



Colección
Preuniversitario

La presente obra es la primera parte del libro de texto de la asignatura Física del duodécimo grado de la Educación General. Con este libro se culmina el estudio de las temáticas correspondientes al nivel preuniversitario, pues el libro de texto de la segunda parte de este grado está dedicado a la consolidación de los métodos de trabajo fundamentales de la física estudiados por los alumnos.

Los contenidos que se estudian en el libro son: ondas luminosas, teoría especial de la relatividad, teoría cuántica de la luz, modelos atómicos, física del núcleo atómico y de las partículas elementales, y elementos de la astrofísica.

El tratamiento de los temas que se imparten en el libro, incluye numerosos ejercicios, ejemplos y trabajos de laboratorio, que sin duda ayudarán al alumno en el estudio de la asignatura. Se ha puesto especial atención en la vinculación de los contenidos con aspectos fundamentales del desarrollo científico-técnico actual.

ISBN 959-13-0677-6



9 789591 306777

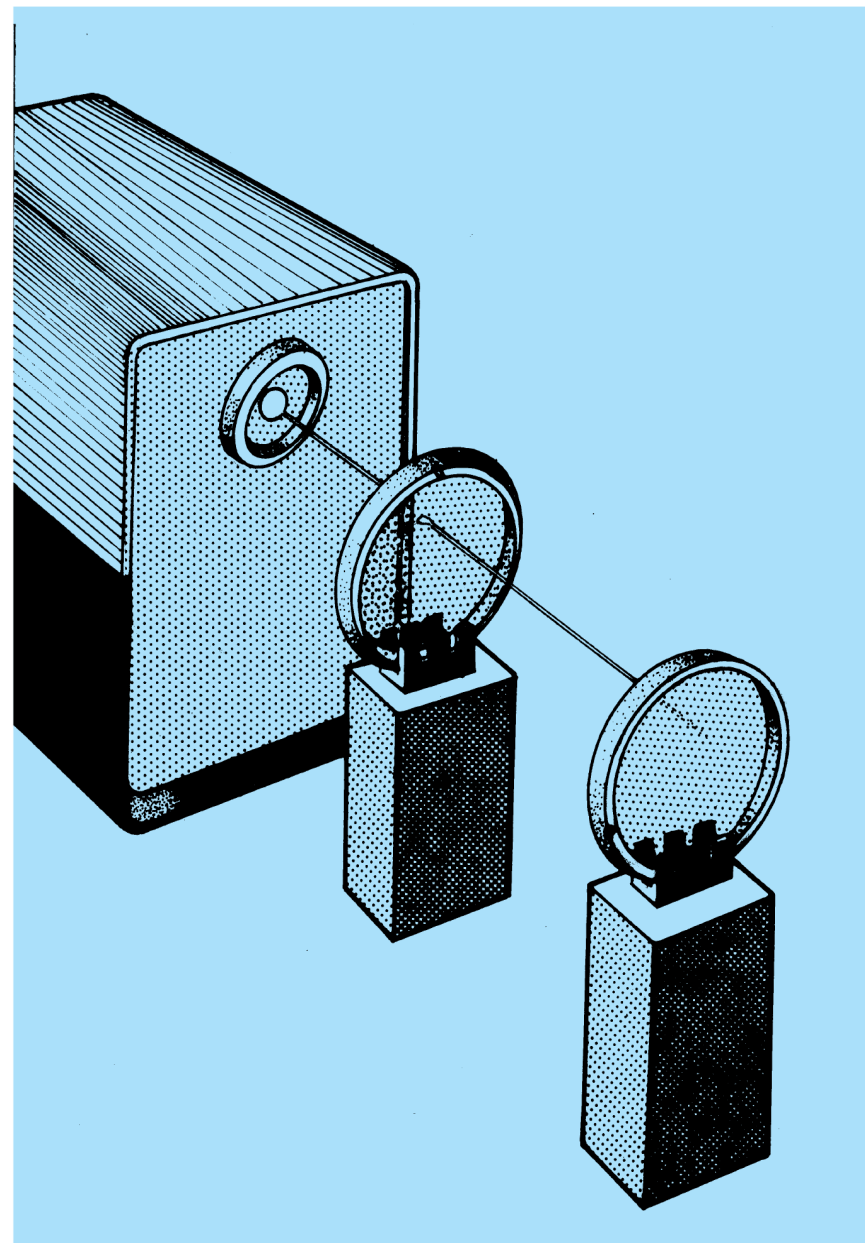


Física

Parte 1

12° grado

LIBRO DE DISTRIBUCIÓN GRATUITA. PROHIBIDA SU VENTA



Física

Parte 1

12° grado

FÍSICA

Duodécimo grado

Parte 1

Lic. Carlos Sifredo Barrios
Dr. Fernando González Pérez
Dr. Joaquín Tutor Sánchez
Dr. Antonio Pérez Hernández
Prof. Miguel Ferrer López



Editorial
Pueblo y Educación

EDITORIAL PUEBLO Y EDUCACIÓN
El conocimiento del mundo en letra impresa.

