas en placas a las que se les maquinó una oquedad, disponiendo los electrodos de tal forma que en su región de máxima intensidad, el campo eléctrico era aproximadamente uniforme. Se tomaron precauciones en la preparación de las muestras y en el procedimiento de prueba para asegurar ruptura eléctrica intrínseca. El resultado de las pruebas llevadas a cabo en muestras de NaCl a temperaturas comprendidas en el intervalo de -30°C a -54°C no están de acuerdo con las direcciones que la teoría de Offenbaker y Callen predice, pero coinciden con otros resultados experimentales.

N.15 TRANSPORTE DE ELECTRONES A ALTAS TEMPERATURAS EN LA PRESENCIA DE IMPUREZAS, J.L. Lebowitz¹, *Yeshiva University*, H.L. Frisch *Bell Telephone Laboratories, Incorp.*

Las propiedades eléctricas de transporte de un sólido a altas temperaturas son a menudo determinadas primeramente por la dispersión de electrones por fonones e impurezas. Investigamos este problema para el caso cuando los electrones se describen por una función de distribución clásica en posición y velocidad $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$. Esta función satisface una ecuación, dependiente del espacio, en la cual la interacción con las impurezas se trata como parte del Hamiltoniano y la dispersión por fonones se describe por un término de colisión de Boltzmann. Esta ecuación se resuelve formalmente en la presencia de un campo eléctrico externo débil, y se muestra rigurosamente, para una clase amplia de términos de colisión, que el cambio en conductividad debido a la presencia de impurezas es siempre negativo. También encontramos explícitamente soluciones para la función de distribución para algunos modelos de una dimensión. Encontramos que en algunas situaciones (por ejemplo, cuando la fuerza no es continua) el cambio en la función de distribución, debido a la introducción de impurezas, contiene términos que no se pueden desarrollar como una serie de potencias en el tiempo de relajamiento de la malla.

1. Auspiciado por la: Air Force Office of Scientific Research.

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 14.30
SESION P. RAYOS COSMICOS Y ESPACIO
AUDITORIO 3, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: S. H. NEDDERMEYER

P.1 TRABAJO INVITADO, TITULO Y AUTOR SE ANUNCIARAN POSTERIOR-
MENTE.

P.2 DISTRIBUCION EN TAMAÑOS DE LOS CHUBASCOS ATMOSFERICOS DE
RADIACION COSMICA*, John Linsley y Livio Scarsi**, *Massachusetts Ins-
titute of Technology.*

Se ha usado un conjunto de contadores de centelleo con una superficie sen-
sible de 2 km², en la estación Volcano Ranch de M.I.T. (Altura 5,800 pies) para
medir la intensidad diferencial absoluta de los chubascos atmosféricos en función
del tamaño del chubasco y del ángulo zenital. Los resultados indican que el espec-
tro de energía de la radiación cósmica primaria se tiende sin aumento en la pen-
diente desde la región de energías cubierta por experimentos previos hasta cerca
de 10¹⁹ ev. Se demuestra que los chubascos atmosféricos en la zona de tamaño
observado (principalmente con $N > 10^8$) están cerca del desarrollo máximo longi-
tudinal al nivel de esta estación.

*Auspiciado por la National Science Foundation.

**Actualmente en la Universidad de Milán, Italia.

P.3 UN CHUBASCO ATMOSFERICO INTERESANTE DE ANGULO CENITAL
DE APROXIMADAMENTE 70°*, P.J. Eccles, John Linsley, *M.I.T.*

Este chubasco ha sido registrado después de que el conjunto de contadores
del trabajo precedente había sido aumentado por un factor de 4 simplemente aumen-
tando las dimensiones lineales. El chubasco disparó 12 de los 19 detectores de
3.2 m². Aparece como chubasco normal hasta aproximadamente 500 metros del nú-
cleo. Entre éste y el límite de observación (2,500 metros) es mucho más plano que el
normal. 3 detectores "adyacentes" situados cerca de 2,300 metros del núcleo re-
quieren esta distribución más plana. Estos son coherentes temporal y direccional-

mente con los otros 9 detectores. Es poco probable que la fotodesintegración de este primario en 2 o más fragmentos por fotones solares corridos por efecto Doppler ocurriera más cerca de una unidad astronómica. Por lo tanto los 3 detectores registraron secundarios de las interacciones en nuestra atmósfera. Una explicación tentativa sería que el chubasco era muy viejo y en el máximo era muy grande. Las partículas observadas son en su mayoría muones que se originan probablemente a 20 km, distancia a la cual, la cascada nucleónica se parece a una fuente puntual. Así se obtiene la distribución angular promedia de muones de la cascada en una manera que no sería posible con un arreglo experimental más pequeño.

*Auspiciado por la National Science Foundation.

P.4 LOS ANILLOS DE RADIACION Y LAS ZONAS INTERNAS PERMITIDAS DE STÖRMER, Ruth Gall, *Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional de México e Instituto Nacional de la Investigación Científica.*

Se estudia el papel de las zonas internas permitidas como zonas de captura de las partículas de los anillos de alta intensidad. Se calculan las γ 's correspondientes a las zonas internas permitidas tomando como base el espectro de energía de Van Allen de los protones y electrones capturados. Se obtienen valores de γ elevados. Se discuten las condiciones que imponen los altos valores de γ sobre el mecanismo de inyección. Se estudian las líneas de fuerza, su relación con las regiones internas permitidas y para grandes γ 's el encogimiento de la región interna permitida en línea de campo. Se muestran varios tipos de órbitas capturadas. Para grandes y pequeños valores de γ se deducen las relaciones entre el radio de curvatura y la anchura mediana de las regiones permitidas.

P.5 PROTONES EN EL ANILLO INTERNO DE RADIACION*, Stanley C. Freden y R. Stephen White, *Lawrence Radiation Laboratory, University of California (Livermore).*

Dos apilados de emulsiones nucleares han sido expuestas al anillo interno de radiación a bordo del proyectil Atlas que fue lanzado de Cabo Cañaveral el 13 de Octubre de 1960. El cono frontal llegó a una altura de aproximadamente 1200 km y fue recuperado cerca de la isla Ascención. Se ha obtenido en un apilado la

distribución de energías y el flujo de protones y entre 15 y 700 MeV, integrados sobre la trayectoria del vehículo. En el segundo apilado se han obtenido las distribuciones de energía mayores que 70 MeV a 6 diferentes alturas utilizando un dispositivo programado que hacía girar un conjunto de emulsiones encima de otro en 6 pasos discretos. La distribución de energía medida en apilados fijos, concuerda con aquellas obtenidas de nuestros vuelos previos. De 40 a 300 MeV los datos también concuerdan con el espectro predicho¹, pero tienden a caer ligeramente debajo de este espectro para energías más altas. Debajo de 40 MeV los datos se separan de la curva calculada para dar un pico en 30 MeV. Se presentarán resultados concernientes a la variación de la distribución de energía de protones con la altura.

*Trabajo realizado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. S.C. Freden y R.S. White, *J. Geophysical Res.* 65, 1377 (1960).

P.6 EL FLUJO Y EL ESPECTRO DE PARTICULAS CARGADAS EN EL ANILLO INTERNO DE VAN ALLEN*, Alice H. Armstrong, *Los Alamos Scientific Laboratory*, y Harry H. Heckman, *Lawrence Radiation Laboratory*.

El espectro diferencial de energía de protones en el anillo interno de radiación de Van Allen ha sido medido con emulsiones dirigidas hacia la parte posterior de un cono frontal recuperable, sobre un proyectil Atlas que alcanzó una altura máxima de aproximadamente 1,200 kms, en la región del Ecuador Geomagnético. El análisis detallado entre 12 y 37 MeV muestra un mínimo alrededor de 20 MeV. Estos resultados combinados con medidas preliminares a altas energías indican que hay un ancho máximo centrado alrededor de 40 MeV. El número de protones ($\text{MeV cm}^2 \text{ ster-radian}$) en varios puntos de energía baja es como sigue: para 14.0 MeV, $(4.00 \pm 0.25) \times 10^2$; para 19.7 MeV, $(3.21 \pm 0.16) \times 10^2$; para 34.1 MeV, $(3.90 \pm 0.16) \times 10^2$. La intensidad es varias veces mayor que la observada en nuestros vuelos previos a lo largo de aproximadamente la misma trayectoria¹. Se presentarán también los resultados sobre la identificación de partículas más pesadas que protones observados tanto en este experimento como en el previo.

*Trabajo realizado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. A.H. Armstrong, F.B. Harrison, H. H. Heckman, y L. Rosen, *J. Geophys. Res.* 66, 351 (1961).

P.7 EL EFECTO DE LA RADIACION SINCROTRONICA SOBRE LOS ELECTRONES DE VAN ALLEN, David D. Elliott*, *Lockheed Missiles and Space Division.*

Después de la tormenta magnética del 16 al 17 de agosto de 1959, 3 experimentos sobre la detección de radiación con el satélite Explorador VI, midieron un aumento significativo del flujo de electrones en la zona externa del anillo de radiación. La razón con la que disminuyó la intensidad de electrones al valor anterior a la tormenta fue diferente para cada uno de los 3 instrumentos (cada uno tenía un umbral de energía de electrones distintos) lo que indicaba una pérdida preferente de electrones de alta energía. Se examinó el problema de la pérdida de electrones por radiación sincrotrónica como una posible explicación de estas observaciones.

*Dirección actual, Aerospace Corporation, Los Angeles, California.

P.8 UNA MEDIDA DE NEUTRONES DE BAJA ENERGIA DEL ALBEDO*, W. P. Reidy, R.C. Haymes y S.A. Korff, *New York University.*

Un cohete Aerobee-150A equipado con contadores proporcionales $^{44}\text{F}_3$ y aparatos electrónicos auxiliares fue lanzado de la Isla de Wallops, Virginia, el 23 de agosto de 1960, un día geomagnéticamente tranquilo y llegó a una altura máxima de 116 millas. Los contadores eran de 2 diferentes enriquecimientos isotópicos de boro que permiten la determinación del conteo debido a eventos altamente ionizantes. Este experimento, que midió densidad de neutrones, dió resultados que están de acuerdo con los resultados de medidas previas en la región de equilibrio efectuadas por el grupo de rayos cósmicos de la Universidad de New York¹. La densidad de neutrones medida a una altura mayor que 50 millas es constante dentro de la precisión de la medición. Estos resultados se comparan con la extrapolación de experimentos previos realizados abordo de globos y con el flujo calculado² en esta región.

*Auspiciado por la National Aeronautics and Space Administration.

1. R.C. Haymes y S.A. Korff, *Phys. Rev.* 120, 1460 (1960).

2. W.N. Hess, E. H. Canfield y R.E. Lingenfelter, *J. Geophys. Res.* (en prensa).

P.9 AUMENTOS DE LA INTENSIDAD NUCLEÓNICA DE RADIACION COSMICA EN NOVIEMBRE DE 1960*, J.A. Lockwood y M.A. Shea, *University of New Hampshire*.

Dos aumentos de aproximadamente 100% en la intensidad nucleónica de radiación cósmica fueron registrados en el norte de Washington y en Durham, N. H., los días 12 y 15 de noviembre a continuación de grandes ráfagas solares. Los dos aumentos presentaban diferentes características y se discutirán estas diferencias en relación con los fenómenos solares. Del estudio de los datos tomados en todas las estaciones del mundo sobre la intensidad nucleónica resulta que: 1.- El espectro de rigidez puede ser expresado como KP^{-n} con $n = 6$ para ambas ráfagas; 2.- Para el aumento del 12 de noviembre el tiempo de intensidad máxima ocurrió con anterioridad para partículas de mayor rigidez, indicando dispersión de partículas; 3.- La teoría clásica de zona de impacto derivada por Firor¹ no es aplicable a estas ráfagas, se presenta la evidencia para la existencia de campos magnéticos entre la tierra y el sol.

*Auspiciado por el Geophysical Research Directorate, Air Force Cambridge Research Center, y el National Science Foundation

1. Firor, J. Phys.Rev. 94, 1017 (1954).

P.10 UN MECANISMO PARA ESTABLECER UNA CORRIENTE ANULAR DE TORMENTA MAGNETICA, A.J. Dessler, W.B. Hanson y E.N. Parker*, *Lockheed Missiles and Space Division*.

Es posible explicar la fase principal de una tormenta magnética por medio de un anillo de protones atrapados en el campo geomagnético. Se ha argüido que estos protones fueron inyectados en el campo geomagnético por la penetración y difusión de las partículas del viento solar^{1,2}. Sin embargo, una evidencia reciente que indica que el viento solar es mucho más débil que el supuesto previamente, hace tal proceso de inyección muy poco probable. Se demostrará que las ondas hidromagnéticas generadas por el impacto del plasma solar sobre el campo geomagnético forma ondas de choque en la magnetosfera. Estas ondas de choque se deberían desarrollar en el lado nocturno de la tierra y calentar los protones del ambiente (que constituyen la protonosfera normal) hasta aproximadamente la velocidad de onda

hidromagnética (del orden de 300 km/sec.) La transferencia de energías de onda hidromagnética a los protones entonces fuerza al campo geomagnético a producir la fase principal de la tormenta magnética².

*Dirección permanente: Fermi Institute for Nuclear Studies, Chicago, Illinois.

1. S.F. Singer, *Trans. Am. Geophys. Union*, **38**, 175 (1957).

2. A.J. Dessler y E.N. Parker, *J. Geophys. Research*, **64**, 2239 (1959).

P.11 LA TORMENTA DE RAYOS COSMICOS DEL 12 AL 15 DE NOVIEMBRE DE 1960*, W. Arthur, *New York University*.

Una ráfaga solar que comenzó a las 1323 UT del 12 de noviembre de 1960 causó un aumento de 110% en la intensidad de neutrones de rayos cósmicos en College, Alaska, que empezó a las 1352 UT. Este incremento fue insólito ya que no presentó un aumento agudo que alcanzara la intensidad máxima. Después de un aumento rápido durante una hora, la intensidad de neutrones se sostuvo encima de la normal hasta 1944 UT cuando sufrió otro aumento hasta 2030 UT. Entonces la intensidad cayó exponencialmente hacia su valor normal hasta 1115 UT del día 13, cuando cayó un decremento del tipo de Forbush hasta 20% debajo del nivel anterior a la tormenta. Se propone un mecanismo de almacenamiento de rayos cósmicos solares en plasma emitidos del sol en días anteriores. Se calculó el espectro de cantidad de movimiento de los rayos cósmicos solares. Se discuten el aumento anómalo y decrecimiento del tipo Forbush. Finalmente se hace una comparación con el evento del 15 de noviembre de 1960.

*Auspiciado por la National Science Foundation.

P.12 INCREMENTOS DE RAYOS COSMICOS OBSERVADOS EN COLLEGE, ALASKA, DURANTE LOS EVENTOS DE NOVIEMBRE DE 1960 Y MECANISMO DE ACELERACION*, S.A. Korff. *N.Y.U.*

Se informa acerca de los incrementos en la intensidad de rayos cósmicos observados con un monitor de neutrones colocados en College, Alaska, durante noviembre de 1960. 3 incrementos se han observado, 2 grandes los días 12 y 15 noviembre y uno pequeño el 20 de noviembre. Se hace notar la correlación con otras variables geofísicas. Una posible interpretación del evento es considerada sobre

la base de que tanto las partículas de alta energía como un número mucho mayor de partículas de baja energía son aceleradas y emitidas por el sol posiblemente con alguna diferencia entre las direcciones de emisión. El espectro puede ser un resultado natural de la distribución de energía de las partículas en el sol antes de la aceleración.

*Auspiciado en parte por la National Science Foundation y en parte por la Office of Scientific Research of the U.S. Air Force.

P.13 ONDAS MAGNETOHIDRODINAMICAS EN LA IONOSFERA*, Howard H. C. Chang, *Hughes Research Laboratories.*

En un trabajo reciente, Francis y Karplus estudiaron la propagación de ondas magnetohidrodinámicas en una ionosfera estratificada horizontalmente compuesta de electrones, iones y partículas neutras cuyas propiedades están de acuerdo con los últimos datos del Año Geofísico Internacional. Estos autores, para las muy bajas frecuencias de interés o sea $f = 1$ cps, supusieron que la tierra es un conductor perfecto y para simplificar consideraron solamente el caso de una onda monocromática plana que incide verticalmente cerca de la latitud geomagnética de 45° . Fue necesaria una integración efectuada por máquinas calculadoras de las ecuaciones principales porque la aproximación geométrica óptica no es válida. Después de una discusión de la base física y de la validez de las suposiciones hechas por Francis y Karplus se generaliza su trabajo al caso de una onda magnetohidrodinámica que incide oblicuamente. Siguiendo a Clemmow y Heading, las ecuaciones que gobiernan el comportamiento de las longitudes de campo son puestos en la "forma acoplada", adecuada para el cálculo que se efectúa por medio de una máquina calculadora moderna de alta velocidad. No se han obtenido resultados numéricos debido a la cantidad prohibitiva de trabajo necesario para resolver las ecuaciones y satisfacer las condiciones a la frontera en el caso de incidencia oblicua y en el límite de la óptica no geométrica.

*Auspiciado por el Electronics Research Directorate of the Air Force Cambridge Research Center, ARDC.

P.14 UN ESPECTROMETRO DE RAYOS-BETA PARA EXPERIMENTOS DE FISICA DEL ESPACIO UTILIZANDO UN CONJUNTO DE DETECTORES SEMICONDUCTORES, S.D. Bloom, H.L. West & L.G. Mann, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, California*, S.S. Friedland, R.M. Olson & F.P. Ziemba, *Solid State Radiations, Inc.*

Un pequeño, versátil y sólido espectrómetro electrónico de muchos canales para ser utilizado en el espacio, ha sido desarrollado evaluado y calibrado. Un conjunto lineal de 10 detectores semiconductores es alineado en el plano focal de un espectrómetro de rayos Beta de imán permanente de 180° que cubre una zona de energías de 50 KeV a 1,240 KeV con anchuras de canales para energías que varían de 75 a 150 KeV. Cada canal consiste de un detector, pre-amplificador, amplificador principal, discriminador y escalador. Se discutirán: el diseño mecánico, las propiedades del detector, los circuitos electrónicos, procedimientos de calibración y experimentos planeados.

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION PA. SIMPOSIO SOBRE FISICA NUCLEAR EXPERIMENTAL
AUDITORIO 2, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: FERNANDO ALBA

- PA.1 DETERMINACION ABSOLUTA DE SECCIONES NUCLEARES, Fernando Alba, *Universidad Nacional de México (40 min.)*
- PA.2 DISCUSION DEL DECAIMIENTO NUCLEAR DE MUCHOS CUERPOS COMO UNA SECUENCIA DE REACCIONES DE DOS CUERPOS, G.C. Phillips, *Rice University (30 min.)*
- PA.3 ALGUNOS EXPERIMENTOS CON PARTICULAS ALFA DE UN ACELERADOR VAN DE GRAAFF TANDEM, R.H. Davis, *Florida State University (30 min.)*
- PA.4 ESPECTROMETRO DE VELOCIDAD DE NEUTRONES UTILIZADO EN UN SINCROCICLOTRON, QUE TIENE UNA RESOLUCION DE NANOSEGUNDOS,

W.W. Havens Jr., *Columbia University (30 min.)*

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION Q. RESONANCIA MAGNETICA; MASERS

AUDITORIO 6, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: R.V. POUND

Q.1 SPIN NUCLEAR DEL ESCANDIO-46*, F.R. Petersen y H.A. Shugart, *University of California, Berkeley.*

El espín nuclear $I = 4$ para el escandio-46 radiactivo ($\tau_{1/2} = 84$ días) ha sido medido por el método de resonancia magnética de haz atómico. Tres transiciones "flop-in" en el estado electrónico $^2D_{5/2}$ y dos en el estado electrónico $^2D_{3/2}$ han sido observadas a varios campos entre 5 y 75 gauss. Estas resonancias proporcionan evidencias sin ambigüedad para el valor del spin asignado y suministran valores preliminares para las separaciones de la estructura hiperfina y momentos nucleares del isótopo. El radioisótopo fue producido de metal estable por la reacción $Sc^{45}(n, \gamma)Sc^{46}$ en el Reactor del tipo Piscina de Livermore. La pureza y la identificación del isótopo fue establecida por análisis de altura de pulsos del espectro de rayos gama. La detección de la resonancia fue lograda por colección del haz sobre soportes cubiertos de azufre, los cuales fueron subsecuentemente registrados en contadores beta de flujo continuo.

*Auspiciado en parte por la Air Force Office of Scientific Research y por la U.S. Atomic Energy Commission.

Q.2 RELAJAMIENTO NUCLEAR EN MEZCLAS GASEOSAS*, J.S. Waugh y C. S. Johnson, Jr., *Massachusetts Institute of Technology.*

T_1 para los protones en H_2 ha sido medido entre 2 y 40 atm y entre 77 y 300° K en hidrógeno normal y en mezclas con algunos otros gases. T_1 es lineal en la densidad numérica de todas las especies, de acuerdo con el mecanismo de relajamiento de Schwinger¹ por interacciones intramoleculares. Las transiciones m_j son mucho menos probables (.01 a .3) que las transferencias de momento lineal (deter-

minadas de propiedades de transporte). Sus frecuencias concuerdan en orden de magnitud con estimaciones usando aproximaciones repentinas aplicadas sólo a interacciones moleculares de multipolo eléctrica. En H_2 puro T_1 /densidad es independiente de la temperatura arriba de $100^\circ K$, como observó Bloom y Lipsicas, pero medidas en otros sistemas indican que éste es un caso complicado especial. Cuando las interacciones intramoleculares son débiles y existe una especie paramagnética, hay desviaciones de dicho comportamiento a altas densidades. En mezclas de CH_4 y O_2 la dependencia de T_1 sobre densidad, composición y temperatura está bien descrita por un simple modelo colisional incorporando los mecanismos de relajamiento de Bloembergen y BPP¹ además del de Schwinger.

*Auspiciado en parte por: Army Signal Corps. Air Research and Development Command y Office of Naval Research, y en parte por Alfred P. Sloan Foundation.

1. Bloembergen, Purcell y Pound, Phys.Rev. 73, 679 (1948).

Q.3 CONTRIBUCIONES TRANSLACIONAL Y ROTACIONAL AL RELAJAMIENTO DE LA MALLA DE SPINES NUCLEARES EN BENCENO*, M. Eisner y R.W. Mitchell, Texas A & M College.