40 *años de experiencia
sin apartarse un instante
de la esencia de su nombre.*

Edición: Lic. José Guillermo Fuertes Jiménez
Ilustración de cubierta: Manuel del Toro Hernández
Diseño: Pedro Manuel García Pérez
Ilustración: Nilda Oliva Lloret
Corrección: Hilda Pallés Arango

© Segunda edición, 2007
© Primera reimpresión, 2000
© Ministerio de Educación, Cuba, 1990
© Editorial Pueblo y Educación, 1990

ISBN 959-13-0676-8 Obra completa
ISBN 959-13-0677-6 Parte 1

EDITORIAL PUEBLO Y EDUCACIÓN
Ave. 3ra. A No. 4605 entre 46 y 60,
Playa, Ciudad de La Habana,
Cuba. CP 11300.

PREFACIO

Este texto está dirigido a satisfacer los requerimientos del programa de la asignatura Física para la primera parte del duodécimo grado, y consta de seis capítulos.

El primer capítulo (Ondas luminosas) está dedicado esencialmente al análisis elemental de los hechos que permitieron establecer el carácter ondulatorio electromagnético de la onda luminosa.

En el segundo capítulo (Introducción a la teoría especial de la relatividad) se introducen las nociones de la teoría especial de la relatividad de Einstein, con énfasis en los postulados fundamentales de esta teoría y algunas de sus principales consecuencias.

En el tercer capítulo (Introducción a la teoría cuántica de la luz) se aborda de manera elemental el estudio de algunos de los hechos que permitieron establecer la naturaleza cuántica de la luz.

El cuarto capítulo (Física del átomo) aborda el estudio del modelo atómico de Bohr y un breve análisis de los principales modelos atómicos que históricamente le precedieron. Con este estudio se establecen las bases del conocimiento contemporáneo de la estructura atómica.

El quinto capítulo (Elementos de física nuclear) trata de la estructura del núcleo atómico, de cómo los núcleos se transforman, de por qué en las reacciones nucleares se libera una gran cantidad de energía y de la utilización de esta y de los fenómenos radiactivos por la Humanidad. También se estudian las llamadas partículas fundamentales.

El sexto capítulo (Nociones de astrofísica) trata de demostrar, en esencia y de forma sencilla, la aplicación de los conocimientos físicos adquiridos al estudio de los fenómenos astrofísicos, abordando en particular el estudio del Sol y las estrellas.

Todos los capítulos tienen un sistema de conocimientos y habilidades relacionados con los diferentes temas.

En todos los capítulos que lo requieren se presenta, además, un sistema de problemas resueltos, dirigido a servir de guía y consulta al proceso de desarrollo de las habilidades necesarias para la aplicación de los conocimientos a la solución de problemas. Además, propician una mejor asimilación del sistema de conocimientos.

Por su importancia para la formación de una cultura de la significación de la ciencia y la técnica contemporánea en el desarrollo de nuestra civilización, en la mayoría de los capítulos hay un epígrafe dedicado a las aplicaciones, que puede ser enriquecido mediante el uso de materiales complementarios, visitas a instituciones científicas, productivas, etcétera.

El texto fue elaborado por un colectivo de autores dirigido por el licenciado Carlos Sifredo Barrios, metodólogo de Física del Ministerio de Educación, e integrado por el licenciado Evelio Hernández Pérez, profesor de Física del Instituto de Perfeccionamiento Educacional Nacional; el licenciado Fernando González Pérez, profesor titular del Instituto Superior Pedagógico “Enrique José Varona”; el licenciado Joaquín Tutor Sánchez, profesor auxiliar del Instituto Superior Pedagógico “Enrique José Varona”; el candidato

a doctor Antonio Pérez Hernández, profesor titular del Instituto Superior Pedagógico “José Martí”; el candidato a doctor José Ducongé Hernández, profesor titular del Instituto Superior Pedagógico “Enrique José Varona” y el profesor Miguel A. Ferrer, aspirante a investigador del Instituto Central de Ciencias Pedagógicas.

Deseamos expresar nuestro agradecimiento a todos los compañeros que, de una forma u otra, han hecho posible la publicación de esta obra, en particular a los profesores Juan Carlos Muñoz Alfonso, jefe de cátedra del IPUEC “Juan Manuel Márquez”, quien experimentó con sus alumnos la primera versión del texto y colaboró en la preparación final del mismo; al profesor Alberto Santana Mora, del IPU “José Martí”, quien también probó la primera versión del texto con sus alumnos; a la profesora Omaira Guzmán Socorro, del IPVCE “V. I. Lenin”, por su colaboración en la preparación de la primera versión del texto. También agradecemos las útiles sugerencias dadas por los revisores de la fase final del texto; al licenciado Raúl Portuondo Duany, profesor titular de la Universidad de La Habana; al licenciado Juan José Llovera, profesor asistente del Instituto Superior Politécnico “José Antonio Echevarría”; a la profesora Teresa González Samoano, jefa de cátedra del IPUEC “Mayía Rodríguez”; al profesor Claudio Mesa, metodólogo de Física de la provincia Habana; a la profesora Sira Fernández, metodóloga de Física del municipio Arroyo Naranjo; al profesor Carlos Julio Sierra Mora, profesor asistente del Instituto Superior Pedagógico “Enrique José Varona” y al doctor Carlos Álvarez de Zayas, presidente de la subcomisión de Física del Instituto Central de Ciencias Pedagógicas.

Por último, queremos agradecer especialmente al doctor en ciencias Oleg F. Kabardín, asesor consultante del Instituto Central de Ciencias Pedagógicas, por los oportunos y útiles señalamientos a este material.

Los autores

AL ALUMNO

Esta primera parte del curso de Física para el duodécimo grado, constituye la asignatura con la cual se culmina el estudio sistemático de la Física en el nivel preuniversitario.

Con esta asignatura podrás estudiar, a un nivel introductorio, los temas relacionados con la teoría ondulatoria de la luz, la teoría especial de la relatividad, la teoría cuántica, la física atómica, la física nuclear y de las partículas fundamentales, y la astrofísica.

Estos temas tienen una gran importancia. En primer lugar, por su carácter contemporáneo y fundamental, pues son contenidos de la física de nuestra época, que se encuentran en la base del desarrollo científico-técnico. En segundo lugar, para la formación de una cultura general moderna en la esfera científico-técnica, tiene una gran significación para la evaluación de la cultura en la esfera social, política y estética, pues contribuye a que las personas puedan valorar multilateralmente, en forma objetiva, el mundo en que viven. En tercer lugar, para la continuidad de estudios superiores, en particular en todas las ramas de la ciencia y la técnica.

Para una sólida preparación de este curso, es de gran importancia que respondas las tareas recomendadas al final de cada epígrafe, y las generales del capítulo que te oriente el profesor.

Por último, queremos expresarte que este libro es el resultado del esfuerzo de un numeroso grupo de trabajadores que esperan de ti el estudio sistemático y la asimilación consciente de su contenido.

ÍNDICE

Capítulo 1 ONDAS LUMINOSAS /1

- 1.1 *Introducción* /1
- 1.2 *Interferencia de la luz* /1
- 1.3 *Interferencia en láminas delgadas* /4
- 1.4 *Difracción de la luz* /7
- 1.5 *Redes de difracción* /8
- 1.6 *Polarización de la luz. Carácter electromagnético de las ondas luminosas* /10
- 1.7 *Ley de Malus* /12
- 1.8 *Dispersión, absorción y difusión de la luz* /14
- 1.9 *Aplicaciones a la ciencia y la técnica* /18
- 1.10 *Problemas resueltos* /20
- Tareas generales del capítulo* /28

Capítulo 2 INTRODUCCIÓN A LA TEORÍA ESPECIAL DE LA RELATIVIDAD /31

- 2.1 *Velocidad de la luz y sistemas de referencia* /31
- 2.2 *Postulados de la teoría especial de la relatividad de Einstein* /33
- 2.3 *Relatividad de los intervalos temporales* /34
- 2.4 *Relatividad de los intervalos espaciales* /37
- 2.5 *Relatividad de la simultaneidad* /39
- 2.6 *Ecuación de composición de velocidades en la relatividad de Einstein* /40
- 2.7 *La energía y la cantidad de movimiento lineal en la teoría especial de la relatividad* /41
- 2.8 *Un experimento con los mesones μ* /45
- Tareas generales del capítulo* /47

Capítulo 3 INTRODUCCIÓN A LA TEORÍA CUÁNTICA DE LA LUZ /48

- 3.1 *Radiación térmica* /48
- 3.2 *Efecto fotoeléctrico externo. Leyes empíricas* /51
- 3.3 *Rayos X* /57
- 3.4 *Efecto Compton* /60
- 3.5 *Carácter dual de las radiaciones electromagnéticas* /61
- 3.6 *Aplicaciones a la ciencia y la técnica* /62
- 3.7 *Problemas resueltos* /65
- Tareas generales del capítulo* /69

Capítulo 4 FÍSICA DEL ÁTOMO /72

- 4.1 *Primeras concepciones sobre la estructura del átomo* /72
- 4.2 *Modelo atómico de Rutherford* /73
- 4.3 *Modelo atómico de Bohr. Aplicación al átomo de hidrógeno* /75

- 4.4 *Experimento de Franck y Hertz* /80
- 4.5 *Espectros atómicos* /82
- 4.6 *Limitaciones del modelo de Bohr* /85
- 4.7 *Dualismo onda-corpúsculo* /85
- 4.8 *Aplicaciones a la ciencia y la técnica* /87
- 4.9 *Problemas resueltos* /89
- Tareas generales del capítulo* /95

Capítulo 5 ELEMENTOS DE FÍSICA NUCLEAR /98

- 5.1 *Introducción* /98
- 5.2 *Métodos de observación y registro* /98
- 5.3 *Estructura y propiedades físicas del núcleo atómico* /101
- 5.4 *Transformaciones de los núcleos atómicos* /105
- 5.5 *Transformaciones artificiales* /110
- 5.6 *Partículas fundamentales* /117
- 5.7 *Aplicaciones de la física nuclear* /119
- 5.8 *Problemas resueltos* /123
- Tareas generales del capítulo* /125

Capítulo 6 ASTROFÍSICA /127

- 6.1 *Introducción* /127
- 6.2 *El Sol* /128
- 6.3 *La radiación del Sol* /130
- 6.4 *El interior del Sol* /134
- 6.5 *La atmósfera solar y su influencia sobre la Tierra* /136
- 6.6 *Las estrellas* /140
- 6.7 *La evolución de las estrellas* /144
- Tareas generales del capítulo* /150

RESPUESTAS A LAS TAREAS GENERALES DE LOS CAPÍTULOES /151

Capítulo 1

ONDAS LUMINOSAS

1.1 Introducción

En el curso de Física para el noveno grado se estudiaron las leyes fundamentales de la óptica geométrica: la de la propagación rectilínea de la luz, las de la reflexión y las de la refracción. Sobre la base de estas leyes fue posible explicar algunos fenómenos ópticos y el funcionamiento de algunos instrumentos, tales como la lupa, el microscopio y el telescopio.