Se han hecho mediciones de T_1 en los protones de soluciones de $C_6H_6-C_6D_6$. La contribución rotacional al relajamiento de los protones del benceno, se obtiene del valor de dilución infinita deducido por extrapolación. Se encontró que $1/T_1$ es una función lineal de la fracción de volumen y la contribución traslacional se obtuvo de la diferencia de $1/T_1$ para C_6H_6 puro y la dilución infinita $1/T_1$. Los tiempos de relajamiento rotacional y traslacional encontrados de esta manera son 60 y 30 seg respectivamente. El tiempo de correlación rotacional se calcula usando un modelo previamente descrito¹ y resultó ser de 2.0×10^{-12} segundos, en concordancia razonable con 2.3×10^{-12} segundos, que es el valor deducido del tiempo de relajamiento rotacional. Usando el valor del coeficiente de difusión medido con técnicas de spin-eco, se obtuvo un tiempo de relajamiento traslacional de 30 segundos suponiendo que la distancia de mayor acercamiento durante la colisión es de 5.0×10^{-8} cm.

*Auspiciado por la Office of Scientific Research y U.S. Air Force.

1. R.W. Mitchell y M. Eisner J.Chem.Phys. 33, 86 (1960).

Q.4 INTERACCION CUADRUPOLAR DE Li^7 EN LOS FERROELECTRICOS

$\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ Y $\text{LiD}_3(\text{SeO}_3)_2$ *, David H. Anderson, *Sandia Laboratory*.

La interpretación de los datos del acoplamiento cuadrupolar del Li^7 en un cristal simple de $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ es difícil debido a pequeñas separaciones y a dos posiciones cristalográficas no equivalentes. Sin embargo en un cristal simple de $\text{LiD}_3(\text{SeO}_3)_2$ el cual fue γ -irradiado para reducir el tiempo de relajamiento de la malla de spin, se obtuvo mejor resolución, posiblemente debido al ambiente magnéticamente más débil. Las constantes de Li^7 a partir de $\text{LiD}_3(\text{SeO}_3)_2$ resultaron consistentes con los datos de $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$. Ambas posiciones tuvieron la misma constante de acoplamiento $(e^2qQ/h) = 3.5 \times 10^4 \text{ seg}^{-1}$ y el mismo parámetro de asimetría $\eta = 0.5$, dentro del error experimental. El eje principal en cada posición tuvo diferentes direcciones; en cada caso fue aproximadamente a lo largo de una línea conectando el ion Li^+ con un ion de oxígeno cercano. (Esto está basado sobre la probable posición del Li dada por Vedam et al¹). De este modo los iones de Li^+ aparentemente tiene un papel, en distancias oxígeno-oxígeno relativamente pequeñas¹ análoga a las ligas de hidrógeno. Esto propicia la idea de que tal vez el ión Li^+ en $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ tiene una función semejante a los iones de hidrógeno en los ferroeléctricos "unidos por hidrógeno" tales como KH_2PO_4 .

*Auspiciado por: la U.S. Atomic Energy Commission.

1. K. Vedam, Y. Okaya y R. Pepinsky, *Phys.Rev.*, 119, 1252 (1960).

Q.5 RESONANCIA DE CUADRUPOLO NUCLEAR DE Cl EN $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ PARAMAGNETICO, W.W. Simmons, W.A. Robinson y W.J. O'Sullivan, *Space Technology Laboratories*.

La resonancia cuadrupolar nuclear en el Cl^{35} y el Cl^{37} ha sido observada en muestras pulverizadas de $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ paramagnético con un detector super-regenerativo. La resonancia del Cl^{35} es regularmente fuerte con anchura de línea de aproximadamente 15 Kc/seg y una frecuencia de 5.54 Mc/seg a 4.2°K. La resonancia desaparece abruptamente a 2.3°K en concordancia con la temperatura de Néel como observaron Robinson y Friedberg¹ de medidas de calor específico, pero ligeramente menor que la temperatura de Néel, deducida de protones de resonancia

magnética nuclear por Sugawara². Despreciando todos los efectos de superposición y correlación entre diferentes ligas $\text{Co}^{++}-\text{Cl}^{-}$ se deriva a partir de la frecuencia de resonancia observada una estimación de la desviación del sistema de configuración iónica $\text{Co}^{++}(3d^7) \text{Cl}^{-}(3p^6)$. Este resultado indica que la configuración iónica representa una primera aproximación razonable en $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$.

1. W.K. Robinson y S.A. Friedberg, *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II* 4, 183 (1959).
2. T. Sugawara, *J. Phys. Soc. Japan* 14, 1248 (1959).

Q.6 INVESTIGACIONES DE RESONANCIAS DE FALLA ESTRUCTURAL EN COBALTO METALICO, W.A. Hardy, *IBM Corporation, Owego.*

Además de las resonancias reportadas anteriormente, se han registrado varias resonancias nucleares adicionales en polvo de cobalto puro y películas que se originan en las fases fcc o hcp y en la falla estructural asociada¹. Se presentará una investigación sistemática de todos éstos incluyendo la dependencia térmica de las frecuencias de resonancia, las intensidades y anchuras de línea, así como la identificación posterior de las líneas de falla basado en el tratamiento metalúrgico y análisis con rayos X. La explicación de Portis de la forma de la dispersión observada en la absorción, basado en la no saturación de la dispersión de acuerdo con la teoría de Redfield, se ha confirmado adicionalmente por la observación del cambio de fase de la señal de resonancia a muy bajos niveles del campo de rf. Esto introduce también una técnica para medir el factor de acrecentamiento, proporcionando el campo de rf por el cual el núcleo está urgido en el metal, y relacionando esto a la metalurgia de la muestra. El trabajo en frío de un número de muestras ha producido un ensanchamiento severo de las líneas debido a la deformación y el alivio de esto con la temperatura y el tiempo puede seguirse por un monitoreo directo de las resonancias.

1. W.A. Hardy, *J. Appl. Phys.* 32, 122 S (1961).

Q.7 ABSORCION RESONANTE LIBRE DE RETROCESO EN Tm^{169} , R.L. Cohen, U. Hauser y R.L. Mössbauer, *California Institute of Technology.*

Ha sido investigada la absorción nuclear de resonancia libre de retroceso de

la transición de 8.4 keV en Tm^{169} que se emite en el decaimiento de Er^{169} (9.4 días). La baja energía de la transición da como resultado una gran fracción de transiciones libres de retroceso aún a altas temperaturas. Con fuentes y absorbentes en el metal y formas de óxido, se han obtenido estructuras hiperfinas que dependen fuertemente de la temperatura. Los modelos de absorción observados se explican sobre la base de una interacción cuadrupolar que resulta de la interacción del momento cuadrupolar nuclear de Tm^{169} en su estado excitado (spin 3/2) con un gradiente de campo eléctrico promedio producido por la nube electrónica. En el caso de las muestras de óxido el modelo se complica por el hecho de que los iones de las tierras raras se encuentran en dos posiciones de la red de simetría no equivalente. Se espera que la interacción magnética hiperfina sea despreciable. Los argumentos para esto se dan sobre la base de tiempos cortos de relajamiento del spin en los compuestos de las tierras raras.

Q.8 RESONANCIA PARAMAGNETICA DE Ce^{3+} EN $La(C_2H_5SO_4)_3 \cdot 9H_2O$ a 71 kMc/seg., D.P. Devor y R.H. Hoskins, *Hughes Research Laboratories*.

La resonancia paramagnética de Ce^{3+} en una red huésped de sulfato etílico de lantano ha sido observada a una frecuencia de 71 kMc/seg a una temperatura de 1.4°K. Bogel et.al.¹, han observado la resonancia de 2 dobletes en este sistema y reportaron los valores g y estimaron la separación del campo cero entre los dobletes a $3 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$. A 71 kMc/seg hemos observado la misma separación Zeeman que Bogel et.al., y por observación de una transición entre los dobletes hemos medido la separación del campo cero como $118.2 \pm 0.1 \text{ kMc/seg}$ ó 3.94 cm^{-1} . Una teoría del campo cristalino suficiente para explicar el espectro observado por Bogel et al., fue desarrollada por Elliott y Stevens² habiendo nosotros usado su teoría para calcular las probabilidades de transición. Una comparación de las intensidades de las líneas observadas indica que la transición entre dobletes es de un orden de magnitud mayor que lo predicho. Serán discutidas posibles interpretaciones de nuestros resultados.

1. G.S. Bogel, A.H. Cooke y S. Whitley. Proc.Phys.Soc. (London) A 64, 931 (1951).
2. R.J. Elliott y K.W.H. Stevens, Proc.Roy.Soc. (London) A 215, 437 (1952).

Q.9 RELAJAMIENTO PARAMAGNETICO EN SOLUCIONES - EFECTOS INTER-
IONICOS, R.G. Pearson y T. Buch^{*}, *Northwestern University*.

La interacción magnética entre dos iones paramagnéticos diferentes, en solución, facilita una posibilidad para su relajamiento mutuo, que conduce a un ensanchamiento de sus líneas de resonancia paramagnética. La naturaleza de este efecto está determinada por los valores relativos de dos "tiempos": La vida media de un estado de spin en el "complejo de colisión" formado por los dos iones, y la vida media del complejo como tal, es decir, el tiempo que los dos iones pasan tan cerca el uno del otro, que las interacciones magnéticas son capaces de producir el relajamiento. El más largo de estos tiempos determina el comportamiento del sistema. En principio es posible distinguir estos dos casos experimentalmente, siguiendo la variación del ancho de línea con la concentración de las especies paramagnéticas. En el presente trabajo, se estudió el efecto de varios iones de la primera serie de transición en complejos de diferentes cargas eléctricas, y de varios iones de las tierras raras, sobre el ancho de línea en el espectro de resonancia del ión-radical peroxilamino-disulfanato. Los resultados están de acuerdo con lo calculado sobre la base de la teoría sobre efectos cinéticos en soluciones electrolíticas. La velocidad de formación de pares iónicos fue determinada en varios casos, y los resultados experimentales están de acuerdo con las predicciones basadas en un modelo de reacción controlada por difusión, con las modificaciones correspondientes a las interacciones electrostáticas. También será mencionado el efecto que electrolitos diamagnéticos tienen sobre el ancho de la línea de resonancia paramagnética.

*En uso de licencia de la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad de Buenos Aires, Argentina.

Q.10 POLARIZACION DE NUCLEOS EN LIQUIDOS POR CONTACTO CON SOLIDOS PARAMAGNETICOS, Jean Uebersfeld, *University of Besançon, Francia*.

Ha sido mostrado que si el spin nuclear experimenta una interacción de dipolo estático con spines de electrones, la polarización nuclear puede ser mejorada por un factor del orden de $\frac{\gamma_e}{\gamma_n}$ (donde γ_e y γ_n son respectivamente las relacio-

nes giromagnéticas del electrón y nuclear). El mejoramiento se obtiene en un campo magnético dado por la saturación de una de las dos transiciones prohibidas correspondiendo a un cambio mutuo de spin nuclear y electrónico. Este tipo de polarización nuclear ha sido observado en protones de líquidos circundando partículas de carbón paramagnético. La causa de este resultado es la existencia de una parte de líquido absorbida sobre la superficie del carbón donde el spin nuclear experimenta interacción estática con el spin del electrón del sólido y un rápido intercambio entre moléculas de la parte absorbida y moléculas del grueso del líquido. Se han hecho estudios de tales polarizaciones dinámicas sobre protones de benceno líquido rodeando diferentes tipos de carbones. La polarización dinámica que hemos obtenido en este caso es alrededor de 50 veces aquélla en equilibrio térmico (el máximo valor teórico es 660). Tal experimento debe ser posible polarizando el hidrógeno líquido y el helio 3 líquido a baja temperatura. Si extrapolamos el resultado actualmente obtenido con benceno a la temperatura ambiente, lo cual parece ser razonable, y aún pesimista, podríamos esperar una polarización nuclear de alrededor de 0.5 por ciento para helio 3 líquido a 0.5°K en un campo de unos 10 kilogauss.

Q.11 RESONANCIA CICLOTRONICA EN GASES*, D. Kivelson, K. Bayes y S.C. Wong, *University of California, Los Angeles.*

Hemos empleado un espectrómetro convencional ESR para estudiar la resonancia ciclotrónica en los productos de las descargas para varios gases. Una cavidad rectangular TE_{102} fue usada con el campo E de rf casi paralelo al campo magnético aplicado. Esto nos permitió emplear suficiente potencia para mantener una polarización adecuada en el cristal detector sin calentar los electrones apreciablemente. El gas pasó continuamente a través de la cavidad que estaba localizada a unos 50 cm de la descarga. Parece ser que algunos de los electrones observados se difundían hacia abajo de la descarga; otros se formaban posteriormente a la iluminación. Gases moleculares fueron introducidos en la parte inferior de la descarga y el ensanchamiento de las líneas de resonancia ciclotrónica pudo ser empleado para estimar las secciones moleculares correspondientes al impacto de

electrones. Solamente mediciones de baja potencia tienen significado debido a que para electrones de altas temperaturas, el camino libre medio depende de la velocidad, lo que hace que los resultados sean difíciles de interpretar.

*Auspiciado en parte por la National Science Foundation y The Research Corporation.

Q.12 COMPORTAMIENTO TRANSITORIO DE UN AMPLIFICADOR FERROMAGNETICO DE BOMBEO-PARALELO, C.S. Porter, C.A. Morrison y L.A. Ault, *Diamond Ordnance Fuze Laboratories.*

Usando un amplificador de un sólo cristal de granate de itrio-fierro de bombeo paralelo, bombeado a 9.2 kMc/seg, hemos determinado la señal de salida como una función de la frecuencia y la modulación de la amplitud de la bomba, de la señal, del campo magnético, y de las variaciones en la carga de la señal y los modos vanos. De estos datos, podemos estimar el ruido de salida que se espera en la señal debido a estas causas. Es posible también estimar los tiempos efectivos del relajamiento de la carga para los modos. El umbral de oscilaciones se aumenta y la ganancia del amplificador se reduce por la modulación, lo que está de acuerdo con la carta de Suhl respecto a la estabilización de la resonancia por modulación¹.

1. H. Suhl. *Phys.Rev. Letters* 6, 174 (1961).

Q.13 OPTICA CUANTICA DE RADIACION COHERENTE DE MASERS, Jenny E. Rosenthal, *Bramley Consultants.*

La posibilidad de enfocar un haz de radiación coherente sobre un área del orden de su longitud de ondasuscita preguntas sobre la aplicación de la óptica clásica. Para intensidades de luz emitidas con $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ de 10^4 w/cm^2 , como en el maser óptico de Maiman, la densidad de fotones en el punto focal es de $2.4 \times 10^{20} \text{ fotones/cm}^3$ (o aproximadamente 1 % del número de átomos por cm^3 en silicio cristalino). Esto da como resultado una energía de 140 MeV en un volumen del orden de λ^3 . Las intensidades de los campos eléctrico y magnético son $4 \times 10^7 \text{ v/cm}$ y 10^5 oersteds , respectivamente, mientras la presión de radiación excede 600 atmósferas. Estipulando estas condiciones, consideramos lo siguiente:

Si dos estados de un sistema atómico aislado tienen una separación $2h\nu$; cómo se compara la probabilidad de excitación al estado superior por absorción de dos fotones, cada uno de energía $h\nu$, con la probabilidad de la misma excitación por absorción de un fotón $h(2\nu)$? ¿Es la probabilidad de absorción múltiple de fotones suficiente para el despojo de átomos? Aquí μ_0 y ϵ_0 se suponen conservando el valor usual en las ecuaciones de Maxwell para propagación en vacío.

Q.14 SOBRE LOS MODOS ELECTROMAGNETICOS DE UN MASER OPTICO,
E.S. Dayhoff, *U.S. Naval Ordnance Laboratory.*

Una teoría de propagación de ondas originalmente desarrollada para el tratamiento de efectos de difracción en interferometría de micro-ondas se adapta a la discusión de los modos de oscilación de un maser óptico teniendo fronteras plano paralelas. En esta teoría¹, la cual proporciona una formulación rigurosa de propagación de ondas electromagnéticas en el espacio vectorial de propagación por el uso de una especie de representación matricial de dispersión, es posible representar explícitamente los efectos de difracción y tratados como una perturbación en una onda no difractada en forma unificada. Las ecuaciones resultantes son complicadas, pero la naturaleza de las soluciones puede entreverse como una consecuencia del procedimiento de perturbación. Las soluciones ondulatorias características en la presencia de difracción puede expresarse como superposiciones lineales de aquellas soluciones que existirían en la ausencia de difracción o sea las soluciones ordinarias del tipo Fabry-Perot. Las nuevas soluciones difieren cualitativamente de las antiguas en que: 1) hay un desplegamiento en las direcciones de propagación en cada solución característica y 2) la mayoría de los nodos espaciales de las soluciones anteriores se pierden o debilitan por la mezcla de modos simples.

1. D.M. Kerns y E.S. Dayhoff, *J.Res.Nat.Bur. Standards* **64B**, 1 (1960).

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION QA SIMPOSIO DE LA DIVISION DE FISICA DEL PLASMA
AUDITORIO 7, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: JOSEPH MATHER

- QA.1 PROPIEDADES DE TRANSPORTE DE LOS GASES TOTALMENTE IONIZADOS, I. Bernstein, *Project Matterhorn (30 min.)*
- QA.2 GEOMETRIA DEL CONFINAMIENTO MAGNETICO, J.L. Tuck, *Los Alamos Scientific Laboratory (30 min.)*
- QA.3 RADIACION CICLOTRONICA DE PLASMAS TERMONUCLEARES.
W.E. Drummond, *General Atomic (30 min)*
- QA.4 MEDIDA DE LA TEMPERATURA DEL PLASMA, H.R. Griem, *University of Maryland and U.S. Naval Research Laboratory (30 min.)*

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION R FISICA TEORICA II

AUDITORIO 4, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: M. MOSHINSKY

- R.1 PRINCIPIO DE MINIMO PARA LOS ALCANCES EFECTIVOS*, Leonard Rosenberg, Thomas F. O'Malley y Larry Spruch, *New York University*.
Ohmura ha dado recientemente un principio variacional para el alcance efectivo, r_0 , para la dispersión de ondas el cual tiene la propiedad adicional de que las variaciones de segundo orden alrededor de la solución verdadera son positivas (esto es, hay un mínimo local) siempre que la longitud de dispersión se conozca exactamente. Hemos demostrado que, bajo las condiciones anteriormente mencionadas, la solución exacta corresponde a un mínimo *absoluto* y no solamente a un mínimo local. Además, para $L > 0$, obtenemos de nuevo un principio de mínimo absoluto en donde la longitud de dispersión, A_L , no necesita ser co-

nocida *a priori*. Los resultados mejorados se siguen de la identidad

$$\frac{1}{2} r_{oL} A_L^2 = \frac{1}{2} r_{oLt} A_{Lt}^2 - (u_{1t}, H^2 u_{1t}) + (w_1, H^2 w_1)$$

donde u_{1t} y w_1 son proporcionales a los coeficientes de los términos lineales en el desarrollo con respecto a la energía de las función de ensayo u_t y la función de diferencia $w = u_t - u$, respectivamente; u satisface $(H - E) u = 0$. Los resultados anteriormente mencionados se obtienen al notar que la segunda integral que aparece arriba es positiva (la normalización de u y u_t es crucial aquí). Se pueden obtener los mismos resultados para campos Coulombianos repulsivos, aún para $L = 0$.

*Auspiciado en parte por la AFCRL, la OOR y la ONR.

R.2 ABSORCION DE RADIACION EN UN MODELO QUASI-CLASICO, D.F. DuBois y M.G. Kivelson, *The Rand Corporation*.

Partiendo de la teoría generalizada de Hartree-Fock (H.F.) como está expresada en el formalismo de la función de Green¹, efectuamos un desarrollo de la densidad espectral, la cual tiene a la descripción de Thomas-Fermi-Dirac (TFD) como la contribución de orden más bajo. Utilizando este desarrollo, calculamos el coeficiente de absorción en el límite quasi-clásico. El resultado puede expresarse como una integral que depende solamente del potencial TFD. Se hace una comparación con los resultados obtenidos en tratamientos más exactos de mecánica cuántica tales como el H.F. Las funciones de Green calculadas por los métodos mencionados anteriormente, proporcionan una solución de orden cero de la cual se pueden obtener las correcciones de correlación utilizando las técnicas desarrolladas por Gell-Mann y Brueckner² para el gas de electrones.

1. P.C. Martin y J. Schwinger, *Phys.Rev.* 115, 1342 (1959).

2. M. Gell-Mann y K. Brueckner, *Phys.Rev.* 106, 364 (1957).

R.3 SOBRE LAS ECUACIONES QUE GOBIERNAN LA COHERENCIA DE LA RADIACION EMITIDA POR DISTRIBUCIONES AL AZAR DE CARGA Y

CORRIENTE, M. Beran y G. Parrent, Jr., *Technical Operations Incorporated*.

En el campo de la óptica física, la teoría de la coherencia¹ se ha mostrado como un concepto muy útil para el análisis de los fenómenos ópticos. Una extensión de esta teoría que incluye términos que describan a las fuentes, proporciona un marco para utilizar las medidas ópticas para obtener información acerca de las correlaciones estadísticas de carga y corriente en un plasma ópticamente delgado. En este trabajo, derivaremos de las ecuaciones de Maxwell las ecuaciones diferenciales que relacionan los tensores de correlación con las correlaciones de corriente y de carga. Los tensores de correlación asociados con los campos E y H están definidos, respectivamente, por

$$E_{jk}(x_1, x_2, t_1, t_2) = \{ E_j(x_1, t_1) E_k^*(x_2, t_2) \}$$

y

$$H_{jk}(x_1, x_2, t_1, t_2) = \{ H_j(x_1, t_1) H_k^*(x_2, t_2) \} ,$$

donde los paréntesis indican promedio sobre el conjunto. Se obtienen las ecuaciones tanto para el caso estacionario como para el no estacionario. La utilidad de estos resultados parte de la consideración de que, a frecuencias ópticas, el tensor de correlación del campo E puede ser determinado por técnicas interferométricas. Así, como una herramienta de diagnosis, este tensor contiene no solo la distribución espectral sino también información acerca de las correlaciones espaciotemporales de las corrientes y las cargas contenidas en el plasma.

1. Born y Wolf, "Principles of Optics" (London and N.Y., Pergamon Press, 1959), Cap. X.

R.4 PROBABILIDADES DE TRANSICION AUGER KLL, Edwin J. Callan, *Wright-Patterson AFB*.

Las velocidades de transición Auger KLL han sido calculadas para varios números atómicos entre 1 y 80 para todas las transiciones implicadas. Se usaron funciones de onda no relativistas del hidrógeno tomando en cuenta el efecto de pan-

talla. Las constantes de pantalla se obtuvieron de los números de apantallamiento límite para las funciones SCF¹, modificados para tomar en cuenta valores distintos de cero del radio medio. Las energías del electrón emitido fueron obtenidas de los valores de los niveles de energía. Se presentan también las amplitudes basadas en el acoplamiento $L - S^2$. Para varios átomos se dan las variaciones en la velocidad de transición para cambios independientes en la carga atómica efectiva y en la energía del electrón Auger. El aumento de la velocidad de transición con respecto a Z es suave aunque varía en distintas formas. Las amplitudes 1D_2 y 1P_1 muestran, con respecto a Z , un aumento mucho mayor que las amplitudes 1S_0 ó 3P_2 , por ejemplo. En el acoplamiento $L - S$, las amplitudes relativas para los momentos angulares $L = 1$ y 2 son opuestas en intensidad a aquellas que se encuentran usando una teoría relativista³. Se calculan algunos rendimientos de fluorescencia para la capa K y se comparan con otros valores.