Sin embargo, hay otros fenómenos como la formación de manchas de aceite coloreadas en charcos de agua, la coloración azul del cielo y otros, que no tienen explicación en el marco de la óptica geométrica y que requieren, para su cabal comprensión, del conocimiento de la naturaleza de la luz.

A lo largo del desarrollo de la física, han existido varias hipótesis sobre la naturaleza de la luz. De ellas, las más consistentes han sido la *teoría corpuscular*, que la considera como un flujo de partículas que cumplen con las leyes de la mecánica clásica, y la *teoría ondulatoria*, que le atribuye una naturaleza ondulatoria. Cabe preguntarse entonces: ¿qué es la luz?

En el esclarecimiento de la naturaleza de la luz, tuvo una gran importancia el descubrimiento de un grupo de fenómenos: la *interferencia*, la *difracción* y la *polarización* de la luz. Comenzaremos este capítulo por el estudio de los mismos.

1.2 Interferencia de la luz

Tomemos una pantalla opaca y abramos en ella dos pequeños orificios muy cercanos, *B* y *C*. Iluminémoslos con luz roja, que emerge de un orificio *A*, como se muestra en la figura 1.1. Se puede comprobar muy fácilmente que de los orificios *B* y *C* salen conos de haces luminosos.

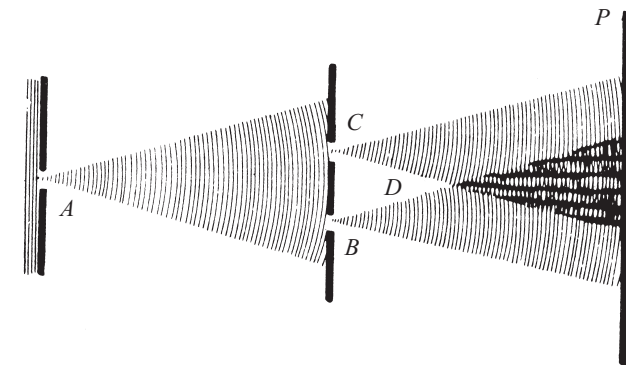


Fig. 1.1

Los conos de haces emergentes de dichos orificios se superponen a partir del punto D . Si a la derecha de D , colocamos una pantalla P , observaremos una sucesión de franjas rojas y oscuras (lámina 1a).

Esto nos recuerda la superposición de las ondas mecánicas coherentes, fenómeno estudiado en décimo grado y que recibe el nombre de *interferencia de ondas mecánicas*. Por esta razón, el fenómeno observado en la figura 1.1 recibe el nombre de *interferencia luminosa*, y el conjunto de franjas claras y oscuras se denomina *patrón de interferencia*.

Se denomina interferencia de la luz al fenómeno de la superposición de dos o más haces luminosos que da lugar a la formación de zonas claras y oscuras.

Para explicar el fenómeno de la interferencia de la luz, puede asumirse que su naturaleza es ondulatoria, pues aparentemente se comporta como las ondas mecánicas. Además, podemos considerar que el rayo luminoso coincide con la dirección de propagación de la onda.

Del estudio de la interferencia de las ondas mecánicas sabemos que para que se produzca el patrón de interferencia de las ondas, estas tienen que ser coherentes. Podemos concluir entonces, por analogía, que las ondas luminosas provenientes de los orificios B y C son coherentes, pues de otra forma el patrón de interferencia no se produciría.

En mecánica consideramos la posibilidad de que interfieran dos focos independientes, es decir, que fueran coherentes. Sin embargo, en óptica esto no es posible; dos focos independientes no pueden ser coherentes.

La coherencia de las ondas luminosas en el experimento estudiado se puede comprender si tenemos en cuenta que ambas son el resultado de la división de una que emerge del orificio A y, por tanto, no son independientes.

Sabemos de décimo grado que la condición para que dos ondas coherentes provoquen un reforzamiento (o un máximo de amplitud) cuando se superponen en un punto del espacio, es que ambas lleguen en fase a dicho punto; es decir, que la diferencia de fases φ sea:

$$\varphi = 2k\pi$$

donde k es un número entero.

Como ya conocemos, esta condición se cumple si la diferencia entre el camino recorrido por las ondas, Δ , es:

$$\Delta = k\lambda$$

donde λ es la longitud de onda de los haces que interfieren.

Apliquemos estos conocimientos a las ondas luminosas y obtengamos una expresión que nos permita calcular la posición de los máximos (zonas iluminadas) en la pantalla.

El experimento que estamos analizando siempre se lleva a efecto con la condición de que la distancia d entre los orificios sea mucho menor que la distancia L de los orificios a la pantalla (fig. 1.2). Se puede suponer entonces, como una aproximación, que los rayos S_1P y S_2P son paralelos.

La posición de P en la pantalla se puede conocer sabiendo el valor del ángulo θ que forman los segmentos OP y OO' . La condición supuesta del paralelismo nos permite decir que S_1P forma con la normal el mismo ángulo θ .

Por otra parte, la diferencia de camino de los rayos será $\Delta = S_2A$, donde el punto A es el pie de la perpendicular a S_2P que pasa por S_1 . Por lo tanto:

$$\Delta = d \sin \theta$$

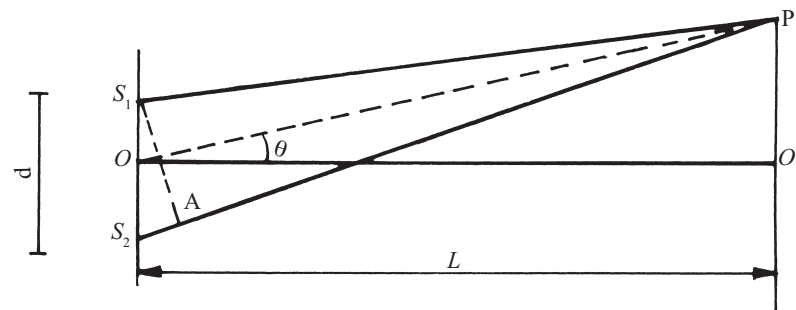


Fig. 1.2

Para los máximos, la diferencia de camino, Δ , deberá ser igual a $\pm k\lambda$, donde $k = 0, 1, 2, \dots$. Por lo tanto:

$$d \sin \theta = \pm k\lambda \quad (1.1)$$

Esta expresión nos permite calcular la posición de los máximos en la pantalla. El punto de $k = 0$ corresponderá al centro de la pantalla O' , los valores positivos a la parte superior y los negativos a la parte inferior.

Por un razonamiento similar se puede llegar a la ecuación para la condición de mínimo (zonas oscuras):

$$d \sin \theta = \pm \frac{(2k + 1)\lambda}{2} \quad (1.2)$$

El experimento que acabamos de describir fue realizado a principios del siglo XIX por el físico y médico inglés Thomas Young (1723-1829), y se conoce como experimento de Young. Fue el primer experimento que permitió calcular la longitud de onda de los rayos luminosos.

Si el experimento de Young se realiza con luz de otro color, se observa un desplazamiento del patrón de interferencia, es decir, un corrimiento de las zonas claras y oscuras con respecto al obtenido con luz roja (lámina 1b). De ello se puede inferir que existe una relación entre el color de la radiación luminosa y su longitud de onda. De manera más precisa, como estudiaremos en el epígrafe 1.8, el color de la radiación luminosa está relacionado con su longitud de onda en el vacío.

En la tabla 1.1 se da el intervalo de longitudes de onda correspondientes a cada color en el vacío. Estos límites son, por supuesto, aproximados. Una longitud de onda de 570 nm no será amarilla ni verde, sino amarillo-verdoso. Así ocurre con cada uno de los límites de la tabla.

Tabla 1.1

Color	Longitud de onda (nm)
Violeta	400 – 450
Azul	450 – 500
Azul claro	500 – 530
Verde	530 – 570
Amarillo	570 – 590
Naranja	590 – 620
Rojo	620 – 750

Si la luz es blanca, el patrón de interferencia que se produce en el experimento de Young está formado por franjas coloreadas (lámina 1c). Esto ocurre porque cada color aporta su propio patrón de interferencia.

Tareas

1. ¿En qué consiste el fenómeno de interferencia de la luz?
2. ¿Por qué la luz proveniente de dos lámparas domésticas no interfiere?
3. ¿Cuál es la condición para que se produzca un reforzamiento por interferencia? ¿Y para que se produzca una atenuación?
4. Explica en qué consiste el experimento de Young.
5. ¿Cuál es la ecuación que nos permite calcular la posición de los máximos en el experimento de Young?

1.3 Interferencia en láminas delgadas

Para continuar adelante en el esclarecimiento de la naturaleza de la luz, no es necesario estudiar otra manifestación de la interferencia. Sin embargo, conviene estudiar la interferencia en láminas delgadas por ser muy frecuente y de gran importancia práctica.

Cuando sobre una lámina delgada incide un haz de luz roja (fig. 1.3), parte del haz se refleja en la superficie superior (rayo 1) y parte en la superficie inferior (rayo 2). Si ambos rayos se superponen, podrá observarse una sucesión de zonas rojas y oscuras, en dependencia de la diferencia de camino que aparezca entre ellos. Cuando sea igual a $k\lambda$, se tendrá una zona roja (máximo), y cuando sea igual a $\frac{(2k+1)\lambda}{2}$, una zona oscura (mínimo).

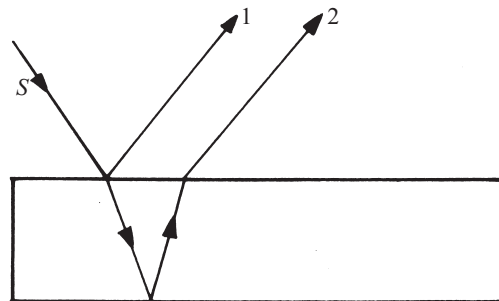


Fig. 1.3

La diferencia de camino se formará porque los rayos 1 y 2 recorrerán trayectorias diferentes, uno en el interior de la lámina y el otro en el exterior. Esta diferencia dependerá del espesor de la lámina y del ángulo de incidencia.