1. Froese, C., Proc.Roy.Soc. A, 239, 311 (1957), y 244, 390 (1958).
2. Asaad, W. y Burhop, E.H.S., Proc.Phys.Soc., 71, 369 (1958).
3. Asaad, W., Proc.Roy.Soc. A, 249, 555 (1959).

R.5 PERTURBACION DEL ATOMO DE LITIO POR UNA CARGA PUNTUAL*, José Luis Cortéz y J.M. Robinson, *Texas College of Arts and Industries*.

Se estudió el estado base y el primer estado excitado del átomo de litio, en un cálculo detallado usando una carga puntual como perturbador. Se trató al sistema en una forma quasi-estática para las diferentes distancias de separación R , para determinar el comportamiento de las contribuciones de carga electrónica del átomo de Li bajo perturbación. Se varió ampliamente los parámetros de pantalla con el objeto de llegar al mejor conjunto para el átomo perturbado. La mejor descripción del sistema, con el conjunto restringido de configuraciones usadas, generó diferentes parámetros de pantalla para los estados base y excitado. Se hicieron los cálculos utilizando un programa que fue preparado para la Univac Scientific 1103 de la Southern Methodist University Computing Center por uno de los autores (KLC). Los valores de expectación de la energía, graficados para diferentes valores de R , mostraron un mínimo alrededor de $R = 3.5$ u. a. Los resultados del cálculo dieron el desplazamiento esperado hacia el rojo para la transición $^2S_{\frac{1}{2}} - ^2S_{\frac{1}{2}}$.

Se observó que la función $2s$ es más sensitiva a los cambios de R que la función $2p_z$, mientras que la descripción $1s$ es relativamente constante para valores de $R' \geq 3$ u.a.

*Auspiciado en parte por la National Science Foundation.

R.6 PERTURBACION DE SISTEMAS ATOMICOS DE TRES ELECTRONES POR UNA CARGA PUNTUAL*, J.M. Robinson y José Luis Cortéz, *Texas College of Arts and Industries*.

Se estudiaron las distribuciones de carga electrónica de la serie isoelectrónica del Li bajo la perturbación de una carga puntual en cálculos detallados en los cuales se permitió variar los parámetros de pantalla tanto en el estado base como en el excitado. Se hicieron correlaciones entre la Z del núcleo, las distancias de separación y diferentes observables. Los cálculos fueron hechos en la Univac Scientific 1103 de la Southern Methodist University usando un programa completamente automático preparado por uno de los autores (JLC).

*Auspiciado en parte por la National Science Foundation.

R.7 RELACIONES DE DISPERSION PARA ONDAS PARCIALES EN LA DISPERSION DE COMPTON POR NUCLEONES, A.P. Contogouris, *Cornell University*.

Se trata de la dispersión de fotones por nucleones hasta el orden de e^2 desde el punto de vista de la representación de Mandelstam. Se efectúa la descomposición en momentos angulares para los procesos $\gamma + N \rightarrow \gamma + N$ y $\gamma + \gamma \rightarrow N + \bar{N}$. Las propiedades analíticas de las amplitudes de las ondas parciales se determinan de la representación doble. Se calculan las discontinuidades a lo largo del corte ramal no físico con la ayuda de las propiedades de simetría satisfechas por los invariantes del problema y por la continuación analítica por medio de los polinomios de Legendre. En esta forma se encuentra un conjunto acoplado de relaciones de dispersión para las ondas parciales que contienen las amplitudes de dispersión y de producción para los procesos arriba mencionados. Se discuten los límites de la validez del desarrollo en polinomios de Legendre y se considera una

aplicación a la dispersión de Compton por protones, tomando en cuenta los multipolos más importantes.

R.8 PRINCIPIOS VARIACIONALES PARA UN CAMPO VECTORIAL EN LA TEORIA DE LA DISPERSION, R.J. Wagner, *Space Technology Laboratories*.

Se consideran métodos variacionales para la solución de la ecuación de onda vectorial que describe un campo debido a una fuente arbitraria colocada en la vecindad de un medio absorbente inhomogéneo. Se han obtenido principios variacionales en formas lineal y exponencial para la función de Green tensorial que satisface la ecuación con una fuente puntual

$$\nabla \times \nabla \times G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + U(\mathbf{r}) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

que son los análogos a los principios de Altshuler para la ecuación escalar de ondas¹. Se obtienen las formas estacionarias para el problema usual de la dispersión (onda plana incidente, ondas salientes) cuando el punto fuente se aleja hasta el infinito. Como en el caso escalar, el carácter bifuncional de las formas estacionarias en la región asintótica resulta como un límite natural de los principios variacionales para una fuente puntual.

1. S. Altshuler, Phys.Rev. 109, 1830 (1958).

R.9 SOBRE LOS POLOS REDUNDANTES DE LA MATRIZ DE COLISION, J.M. Lozano^{*†}, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México*.

Es bien sabido que en la dispersión de una partícula no relativista por un potencial, la matriz $S(k)$, como función del número complejo k , puede tener polos redundantes si el potencial tiene alcance infinito; por otra parte, si el potencial tiene alcance finito a , la matriz S no tiene ese tipo de polos; se puede entonces concluir que esos polos se deben a la cola del potencial. Estudiando dos ejemplos: el potencial de Eckart y el de Bargmann, cortados a una distancia a y considerando la matriz $S_c(k, a)$ correspondiente cuando a tiende a infinito, se mues-

tra como aparecen los polos redundantes. Para el potencial de Eckart, la matriz S tiene un polo redundante sobre el eje imaginario positivo y para el potencial de Bargmann tiene dos polos redundantes, uno en el primer cuadrante y otro en el segundo.

*Subsidiado del Instituto Nacional de la Investigación Científica.

†Asesor de la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

R.10 TENSORES DE POLARIZACION Y CORRELACION EN LA DISPERSION DE ELECTRONES POR ATOMOS DE HIDROGENO, P.G. Burke, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley*, y H.M. Schey, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore*.

Hemos derivado formas explícitas para los tensores de polarización y correlación en el caso de la dispersión de electrones por átomos de hidrógeno, que son equivalentes a las expresiones dadas por Schumacher y Bethe¹ para la dispersión de nucleón por nucleón. Expresándolos en términos de las amplitudes para dispersión singulete y triplete, los calculamos utilizando los desplazamientos de fase obtenidos por diferentes autores. Se da una gráfica de los tensores, en la cual se mostrará su variación con el ángulo de dispersión y se harán comentarios por lo que respecta a su utilidad para obtener diversas soluciones teóricas del problema de la dispersión de electrones por átomos de hidrógeno.

1. C.R. Schumacher y H.A. Bethe, *Phys.Rev.* **121**, 1534 (1961).

R.11 CONSIDERACIONES SOBRE LA TEORIA DE LA DISPERSION INELASTICA, F. Medina y L. Estrada, *Instituto de Física. UNAM*.

Se discuten los procesos de dispersión inelástica usando un modelo con dos canales basado en la Teoría Unificada de las Reacciones Nucleares propuesta por Feshbach¹. Se obtiene la solución exacta para el caso en que se suponen pozos cuadrados para los acoplamientos. Se analizan los procesos resonantes y se comparan con los obtenidos en la descripción de las reacciones nucleares mediante condiciones a la frontera introducida por Moshinsky². Finalmente se discute el significado de los acoplamientos entre los canales de entrada y salida³.

1. H. Feshbach. *Annals of Phys.* 5, 357 (1958).
2. M. Moshinsky. *Phys.Rev.* 81, 347 (1951).
3. F. Medina. En prensa.

R.12 DISPERSION ELASTICA RELATIVISTA DE ELECTRONES POR NUCLEOS APANTALLADOS*, R.T. Brown, S.R. Lin, y N. Sherman, *University of Michigan*.

Se ha calculado numéricamente la dispersión elástica relativista de electrones por núcleos apantallados exponencialmente. Las cantidades de principal interés son el factor asimétrico de polarización¹, $S(\theta)$, y la sección para la dispersión individual. Se presentan resultados para $Z = 79$ a una energía del electrón de 121 keV para ser comparados con cálculos semejantes^{1,2}. La dispersión fue calculada de los desplazamientos de fase. Los desplazamientos de fase fueron obtenidos por la integración numérica de las ecuaciones radiales de Dirac, siguiendo dos métodos independientes. Se confrontan con los desplazamientos de fase correspondientes obtenidos por el método WKB. Se registraron resultados numéricos intermedios (tales como amplitudes de dispersión y desplazamientos de fase) y están disponibles para utilizarse en otros cálculos. Los cálculos fueron hechos en la computadora IBM-704 en la Universidad de Michigan y en el Instituto de Ciencias Matemáticas de la Universidad de Nueva York.

*Auspiciado en parte por la National Science Foundation, la Office of Naval Research, y la Atomic Energy Commission.

1. N. Sherman y D.F. Nelson, *Phys.Rev.* 114, 1541 (1959).
2. C.B.O. Mohr y L.J. Tassie, *Proc.Phys.Soc. (London)* 67, 711 (1954).

R.13 DESCRIPCION EN EL MODELO OPTICO DE LA DISPERSION ELASTICA DE PROTONES DE 8 MeV*, Martin L. Gursky y Leona Stewart, *Los Alamos Scientific Laboratory*.

La dependencia angular de la dispersión elástica de protones polarizados de alrededor de 8 MeV fue sometida a un análisis en base al modelo óptico. A excepción hecha del radio nuclear, los parámetros se eligieron iguales a aquellos que se usan en análisis semejantes en la dispersión de protones de 10 MeV².

Cambiando r_0 , el parámetro supuesto para el radio del potencial nuclear, del valor original de 1.20 Fermis² a 1.25 Fermis, los cálculos basados en el modelo óptico del núcleo siguen las tendencias observadas experimentalmente con fidelidad razonable. No se intentó obtener el "ajuste óptimo" para elementos individuales ni establecer la unicidad de los parámetros empleados.

*Trabajo efectuado bajo el auspicio de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. L. Rosen, *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure*, (Kingston, Ontario, 1960) p. 185.
2. L. Rosen, J.E. Brolley Jr., y L. Stewart, *Phys.Rev.* 121, 1423 (1961).

R.14 ANALISIS EN EL MODELO OPTICO DE LA DISPERSION ELASTICA DE PROTONES POR CARBON DE 11 A 20 MeV*, J.S. Nodvik, *University of Southern California*, C.B. Duke, *Princeton University*, y M.A. Melkanoff, *University of California, Los Angeles*.

Se efectuó un análisis extenso de la dispersión elástica de protones por carbón en el intervalo de energía de 11 a 20 MeV utilizando el potencial del modelo óptico que incluye una absorción superficial Gaussiana y un acoplamiento espín-órbita. Los datos experimentales a intervalos pequeños de energía fueron ajustados por medio de un programa automático de búsqueda utilizando las computadoras IBM 709 y 7090 de UCLA. Este análisis dió ajustes notablemente buenos para las secciones diferenciales y ajustes cualitativos para las secciones de polarización y reacción. Los valores de los parámetros del modelo y su comportamiento en función de la energía son razonables en general, excepto que el grueso a de la superficie, asociado con la parte real del potencial, muestra algún aumento sistemático con la energía, y la absorción superficial está generalmente limitada a un cascarón delgado. Se discute el comportamiento anómalo de los parámetros en la región de 17 a 18 MeV.

* Auspiciado en parte por la National Science Foundation, la Air Force Office of Scientific Research, y la U.S. Atomic Energy Commission.

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 20.00
BANQUETE DE LA AMERICAN PHYSICAL SOCIETY
Y LA
SOCIEDAD MEXICANA DE FISICA
HOTEL DEL PRADO

Presidentes: F. ALBA Y F. SEITZ

LOS NOMBRES DE LOS ORADORES SE ANUNCIARAN POSTERIORMENTE.

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 10.00
SESION S. FISICA DE NEUTRONES I
AUDITORIO 6, UNIDAD DE CONGRESOS DE L CENTRO MEDICO

Presidente: W.W. HAVENS Jr.

S.1 UN CENTELLADOR DE HELIO LIQUIDO COMO ANALIZADOR DE POLARIZACION DE NEUTRONES*, R.B. Perkins y J.E. Simmons, *Los Alamos Scientific Laboratory.*

La polarización de neutrones es analizada convenientemente por la dispersión en el helio. El descubrimiento que el helio líquido centellea¹, aunado con las ventajas de la alta densidad ha conducida al desarrollo del centellador de helio líquido descrito abajo. Operación en coincidencia entre el retache del neutrón en el helio y un detector de neutrones externo sirve para reducir el fondo. El creostato es de diseño convencional utilizando un aislamiento térmico a las temperaturas de nitrógeno líquido. El helio líquido contenido en una vasija de vidrio es visto por un tubo fotomultiplicador montado externamente al creostato. Una capa delgada de diphenylstilbene se deposita en el interior del vidrio para que actúe como un cambiador de onda. Un depósito de un recipiente de 0.7 litros mantiene el helio líquido en el volumen centellador por un período de ocho horas. Se discutirán detalles de la construcción óptica y comportamiento como polarímetro de neutrones a energías cercanas a 20 MeV.

* Trabajo efectuado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.
1. H. Fleishman, H. Einbinder, y C.S. Wu, *Rev. Sci. Instr.* **30**, 1130 (1959).

S.2 ESPECTROMÉTRO DE NEUTRONES Y RAYOS GAMA, J.D. Hall y J.B. Ashe, *Texas Nuclear Corporation.*

Se describe un espectrómetro de centellador orgánico basado en el método de discriminación de formas de pulsos^{1,2} para separación de rayos gama y neutrones. Espectros para ambos han sido obtenidos para una zona correspondiente a energías de neutrones de 0.5 MeV a 14 MeV con buena omisión de la radiación indeseable. Un rasgo saliente del espectrómetro es su relativa insensibilidad al voltaje del fotomultiplicador para discriminar contra ambos tipos de radiación. Se presentaran datos ilustrando la respuesta del espectrómetro a radiación mixta.

* Auspiciado por Wright Air Development Division, Materials Laboratory.

1. F.D. Brooks, *AERE NP/GEN 8* (1959)
2. M. Forte, *Second United Nation's International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, **14**, 300 (1958), P/1514.

S.3 UN ESPECTROMETRO DE RAYOS GAMA DE ABSORCION TOTAL, I. L. Morgan, J.T. Prud'Homme, y J.B. Ashe, *Texas Nuclear Corporation.*

Un espectrómetro anular de anticoincidencias para rayos gama del tipo desarrollado por Trail y Raboy¹ se ha usado conjuntamente con un sistema de tiempo de vuelo de haz pulsado en nanosegundos para obtener espectros de rayos gama producidos por la interacción de neutrones con varios elementos. Se presentarán las curvas de resolución de energía y de eficiencia de detección de rayos gama. Se discutirán resultados típicos para neutrones de 4 y 15 MeV con varios modos de salida.

* Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. C.C. Trail y Sol Raboy, *Rev. Sci. Instr.* **30**, 425 (1959).

S.4 RAYOS GAMA DE LA DISPERSION INELASTICA DE NEUTRONES DE 4.1 MeV, J.B. Ashe, J.H. McCrary, D.O. Nellis, y O.M. Hudson, Jr., *Texas Nuclear Corporation.*

Usando el sistema descrito en resumen anterior, se han obtenido espectros

de altura de pulsos de rayos gama producidos por la interacción de neutrones de 4.1 MeV. Con Al, Fe, Ni, y Cu. En la Tabla I se muestran las energías de rayos gama observados. Se presentarán intensidades relativas de rayos gama.

TABLA I

RAYOS GAMA OBSERVADOS (MeV)

Al	Fe	Ni	Cu
.84	.84	.82	.66
1.01	1.04	1.00	.95
1.71	1.23	1.16	1.11
2.23	1.80	1.33	1.33
2.79	2.12	1.43	1.84
3.10	2.29	1.79	2.32
	2.60	3.16	2.89
	3.68	3.40	3.60

*Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

S.5 UN SISTEMA DE TIEMPO DE VUELO DE NEUTRONES PARA USARSE CON UN CICLOTRON*, H.W. Fulbright, J. Verba, y V. Deshpande, *University of Rochester*.

Se ha desarrollado un instrumento de tiempo de vuelo basado en el carácter pulsado del haz de un ciclotrón convencional, para usarse con el ciclotrón de energía variable en la University of Rochester. Se emplea conversión de diferencia de tiempos a altura de pulsos y el circuito es una versión transistorizada de aquél usado por Granberg y sus colaboradores en los Alamos. Pulsos de referencia se derivan del oscilador del ciclotrón. Se obtiene resoluciones en tiempo variando de 1.5 a 3 ns dependiendo de las condiciones con haces de p, d, He⁴, y He³.

*Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

S.6 ESTUDIO DE LAS REACCIONES $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ y $\text{C}^{13}(\alpha, n)\text{O}^{16}$ PARA ENERGÍAS ALFA ENTRE 8 y 8.5 MeV*, V. Deshpande, J. Verba, y H.W. Fulbright, *University of Rochester*.

Se han estudiado las reacciones $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ (estado base y primer excitado) y $\text{C}^{13}(\alpha, n)\text{O}^{16}$ (estado base) en la zona de energías de 8 a 8.5 MeV con uso de técnicas de tiempo de vuelo de milimicrosegundos. Se han obtenido funciones de excitación y distribuciones angulares con secciones transversales absolutas. En el caso $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ la distribución de neutrones del estado base es marcadamente diferente de la distribución del primer estado excitado. En ambos casos se encontraron picos enfrente y atrás. Cada distribución es generalmente similar a la distribución correspondiente encontrada con anterioridad para partículas alfa de 5 MeV^{1,2}. Las distribuciones $\text{C}^{13}(\alpha, n)\text{O}^{16}$ también tienen picos hacia adelante y hacia atrás.

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. Risser, Price, y Class, *Phys.Rev.* **105**, 1288 (1957).
2. Schiffer, Alfred A.Krauss, y Risser, *Phys.Rev.* **105**, 1811, (1957).

S.7 SECCION TRANSVERSAL Y DISTRIBUCION ANGULAR DE LA REACCION (d,n) EN C^{12} CERCA DE LA RESONANCIA DE 4 MEV*. J.W. Verba, H.W. Fulbright, V.K. Deshpande, *University of Rochester*.

La reacción $\text{C}^{12}(\text{d}, \text{n})\text{N}^{13}$ ha sido estudiada para una zona de energías del deuterón de 3.8 a 4.2 MeV en etapas de 50 keV. Las distribuciones angulares de los neutrones que dejan al N^{13} en su estado base encuentran un pronunciado pico Butler a aproximadamente 20° para todas las energías del deuterón. Las formas de las distribuciones angulares (d,n) son similares a aquellas de los protones de la reacción $\text{C}^{12}(\text{d}, \text{p})\text{N}^{13}$ para deuterones en la misma zona de energía. Sin embargo, existen algunas diferencias en las curvas de excitación obtenidas a varios ángulos. Las secciones transversales absolutas en los picos son en algunos casos considerablemente mayores que las secciones transversales (d,p) correspondientes. El máximo de la sección (d,n) varía desde aproximadamente 30 mb/ster en la resonancia hasta aproximadamente 15 mb/ster en 4.2 MeV.

Se hace un intento de analizar los datos suponiendo una pequeña cantidad de formación de núcleo compuesto interfiriendo con la reacción de despojo. Los resultados son comparados con los resultados correspondientes del análisis similar de los datos para (d,p) ¹.

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. T.W. Bonner, J.T. Eisinger, A.A. Kraus, y J.B. Marion Phys.Rev. 101, 209, (1956).

S.8 NEUTRONES DE BAJA ENERGIA DE LA REACCION (α, n) EN Be^9 , F.A. St. Romain, J. Hanna, R.L. Bramblett, y T.W. Bonner, *Rice University*.

Experimentos hechos sobre la detección de los neutrones lentos de la reacción (α, n) en Be^9 muestran un umbral ancho empezando a una energía de la partícula alfa de 4.3 MeV, y no hay umbral detectable para neutrones que dejan el C^{12} excitado al estado de 7.656 MeV. Otros experimentos usando el espectrómetro de neutrones de esfera moderada¹ han medido las energías de estos neutrones para $E_\alpha = 4.92$ y 5.11 MeV. Los resultados indican un pico en la dirección hacia adelante y una distribución de energía consistente con su origen de dispersión inelástica de partículas alfa, que deja al Be^9 excitado al nivel 1.75 MeV, que subsecuentemente se desintegra con emisión de neutron. A una energía de partícula alfa de 5.11 MeV la energía media de estos neutrones y la sección transversal diferencial son: 0° (325 keV, 22 mb/ster); 70° (205 keV, 8 mb/ster); y 120° (65 keV, 2 mb/ster).

*Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. R.L. Bramblett, R.F. Ewing, y T.W. Bonner, *Nuclear Instruments and Methods*, 9, 1 (1960).

S.9 GRUPOS DE NEUTRONES DE LA REACCION $\text{C}^{14}(p,n)\text{N}^{14*}$, J. Hanna, T.W. Bonner, R. Bramblett, y F. St. Romain, *Rice University*.

La producción de neutrones de un blanco delgado de C^{14} ha sido observada a 0° y a 90° respecto al haz de bombardeo en la zona de energía de 2.8 á 5.4 MeV. Arriba de 3.15 MeV la sección transversal para los dos grupos diferentes de neutrones se obtuvo usando el espectrómetro de neutrones de esfera mode-

rada¹. Arriba de 4.91 MeV se observó un tercer grupo de neutrones. Resonancia de la reacción se obtuvieron a las energías del protón de 2.89, 3.17, 3.36, 3.40, 3.61, 3.73, 3.89, 4.17, 4.22, 4.59, 4.92, 5.00, 5.13 y 5.24 MeV. No se obtuvieron resonancias angostas en la producción de neutrones que dejaban al N¹⁴ en su primer estado excitado que no hayan sido también observadas para los neutrones que dejaban al N¹⁴ en su estado base. Resonancias debidas a estados en N¹⁵ con spin isotópico. T = 3/2 se esperan para el grupo n₁ pero no para el grupo n₀. La producción de neutrones n₁ dá evidencia de un nivel ancho en el N¹⁵ a una excitación de cerca de 13.6 MeV que tiene spin isotópico T = 3/2, pero no se han observado resonancias angostas correspondientes a los estados en C¹⁵ con excitaciones de 2.48 y 3.08 MeV.