Un caso particularmente sencillo de este tipo de interferencia ocurre cuando la lámina tiene forma de cuña y la luz incide normalmente a la superficie (fig. 1.4). En este caso, la sucesión de los máximos y los mínimos forma una figura como la que se muestra en la lámina 2a, donde aparece la fotografía de una película jabonosa iluminada con

luz roja. La película, al ir escurriéndose, resulta más gruesa en la parte inferior que en la superior. Si la película jabonosa se ilumina con luz blanca, se obtiene una figura como la que se muestra en la lámina 2b.

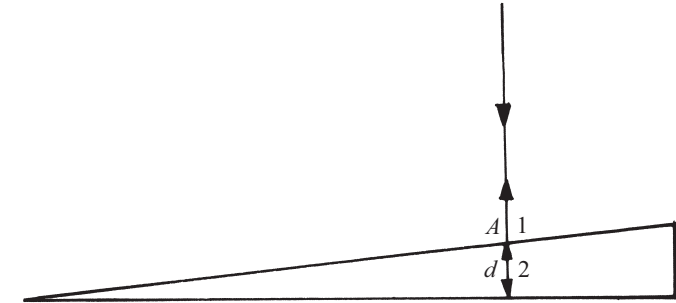


Fig. 1.4

Estudiemos detalladamente este fenómeno. Vamos a obtener una expresión que relacione la longitud de onda de la radiación incidente con el espesor de la lámina cuando hay un reforzamiento.

Calculemos la diferencia de camino en el punto A, a partir del cual los rayos viajan recorriendo la misma trayectoria. Esta diferencia será igual a lo que recorre de más el rayo 2, pues el rayo 1 se forma al producirse la reflexión en el punto A. La longitud de la trayectoria que recorre de más el rayo 2 es igual a $2d$, ya que llega a la parte inferior recorriendo una distancia d , y al regresar a la parte superior también recorre la misma distancia. Ahora, ¿cuántas longitudes de onda cabrán en esa distancia $2d$? Obviamente, habrá que dividir la distancia $2d$ entre el valor de la longitud de onda. Esto parece simple, sólo que resulta que el valor de la longitud de onda en una sustancia no es igual a su valor en el vacío, pues, como sabemos de décimo grado, la longitud de onda depende del índice de refracción porque la velocidad de las ondas de luz disminuye n veces en la sustancia, mientras que la frecuencia permanece constante. Existe una relación entre la longitud de onda, la velocidad y la frecuencia, que es:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

Para la sustancia de índice de refracción n , esta ecuación toma la forma:

$$\lambda_n = \frac{\nu}{\nu}$$

donde:

$$\nu = \frac{c}{n}$$

Por lo tanto, en el interior de la sustancia de índice de refracción n la luz posee una longitud de onda λ_n que es n veces menor que la longitud de onda en el vacío, es decir:

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$$

De manera que el número de longitudes de onda que caben en la distancia $2d$ de la sustancia será:

$$\frac{2d}{\frac{\lambda}{n}} = \frac{2dn}{\lambda}$$

Esta relación debe ser un número entero para que exista el reforzamiento, de modo que en los máximos se cumplirá que:

$$\frac{2dn}{\lambda} = k$$

o lo que es lo mismo:

$$2dn = k\lambda \quad (1.3)$$

donde $k = 0, 1, 2, \dots$

Por el contrario, para que exista atenuación, la relación debe ser un número semientero, de modo que en los mínimos se cumplirá que:

$$\frac{2dn}{\lambda} = k + \frac{1}{2}$$

o lo que es lo mismo, que:

$$2dn = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (1.4)$$

donde $k = 0, 1, 2, \dots$

El análisis que hemos hecho hasta este momento es correcto, pero sólo parcialmente. Hay un elemento que en determinadas situaciones se debe tener en cuenta.

Conocemos que cuando las ondas mecánicas se reflejan en un medio más denso, la onda reflejada experimenta un cambio de fase de π . Este mismo fenómeno tiene lugar en las ondas luminosas cuando se reflejan en la superficie de un medio con mayor índice de refracción.

Entonces las ecuaciones 1.3 y 1.4 serán válidas como condiciones de máximo y mínimo respectivamente, cuando no se produzcan cambios de fase por reflexión, o bien reproduzcan tanto para el rayo 1 como para el rayo 2. En caso contrario, es decir, si solamente uno de los rayos cambia de fase al reflejarse, habría que modificar estas ecuaciones, pues un cambio de fase en π equivale a una variación en la diferencia de marcha de $\lambda/2$.

Por lo tanto, si uno de los dos rayos experimenta un cambio de fase por reflexión, la condición de máximo estará dada por la ecuación:

$$2dn = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (1.3a)$$

donde $k = 0, 1, 2, \dots$ y la condición de mínimo estará determinada por la ecuación:

$$2dn = k\lambda \quad (1.4a)$$

donde $k = 0, 1, 2, \dots$

Este fenómeno se produce sólo en láminas delgadas porque la coherencia de las ondas se pierde si el espesor de la lámina es grande.

Tareas

6. ¿Qué ecuación da el espesor de una lámina delgada en la que aparece un máximo de interferencia? ¿Qué importancia tienen los cambios de fase por reflexión?
7. ¿Se puede observar la interferencia en una lámina gruesa?

1.4 Difracción de la luz

Cuando se observa a través de una ranura larga y estrecha una fuente de luz blanca lejana, se percibe una zona central ancha, brillante y de color blanco, y a ambos lados zonas coloreadas (lámina 3a). Si después se coloca un filtro rojo delante de la ranura, a esta sólo llega luz de este color, y se ve una zona central brillante roja y regiones oscuras, alternadas por bandas de color rojo, menos intensas (lámina 3b). Si observamos las dimensiones del patrón, veremos que es mucho más ancho que la ranura, es decir, que la luz se comporta como si se desviara de la trayectoria rectilínea al pasar por la ranura. En la lámina 3c se puede observar el mismo patrón para la luz azul. Ese mismo es el comportamiento de las ondas mecánicas al pasar por un orificio pequeño, fenómeno que estudiaste en décimo grado y que recibe el nombre de difracción de las ondas.

Este comportamiento de la luz refuerza aún más la idea de que la luz es una onda, pues, como conocemos, la difracción es un fenómeno característico de los procesos ondulatorios.

La difracción de la luz es el fenómeno en el cual su dirección de propagación se curva al pasar por la vecindad de objetos.

La distribución de iluminación que se obtiene como resultado de la difracción de la luz se denomina *patrón de difracción*.

La difracción de la luz no es tan fácil de observar como la de las ondas mecánicas, pues la longitud de las ondas luminosas es muy pequeña. Resulta apreciable cuando un haz luminoso pasa a través de una abertura (lámina 3d) o incide sobre un obstáculo cuyas dimensiones son inferiores a las décimas de milímetro (lámina 3e). También se puede observar cuando se interpone al paso del haz luminoso un cuerpo cuyo borde sea casi perfecto, por ejemplo, una cuchilla de afeitar (lámina 3f).

Además, se pueden observar patrones de difracción cuando se observa al Sol a través de una tela fina (un pañuelo de seda) o cuando se mira a una fuente intensa de luz con los ojos entrecerrados.

El fenómeno de la difracción limita la aplicación de las leyes de la óptica geométrica. Por ejemplo, cuando estudiamos en noveno grado el concepto de rayo luminoso, dijimos que se podía obtener experimentalmente la dirección de un rayo luminoso limitando el paso de la luz con un obstáculo que posea una ranura pequeña. Esto es así hasta cierto límite, ya que para aberturas muy pequeñas la luz dejará de propagarse en forma rectilínea y se curvará al pasar por la ranura. Como el ancho de las ranuras que se utilizan en los experimentos de óptica geométrica son, por lo general, de rangos mucho mayores que las décimas de milímetros, no se produce apreciablemente el fenómeno de la difracción de la luz.

Tareas

8. ¿A qué se llama difracción de la luz?
9. ¿Por qué la difracción de las ondas sonoras es más fácil de observar que la de las ondas luminosas?
10. ¿Qué dificultades aparecen al intentar hacer un modelo práctico del rayo de luz?
11. Describe el patrón de difracción que se obtiene al pasar luz de un solo color a través de una ranura estrecha.

1.5 Redes de difracción

Vamos a estudiar ahora un instrumento que tiene gran aplicación práctica: la red de difracción. En esencia, una *red de difracción* consiste en un gran número de finas ranuras separadas por intervalos opacos (fig. 1.5).

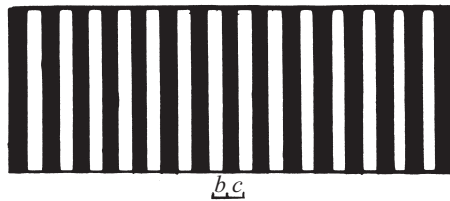


Fig. 1.5

Existen redes fabricadas con máquinas que hacen rayas en una lámina de vidrio. El número de rayas alcanza algunos miles por milímetro.

En los laboratorios docentes se emplean redes más sencillas, denominadas réplicas, que se confeccionan con una sustancia gelatinosa en la que se imprimen las rayas. Luego, para protegerlas, se colocan entre dos láminas de vidrio.

Se llama período de la red, d , a la distancia entre los centros de dos ranuras consecutivas. Por lo tanto:

$$d = b + c$$

donde b es el ancho de las ranuras y c el ancho de la zona que las separa.

Para interpretar el patrón de una red de difracción, podemos utilizar lo que hemos visto en este mismo capítulo relativo al experimento de Young y la difracción en una ranura.

Si el ancho de las ranuras es del orden de las décimas de milímetro, en cada ranura se produce la difracción y, por lo tanto, cada ranura ilumina toda la pantalla. Entonces, al iluminar la red, interferirán los haces provenientes de todas las ranuras. En la figura 1.6 representamos esquemáticamente lo que ocurre para los rayos de luz que llegan a un punto arbitrario P de la pantalla.