* Auspiciado en parte por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. R.L. Bramblett, R.I. Ewing y T.W. Bonner, *Nuclear Instrument and Methods*, 9, 1 (1960).

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION T. PLASMA I

AUDITORIO 4, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: J.L. TUCK

T.1 MEDICION DE PERFILES DE STARK EN LAS LINEAS ESPECTRALES DE HIDROGENO Y HELIO EMITIDAS POR PLASMAS CALENTADOS POR CHOQUE EN TUBOS T ELECTRO MAGNETICOS, H.F. Berg, A. Ali, R. Lincke y H.R. Griem, *University of Maryland*.

La placa de plasma detras de frentes de choque primarios o reflejados, sirvió como fuente térmica de luz. Se determinaron densidades de electrones a partir de intensidades absolutas en la zona de emisión continua. Las temperaturas en el helio se dedujeron de relaciones de intensidad de líneas de iones y átomos neutros o a temperaturas inferiores y en hidrógeno, a partir de intensidades relativas de líneas y zona de emisión continua. Los perfiles de línea se midieron explorando con un monocromador de exposición en exposición. (Las intensidades fueron

reproducibles dentro de $\pm 5\%$). Las anchuras y corrimientos experimentales se comparan con valores calculados a partir de densidades y temperaturas medidas de electrones. Para el Hidrógeno ($H\alpha, \beta, \gamma$) las anchuras coinciden dentro del 10% con la teoría¹; para helio neutro ($\lambda 5876, 5016, 4713, 4471, 3889, 3188A$) dentro del 15%². Las anchuras medidas del helio ionizado ($\lambda 4686, 3203A$) concuerdan dentro de 10% con la teoría³, pero $\lambda 4686A$ exhibe a un corrimiento hacia el azul (debido probablemente al término cuadrupolar en la teoría⁴ quasi-estática). Los corrimientos calculados² y medidos en helio neutro no coinciden por factores de hasta 2 en ambas direcciones.

* Auspiciado por Geophysics Research Directorate of the Air Force y la Office of Naval Research.

1. H.R. Griem, A.C. Kolb y K.Y. Shen, Phys.Rev. 116, 4 (1959).
2. H.R. Griem, M. Baranger, A.C. Kolb y G. Oertel, (para ser publicado).
3. H.R. Griem y K.Y. Shen, Phys.Rev. en prensa.
4. R.M. Herman, Bull.Am.Phys.Soc.Ser. II, 5, 234 (1960).

T.2 COMPARACION ENTRE MEDICIONES DE DENSIDAD DE ELECTRONES HECHAS CON LA SONDA DE LANGMUIR Y CON MICROONDAS EN UN TUNEL DE VIENTO SUPERSONICO DE BAJA DENSIDAD CALENTADA CON ARCO*. L. Talbot, J.E. Katz** y C.L. Brundin, *University of California, Berkeley.*

Se hicieron mediciones de la densidad de electrones en un flujo de plasma supersónico de baja densidad con el método del punto de estancamiento de la sonda de Langmuir¹. Los métodos interferométricos con microondas desarrollados por Wharton² se usaron en el mismo chorro de plasma. Los dos métodos dieron resultados que concordaron razonablemente bien. Por tanto, los medios de medición de densidades de electrones usando microondas parecen proporcionar un método rápido y confiable para examinar chorros de plasma y además de la información sobre densidades de electrones, es posible obtener información sobre la distribución radial del chorro ionizado. Un intento para determinar la temperatura de electrones por medición de la potencia de microondas radiada desde el chorro, no tuvo éxito. Las temperaturas de electrones en chorros de plasma se podrían medir

también rápidamente con técnicas mejoradas.

* Investigación Auspiciada por The Air Force Office of Scientific Research, Air Research and Development Command.

** Lawrence Radiation Laboratory, Livermore.

1. C.L. Brundin, L. Talbot y F.S. Sherman, Estudio del flujo en un tunel de viento supersónico, de baja densidad calentado con arco.

Univ. of Calif. Institute of Engineering Research Report H E- 150-181, abril 15, 1960.

2. C.B. Wharton, Diagnóstico con microondas en investigaciones de fusión controlada Univ. of Calif. Radiation Lab. Report UCRL 4836 Rev. September 1957.

T.3 DEBILITAMIENTO DE LA INTENSIDAD DE LOS TERMINOS SUPERIORES DE LA SERIE DE BALMER OBSERVADO EN UN PLASMA DE ARCO DE AGUA, S. Visvanathan, *General Electric Company*.

Uno de los métodos de estimar la temperatura en un plasma es medir la intensidad relativa de las líneas de emisión de una especie dada en el plasma. Si las intensidades relativas para las diferentes líneas se trazan en una escala logarítmica en función de sus energías, se debería obtener una línea recta cuya pendiente da la temperatura. Mediciones¹ de la intensidad relativa de las líneas de Balmer en el arco de agua nos mostraron el comportamiento mencionado. Había una disminución progresiva conforme se vieron en los términos superiores de la serie. Para las líneas H_{δ} y H_{ϵ} la reducción de la intensidad es de 27 % y 78 % respectivamente. Si se asume equilibrio termodinámico en el plasma de arco, los resultados experimentales mostrados se pueden explicar en términos de algunos aspectos del efecto Stark en las líneas de Hidrógeno. Los altos campos eléctricos necesarios para producir el efecto Stark son producidos por las grandes densidades de iones ($\sim 10^{17}/\text{cc}$) presentes en estos arcos, Los dos aspectos del efecto Stark considerados son 1) el ensachamiento Stark de las líneas de Balmer y la unión subsiguiente de los términos consecutivos de la serie de Balmer, 2) la ionización por campo del electrón desde los niveles más altos del átomo de Hidrógeno. Estos efectos se han considerado en conexión con los espectros estelares por A. Pannekoek².

1. H. Sadjian, Comunicación Privada.

2. A. Pannekoek, Monthly Notices Roy, Astron.Soc. 90, 694 (1938).

T.4 DIAGNOSTICO DE PLASMAS CON MICROONDAS, Derek W. Mahaffey ,
Boeing Scientific Research Laboratories.

Se han hecho mediciones del corrimiento teóricamente predicho¹ y experimentalmente observado² de la frecuencia de resonancia de ciclotrón en electrones de un plasma en un campo magnético. Los parámetros del plasma deducidos de estas mediciones se han comparado con aquellos obtenidos usando un interferómetro de microondas y las sondas de Langmuir. La medición del corrimiento en la frecuencia de ciclotrón emplea el modo "silbador" de propagación al cual aún plasmas densos son transparentes para señales de microondas de baja frecuencia. La cantidad de corrimiento de la frecuencia debería depender mucho de β , la relación de la presión cinética de electrones a la presión del campo magnético. Se han hecho mediciones del corrimiento correspondiente a valores de β en la zona $10^{-5} - 10^{-6}$.

1. J.E. Drummond, Phys.Rev. 112, 1460, (1958).
2. D.W. Mahaffey, "Measurement of Shift in Cyclotron Cut-off", Artículo presentado en la 13ª Conferencia Anual de Electrónica de Gases.

T.5 SOBRE LA ECUACION CINETICA PARA UN GAS COMPLETAMENTE IONIZADO, Ralph L. Guernsey, *Boeing Scientific Research Laboratories.*

Las recientes deducciones^{1,2,3} de la ecuación cinética para un plasma están sujetas a un número de restricciones, principalmente las siguientes: (1) se supone que ha pasado suficiente tiempo de modo que las funciones de distribución superiores dependen del tiempo sólo a través de la distribución de una partícula, y (2) el sistema está en un estado uniforme. La primera hipótesis ha sido puesta en duda por Fried y Wyld⁴, y la segunda claramente no se aplica a problemas tales como el de las oscilaciones de plasma. Se deduce una ecuación cinética que es válida para cualquier estado no muy lejos de equilibrio, usando la teoría de las ecuaciones integrales singulares. Los términos que dependen del tiempo explícitamente (es decir, no a través de f_1) se anulan asintóticamente como $(\omega_p t)^{-1}$ para tiempos grandes.

1. R. Balescu, Physics of fluids 3, 52 (1960).
2. M.N. Rosenbluth y N. Rostoker, Physics of fluids 3, 1 (1960).
3. R.L. Guernsey, dissertation, U. of Mich. Julio (1960)
4. B.D. Fried and H.W. Wyld, Jr., Space Technology Labs. Rept. No. STL/TR 60-0000-GR325.

4. B.D. Fried y H.W. Wyld, Jr., Space Technology Labs. Reporte No. STL/TR 60-0000-GR 325.

T.6 ECUACION DE ESTADO DE PLASMAS DE METALES GASEOSOS, D. S. Villars, *U.S. Naval Ordnance Test Station.*

Se ha hecho un intento de aplicar una teoría de H.S. Green el cual calcula la ecuación de estado a partir de funciones de correlación, $g_{ij}(r)$, dando la probabilidad de encontrar una partícula cargada de tipo j en la vecindad inmediata de un punto x_j cuando una partícula cargada de tipo i está en el punto x_i . Estas funciones se aproximaron por iteración sucesiva de una ecuación exponencial que involucra una integral doble. Los cálculos se programaron en una máquina IBM 709 con la ayuda del lenguaje FORTRAN. Aunque se obtienen resultados en un tiempo razonable para temperaturas altas del orden de 10^6 °K, se ha encontrado que los cálculos no convergen a temperaturas inferiores. El análisis matemático muestra que el integrando de la integral exterior tiende a un valor constante cuando su variable s tiende a infinito. Se intentó obtener una solución por perturbaciones expandiendo las funciones de correlación como una serie de potencias en $\alpha = 2e(2\pi m/kT)^{-1/2}$. Se encontró que sólo las potencias pares de alfa aparecen y que la integral interior es integrable analíticamente. Sin embargo los cálculos todavía no convergen.

T.7 INTERACCIONES ATRACTIVAS ENTRE DOS CUERPOS EN PLASMAS, Gilda Harris, *Lawrence Radiation Laboratory.*

Se ha mostrado recientemente que en un plasma clásico un potencial con efecto de pantalla (Yukawa) de Coulomb, describe exactamente las interacciones efectivas entre dos partículas. Pareció por tanto razonable usar este potencial como una aproximación de interacciones cuánticas atractivas entre dos partículas en un mar de partículas cargadas, tal como un plasma de Hidrógeno parcialmente ionizado. Con este modelo, no hay divergencia de distancia grande, y la divergencia de distancia corta se puede eliminar incluyendo un corte del potencial con efecto de pantalla de Coulomb. Se usaron funciones de un sólo elec-

tron como las de Hidrogeno como conjunto básico con la carga nuclear efectiva como parámetro variacional. La longitud del efecto de pantalla de Debye se usó en el potencial. Las energías de estados ligados se obtuvieron como una función de la densidad y la temperatura del sistema. El efecto de pantalla desplaza los niveles de energía hacia energías superiores. Conforme la densidad se aumenta, (o la temperatura se disminuye) las energías de los estados ligados pasan por cero y hay una línea densidad-temperatura arriba de la cual no son posibles estados ligados.

T.8 PROPIEDADES DE UN PLASMA DE DEUTERIO MUY IONIZADO EN ESTADO ESTABLE, R.A. Gibbons y R. J. Mackin, Jr. *Oak Ridge National Laboratory.*

Se han reportado previamente^{1,2} la generación y un estudio preliminar de un plasma de deuterio muy ionizado en estado estable y en un campo magnético. Estudios adicionales han mostrado: la energía media de los iones era aproximadamente 24 ev., independiente de la masa y carga del ión; la energía media de los electrones era del orden de 100 ev; las densidades de electrones e iones eran aproximadamente 10^{14} cm^{-3} ; el plasma estaba ionizado 99%; los iones de deuterio e hidrogeno constituyeron mas que el 99.9% de la densidad total de iones; la relación de velocidades de desplazamiento de electrones a velocidades de desplazamiento de iones era de 3. El uso de las ecuaciones³ de Spitzer para los diferentes tiempos de intercambio de energía de electrones e iones sugiere: todos los iones estaban en equilibrio a la misma temperatura; los electrones estaban en equilibrio con si mismos; los electrones calentaron a los iones al desplazarse a través del plasma. Se presentarán datos suplementarios.

1. R.J. Mackin, Jr., y R.A. Gibbons, Bull. Am. Phys.Soc. Ser. II, 5, 370 (1960).
2. R.A. Gibbons y R.J. Mackin, Jr. Bull. Am. Phys. Soc. Ser II 5, 370 (1960)
3. L. Spitzer, Jr., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New York, 1956.

T.9 COEFICIENTES DE FOKKER-PLANCK PARA UN PLASMA INCLUYENDO LA RADIACION DE CICLOTRON; Albert Simon, *Oak Ridge National Lab** y Norman Rostoker, *General Atomic*.

Se han deducido previamente las ecuaciones acopladas exactas para el par de funciones de correlación que resultan de una expansión de primer orden de la ecuación de Liouville. La solución asintótica en el tiempo de estas ecuaciones constituye los coeficientes de Fokker-Planck para el plasma y la radiación. Se han obtenido previamente soluciones exactas de estas ecuaciones para el caso de un plasma infinito sin campo magnético presente² y para el caso de un campo magnético constante sin acoplamiento de radiación³. Ahora se intentó resolver el problema con campo magnético y con acoplamiento de radiación. El resultado inmediatamente proporcionará una fórmula general para la radiación de ciclotrón de un plasma. Se ha tenido éxito en reducir el problema a una ecuación no integral semejante a la de Lenard. Todavía se debe resolver la ecuación para la parte imaginaria de H y funciones correspondientes. Si se supone que la parte imaginaria es cero, se obtiene una fórmula explícita para la radiación de ciclotrón que varía considerablemente respecto de las teorías comunes. El problema también se está atacando con una generalización del método de superposición.

* Operado por Union Carbide Corporation para la U.S. Atomic Energy Commission.

1. A. Simon y E.G. Harris, *Phys. Fluids* 3, 245 (1960)

2. A. Simon, *Phys. Fluids*, Mayo 1961.

3. N. Rostoker, *Phys. Fluids* 3, 922 (1960).

T.10 EL TIEMPO DE RETARDO EN LA TERMALIZACION DE UN ION RAPIDO EN UN PLASMA, H.L. Frisch, *Bell Telephone Laboratories*.

El tiempo de retardo en la termalización de la velocidad media esférica de un ión rápido en un plasma se define y calcula sin resolver la ecuación de Fokker-Planck que gobierna la distribución en velocidad. El tiempo de retardo y ciertos momentos en el tiempo relacionados, calculables por recurrencia, pueden servir como medidas locales de la rapidez de evolución de la distribución Maxwelliana desde una inicial, particularmente para grandes valores de la velocidad. Cálculos numéricos del tiempo de retardo se presentan para un plasma de deute-

rio totalmente ionizado en dos condiciones iniciales. Se mencionan brevemente ciertas extensiones naturales del tiempo de retardo.

T.11 RESPUESTA EN ESTADO ESTABLE DE UN PLASMA IRRADIADO, Jean I.F. King, *Geophysics Corporation of America*.

Es posible acoplar potencia de rf incidente sobre un plasma inhomogéneo en un intervalo bastante amplio de ciertos parámetros no dimensionales, apareciendo la atenuación resultante del haz como calentamiento ohmico del medio. El plasma reacciona a este calentamiento con una elevación local de temperatura y de la densidad de electrones lo cual a su vez altera la distribución de calor depositado. En general el plasma se vuelve cada vez más reflector y la zona caliente se desplaza hacia la fuente de radiación. Una solución en forma cerrada para la respuesta del plasma en estado estable se ha obtenido y la forma y la velocidad del blindaje se han calculado en función de los parámetros básicos del plasma.

T.12 INESTABILIDAD DE ONDAS DE IONES EN UNA CUBIERTA*, Francis F. Chen, *Princeton University*.

Se ha examinado en detalle el criterio llamado de Bohm para la formación de una cubierta estable y se le encontró esencialmente correcto. De hecho el requisito sobre la velocidad de iones en el borde de la cubierta es aún más exigente: Debe ser esencialmente igual a $(kT_e/M)^{1/2}$ en lugar de ser igual o mayor que ésta. Si esta velocidad fuera impartida por campos eléctricos estables en el plasma el haz de iones resultante sería inestable, de acuerdo con la teoría de Bernstein y Kulsrud. Así puede ser posible excitar la inestabilidad insertando un electrodo grande en un plasma en que $kT_e \gg kT_i$. La inestabilidad crecería hasta ser amortiguada en el sentido de Landau por la dispersión en las energías de iones adquiridas de las ondas de iones. Las ondas que se propagan hacia atrás en el plasma podrían tener un corrimiento Doppler y aparecer como oscilaciones de muy baja frecuencia en el laboratorio. Es difícil determinar teóricamente si esto pasa o no actualmente; sin embargo se dará evidencia experimental de esto. Si está hipóte-

sis fuera correcta, sería fútil tratar de excitar y detectar ondas de iones en un plasma con placas terminales, puesto que para empezar, el sistema estaría lleno de oscilaciones de iones.

* Investigación realizada bajo los auspicios de la A.E.C.

T.13 TRANSITORIOS EN LA FORMACION DE UNA CUBIERTA DE CORRIENTE EN LA FRONTERA DE UN PLASMA*, Lester Kraus, *Republic Aviation Corporation.*

Se analiza la formación de una cubierta conductora en la frontera de un plasma, debida a un campo electromagnético fuerte. Se trató previamente¹ el caso en que las propiedades del plasma no cambian. Aquí se usa un modelo simple de plasma, en el cual se toman en cuenta los efectos del campo sobre el plasma y se clasifican en calentamiento de electrones, ionización y calentamiento de iones^{2,3}. Cada una de estas fases se trata por separado y los problemas se reducen a ecuaciones no lineales semejantes a las de difusión. Las soluciones analíticas y numéricas proporcionan entonces una historia en el tiempo del crecimiento de la cubierta de corriente y del campo magnético asociado. Se discutirán las condiciones que determinan si la cubierta eventualmente será una descarga estacionaria o una constricción dinámica.

* Auspiciado en parte por la Air Force Office of Scientific Research.

1. J.L. Neuringer, L. Kraus, H. Malamud, *Bull.Am.Phys.Soc.* 6, 309 (1961).
2. K. Watson y J. Wyld, Conferencia sobre reacciones termo nucleares, Gatlinburg, 1956.
3. J. Kileen, G. Gibson, S.A. Colgate, *Phys.Fluids.* 3, 387 (1960).

T.14 COMPORTAMIENTO DE UN CONVERTIDOR TERMOIONICO DE PLASMA CON EMISOR DE $(UC)_3 (ZrC)_{.7}$ *, W.A. Ranken y E.T. Teatum, *Los Alamos Scientific Laboratory.*

Una celda con plasma de Cesio que tiene un emisor de $(UC)_3 (ZrC)_{.7}$ con geometría paralela plana se ha construido y probado. El colector de esta celda tiene un área aproximadamente 10% del área del emisor y está rodeado por un anillo de guarda. Las mediciones que se han hecho incluyen la determinación de la forma como dependen la corriente de corto circuito, el voltaje de circuito abierto y la

corriente de iones positivos, de la presión de vapor de cesio y de la temperatura del emisor. Los datos dan evidencia de que para una presión de vapor de cesio del orden de 2×10^{-3} mmHg y para temperaturas del emisor arriba de 2200°K , el modo de la formación de iones cambia abruptamente desde un efecto bien descrito por la ecuación modificada de Saha y caracterizado por valores de ionización fraccional de menos de 10%, a un efecto caracterizado por valores de ionización fraccional del orden de 50% a 100%, con temperaturas aparentes de electrones del orden de 6500°K .

*Trabajo realizado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION U FISICA TEORICA III

AUDITORIO 4, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: F. M. Medina

U.1 SECCION INTEGRADA PARA UN POTENCIAL DE PENDIENTE DE LA VELOCIDAD*, O. Rojo** y J.S. Levinger, *Louisiana State University*.

Estudiamos la contribución a σ_{int} para el foto efecto del deuterón, de un potencial de dos nucleones dependiente de la velocidad¹ y un potencial estático con un centro repulsivo infinito, para ver una posible distinción entre ellos. Se considera que ambos potenciales son centrales, de forma cuadrada y que tienen mezclas de Serber para las partes atractivas. (Tienen carácter Wigneriano para el centro repulsivo y para el término de pendiente de la velocidad, respectivamente.) Usando la notación de Razavy¹ para el potencial dependiente de la velocidad, se tiene $b = 2f$, $\lambda = -0.25$ y $V_0 = 37.5 \text{ MeV}$ y para el potencial estático $b = 1.84f$, $c = 0.24f$ y $V_0 = 41.5 \text{ MeV}$. Estos potenciales se ajustan para dar 1) la energía de amarre observada del deuterón; 2) el mismo radio cuadrado medio de 155 mb., y 3) el mismo valor (260 MeV) al que el corrimiento de fase ^3S cambia de signo. Usando cálculos de reglas de suma, en la aproximación de dipolo eléctrico, encontramos que σ_{int} para el caso estático es 38.0 MeV-mb, mientras que para el caso de-

pendiente de la velocidad es casi el mismo, esto es, 38.8 MeV-mb.

* Auspiciado en parte por la National Science Foundation.

** Creole Foundation Fellow, ahora en la U.C.V., Caracas, Venezuela.

1. M.A. Razavy y J.S. Levinger, Bull.Am.Phys.Soc. 5, 441 (1960).

2. Gomes, Walecka y Weisskopf, Ann.Phys. 3, 241 (1958).

U.2 MESONES VECTORIALES Y FUERZAS NUCLEARES, W.K.R. Watson*, *University of Southern California.*

Recientemente Gell-Mann¹ ha propuesto una teoría de mesones vectoriales, dos de los cuales pueden ser usados para dar una explicación semi-cuantitativa del trabajo de Hofstadter y Herman² en sus investigaciones de factores de forma electromagnéticos. Siguiendo la proposición original de Teller, dos de estos mesones vectoriales (ρ_0 y w_0) han sido incorporados en la descripción de la dispersión p-p y n-n a 140 MeV y 300 MeV, respectivamente. Se incluyen las contribuciones de un pion y un fotón, así como las variaciones aproximadas de factores de forma. Las predicciones sobre la dispersión p-p concuerdan bien con los experimentos (dentro del 10%), mientras que el cálculo n-n da una sección diferencial en desacuerdo de 0-30°, pero dentro del error experimental de cualquier modo.

* Consultor del Calif. Inst. of Technology (J.P.L.), Pasadena, en donde se efectuó parte de este trabajo.

1. M. Gell-Mann, Phys.Rev. en prensa.

2. R. Hofstadter y R. Herman, Phys.Rev. Letters, 6, 293 (1961).

U.3 ENERGIA DE AMARRE Y TAMAÑO DEL NUCLEO He⁴*, Victor Flores Maldonado,,*Instituto Politécnico Nacional y Universidad Nacional de México.*

Cálculos teóricos de la energía de amarre del núcleo He⁴, en los que se suponen potenciales centrales razonables sin centro repulsivo, dan resultados que son demasiado altos cuando se comparan con el valor experimental. Cuando se agregan potenciales tensoriales de alcance ajustable, se baja la energía de amarre, pero el tamaño experimental del núcleo He⁴ queda sin explicarse. La energía de amarre se encuentra calculando el valor de expectación del Hamiltoniano, pero

el parámetro de las funciones de onda consideradas aquí, se ajustan de manera que reproduzcan la raíz cuadrada del radio cuadrático medio que se obtiene de experimentos de dispersión de electrones por He^4 . Se encuentra la energía de amarre correcta; esto parece indicar que el método de obtener la función de onda de la distribución experimental de densidad es muy efectivo.

*Este trabajo se desarrolló en la Universidad de Cornell como parte de los requisitos para el grado de Doctor de Filosofía.

U.4 CALCULO DE LOS NIVELES DE ENERGIA DE DOS PARTICULAS MEDIANTE LOS PARENTESIS DE TRANSFORMACION, T.A. Brody y A. Mondragón B., *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

La tabulación de los paréntesis de transformación para funciones de onda del oscilador armónico en el modelo de capas nucleares¹ hace posible calcular los elementos de matriz de fuerzas de acoplamiento spin-órbita y tensoriales, tanto del tipo de Wigner como de intercambio, cualquiera que sea la dependencia radial. El método puede aplicarse inmediatamente a núcleos con dos partículas fuera de una capa cerrada, tales como ^{42}Ca , o con dos agujeros en una capa, como ^{206}Pb . Se consideran varios tipos de fuerzas; en cada caso las integrales de Talmi que resultan se dejan como parámetros que se adaptan a partir de los datos experimentales. Los valores obtenidos se examinan desde el punto de vista de su adaptación a la filosofía del modelo de capas.

1. Brody, T.A. y M. Moshinsky, "Tablas de los Paréntesis de Transformación", Monografías del Instituto de Física, UNAM, México 1960.

U.5 MODELO OPTICO CON PRINCIPIO DE PAULI, A. Mondragón B., *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

Se presenta un formalismo apropiado para el estudio del modelo óptico de las reacciones nucleares, en el cual la identidad de todos los nucleones se toma en cuenta. Se parte de un modelo de partículas independientes, de manera que la simetría de todos los nucleones se conserva; tomando como perturbación a todas las interacciones residuales. El potencial óptico se expresa entonces en términos

de una serie de perturbaciones en potencias de la interacción entre dos cuerpos. De esta manera los parámetros del potencial óptico se pueden relacionar con la fuerza entre nucleones, haciendo posible dar un criterio para la validez del modelo. Se examinan los dos primeros términos de este desarrollo y se dan expresiones aproximadas para la parte real e imaginaria del potencial óptico.

U.6 APLICACION DE LAS FUNCIONES MULTIPARAMETRICAS QUE SURGEN EN PROBLEMAS DEL MODELO OPTICO, Alex E.S. Green, *Convair-San Diego*.

Para poder aplicar la teoría fenomenológica del modelo óptico a gran cantidad de datos de dispersión nucleares y de estados ligados se requiere un espacio paramétrico de 6 o 7 dimensiones. Cuando se deben adaptar datos mediante tantos parámetros ajustables, el procedimiento para obtener las mejores adaptaciones se hace extremadamente complejo y el juicio personal y hasta el gusto personal juegan un papel importante. En un esfuerzo de llegar a las adaptaciones objetivamente mejores se ha examinado un procedimiento alternante relacionado con el método de los descensos más rápidos. Se dará una ilustración de las técnicas empleadas y de las conclusiones de las interrelaciones de los parámetros. Puesto que las formas funcionales y las técnicas de adaptación de datos utilizados en estudios del modelo óptico incluyen consideraciones muy complejas y espacios paramétricos multidimensionales, estas mismas técnicas tienen aplicación a una clase muy amplia de problemas. Como un ejemplo ilustrativo de la utilización de las formas funcionales y de las técnicas de adaptación del modelo óptico, consideraremos una de mucho interés para los físicos, a saber, a programas de compensación.

U.7 ESTUDIO EN EL MODELO DE CAPAS DEL ESTADO BASE Y DE LOS DOS PRIMEROS ESTADOS EXCITADOS DEL Mn^{55*} , Erwin H. Schwarcz, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore*.

Se ha llevado al cabo un cálculo en el modelo de capas para el Mn^{55} , para ver si la inclusión de interacciones neutrón protón puede predecir correctamente el

espín del estado base y de los primeros dos estados excitados con valores razonables del alcance. Se supone que los últimos 5 protones están en la capa $1f_{7/2}$ mientras que los últimos 2 neutrones pueden estar en la capa $2p_{3/2}$ o en la $1f_{5/2}$. Se usa una interacción gaussiana para las interacciones protón-protón, neutrón-neutrón y neutrón-protón. Se ensayó una mezcla de Serber y una mezcla con un 20 % de fuerza de Bartlett. Puesto que hay cierta incertidumbre acerca de la distancia entre los niveles $1f_{5/2} - 2p_{3/2}$ de una partícula, se usan 3 valores diferentes de esta separación. Todos los posibles espines J_1 de 5 protones se acoplaron a todos los espines posibles J_2 de 2 neutrones para obtener el espín final del núcleo para cada uno de los 3 niveles y las matrices resultantes se diagonalizaron en una computadora digital. Se demostrará que el orden correcto de los niveles se puede obtener para muchos valores del alcance.

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission

U.8 EFECTO FOTONUCLEAR ABAJO DE LA RESONANCIA GIGANTE, PARTICULARMENTE LA DISTRIBUCION ANGULAR Y LA POLARIZACION DEL Be^9 Y C^{13} , Eugene Guth¹, N.C. Francis² y D.T. Goldman²,

Usando el modelo de cúmulo del Be^9 ($= \text{Be}^8 + \text{neutrón}$), se desarrolló en 1948 una primera teoría de interacción directa de ondas deformadas un poco antes de la aparición del modelo de capas. Se obtuvo buena concordancia con el experimento postulando transiciones de dipolo eléctrico acoplado con la existencia de resonancia de nivel S un poco abajo o arriba del umbral y de resonancia (algo más ancha) de nivel D arriba de 2.8 MeV (estado base del Be^9 : P). Dificultades: (1) los niveles S y D postulados no han sido encontrados experimentalmente; (2) el nivel del Be^9 se encontró en 2.43 MeV. Este nivel no se mostró en $\sigma(\gamma, n)$. Mediciones posteriores, hechas primero por Moak, Good y Kunz, mostraron niveles a 1.8, 3.2 y 4.8 MeV además del nivel a 2.43. Más recientemente, la dificultad (2) ha sido aparentemente resuelta por Jakobson, que encontró, alrededor de 3 MeV, una distribución angular compatible con un nivel D, y un pequeño pico a 2.43, probablemente asignable a una transición de dipolo magnético. Una formulación mejor de la teoría, ha sido publicada por nosotros, (antes de haber sido informados

del trabajo de Jakobson) que predice cuantitativamente, entre otras cosas, como se levanta $\sigma(\gamma, n)$ en el umbral, lo cual ha sido encontrado posteriormente en Notre Dame. La distribución angular y la polarización han sido calculadas y se presentarán.

1. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee.
2. Knolls Atomic Power Laboratory, Schenectady, New York.

U.9 CONSIDERACIONES SOBRE LA TEORÍA DE LAS REACCIONES (n, γ) , L. Estrada, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

Se discute la captura radiativa de neutrones, considerando un sistema de dispersión en interacciones con un campo de radiación. Para el sistema de dispersión se utiliza un modelo muy simplificado que posee solamente dos canales. Se obtienen los procesos directos y los resonantes y se discute la competencia entre estos procesos y la posibilidad de colisión elástica. Finalmente se señalan algunas relaciones con el proceso (γ, n) que aparecen en este enfoque al problema.

U.10 EFECTOS DEL ESPÍN DEL BLANCO SOBRE LA ANISOTROPIA DE FISSION*, R.B. Leachman y E.E. Sanmann, *University of California, Los Alamos.*

La anisotropía medida de los fragmentos de la fisión (n, f) aumenta con el espín I_0 del núcleo blanco, lo que contradice la esperanza cualitativa de la teoría de Bohr¹. Para investigar los efectos del espín del blanco en la anisotropía, hemos considerado la distribución en M en la teoría de Bohr, en la que se usaron distribuciones $F(K) \propto \exp(-K^2/2K_0^2)$ y $G(L) \propto L$ hasta una L_m máxima. Aquí el impulso angular del neutrón es L y el espín total $\underline{I} = \underline{I}_0 + \underline{L}$ tiene proyección K sobre el eje de simetría nuclear y M a lo largo del haz de neutrones. En forma desarrollada, la anisotropía obtenida es $W(0^\circ)/W(90^\circ) = 1 + (L_m^2/8K_0^2) + (L_m^4/288K_0^4) - (L_m^2 I_0^2/72K_0^4)$, donde el último término, que no es de orden importante, es el efecto esperado por Bohr. Sin embargo, este término se compensa con el término aditivo de anisotropía $I_0^2 \delta/10K_0^2$ que resulta del uso de una defor-

mación δ en la teoría, donde $\delta \approx 0.25$. El restante aumento de anisotropía con el espín del blanco necesario para concordar con las mediciones, se puede obtener usando similarmente una supuesta dependencia de I de la fisibilidad $\Gamma_f/\Gamma_n = p \exp(I^2/A^2)$. El término de aditivo de anisotropía obtenido es

$$(1 + p)^{-1} \left[(L_m^4 / 48 A^2 K_0^2) + (L_m^2 I_0^2 / 6 A^2 K_0^2) \right] \cdot$$

*Trabajo auspiciado por la U.S. A.E.C.

1. A. Bohr, Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, New York, 1956) Vol. 2, 151.

U.11 NUCLEOS PRIMORDIALES, Gertrude Tiring Schwarzmann.

El Universo comienza con la creación de un número gigantesco de pares de ondas luminosas, cada par corre hacia adelante y tiene la inercia de una galaxia; sus ondas de luz dan vueltas en sentidos opuestos alrededor de un centro común vacío y se descomponen en números gigantescos de ondas luminosas que a su vez se descomponen en pares de protones o de electrones. La formación de antineutrones evita la redsmaterialización de igual número de pares de protón y electrón. Cada núcleo primordial, que consiste de números gigantescos de formación, que se numeran desde uno hasta números inmensos de alfas, explota por fisión múltiple. Después siguen fisiones instantáneas espontáneas de generaciones y generaciones de productos de fisión, que causan una expansión explosiva de las protogalaxias estacionarias. Cuando las fisiones dejan de ser instantáneas, los núcleos pesados, como los ligeros puesto que existían, capturan sus satélites extranucleares. La gravitación causa la contracción de las galaxias estacionarias. La contracción se detiene en el pasado cercano y se hace observable una ligera expansión de las galaxias estacionarias. Con telescopios que buscaran en el pasado más remoto, se descubrirían tremendos corrimientos al azul de las líneas espectrales de las protogalaxias estacionarias explotando.

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION UA

AUDITORIO 7, DEL EDIFICIO B, UNIDAD DE CONGRESOS
DEL CENTRO MEDICO

Presidente: C. H. TOWNES

TRABAJOS PRESENTADOS POR INVITACION

- UA.1 CONFIRMACION DEL DESPLAZAMIENTO HACIA EL ROJO DE ORIGEN GRAVITACIONAL, R.V. Pound, *Harvard University (40 min.)*
- UA.2 ORIGEN DE LA LUNA Y DEL SISTEMA SOLAR, H. C. Urey, *University of California, La Jolla (40 min.)*
- UA.3 ASPECTOS CIENTIFICOS DEL PROGRAMA ESPACIAL DE LOS ESTADOS UNIDOS, H. L. Dryden, *National Aeronautics and Space Administration (40 min.)*

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION V. SIMPOSIO SOBRE FENOMENOS DE IMPACTO
DE PARTICULAS

AUDITORIO 5, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: W. B. NOTTINGHAM

- V.1 MICROSCOPIA DE CAMPO-ION, E.W. Mueller, *Pennsylvania State University (30 min.)*
- V.2 ASPECTOS DE LA EMISION ATOMICA EN EL CHISPORROTEO DE MONO-CRISTALES, G.K. Wehner, *General Mills, Inc. (20 min.)*
- V.3 CALCULOS DE FENOMENOS DE IMPACTO EN MALLAS, G.H. Vineyard, *Brookhaven National Laboratory (30 min.)*
- V.4 EL TITULO Y AUTOR SERAN ANUNCIADOS POSTERIORMENTE.

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION VA

FISICA DEL ESTADO SOLIDO I

AUDITORIO 2. UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: FREDERICK SEITZ

TRABAJOS PRESENTADOS POR INVITACION

- VA.1 ROMPIMIENTO ELECTRICO EN SOLIDOS, Alonso Fernández, *Universidad Nacional de México. (30 min.)*
- VA.2 EFECTO MÖSSBAUER E INTERACCIONES HIPERFINAS EN MATERIALES MAGNETICOS, S.S. Hanna, *Argonne National Laboratory (30 min.)*
- VA.3 RELAJAMIENTO DEL SPIN NUCLEAR E IMPUREZAS EN LOS METALES L.C. Hebel, *Bell Telephone Laboratories (30 min)*
- VA.4 ECUACIONES DE ESTADO DE METALES BAJO ALTAS PRESIONES, F. E. Prieto, *Universidad Nacional de México (30 min.)*
- VA.5 ESTUDIO DE VIBRACIONES DE LA MALLA UTILIZANDO LA DIFRACCION DE NEUTRONES, John Yarnell, *Los Alamos Scientific Laboratory (30 min.)*

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION W

FISICA DEL ESTADO SOLIDO II

AUDITORIO 7, EDIFICIO B, UNIDAD DE CONGRESOS
DEL CENTRO MEDICO

Presidente: ALONSO FERNANDEZ

TRABAJOS PRESENTADOS POR INVITACION

- W.1 EXPERIMENTOS DE RESONANCIA ELECTRON-SPIN SOBRE IMPUREZAS SUPERFICIALES EN SILICIO Y GERMANIO SOMETIDOS A TENSIONES UNIAXIALES, George Feher, *University of California, La Jolla (30-min.)*

- W.2 PARAMETROS DE BANDA DE EXPERIMENTOS DE RESONANCIA CICLOTRONICA SOBRE SILICIO EN TENSION UNIAXIAL, J.C. HENSEL, *Bell Telephone Laboratories (30 min.)*
- W.3 ESTUDIO DE DEFECTOS ANISOTROPICOS INDUCIDOS POR ORDENAMIENTOS OCASIONADOS POR TENSIONES, J.W. CORBETT, *General Electric Research Laboratory (30 min.)*
- W.4 EFECTO DE DEFORMACION SOBRE EL ESPECTRO ATOMICO DE ELEMENTOS DE TRANSICION EN CRISTALES IONICOS, S. SUGANO, *Bell Telephone Laboratories (30 min.)*

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION WA

COLISIONES ATOMICAS

AUDITORIO 2, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: E. W. MJELLER

TRABAJOS PRESENTADOS POR INVITACION

- WA.1 PROGRESOS RECIENTES EN LOS ASPECTOS TEORICOS DE LAS COLISIONES ATOMICAS, Larry Spruch, *New York University (40 min.)*
- WA.2 PROGRESOS RECIENTES EN LOS ASPECTOS EXPERIMENTALES DE LAS COLISIONES ATOMICAS, B. Bederson, *New York University (40 min.)*

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION X. FISICA DE NEUTRONES II, FISION

AUDITORIO 6, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: H.W. FULBRIGHT

- X.1 LA SECCION TOTAL DE O^{18} PARA NEUTRONES*, F.J. Vaughn, H. A. Grench, W.L. Imhof, J.H. Rowland y M. Walt, *Lockheed Missiles and Space*

Division.

La sección transversal total de O^{18} ha sido medida desde 400 keV hasta 2.5 MeV y también a 8.5, 9.5, 10.5 y 11.5 MeV mediante un experimento de transmisión. Los neutrones se produjeron mediante las reacciones $Li^7(p,n)Be^7$, $T(p,n)He^3$, $C^{14}(d,n)N^{15}$, y $N^{15}(d,n)O^{16}$ en los intervalos apropiados de energía. Los protones o deuterones se obtuvieron de un acelerador Van de Graaff de 3.5 MeV. Las muestras dispersadoras consistieron de cilindros de pared delgada de acero inoxidable de 1 y 2 cms de largo que contenían agua enriquecida al 97% en O^{18} . La sección transversal conocida del hidrógeno se restó para obtener la sección transversal total del O^{18} . Los neutrones se contaron por medio de un plástico de fósforo y con técnica de tiempo de vuelo. Se observaron resonancias prominentes a las energías de neutrones de 0.70, 1.20, 1.26, 1.84 y 2.45 MeV, y un máximo ancho se encontró centrado en 1.5 MeV. Las mediciones se extenderán hacia abajo hasta 1.20 keV y hacia la región de energía de 2.5 hasta 8.5 MeV.

*Auspiciado conjuntamente por la Lockheed General Research Program y la United States Atomic Energy Commission.

X.2 NEUTRONES PRODUCIDOS POR EL BOMBARDEO DE BERILIO-9, NITROGENO-14 Y ALUMINIO-27 CON PROTONES DE 31.5 MeV, H.E. Adelson* y C.N. Waddell**, *Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley.*

Se han medido a tres ángulos (50° , 90° y 127°) el espectro de energía y la sección transversal diferencial absoluta para neutrones de energía mayor de 5 MeV emitidos de blancos delgados de Berilio, Nitrógeno (Melamine) y Aluminio bombardeados por protones de 31.5 MeV del acelerador lineal de Berkeley. La cámara de burbujas de hidrógeno y de 4 pulgadas se usó como espectrómetro de neutrones¹. Los espectros de energía de los bombardeos de berilio y nitrógeno tenían una estructura que puede corresponder a los niveles en los núcleos residuales de las reacciones $Be^9(p,n)B^9$ y $N^{14}(p,n)O^{14}$. La estadística pobre no permitió asignar niveles definidos, pero varios de los niveles posibles de B^9 corresponden a niveles conocidos de su núcleo espejo, Be^9 . La dependencia angular de la producción de neutrones arriba de 5 MeV para los tres blancos muestra

asimetría hacia adelante. La producción por el bombardeo de aluminio estaba en la relación 5:3:2 para 53° , 90° y 127° (laboratorio), respectivamente.

I. H.E. Adelson et al, Rev.Sci.Instr. 31, 1 (1960).

* Dirección actual: Space Physical Laboratory, Convair-Astronautics San Diego, California.

** Dirección actual: University of Southern California.

X.3 SECCION TRANSVERSAL ABSOLUTA PARA LA REACCION $P^{31}(n,\alpha)Al^{28}$ ^{*} Fletcher Gabbard y W.C. Loomis, *University of Kentucky*.

Usando la técnica de radioactivación se han medido, para la zona de energía del neutrón de 12.6 hasta 16.5 MeV, la sección transversal para la reacción $P^{31}(n,\alpha)Al^{28}$. El flujo de neutrones de la fuente $T(d,n)He^4$ se midió con un centellador plástico de $1\frac{1}{2}'' \times 1\frac{1}{2}''$. La eficiencia del detector de neutrones se midió por medio del método de retroceso de partículas alfas. La eficiencia es de $10.7 \pm 0.5\%$ a la energía del neutrón de 14.7 ± 0.2 MeV para un ajuste de 20 % del promedio máximo de la altura del pulso del protón. La actividad producida en las muestras de ZnP se contó en un espectrómetro de centelleo de NaI (TI) de $3'' \times 3''$. Resultados preliminares para la sección transversal de $P^{31}(n,\alpha)Al^{28}$ dieron $98 \pm mb$ para una energía del neutrón de 14.1 MeV. También se presentarán los datos a otras energías y los detalles de la calibración del detector de neutrones.

* Auspiciado parcialmente por la U.S. Atomic Energy Commission.

X.4 FUNCIONES DE EXCITACION PARA $Ta^{181}(p,n)W^{181}$, $Pt^{195}(p,n)Au^{195}$ y $Au^{197}(p,n)Hg^{197}$ ENTRE 4 Y 13 MeV^{*}, L.F. Hansen, R.C. Jopson, Hans Mark^{**} y C.D. Swift, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore*.

Se han medido las funciones de excitación para $Ta^{181}(p,n)W^{181}$, $Pt^{195}(p,n)Au^{195}$ y $Au^{197}(p,n)Hg^{197}$ para energías de bombardeo de 4 a 13 MeV. Se usó la técnica de las laminillas encimadas. La actividad del núcleo residual fue medida contando los rayos X salidos de captura de electrones o transición isomérica. Se obtuvieron los valores absolutos de las secciones transversales de Ta^{181} y Au^{197} , normalizando las funciones de excitación para la sección transversal

(n,p) abajo de 7 MeV dada por la técnica del detector largo. La sección transversal total experimental para Ta¹⁸¹ y Au¹⁹⁷ entre 7 y 13 MeV se han comparado con los cálculos de Bjorklund y Fernbach (comunicación privada) usando el modelo óptico. Se dan también umbrales y valores para (p,2n) para Ta¹⁸¹ y Au¹⁹⁷.

*Trabajo efectuado bajo los Auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

**Departamento de Física, MIT, Cambridge, Massachusetts.

X.5 DISPERSION COMPUESTA-ELASTICA PARA NEUTRONES RAPIDOS EN PLOMO*, P.L. Okhuysen, J.D. Brandenberger y W.R. Smith, *The University of Texas*.

Usando la teoría de Hauser-Feshbach¹ se ha calculado la dispersión compuesta-elástica diferencial de neutrones rápidos para isótopos del plomo. Estas distribuciones angulares muestran simetría con respecto a 90° con picos grandes delantero y trasero. La relación cima-valle alcanza un valor de 4. Las mediciones previas² muestran simetrías de 90° pero no cimas. Se han hecho mediciones más precisas usando un espectrómetro de tiempo de vuelo mejorado y dispersores de plomo con preponderancia en los isótopos 208 y 206. Los picos o cimas fueron observadas y se encontraron que estaban de acuerdo, dentro del error experimental, con las predicciones teóricas. Se presentaran los resultados teóricos y experimentales y su comparación será discutida.

*Trabajo auspiciado en parte por la U.S. AEC- y la University of Texas Research Institute.

1. W. Hauser y H. Feshbach., Phys.Rev. 87, 366 (1952).

2. P.L. Okhuysen y J.T. Prud'homme, Phys.Rev. 116, 986 (1959).

X.6 FONDO DE NEUTRONES EN EL HAZ BREMSSTRAHLUNG DEL BETA-TRON DE 22 MeV*, Ronald I. Ewing, *Sandia Laboratory*, R.L. Bramblett, *Lawrence Radiation Laboratory* y T.W. Bonner, *Rice University*.

Se encontró que la energía más probable de los neutrones del "fondo" producidos principalmente en la colimación de plomo de un betatron de 22 MeV durante su operación, es de 0.9 ± 0.1 MeV. Detectores de neutrones consistentes de laminillas de rodio montadas dentro de esferas de parafina de varios diámetros fueron irradiados en un punto 108 cms del blanco de platino los electrones en el eje del haz Bremsstrahlung y la actividad del decaimiento beta de 44 seg. del

Rh^{104} , que resulta de la captura del neutrón térmico en Rh^{103} , fue medida. Un tapón de plomo colocado a la salida del haz redujo la intensidad bremsstrahlung y aumentó la intensidad de los neutrones sin distorsionar el espectro de los mismos. Los detectores se calibraron usando neutrones monoenergéticos producidos con un acelerador Van de Graff. La respuesta de los detectores al espectro del "fondo" está reproducida por el siguiente grupo de flujos de neutrones monoenergéticos

Energía de Neutrones (MeV)	2.0	1.0	0.27
Flujo (10^3 n/cm ² - Roentgen)	2.2	32.0	3.1

También se detectó un flujo epitérmico de 4.8×10^2 .

* Subsidiado por la Atomic Energy Commission y el M.D. Anderson Hospital and Tumor Institute of the University of Texas.

X.7 TERMALIZACION DE NEUTRONES DEPENDIENTE DE LA POSICION, P.F. Zweifel, R.K. Osborn, y G. Gyorey, *University of Michigan*.

Hurwitz et al¹ mostró que la sección transversal en un gas para la termalización de neutrones podía desarrollarse en potencias del inverso de la masa del moderador y para un medio infinito la ecuación integral del transporte se reduce en primera aproximación a una ecuación diferencial de segundo orden, resultado ya obtenido aunque de manera diferente por Wilkins. Este resultado se adapta a sistemas finitos añadiendo $\nabla \cdot J$ a la ecuación original de la aproximación p_1 . Sin embargo, la regla de Fick es modificada, y las ecuaciones resultantes no solamente requieren la adición del término de filtración ($-D \nabla^2 \phi$) a la ecuación de un medio infinito. En su lugar, uno obtiene una ecuación de cuarto orden con derivadas de coordenadas espaciales energía mezcladas. En el espacio momental, los coeficientes de las derivadas respecto a energía de cero y primer orden incluyen términos proporcionales a ϵ^{-1} con un factor de proporcionalidad $\mu \sigma_0 D_0^2 k^2 [2\sigma_f(1 + D_0^2 k^2)]^{-1}$ para el término cero y dos veces ésto para el término uno. También la sección transversal de absorción esta multiplicada por $(1 + L^2 k^2)(1 + D^2 k^2)^{-1}$. La nomenclatura es la de la referencia 1 excepción hecha de σ_0' que es la sección transversal del átomo libre; $D_0 = (3\sigma_f)^{-1}$,

$D = D_0(1 - \mu \sigma_0/2 \epsilon \sigma_f)$ y $L^2 = D/\sigma_a$. La fuente también está multiplicada por $(1 + D^2 k^2)^{-1}$. Se presentarán resultados numéricos.

1. Hurwitz, Jr., Nelkin, y Habetler, Nucl. Sci. and Engr. 1, 280 (1956).

X.8 CALCULO DE MOMENTOS DE LA EDAD DE UNA MEZCLA GENERALIZADA DE MODERADORES Y METALES*, G.D. Joanou, A.J. Goodjohn, N.F. Wikner, *General Atomic*.

Se han efectuado cálculos exactos de la edad en una mezcla generalizada de moderadores y metales computando los primeros momentos de la distribución de desaceleramiento¹. El tratamiento de la degradación de la energía de neutrones toma en cuenta la anisotropía de la dispersión elástica en orden sexto de un desarrollo de Legendre usando datos no disponibles anteriormente². La degradación de energía a través de procesos inelásticos y $n, 2n$ se han incluido, y varios modelos para tratar estos eventos se han evaluado. Para los moderadores simples H_2O , D_2O , Be, BeO, y C, hemos calculado la edad a la resonancia del indio siendo ésta 26.1 cm^2 , 113.0 cm^2 , 78.0 cm^2 , 95.0 cm^2 , y 310 cm^2 , respectivamente. Un promedio no pesado de varios experimentos de $27.2 \pm .5 \text{ cm}^2$, 110 (99.8% D_2O) cm^2 , $80 \pm 2 \text{ cm}^2$, $93.5 \pm 5 \text{ cm}^2$, $311 \pm 5 \text{ cm}^2$. Además de los resultados obtenidos para fuentes de fisión, también se han obtenido para fuentes monoenergéticas de RaBe y PoBe en estos moderadores simples y mezclas de moderadores y metales. La sección transversal función de la energía usada será discutida; entre otras cosas estos cálculos sirven como una corroboración integral de estos datos.

*Este trabajo fue auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1. Marshak, R.E., Rev.Mod.Phys. 19, 185 (1947).

2. Lane, R.O., et al., Annals of Physics 12, 135 (1961).

X.9 DEPENDENCIA DE LA SIMETRIA DE FISION SOBRE EL MOMENTO ANGULAR*, G.P. Ford y R.B. Leachman, *Los Alamos Scientific Laboratory*.

Las producciones simétricas Y_s de Pd^{109} , Pd^{112} , Ag^{111} , y Ag^{113} y las asimétricas Y_a de Zr^{97} y Ba^{139} de las fisiones $n + U^{235}$ y $\alpha + Th^{232}$ se han medido radioquímicamente en una zona de 15 a 25 MeV de energías de excitación del U^{236} . Para ambos casos la relación Y_s/Y_a aumenta exponencialmente con la energía, pero con un paso decreciente de $34 \pm 10\%$ en la excitación a 21 MeV, correspondiendo al empiezo de las fisiones ($\alpha, 2nf$) y ($n, 2n'f$). Arriba de la excitación de 20-MeV, los cocientes Y_s/Y_a de las producciones Pd^{109} , Pd^{112} ,

Ag¹¹¹, o Ag¹¹³ a la producción de Zr⁹⁷ fueron $23 \pm 14\%$ mayores para $\alpha + \text{Th}^{232}$ que para $n + \text{U}^{235}$ a las mismas energías de excitación; resultados similares se encontraron para los cocientes respectivos a la producción de Ba¹³⁹. Existe la posibilidad poco probable de que este efecto se haya debido a una pérdida aproximada de 23% de ambos Zr y Ba de las soluciones de Th; se pudo determinar que no se perdió Ag y Pd en las soluciones de uranio. Una explicación más posible está en el efecto sobre la fisión del momento angular (I). Si el momento de inercia \mathcal{I}_a para fisión asimétrica es más pequeño que el simétrico \mathcal{I}_s entonces los resultados están de acuerdo cualitativo con la relación del modelo estadístico.

$$\frac{Y_s}{Y_a} = \exp \left[\frac{h^2 I^2 (\mathcal{I}_a^{-1} - \mathcal{I}_s^{-1})}{2T} \right]$$

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

X.10 MEDICIONES DE MASA Y DE ENERGIA DE FRAGMENTOS DE FISION ESPONTANEA Cf²⁵² USANDO DETECTORES SOLIDOS*, W.M. Gibson, *Bell Telephone Laboratories* y T.D. Thomas y G.L. Miller, *Brookhaven National Laboratory*.

Usando detectores sólidos de junta p-n, nosotros hemos determinado la masa y espectros de energía de los fragmentos formados en la fisión espontánea de Cf²⁵². Dos detectores con la fuente de fisión entre ellos se usaron para medir las energías de los fragmentos coincidentes. El número de eventos correspondientes a un par particular de energías fue almacenado en un analizador de alturas de pulsos de dos dimensiones y 64×64 canales. Los datos se han analizado para obtener los espectros de masa total y los de energía, el espectro de masa para una energía dada, el espectro de energía para una relación de masas dada y los espectros de energía para los fragmentos ligeros y pesados separadamente. Los resultados están en acuerdo general con los datos de tiempo de vuelo de Milton y Fraser¹. Las curvas de producción de masas para una energía total dada muestran dos picos angostos correspondiendo a fisión casi simétrica

para las energías más altas y dos picos anchos correspondiendo a fisión muy asimétrica a más bajas energías. Existe algo de aplanamiento en el valle simétrico a las energías más bajas. Estos aspectos son examinados en términos de la superficie de masa y de lo que acerca de la distribución de carga en fisión es conocido.

*Investigación efectuada en parte bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission. 1. J.C.D. Milton y J.S. Fraser Phys.Rev. 110, 476 (1958).

X.11 MEDICIONES DE TIEMPO DE VUELO DE FISION INDUCIDA POR PARTICULAS CARGADAS.* S.L. Whestone, Jr. y R.B. Leachman, *Los Alamos Scientific Laboratory.*

Fisiones binarias de Th^{232} y U^{233} inducidas por partículas alfa han sido estudiadas por mediciones en coincidencia de tiempo de vuelo de las velocidades de los fragmentos emitidos a 90° de la dirección del haz. Los datos de las velocidades se convirtieron a distribuciones en las masas primarias y en las energías cinéticas. A las energías de las alfas de 21.6, 25.3 y 29.1 MeV, los cocientes de producción del pico al valle fueron 6.6, 4.2 y 2.9 para Th^{232} y 3.9, 1.9 y 1.6 para U^{233} , respectivamente. A pesar de que la resolución de masa estimada de las incertidumbres de las mediciones de tiempo (y confirmada por acuerdo satisfactorio con cocientes radioquímicos de producción pico a valle) resolvería un pico reportado¹ en la distribución de producciones de masas simétricas, ninguno fue observado. Las mediciones, que incluyen un gran número de eventos de masas simétricas, establecen un decremento en la energía cinética promedio total E_k en simetría de 9-12 MeV para Th^{232} y 6-8 MeV para U^{233} . Máximo E_k ocurre para cocientes de masas de 1.30 y 1.28, que son cocientes más bajos que los modos de fisión más probables.

*Trabajo auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

1 L.J. Colby, M.L. Shoaf y J.W. Cobble, Phys.Rev. 121, 1415 (1961).

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION Y. FISICA TEORICA IV

AUDITORIO 4, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: PETER HAVAS

Y.1 PARTICULAS ELEMENTALES Y EL CONCEPTO DE APAREAMIENTO,
L. Renero y M. Moshinsky, *Instituto de Física, Universidad Nacional de México.*

En publicaciones recientes^{1,2} se ha supuesto que las partículas elementales de las interacciones fuertes se pueden construir a partir de tres partículas básicas protón (p) neutrón (n) y Λ . Se supuso también² que p, n, Λ son tres estados de una sola partícula y que esos estados forman una base para representaciones del grupo unimodular unitario en tres dimensiones (SU_3) que sería la generalización natural del grupo unimodular unitario en dos dimensiones (SU_2) que lleva al concepto de spin isotópico para el sistema p, n. La conservación de la extrañeza y del spin isotópico requiere las representaciones irreducibles de SU_3 en que SU_2 está explícitamente reducida. Hay también la posibilidad de discutir las representaciones de SU_3 en que el grupo ortogonal tridimensional R_3 está explícitamente reducido. Esta última representación lleva al concepto de apareamiento para las partículas elementales compuestas. El significado y utilidad de este concepto para partículas elementales será discutido.

1 S. Sakata, *Prog.Theor.Phys.* 16, 686 (1956).

2 Ikeda, Ogawa, Ohnuki, *Prog.Theor.Phys.* 23, 1073 (1960).

3 V. Bargmann y M. Moshinsky, *Nuclear Physics*, 18, 697 (1960)
23, 177 (1961).

Y.2 EL PION COMPUESTO, Peter Kraus* y W. K.R. Watson, *Physics Department, University of Southern California.*

Siguiendo la sugestión original de Fermi y Yang¹ y la de otros autores² de que el pión puede ser descrito en términos de un estado ligado de un par nucleón-anti-nucleón interaccionando por medio de un campo mesónico vectorial, hemos explorado esta posibilidad a la luz de un trabajo reciente de Gell-Mann³, en el cual se sugiere que puede haber hasta nueve mesones vectoriales. Por ahora existe evidencia que indica que el octete está caracterizado por una constante de acoplamiento cuyo valor está en la vecindad de $2/3$. Sin embargo podría imaginarse que el singulete B_0 que se acopla con la corriente nucleónica tuviera una constante de acoplamiento mayor la cual causaría la energía de amarre necesaria de casi $2Mc^2$. Se

discutirán los resultados basados en diferentes modelos.

*Consultor en J.P.L. California Institute of Technology.

1. E. Fermi y C.N. Yang, *Phys.Rev.* 76, 1739 (1949).
2. v.g., R. Finkelstein, S. Gasiorowicz y P. Kraus, *Can.Journ.Phys.* 32, 480 (1954).
3. M. Gell-Mann, *Phys.Rev.* (por publicarse).

Y.3 DECAIMIENTO DE MESONES K Y π , Juan de Oyarzabal, *Instituto Nacional de la Investigación Científica y Universidad Nacional de México.*

Se ha calculado al menor orden la rapidez de decaimiento y el espectro de energías de los productos de decaimiento de los mesones K y π , usando la forma de las corrientes bosónicas sugerida por Zeleny y Barut¹ y tomando en cuenta la posibilidad de que existe un bosón intermediario.

1. W.B. Zeleny y A.O. Barut, *Phys.Rev.* 121, 908 (1961).

Y.4 CONFIGURACION DE EQUILIBRIO Y BARRERA DE FISION PARA NUCLEOS CON MOMENTO ANGULAR ALTO, Daniel Sperber, *Armour Research Foundation.*

Existe evidencia experimental de que la barrera de fisión disminuye al aumentar el momento angular. El cálculo de Pik-Pichak¹ de la barrera para núcleos con una carga cercana a la carga crítica y energía rotacional pequeña en comparación con la energía de superficie confirma esta idea. Hiskes² y también Beringer y Knox³ calcularon solamente las configuraciones de equilibrio para núcleos en rotación uniformemente cargados para intervalos más amplios de carga y momento angular. En el cálculo presente la atención se limita a núcleos sin carga. Se calculan la forma de equilibrio y la barrera para fisión para todo el intervalo de momentos angulares para los cuales la gota en rotación está en equilibrio debido a la tensión superficial. Se demuestra que la gota de líquido, originalmente esférica, a medida que aumenta el momento angular toma la forma de un esferoide oblató y después, la posición de equilibrio es cóncava en los polos y finalmente los polos se juntan y se forma un anillo. Se demuestra también que la naturaleza del equilibrio cambia al variar la topología de la configuración de equilibrio.

1. G.A. Pik-Pichak, *SovietPhys. J.E.T.P.*, 7, 238 (1958).

2. J.R. Hiskes, U.C.R.L. 9275 (1960).
3. R.B. Berringer y W.J. Knox, Phys.Rev. 121, 1195 (1961).

Y.5 NIVELES DE ENERGIA DEL Li^{7*} , F.C. Khanna**, Y.C. Tang y K. Wildermuth, *Florida State University*.

Se calculan los niveles de energía bajos del Li^7 por medio de un método variacional. Las funciones de prueba incluyen las características de las correlaciones de alcance relativamente grande como es el agrupamiento de nucleones en el núcleo. Para simplificar los cálculos, siempre se ha supuesto el esquema de acoplamiento L-S. Los dobletes ^2P y ^2F se consideran en la representación de un agrupamiento alfa más un agrupamiento de tritio. Se calcula que la energía de los niveles $^{22}\text{P}_{3/2}$, $^{22}\text{P}_{1/2}$, $^{22}\text{F}_{7/2}$ y $^{22}\text{F}_{5/2}$ es de 37.4, 36.9, 32.5 y 31.5 MeV, respectivamente. El nivel $^{22}\text{F}_{5/2}$, hasta ahora no encontrado experimentalmente, tiene una anchura, grande. El nivel $^{24}\text{P}_{5/2}$ a 7.47 MeV es examinado en la representación de un agrupamiento de Li^6 y un neutrón. La energía que se obtiene para este estado concuerda bastante bien con el valor experimental. Se han efectuado también cálculos detallados para decidir si existe un nivel de paridad positiva con una energía de excitación de 6 a 10 MeV. Nuestros resultados indican que, en las dos representaciones que hemos considerado, no puede formarse tal nivel. Nuestro hallazgo arroja dudas considerables acerca de la existencia de un estado de paridad positiva a 6.54 MeV, como se indica en algunos experimentos¹.

*Auspiciado en parte por la Office of Naval Research

**Con licencia de Panjab University, Chandigarh, India.

1. F. Ajzenberg-Selove y T. Lauritsen, Nuclear Phys. 11, 1 (1959).

Y.6 EFECTOS DE LAS FUERZAS RESIDUALES EN EL ESPECTRO DE LOS NUCLEOS DEFORMADOS CON A NON Y NON-NON*, N.K. Glendenning y S.G. Nilsson, *Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Berkeley*.

Comparando los esquemas de niveles de una sucesión de isótopos con Z impar se observa un desplazamiento relativo en la energía en los estados intrínsecos del protón en energías del orden de 100 keV. Esto puede ser atribuido a diferencias

en la energía de interacción entre el protón impar con el par de neutrones añadido al pasar al isótopo más pesado. Se calcula la energía diagonal para una interacción de forma Gaussiana y de un alcance finito para una sucesión de isótopos de Z non e isótopos de N non. Se estudian varias mezclas de intercambio. Una prueba de la mezcla de intercambio más apropiada está dada por los dobletes $K_n \pm K_p$ identificados en varios núcleos deformados non-non.

*Auspiciado por la U.S. Atomic Energy Commission.

Y.7 CALCULOS EN EL MODELO EXTENDIDO DE CAPAS Y EFECTOS DE LA NO-LINEARIDAD DE LAS ECUACIONES MATRICIALES DE DENSIDAD*, J. Sawicki y T. Soda, *University of California, Berkeley.*

Se linearizan las ecuaciones de los elementos fuera de la diagonal de la matriz de densidad para la partícula individual de un sistema finito de fermiones con la inclusión de términos de intercambio que toman en cuenta parte de efecto no lineal debido al principio de exclusión. Se minimizan los términos sobrantes, que son bilineales en el operador de densidad por un método semejante al discutido por Sawada¹ y Sawada y Soda². El efecto de los términos correctivos resultantes se estima en el ejemplo del estado de dipolo gigante en el O^{16} , y se encuentra que es pequeño, dando apoyo a la aproximación de fase caótica. Un procedimiento de perturbaciones de aproximaciones sucesivas basado en este método, puede ser útil en aplicaciones a núcleos finitos.

*Auspiciado en parte por la AFOSR.

1. K. Sawada, *Phys.Rev.* 119, 2090 (1960).

2. K. Sawada y T. Soda (enviado al *Phys.Rev.*).

Y.8 LAS ESPECIES NUCLEARES CONSTITUYENTES EN EL SISTEMA PERIODICO, Nicholas Efremov, *600 W. 142d St., New York City.*

Las regularidades en la composición isotópica de los elementos químicos nos ha llevado ya a la conclusión de que los núcleos de algunos elementos químicos (v.g., Mg, Si, Ca, Fe, Ni, etc.) pueden ser considerados como especies nucleares constituyentes. Hemos mostrado que las reacciones nucleares posibles que conducen a la generación de las especies nucleares constituyentes son las siguientes:



Como resultado de ciertas relaciones armónicas de masa entre sus isótopos, estos elementos químicos deben ser muy abundantes. La abundancia observada de estos elementos químicos el universo- en las estrellas, en la atmósfera del sol, en la composición de los meteoritos, y en la composición de nuestro planeta - concuerda bastante bien con esa concepción. Esta concepción teórica puede explicar también la composición de los meteoritos de hierro, la paragénesis de los elementos químicos (O, Mg, Si, Fe, Ni, etc.) en la composición de los meteoritos de piedra, así como la existencia de los palasitos - formaciones transitorias entre los meteoritos de piedra y los de hierro. Posterior evidencia experimental de tales reacciones nucleares sería de gran interés aunque los últimos experimentos del científico Canadiense E. Almquist, dirigidos a la generación de moléculas nucleares y de especies nucleares constituyentes ($C_{12} + C_{12} = Mg_{24}$), constituyeron una primera prueba muy importante.

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION Z. PLASMAS II

AUDITORIO 3, UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

Presidente: M.N. ROSENBLUTH

Z.1 ONDAS DE CHOQUE EN UN PLASMA SIN COLISIONES, Hideo Yoshihara,
Convair San Diego.

Se ha encontrado una solución exacta para el perfil de una onda de choque en un plasma sin colisiones en la ausencia de campos magnéticos y para las ecuaciones no lineales de Vlasov compuestas de las ecuaciones de Boltzmann sin colisiones más la ecuación de Poisson. La velocidad de choque uniforme se tomó intermedia entre las temperaturas de electrones e iones positivos del plasma ambiente; este caso es de interés para el movimiento de satélites en la ionosfera superior. Si la velocidad más probable de los electrones es mucho mayor que la velocidad de

choque, la ecuación de Boltzmann para electrones da una distribución Maxwelliana para electrones bajo la influencia de un potencial de Coulomb. Para los iones positivos se requiere que la función de distribución tienda a una distribución Maxwelliana alejada del frente de onda. Adicionalmente se requiere neutralidad de carga, de una distancia grande antes y después del frente de onda, una fuerza de Coulomb que se anula y una función de distribución estable para los iones positivos. Bajo estas condiciones se encuentra que existe una solución para un número dado de Mach para un choque, solamente para una relación definida de las temperaturas de electrones y de iones positivos en el plasma estable. Se calcula para una relación de velocidades de onda de choque $\sqrt{20}$ la distribución de las diversas propiedades macroscópicas a través del choque.

Z.2 ACOPLAMIENTO DE ONDAS LINEALES EN UN PLASMA PERIODICO

FRIO, R.A. Gerwin, *Boeing Scientific Research Laboratories.*

Se considera un plasma que contiene una onda de compresión plana. Sólo los electrones son responsables de los fenómenos en el plasma. Dada una distribución inicial arbitraria de campos eléctricos pequeños longitudinales y transversales, se les estudia en el tiempo, utilizando hidromagnetismo y se obtiene la función en una serie de potencias en la cual el parámetro de expansión es la amplitud de la onda de compresión. Mientras más términos de la serie se usan, el tiempo durante el cual las expresiones del campo son válidas es mayor. Para tiempos muy pequeños solamente los modos vecinos más cercanos se acoplan, es decir, cada una de las partes longitudinales y transversales del campo eléctrico de un vector de onda k en campos longitudinales y transversales de vectores de onda $k + k_0$, donde k_0 es el vector de la onda de compresión. Esto es similar al modo de interacción no lineal estudiado por Sturrock. Para tiempos ligeramente más largos, hay acoplamiento a los vecinos siguientes más próximos, etc. Las propiedades de reflexión y difracción de Bragg en rejillas aparecen como casos especiales de este modo de acoplamiento. Para las oscilaciones del plasma cuyos vectores de onda son colineales con k_0 , se encuentra que aunque la envolvente espacial de las oscilaciones es constante en el tiempo, los modos de componente k decaen como $1/\sqrt{t}$ para

tiempos grandes.

Z.3 CALENTAMIENTO REVERSIBLE POR BOMBEO MAGNETICO*, Lawrence S. Hall, *Lawrence Radiation Laboratory, Livermore.*

Se discute el calentamiento reversible continuo de un plasma por el uso de un campo magnético variable en el tiempo con una forma de onda no sinusoidal apropiada. Tres casos límites se analizan y se muestra que la eficiencia de los esquemas (que parecen ciclos de Carnot) es mejor que la encontrada con cálculos más convencionales utilizando campos variables sinusoidales^{1,2,3}. Se calcula para un número de ejemplos ilustrativos la variación de la potencia de entrada en plasmas típicos.

*Trabajo realizado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

1. J.M. Berger, et al., *Phys. Fluids* 1, 301 (1958).

Véase también L. Spitzer, J.R. L. Witten, "Sobre la ionización y calentamiento de un plasma"; NYO 999 (1953) no publicado, y J.M. Berger y W.A. Newcomb, "Calentamiento de un plasma por bombeo magnético, NYO - 6046 (1954) no publicado.

2. A. Schluter, *Z. Naturforsch.* 12a, 822 (1957).

3. L.S. Hall, A.L. Gardner y D.A. Edwards, "Calentamiento de un plasma por bombeo magnético de tiempo de tránsito en sistemas de tránsito simple" UCRL - 4752 (1956), no publicado.

Z.4 EL FLUJO DE UN PLASMA DE ALTA VELOCIDAD Y BAJA DENSIDAD A TRAVES DE UNA BARRERA MAGNETICA, M.A. Gilleo, *Lockheed Missiles and Space Division.*

Se ha desarrollado un tratamiento¹ teórico que especifica la penetración de barrera magnética de altura ΔB sobre un campo guía B_0 por una corriente de plasma en función de la velocidad de la corriente, de las temperaturas y masas de los iones y electrones y de la razón de barrera $\Delta B/B_0$. Se han hecho experimentos en los cuales todas estas variables se midieron o eran conocidas excepto la temperatura de iones. Una corriente de plasma de hidrógeno se dispara desde un cañón coaxial hacia un tubo evacuado ($< 3/10^{-6}$ mm) con $B_0 = 780$ gauss. Los datos obtenidos con una doble sonda de Johnson-Malter dan una velocidad del plasma de 1.3×10^7 cm seg⁻¹, una densidad máxima n de 5×10^{13} cm⁻³ y la tempera-

tura de electrones T_e . En la parte delantera de la corriente en la posición de la barrera T_e es tan alta como 6 eV; en la porción de máxima densidad $T_e \approx 4$ eV y en la porción trasera T_e baja a 2 eV y menos. Para la porción de máxima densidad no se observa una reducción de 10% de n después de la barrera hasta que $\Delta B/B_0$ toma el valor 4.6; una reducción de 50% se observa para $\Delta B/B_0 = 17.8$; conforme $\Delta B/B_0$ alcanza el valor máximo disponible de 25.2 la reducción viene a ser mayor que 60%. Los datos para la fracción transmitida vs $\Delta B/B_0$ concuerdan bastante bien con una curva calculada para una temperatura de iones de 7.1 ± 0.2 eV.

1. H.A. Gilileo, *Phys. Fluids* 4, 210 (1961).

Z.5 ACELERACION DE PLASMAS EN LA REGION E.M.- I EXPERIMENTOS R.F. G.S. Janes y A. Bratenahl, *Avco-Everett Research Laboratory*.

Se ha definido¹ la región E.M. de la magnetohidrodinámica como el dominio de baja densidad en el cual la trayectoria media libre y el radio de giro de iones son mayores que el tamaño del aparato o una longitud característica, mientras que el radio de giro del electrón y la longitud de blindaje de Debye son todavía relativamente pequeños. En este dominio, el recipiente magnético y las fuerzas aceleradoras se pueden transmitir directamente a los electrones pero sólo se pueden transmitir a los iones indirectamente como consecuencia del requisito de neutralidad de carga. Experimentos con R.F. en el estado estable utilizando la configuración con forma de cúspide magnético que viaja, muestran que este mecanismo de aceleración es muy efectivo siendo el carácter más interesante la aparición de intensos campos eléctricos que están muy relacionados con las aceleraciones de iones. La evidencia experimental incluye mediciones de el empuje, transferencia de calor, y mediciones con sondas electrostáticas así como consideraciones sobre variaciones de flujo de balance de energía. No ha sido posible acelerar un plasma en el dominio E. M. con una configuración de espejo magnético móvil, debido a la presencia de líneas de campo magnético continuas, que permiten un flujo secundario de electrones contra el sentido de aceleración.

1. A.R. Kantrowitz y H.E. Petschek, "Una discusión introductoria de la magnetohidrodinámica" de "Magnetohidrodinámica", editado por R.K.M. Landshoff (Stanford University Press, Stanford, California, 1957).

Z.6 ACELERACION DE PLASMAS EN LA REGION E.M. - II EXPERIMENTOS
D.C., A. Bratenahl, G.S. Janes y A.R. Kantrowitz, *Avco-Everett Research Laboratory.*

La región E.H. de la magnetohidrodinámica se ha discutido en el resumen precedente, junto con la evidencia experimental para la aceleración de un plasma en un campo con forma de cúspide magnético que viaja en la región EM. Este modo de viaje de la onda está caracterizado por un intenso campo eléctrico de d.c. axial, el cual es responsable de la aceleración de los iones y que ha conducido a la sugerencia de que un campo eléctrico de d.c. axial aplicado desde el exterior podría mejorar las condiciones. La velocidad media del plasma se ha duplicado por este método. Se propone un modelo en el cual el desplazamiento de los electrones relativo al campo con forma de cúspide magnético se controla por las fugas a través de las cúspides y por colisiones con las paredes mientras que el movimiento de los iones por otro lado, se controla con campos eléctricos y colisiones ocasionales con las paredes. En estas condiciones, las movilidades de iones son mayores que las movilidades de los electrones.

Z.7 EL ACELERADOR COAXIAL DE PLASMA, Philip J. Hart, *Lockheed Missiles and Space Division.*

Se investiga el comportamiento de electrodos coaxiales en la aceleración de un plasma tanto teórica como experimentalmente. Se usa un computador analógico para resolver ecuaciones diferenciales simultáneas que simulan 2 situaciones:

- 1) Los electrodos coaxiales se usan en un tubo de choque lleno originalmente con un gas de densidad uniforme, y
- 2) los electrodos coaxiales se usan para acelerar una masa constante de gas en el vacío.

Las soluciones incluyen el desplazamiento, la velocidad y la aceleración del plasma, la corriente y sus derivadas, y varios términos de potencia como funciones del tiempo. Para el primer caso, las velocidades del plasma dentro del sistema de electrodos, medidas fotográficamente para varios arreglos experimentales, coinciden muy aproximadamente con las velocidades predichas hasta que se obtiene la velocidad pico; en este instante, que se supone es el límite de validez de las ecuaciones, una onda de choque se separa del disco de plasma y se mueve hacia delante. La distribución de corriente actual en

el espacio entre los electrodos, se determinó con una onda magnética de diferencias y se encontró que es muy compleja, y tiene bucles de corriente que se forman después de que se alcanza la velocidad pico. Se dan razones por las que el modelo simple todavía predice las velocidades con buena exactitud.

Z.8 PARTICULAS ATRAPADAS EN UNA MAQUINA DE ESPEJOS CON UN CAMPO MAGNETICO QUE GIRA EN EL ESPACIO*, H.J. Karr, E.A. Knapp J.A. Phillips, E.J. Stovall, Jr. y J.L. Tuck, *Los Alamos Scientific Laboratory*.

La transferencia de velocidad de partículas de la dirección longitudinal a la dirección transversal por una perturbación helicoidal estacionaria en un campo magnético longitudinal como la propuso R.C. Wingle se ha estudiado experimental y teóricamente. El campo magnético perturbador se ajusta de modo de que sea continuamente perpendicular a la trayectoria de una partícula inyectada axialmente, transfiriendo energía en la dirección longitudinal a energía en la dirección transversal. Las perturbaciones del momento magnético de las partículas en viajes subsecuentes determinan la eficiencia de este dispositivo como una trampa. Los resultados muestran una transferencia mayor o igual que el 70% de energía axial a la dirección transversal para un haz de electrones inyectados. En viajes subsecuentes se observaron perturbaciones menores que el 1% para desplazamientos en la dirección de regresos cuando el sentido de rotación de la hélice y el de la partícula reflejada son opuestos. Sin embargo, durante el tránsito en la dirección inicial la partícula puede estar en resonancia con el campo perturbador durante distancias cortas con grandes cambios ($< \pm 20\%$) en la velocidad longitudinal. Los cálculos hechos con máquina muestran el mismo comportamiento general. El balance de las perturbaciones durante el tránsito en los 2 sentidos indica que podría ser posible atrapar partículas sin colisiones en 25 reflexiones y con una geometría de espejo de 5:1.

*Trabajo efectuado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

Z.9 ASIMETRÍAS DEL CAMPO MAGNÉTICO EN GEOMETRÍAS DE ESPEJO PULSADAS (CONSTRICCIÓN ORTOGONAL) ^{*}, J.W. Mather, *Los Alamos Scientific Laboratory*.

Pequeñas perturbaciones magnéticas que afectan la simetría angular del campo magnético axial (B_z) se pueden producir por: 1) El campo de los bordes de un imán con forma de barra (≈ 70 gauss) colocado a lo largo de una bobina (excitadora) y 2) La sección transversal con simetría no cilíndrica de la propia bobina. Esta última perturbación es inherente en la mayor parte de los dispositivos de compresión con campo axial y resulta de las conexiones de corriente de la bobina. Para una bobina de 15 cm de largo, 6.6 cm de diámetro y una relación de espejo de 1.02: 1, las perturbaciones mencionadas reducen los neutrones producidos en una descarga de deuterio D_2 por un factor de aproximadamente 3. Se muestra que el campo magnético está uniformemente distribuido en los espejos por la distribución no uniforme del daño en la superficie del metal. La asimetría debida a la distancia entre puntos de alimentación se reduce al disminuir esta distancia de 0.062 a 0.010 pulgadas. Algunas partículas ionizadas pueden chocar contra las paredes sin campos eléctricos con simetría cilíndrica, antes de que una cubierta de corriente se forme produciendo 1) contaminación y 2) separación no uniforme. Las asimetrías del campo magnético pueden conducir a una ruptura prematura del plasma como se ha encontrado en otros dispositivos. Este resultado enfatiza la importancia de la simetría del campo durante la ruptura del gas.

^{*} Trabajo efectuado bajo los auspicios de la U.S. Atomic Energy Commission.

Z.10 ACELERACION Y COMPRESION DE PLASMAS EN GEOMETRÍAS DE GRADIENTE FUERTE ^{*}, Ralph W. Waniek, *Advanced Kinetics Inc, Santa Ana, Cal.*, H. Fischer, *Cambridge Research Laboratories, Mass.* S.W. Lee, *Advanced Kinetics Inc., Santa Ana, Cal.*

Se han hecho experimentos para estudiar configuraciones de plasma generadas transitoriamente en el campo de las geometrías de Helmholtz y contra Helmholtz con inyección interna ¹. Tales sistemas se obtienen en la práctica acoplando bobinas de gradiente fuerte asimétrico en la configuración electro magnética apro-

piada. Los resultados que se presentan fueron obtenidos con convertidores de imagen sensibles al ultravioleta operados con una compuerta de un ancho de $0.2/\mu$ seg y con fotomultiplicadores RCA 7200. Estos se usaron para detectar los detalles del crecimiento y desaparición del plasma. Pequeñas sondas con frecuencias de resonancia altas se adoptaron para observar las perturbaciones del campo y las propiedades diamagnéticas del plasma.

*Investigación auspiciada por "The Electronics Research Directorate of the USAF Cambridge Research Laboratories".

1. R.W. Waniek, H. Fischer, y K.J. Park, Bull.Amer.Phys.Soc. II 6, 196, (1961).

Z.11 INVESTIGACION EXPERIMENTAL DE LA ESTRUCTURA DE ONDAS DE CHOQUE PRODUCIDAS EN UN MAST*, Richard M. Patrick, *Avco-Everett Research Laboratory*.

Se ha reportado^{1,2} una investigación experimental de la estructura de ondas de choque producidas en un tubo de choque anular magnético (MAST). Se ha medido recientemente el cambio en el campo magnético a través de estas ondas de choque. El cambio medido en el campo coincide con el valor predicho usando las ecuaciones de Rankine-Hugoniot junto con las velocidades de choque medidas y la densidad del plasma detrás del choque³. Mediciones adicionales de cómo depende el espesor de choques sin colisiones del número de Alfvén Mach se han obtenido y se presentan. También se ha extendido (hasta 10^{17} part/cm³) el intervalo de las densidades de plasma y se ha medido la radiación visible emitida por el plasma calentado por choque y el espesor del choque. El espesor total del choque (del orden de 1 mm) obtenido a altas densidades por observación de la radiación a través del anillo indica que el ángulo entre el plano del choque y la normal a la pared es igual o menor que 2° .

*Auspiciado por U.S. Air Force a través de Air Force Office of Scientific Research.

1. Patrick, R.M. Phys.Fluids 2, 589 (1959).

2. Fishman, F.J. Kantrowitz, A.R. y Petschek, H.E. Rev.Mod.Phys. 32, 959 (1960).

3. Kemp, N.H. y Petschek H.E. Phys.Fluids. 2, 599 (1959).

Z.12 TRANSPORTE DE CALOR DESDE UN PLASMA CALIENTE^{*}, Morton Camac y Robert Feinberg, *Avco-Everett Research Laboratory*.

Se han iniciado mediciones experimentales de la variación de la transferencia de calor en las paredes de un tubo de choque anular magnético (MAST)¹ utilizando un nuevo tipo de medidor de transferencia de calor que trabaja en presencia de campos magnéticos y eléctricos fuertes. Una parte de la pared del tubo de choque, de acero inoxidable se reemplazó con una ventana delgada de safiro con una capa de carbón de 1000 Å de espesor. El plasma calentado por choque se pone en contacto con el carbón. La radiación infrarroja producida en la superficie de atrás del carbón es percibida con un detector de infrarrojos con 0.1 μ seg de tiempo de formación. Con este tiempo de formación el sistema puede determinar cambios de temperatura de pocos grados en objetos a la temperatura ambiente. El sistema se calibró midiendo la transferencia de calor desde el aire en la región de choque reflejado en un tubo en que el choque se generó químicamente. Las observaciones concuerdan con la teoría de Fay y Riddell².

^{*}Auspiciado por U.S. Air Force a través de Air Force Office of Scientific Research.

1. Patrick, R.M. *Phys.Fluids* 2, 589 (1959).

2. Fay, J.A. y Riddell, F.R. *J. Aero.Sci.*, Vol. 25, 73 (feb. 1958).

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 14.30

SESION DE TRABAJOS IMPORTANTES DE ULTIMA HORA

AUDITORIO 5, UNIDAD DE CONGRESOS DE L CENTRO MEDICO

Presidente: SE NOMBRARA POSTERIORMENTE

LOS TRABAJOS POR PRESENTARSE SE ANUNCIARAN OPORTUNAMENTE

PROGRAMA SUPLEMENTARIO

SP.1 ESTRUCTURA NUCLEAR, Gertrude Tiring Schwarzmann.*

En varias reuniones de la American Physical Society desde 1947 se ha desarrollado una microfísica, basada en la interpretación de ondas de partículas como corrientes alternantes con componentes de corriente directa de corpúsculos y ondas como estados *alternantes equivalentes* de las entidades elementales de materia y de luz, teniendo en ambos estados una cantidad de inercia $\frac{2hf}{c^2}$ y hf/v^2 en el caso de luz y materia respectivamente, de movimiento de giro como movimiento de vuelo, de materialización como descomposición de una onda luminosa en un par de ondas de partícula. Dos ondas luminosas se materializan simultáneamente en una pareja de protón y electrón. La formación instantánea de un antineutrón impide la redematerialización de ambas parejas, porque el antiprotón nuclear y el positrón satélite están en antineutrones en el estado de la partícula. El He^4 consiste de dos pares coorbitales antineutrón-protón girando en sentidos opuestos alrededor de un centro común vacante. C^{12} , Ne^{20} , Si^{28} , consisten, respectivamente, de 3, 5 y 7 alfas, cada par antineutrón protón gira en *un* sentido entre dos pares, girando en sentido *opuesto* alrededor de un centro común. Los núcleos estables contienen un centro de formación iguales o diferentes consistiendo cada una de ellos de un número impar de alfas.

* Para presentarse al final de la sesión U si el presidente de la sesión juzga que el tiempo lo permite.

SP.2 ESTUDIO DE LAS REACCIONES $\text{C}^{12}(\text{He}^3, n)\text{O}^{14}$ Y $\text{C}^{13}(\text{He}^3, n)\text{O}^{15}$ EN LA ZONA DE 7 A 10.5 MeV,* H.W. Fulbright, J. Verba, V. Deshpande, *University of Rochester*.

Se han estudiado las reacciones $\text{C}^{12}(\text{He}^3, n)\text{O}^{14}$ y $\text{C}^{13}(\text{He}^3, n)\text{O}^{15}$ con un haz cubriendo las energías de 7 a 10.5 MeV. Han sido obtenidas las distribuciones angulares de los neutrones que llevan a los estados base del O^{14} y del O^{15} . Las distribuciones angulares presentan un marcado pico hacia adelante, sin ningún pico apreciable hacia atrás ni prominencia intermedia. Las distribuciones han sido ajustadas con la fórmula aproximada para el stripping doble:

$W(\theta) \sim \exp(-K^2/4\gamma^2) |j_L(kr_0)|^2$ con $L = 0$ ¹. Se obtuvo una curva de excitación a 0° . Se han encontrado las secciones absolutas en cada caso².

*Para presentarse al final de la sesión S si el presidente de la sesión juzga que el tiempo lo permite.

1. H.C. Newns Proc.Phys.Soc. Vol. 76 Part 4, 489 (1960).
2. Trabajo auspiciado por la U.S.Atomic Energy Commission.

INDICE DE SESIONES
SESIONES EN LA CIUDAD UNIVERSITARIA
JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 10.00

SESION INAUGURAL, AUDITORIO DE CIENCIAS

JUEVES 23 DE JUNIO A LAS HORAS INDICADAS EN EL PROGRAMA

- A. TRABAJOS DE RADIACION COSMICA PRESENTADOS POR INVITACION, Singer, Lockwood, Chason. Auditorio de Ingeniería.
- E. TRABAJOS DE RADIACION COSMICA PRESENTADOS POR INVITACION, Sandoval Vallarta, Green, McDiarmid, Bailey, Earl. Auditorio de Ingeniería.
- B. NUCLEOS RADIATIVOS, Auditorio A de la Escuela de Química.
- BA. OPTICA Y RAYOS X, Auditorio del 1er piso, Torre de la Ciencia.
- C. FISICA DE BAJAS TEMPERATURAS Y FISICA DEL ESTADO SOLIDO, Auditorio del 8º piso, Torre de la Ciencia.
- CA. TRABAJOS PRESENTADOS POR INVITACION, Townes, Darrow. Auditorio de Ciencias.
- D. FISICO QUIMICA, DINAMICA DE FLUIDOS I. Auditorio B de la Escuela de Química.

JUEVES 22 DE JUNIO A LAS 14.30

- F. REACCIONES NUCLEARES; DISPERSION PROTON-PROTON, Auditorio del 8º piso, Torre de la Ciencia.
- FA. SIMPOSIO DE LA DIVISION DE FISICA DEL ELECTRON, Nottingham, Rasor, Hernqvist, Agnew, Webster. Auditorio de Ciencias.
- G. SEMICONDUCTORES, Auditorio A de la Escuela de Química.
- H. FISICA TEORICA I, Auditorio del 1er piso de la Torre de la Ciencia
- HA. DINAMICA DE FLUIDOS II, Auditorio B de la Escuela de Química.

SESIONES EN LA UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 10.00

- J. SIMPOSIO DE LA DIVISION DE DINAMICA DE FLUIDOS, Emmons, Schaaf, Kolb, Morawetz. Auditorio 7, Edificio B.
- K. PARTICULAS EXTRAÑAS Y MESONES, Auditorio 3.
- KA. METALES, MAGNETISMO, Auditorio 4.
- L. SIMPOSIO DE FISICA NUCLEAR TEORICA, Medina, Moshinsky, Eden, Feynman, Auditorio 2.
- M. INSTRUMENTOS DE LA FISICA NUCLEAR, Auditorio 6.
- MA. FISICA DEL ELECTRON I, Auditorio 5.

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 14.30

- N. FISICA DEL ELECTRON II, Auditorio 5.
- P. RAYOS COSMICOS Y ESPACIO, Auditorio 3.
- PA. SIMPOSIO SOBRE FISICA NUCLEAR EXPERIMENTAL, Alba, Phillips, Davis, Havens. Auditorio 2.
- Q. RESONANCIA MAGNETICA; MASERS, Auditorio 6.
- QA. SIMPOSIO DE LA DIVISION DE FISICA DEL PLASMA, Bernstein, Tuck, Drummond, Griem. Auditorio 7, Edificio B.
- R. FISICA TEORICA II, Auditorio 4.

HOTEL DEL PRADO

VIERNES 23 DE JUNIO A LAS 20.30

BANQUETE DE LAS DOS SOCIEDADES

SESIONES EN LA UNIDAD DE CONGRESOS DEL CENTRO MEDICO

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 10.00

- S. FISICA DE NEUTRONES I. Auditorio 6
- T. PLASMA I. Auditorio 3.
- U. FISICA TEORICA III. Auditorio 4.
- UA. TRABAJOS PRESENTADOS POR INVITACION, Pound, Urey, Dryden, Auditorio 7, Edificio B.
- V. SIMPOSIO SOBRE FENOMENOS DE IMPACTO DE PARTICULAS, Mueller, Wehner, Vineyard. Auditorio 5.
- VA. FISICA DEL ESTADO SOLIDO I, Fernández, Hanna, Hebel, Prieto, Yarnell, Auditorio 2.

SABADO 24 DE JUNIO A LAS 14.30

- W. FISICA DEL ESTADO SOLIDO II, Feher, Hensei, Corbett, Sugano. Auditorio 7, Edificio B.
- WA. COLISIONES ATOMICAS, Spruch, Bederson. Auditorio 2.
- X. FISICA DE NEUTRONES; FISION. Auditorio 6.
- Y. FISICA TEORICA IV. Auditorio 4.
- Z. PLASMA II. Auditorio 3.
- TRABAJOS DE ULTIMA HORA. Auditorio 5.

INDICE ALBETICO DE AUTORES

- Abeledo, Carlos R. ---- KA.10
 Adelman, Frank L. ---- HA.14
 Adelson, H.E. ---- N.7, X.2
 Agnew, Lewis. ---- FA.4
 Alba, F. ---- F.7
 Alberghini, J.E. ---- B.4
 Ali, A. ---- T.1
 Almen, O. ---- F.9
 Anderson, David H. ---- Q.4
 Andrade, Fernando Alba ---- PA.1
 Andrews, Frank C. ---- D.5
 Andrews, T.C. ---- F.13
 Argyres, P.N. ---- G.5
 Armstrong, Alice H. ---- P.6
 Arthur, W. ---- P.11
 Ashe, J.B. ---- S.2, S.3, S.4
 Ault, L.A. ---- Q.12
 Bailey, D.K. ---- E.4
 Barkas, Walter H. ---- M.8
 Barkow, A.G. ---- K.8
 Barredo, Joseph G. ---- H.13
 Bayes, K. ---- Q.11
 Becker, Allan G. ---- M.7
 Bederson, B. ---- WA.2
 Bell, R.T. ---- B.1
 Bellman, Richard ---- H.6
 Beran, M. ---- R.3
 Berg, H.F. ---- T.1
 Bernstein, I. ---- QA.1
 Bernstein, W. ---- N.1
 Betterton, J. ---- C.2
 Bjork, R.L. ---- HA.13
 Blaugher, R.D. ---- C.3
 Block, M. ---- K.5
 Bloom, S.D. ---- B.3 P.14
 Blue, M.H. ---- F.14
 Bonner, T.W. ---- S.8, S.9, X.6
 Boom, R.W. ---- C.2
 Bourret, Richard ---- HA.4
 Bowman, William C. ---- K.6
 Bradley, J.C. ---- C.9
 Bramblett, R.L. ---- S.8, S.9, X.6
 Brandenberger, J.D. ---- X.5
 Branscomb, L.M. ---- MA.4
 Bratenahl, A. ---- Z.5, Z.6
 Brode, H.L. ---- HA.13
 Brody, T.A. ---- M.3, U.4
 Brown, N. ---- KA.3
 Brown, R.T. ---- R.12
 Brundin, C.L. ---- T.2
 Buch, T. ---- Q.9
 Buechner, W.W. ---- F.11, F.12
 Burke, P.G. ---- R.10
 Button, J. ---- K.5
 Buttrey, D.E. ---- BA.6, HA.8
 Cabezas, A.Y. ---- N.7
 Cabrera, N. ---- C.4
 Callan, Edwin J. ---- R.4

Calvillo, J. ---- M.3
 Camac, Morton ---- Z.12
 Camp, D.C. ---- B.2
 Cano, Corona Octavio ---- BA.9
 Caris, John C. ---- K.7
 Carlson, R.R. ---- F.3
 Carroll, Jim B. ---- K.6
 Castle, J.G., Jr. ---- C.8
 Castro I. ---- F.7
 Chan, K.K. ---- BA.6
 Chang, Howard H.C. ---- P.13
 Chasson, R.L. ---- A.3
 Chen, Francis F. ---- T.12
 Class, C.M. ---- F.2, M.5
 Cochran, D.R.F. ---- C.1
 Cohen, R.L. ---- Q.7
 Compton, D.M.J. ---- C.6
 Contogouris, A.P. ---- R.7
 Conway, J.G. ---- BA.8
 Corbett, J.W. ---- W.3
 Cork, Bruce ---- K.1
 Cortez, José Luis ---- R.5, R.6
 Craig, P.P. ---- C.1
 Cramer, J.G. ---- M.5
 Crawford, F. ---- K.5
 Cristal, E.G. ---- M.10
 Cronemeyer, D.C. ---- G.1
 Cuff, K.F. ---- G.2
 Curtis, Stanley B. ---- K.10, K.11

 Darrow, Karl K. ---- CA.1
 Dahl, Orin I. ---- K.1, K.2

 Dahlstrom, T. ---- M.9
 Davies, William O. ---- BA.2
 Davis, H.L. ---- KA.12
 Davis, R.H. ---- PA.3
 Davisson, J.W. ---- C.5
 Dayhoff, E.S. ---- Q.14
 Deaton, B.C. ---- KA.2
 De López, Ma. Esther Ortiz ---- F.6
 De Oyarzabal, Juan ---- Y.3
 de Sabelli, N.L.H. ---- BA.3
 Deshpande, V.K. ---- S.5, S.6, S.7, SP.2
 Dessler, A.J. ---- P.10
 Devor, D.P. ---- Q.8
 Dewar, M.J.S. ---- BA.3
 Dewey, Jane ---- HA.7
 Diesel, T.J. ---- G.4
 Dominguez, R. ---- F.10
 Drummond, W.E. ---- QA.3
 Dryden, H.L. ---- UA.3
 Dubois, D.F. ---- R.2
 Duke, C.B. ---- R.14

 Earl, James ---- E.5
 Eccles, P.J. ---- P.3
 Eden, R.J. ---- L.3
 Edmund, C. ---- K.8
 Efremov, Nicholas ---- Y.8
 Einspruch, Norman G. ---- G.7
 Eisner, M. ---- Q.3
 Elguezabal, A. ---- H.5
 Ellett, M.R. ---- G.2
 Elliott, David D. ---- P.7

Emmerich, W.S. ---- MA.1
Emmons, Howard W. ---- J.1, D.8
Enge, H.A. ---- F.11, F.12
Engler, A. ---- K.5
Erskine, J.R. ---- F.12
Estrada, L. ---- R.11, U.9
Ewing, Ronald I. ---- X.6

Farmer, B.J. ---- F.2, M.5
Feher, George ---- W.1
Feinberg, Robert ---- Z.12
Feldman, D.W. ---- C.8
Fenster, Sherman J. ---- HA.2
Fernández, Alonso ---- N.14, VA.1
Ferro-Luzzi, M. ---- K.4
Feynman, R.P. ---- L.4
Firle, Tomas E. ---- N.2
Fischer, H. ---- Z.10
Flores-Maldonado, Victor ---- U.3
Ford, G.P. ---- X.9
Fowler, Richard G. ---- HA.10
Francis, N.C. ---- U.8
Freden, Stanley C. ---- P.5
Friedland, S.S. ---- P.14
Frisch, H.L. ---- N.15, T.10
Fulbright, H.W. ---- S.5, S.6, S.7, SP.2
Fulton, T. ---- H.7

Gabbard, Fletcher ---- X.13
Gall, Ruth ---- P.4
Garrison, John C. ---- KA.12
Gaskell, D.U. ---- MA.8

Gavenda, J.D. ---- KA.2
Gerwin, R.A. ---- Z.2
Gessaroli, R. ---- K.5
Gibbons, R.A. ---- T.8
Gibson, W.M. ---- M.4, X.10
Gilleo, M.A. ---- Z.4
Glendenning, N.K. ---- Y.6
Goldman, D.T. ---- U.8
Gooding, T.J. ---- F.4. --
Goodjohn, A.J. ---- X.8
Gottlieb, Milton ---- N.5
Gourdine, Meredith C. ---- D.12
Green, Alex E.S. ---- U.6
Green, J.R. ---- E.2
Grench, H.A. ---- X.1
Griem, H.R. ---- QA.4 T.1
Grover, G. ---- N.4
Guernsey, Ralph L. ---- T.5
Gursky, Martin L. ---- R.13
Guth, Eugene ---- U.8
Gyorey, G. ---- X.7

Hall, J.D. ---- S.2
Hall, Laurence S. ---- Z.3
Hanna, J. ---- S.8, S.9
Hanna, S.S. ---- VA.2
Hansen, L.F. ---- X.4
Hansen, Lorin K. MA.6, MA.7
Hanson, W.B. ---- P.10
Hardy, W.A. ---- Q.6
Harris, Frank E. ---- H.1
Harris, Gilda ---- T.7

Harris, R.W. ---- F.5
 Hart, E.L. ---- K.3
 Hart, Phillip J. ---- Z.7
 Hart, R.K. ---- KA.5
 Hasiguti, R.R. ---- KA.4
 Hatfield, T.N. ---- KA.9
 Hauser, U. ---- Q.7
 Havas, Peter ---- H.8
 Havens, W.W., Jr. ---- PA.4
 Haymes, R.C. ---- P.8
 Hebel, L.C. ---- VA.3
 Heckman, Harry H. ---- P.6
 Heil, H. ---- N.9
 Hennecke, H.J. ---- F.12
 Hensel, J.C. ---- W.2
 Hernqvist, K.G. ---- FA.3
 Herschbach, D.R. ---- D.2, D.3
 Heyman, Roy J. ---- D.4, HA.2
 Hollander, Lewis E., Jr. ---- G.4
 Holmes, John R. ---- BA.7
 Holt, Maurice ---- HA.6
 Hoover, Martin E. BA.7
 Horwitz, Nahmin ---- K.2
 Hoskins, R.H. ---- Q.8
 Houston, John M. --- N.3
 Howe, H.A. ---- M.9
 Hudson, O.M., Jr. ---- S.4
 Huebschman, E.C. ---- G.10
 Hulm, J.K. --- C.3

 Igo, G. ---- D.1, F.4
 Imhof, W.L. ---- X.1

 Jaidar, A. ---- F.8, F.10
 Janes, G.S. ---- Z.5, Z.6
 Joanou, G.D. ---- X.8
 Johnson, C.S., Jr. ---- Q.2
 Jones, C.M. ---- F.5
 Jopson, R.C. ---- X.4
 Jungerman, J.A. ---- M. 12

 Kalbach R.M. ---- F.13
 Kane, G. ---- K.8
 Kanter, H. ---- N.8
 Kantrowitz, A.R. ---- Z.6
 Kantz, A.D. ---- G.6
 Karr, H.J. ---- Z.8
 Katz, J.E. ---- T.2
 Kaus, Peter ---- Y.2
 Kay, Eric ---- MA.2
 Kearsley, E.A. ---- D.9
 Keller, Arnold ---- BA.10
 Keller, D.V. ---- HA.11
 Keller, Joseph B. ---- D.10
 Kenney, Robert W. ---- K.7
 Khanna, F.C. ---- Y.5
 King, Jean I.F. ---- T.11
 Kinsey, J.L. ---- D.2, D.3
 Kinzer, E. ---- C.4
 Kivelson, D. ---- Q.11
 Kivelson, M.G. ---- R.2
 Klapman, S.J. ---- M.11
 Knapp, E.A. ---- Z.8
 Kneip, G.J. ---- C.2
 Kolb, A.C. ---- J.3

Korff, S.A. ---- P.8, P.12
 Kovacs, A. ---- K.5
 Kraemer, R. ---- K.5
 Kramer, G. ---- F.1
 Kraus, Lester ---- T.13
 Kuglin, C.D. ---- G.2
 Kurz de Delara, G. ---- H.5
 Kwei, G.H. ---- D.2
 Kyrala, A. ---- H.11

 Lämmermann, H. ---- BA.8
 Langer, D.W. ---- BA.5
 Langer, L.M. ---- B.2
 Lary, E.C. ---- MA.12
 Leachman, R.B. ---- U.10, X.9, X.11
 Lebowitz, J.L. ---- N.15
 Lee, S.W. ---- Z.10
 Levi, Enzo ---- D.11
 Levine, P.H. ---- N.12, N.13
 Levinger, J.S. ---- U.1
 Lin, S.R. ---- R.12
 Lincke, R. ---- T.1
 Lindsay, W.T., Jr. ---- KA.8
 Linsley, John ---- P.2, P.3
 Lobel, Harry ---- D.6
 Lockwood, J.A. ---- A.2, P.9
 Lombard, David B. ---- HA.14
 Loomis, W.C. ---- X.3
 Lopez, G. ---- F.8, F.9, F.10
 Lord, J.J. ---- F.14, F.15
 Lozano, J.M. ---- R.9
 Ludwig, C.B. HA.9

 Luers, D. ---- K.3

 MacDonald, A.D. ---- MA.8
 Mackenzie, Kenneth R. ---- MA.6 MA.7
 Mackin, R.J., Jr. ---- T.8
 Mahaffey, Derek W. ---- T.4
 Mallet, W. ---- M.9
 Malpica, José Mireles ---- M.1
 Mann, L.G. ---- B.3, P.14
 Margenau, Henry ---- BA.1
 Marino, Lawrence L. ---- MA.5
 Mark, Hans ---- X.4
 Mather, J.W. ---- Z.9
 Mattes, Brenton L. ---- C.7
 Maxworthy, Tony ---- D.7
 Mazari, M. ---- F.7, F.8, F.10
 McCrary, J.H. ---- S.4
 McDiarmid, I.B. ---- E.3
 McIntosh, Harold C. ---- H.2
 McKeown, D. ---- N.7
 Medina, F.M. ---- L.1. R.11
 Medved, D.B. ---- N.6
 Melkanoff, M.A. ---- R.14
 Meltzer, C. ---- K.5
 Menkes, Jr ---- HA.1
 Merkle, K.L. KA.5
 Merritt, M.L. ---- N.11
 Meyerand, R.G., Jr. ---- MA.12
 Miller, Donald H. ---- K.1, K.2
 Miller, G.L. ---- M.4, X.10
 Mitchell, R.W. ---- Q.3
 Mitra, I.S. ---- K.3

Molmud, Paul ---- MA.11
 Monahan, J.E. ---- MA.3
 Mondragón B., A. ---- U.4, U.5
 Moravcsik, Michael J. ---- K.9
 Morawetz, Cathleen H. ---- J.4
 Moreno M., A. ---- M.2
 Morgan, I. L. ---- S.3
 Morris, Fred ---- KA.9
 Morrison, C.A. ---- Q.12
 Moshinsky, M. ---- L.2, Y.1
 Mössbauer, R.L. ---- Q.7
 Mueller, E.W. ---- V.1
 Murray, Joseph J. ---- K.2

 Nagle, D.E. ---- C.1
 Nagle, R.J. B.3
 Nava J., H.O. ---- M.2
 Neddermeyer, Seth H. ---- K.10, K.11
 Nellis, D.O. ---- S.4
 Nelson, E.B. ---- F.3
 Neynaber, R.H. ---- MA.5
 Nilsson, S.G. ---- Y.6
 Nodvik, J.S. ---- R.14
 Norris, J.A. ---- D.2
 Nottingham, W.B. ---- FA.1
 Nussbaum, M. ---- K.5

 O'Friel, Z. ---- K.8
 Okhuysen, P.L. ---- X.5
 Okuda, S. ---- Ka.4
 Olson, R.M. ---- P.14
 O'Malley, Thomas F. ---- R.1
 Onley, D. ---- K.5

 Oppenheim, I. ---- H.3, H.4
 Osborn, R.K. ---- X.7
 O'Sullivan, W.J. ---- Q.5

 Pandres, Dave, Jr. ---- H.10
 Parker, E.N. ---- P.10
 Parks, J.G. ---- F.14, F.15
 Parrent, G., Jr. ---- R.3
 Pasternak, J. ---- C.5
 Patrick, Richard M. ---- Z.11
 Pearson, R.G. ---- Q.9
 Peek, N.F. ---- M.12
 Pement, F.W. ---- KA.8
 Penaranda, F. ---- K.8
 Penning, J.R., Jr. ---- HA.11
 Perez-Mendez, Victor ---- K.7
 Perkins, R.B. ---- S.1
 Perkins, Walton A., III ---- K.7
 Petersen, F.R. ---- Q.1
 Pevsner, A. ---- K.5
 Phillips, G.C. ---- F.5, PA.2
 Phillips, J.A. ---- Z.8
 Picus, Gerald S. ---- G.9
 Pierce, C.B. ---- G.6
 Piserchio, R.J. ---- F.13
 Plass, G.N. ---- BA.4
 Poirier, John A. ---- K.6
 Poppa, H. ---- N.6
 Porter, C.S. ---- Q.12
 Pound, R.V. ---- UA.1
 Prieto, F.E. ---- VA.4
 Pripstein, Morris ---- K.6

Prud'Homme, J.T. ---- S.3
 Ranken, W.A. ---- T.14
 Rankin, Tom M. ---- HA.5
 Rapaport, J. ---- F.11
 Rasor, N.S. ---- FA.2
 Rastall, Peter ---- H.12
 Reichelt, W. ---- N.4
 Reidy, W.P. ---- P.8
 Renero, I. ---- Y.1
 Richardson, James T. ---- KA.11
 Rickards, J. ---- F.7
 Roberts, J.M. ---- KA.3
 Robinson, J.M. ---- R.5, R.6
 Robinson, W.A. ---- Q.5
 Roellig, Leonard O. ---- M.7
 Rogers, John D. ---- B.5
 Rohrlich, F. ---- H.7
 Rojo, O. ---- U.1
 Romig, Mary F. ---- MA.10
 Roos, C.E. ---- C.2
 Rosenberg, Leonard ---- R.1
 Rosenthal, Jenny E. ---- Q.13
 Rostoker, Norman ---- T.9
 Rothe, Erhard W. ---- MA.5
 Rowland, J.H. ---- X.1
 Rubinow, S. I. ---- D.10
 Rutowski, R.W. ---- HA.8

 St. Romain, F.A. ---- S.8, S.9
 Salmi, E. ---- N.4
 Salz, F. ---- MA.12
 Sander, H.H. ---- G:6

 Sanmann, E.E. ---- U.10
 Sawicki, J. ---- Y.7
 Scarsi, Livio ---- P.2
 Schaaf, S.A. ---- J.2
 Schafer, W. ---- N.4
 Schey, H.M. ---- R.10
 Schlein, P. ---- K.5
 Schlessinger, Joe ---- H.2
 Schnadower, I. ---- H.5
 Schremp, E.J. ---- H.9
 Schultz, H. ---- C.6
 Schwarcz, Ervin H. ---- U.7
 Schwartz, J. ---- K.2
 Schwartz, Nate J. ---- HA.6
 Schwarzmann, Gertrude Tiring ---- U.11,
 SP.1
 Selwood, P.W. ---- KA.10
 Seman, M. ---- MA.4
 Shea, M.A. ---- P.9
 Sherman, N. ---- R.12
 Sherrill, F.A. ---- KA.1
 Shreve, J.D. ---- HA.12
 Shugart, H.A. ---- Q.1
 Shuler, K.E. ---- H.3, H.4
 Simmons, J.E. ---- S.1
 Simmons, W.W. ---- Q.5
 Simon, Albert ---- T.9
 Singer, S.F. ---- A.1
 Smith, D.R. ---- B.2
 Smith, E. ---- M.9
 Smith, S.M. ---- M.12
 Smith, W.R. ---- X.5

Soda, T. ---- Y.7
 Sokoloff, J. ---- BA.1
 Sperber, Daniel ---- Y.4
 Sperduto, A. ---- F.11, F.12
 Spruch, Larry ---- R.1, WA.1
 Stanton, H.E. ---- MA.3
 Steffen, R.M. ---- B.4
 Sternglass, E.J. ---- N.8
 Stevenson, M.L. ---- K.5
 Stewart, Leona ---- R.13
 Stovall, E.J., Jr. ---- Z.8
 Stull, V.R. ---- BA.4
 Sugano, S. ---- W.4
 Sulzmann, K.G.P. ---- HA.9
 Swift, C.D. ---- X.4

 Talbot, L. ---- T.2
 Tang, Y.C. ---- Y.5
 Taylor, A. ---- C.3
 Taylor, J.A. ---- F.12
 Taylor, R.D. ---- C.1
 Teatum, E.T. ---- T.14
 Tejera, A. ---- F.8
 Tenner, Arnin G. ---- K.1
 Turner, E. ---- HA.15
 Thomas, D.G. ---- G.3
 Thomas, T.D. ---- X.10
 Townes, C.H. ---- CA.2
 Tripp, R. ---- K.4
 Trujillo, S.M. ---- MA.5
 Tsao, C.H. ---- F.14, F.15
 Tuck, J.L. ---- QA.2, Z.8

 Uebersfeld, Jean ---- Q.10
 Urey, H.C. ---- JA.2

 Vallarta, Manuel Sandoval ---- E.1
 Van Bladel, J. ---- M.10
 Vanderslice, T.A. ---- N.10
 Vaughan, W.H. ---- C.5
 Vaughn, F.J. ---- X.1
 Verba, J.W. ---- S.5, S.6, S.7, SP.2
 Villars, D.S. ---- T.6
 Vineyard, G.H. ---- V.3
 Visvanathan, S. ---- T.3
 Vook, Frederick L. ---- G.8
 Vrebalovich, T. ---- Ha.3

 Waddell, C.N. ---- X.2
 Wagner, R.J. ---- R.8
 Walch, A.P. ---- MA.12
 Walt, M. ---- X.1
 Wang, Ching Lin ---- K.1
 Waniek, Ralph W. ---- Z.10
 Warren, R.W. ---- C.8
 Watson, M. ---- K.4
 Watson, W.K.R. ---- U.2; Y.2
 Waugh, J.S. ---- Q.2
 Webb, F.H. ---- N.12, N.13
 Webster, H.F. ---- FA.5
 Wehner, G.K. ---- V.2
 Weske, John R. ---- HA.5
 West, H.L. ---- P.14
 Whetstone, S.L. ---- X.11
 Whetten, N.R. ---- N.10
 White, R. Stephen ---- P.5

Wiedersich, H. ---- KA.7

Wikner, N.F. ---- X.8

Wildermuth, K. ---- Y.5

Wilkins, B. ---- D.1

Williams, Robert W. ---- M.6

Willis, W.J. ---- K.3

Wilson, Stephen S. ---- M.7

Wittels, M.C. ---- KA.1

Witten, L. ---- H.7

Wolsky, S.P. ---- G.11, KA.6

Wong, S.C. ---- Q.11

Worsham, R. ---- C.2

Wyatt, P.J. ---- BA.4

Yamamoto, S.S. ---- K.3

Yarnell, John ---- VA.5

Yoshihara, Hideo ---- Z.1

Young, Robert A. ---- MA.13

Zdanuk, E.J. ---- G.11, KA.6

Ziemba, F.P. ---- P.14

Zollweg, R.J. ---- N.5

Zweifel, P.F. ---- X.7