Como sabemos del experimento de Young, dos ranuras contiguas dan un máximo de interferencia cuando se cumple la condición 1.1:

$$d \sin \theta = k\lambda$$

donde $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

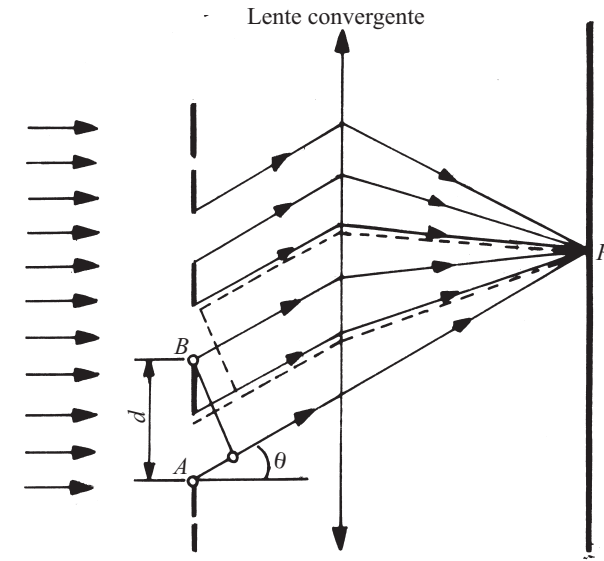


Fig. 1.6

Si para un cierto ángulo θ la primera y la segunda ranura dan un máximo, lo darán también la segunda y la tercera, la cuarta y la quinta, etc. Esto quiere decir que la condición de máximo de interferencia de una red es la misma que la del experimento de Young, sólo que aquí se le denominan *máximos principales*. En realidad, aparecen además otros secundarios que no tendremos en cuenta por su poca intensidad.

Al iluminar el patrón de una red con luz de un solo color, toma el aspecto de un conjunto de líneas definidas sobre un fondo oscuro. Si la luz que se usa es blanca, entonces se verá una raya central blanca y, a cada lado de ella, un espectro en el que los rayos violetas se desvían menos y los rojos más (lámina 4). Después aparecerán una serie de espectros superpuestos parcialmente, que forman una banda continua coloreada.

Con ayuda de las redes de difracción se pueden hacer determinaciones de λ mucho más exactas que con el experimento de Young, pues los máximos obtenidos son muy estrechos y se puede determinar con más precisión su posición en la pantalla.

Hay algunos modelos burdos de redes de difracción que encontramos frecuentemente en nuestra vida diaria. Nuestras pestañas constituyen uno de ellos: cuando se mira una fuente de luz blanca intensa con los ojos entrecerrados, se observa la descomposición de la luz; de esta forma también se comporta un disco de música, en el que la luz reflejada aparece coloreada. Un pañuelo de seda es un modelo tosco de una red plana; por eso, cuando se mira una fuente intensa de luz blanca a través de él, se observa también la descomposición de la luz.

Tareas

12. ¿A qué se denomina período de una red de difracción?
13. ¿Cuál es la condición de máximo en una red de difracción?
14. ¿Por qué observamos coloraciones cuando miramos un bombillo con los ojos entrecerrados?

1.6 Polarización de la luz. Carácter electromagnético de las ondas luminosas

El carácter ondulatorio de la luz se puso en evidencia con el descubrimiento y explicación de los fenómenos de interferencia y difracción de la luz. Ahora bien, estos pueden ocurrir tanto con ondas longitudinales como transversales. Entonces, ¿qué tipo de ondas son las luminosas, longitudinales o transversales? Para dar respuesta a esta pregunta analicemos el siguiente experimento.

Si sobre una de las caras de un cristal de turmalina¹ (convenientemente cortado) incide perpendicularmente la luz proveniente del Sol o de una lámpara, al girar el cristal como se ilustra en la figura 1.7 no se detectará variación alguna de la intensidad de la luz emergente.

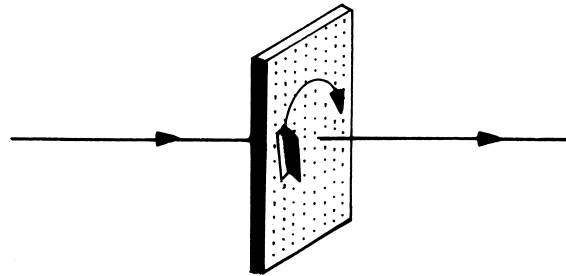


Fig. 1.7

Coloquemos un segundo cristal a continuación del anterior y hagámoslo girar alrededor de la dirección de la luz que incide, hasta que se observe la máxima intensidad de luz al atravesar el segundo cristal (fig. 1.8a). A partir de esa posición, al girar el segundo cristal con respecto al primero la intensidad disminuye (fig. 1.8b), hasta que para un ángulo de giro de 90° la intensidad de la luz después de atravesar el segundo cristal es prácticamente nula (fig. 1.8c).

Para entender esto, hagamos uso de la analogía con las ondas mecánicas. Consideremos una cuerda atada por un extremo. Al provocar en el extremo libre oscilaciones *transversales* que varíen su dirección de vibración, se originará una onda que viajará en la cuerda. Si hacemos pasar esta onda por la pantalla ranurada A (fig. 1.9), emergerá una onda con una dirección de oscilación fija, paralela a la ranura. A esta onda se le llama *polarizada linealmente*. Si luego esta pasa a través de otra pantalla ranurada B, perpendicular a la primera, no emergerá onda alguna. De haber sido la onda longitudinal, sus vibraciones se hubieran propagado hasta el extremo fijo, independientemente de las orientaciones de las ranuras; es decir, las ondas longitudinales no se polarizan.

Entonces podemos concluir, por analogía, que la luz se comporta como una onda transversal. Los resultados del experimento óptico que describimos al inicio del epígrafe pueden explicarse perfectamente asumiendo esta conclusión.

¹ Turmalina: mineral de composición química compleja que se encuentra de forma accesoria en rocas ígneas metamórficas. Tiene la propiedad de dar lugar a dos rayos refractados (birrefringencia) y absorber fuertemente uno de ellos (dicroísmo).

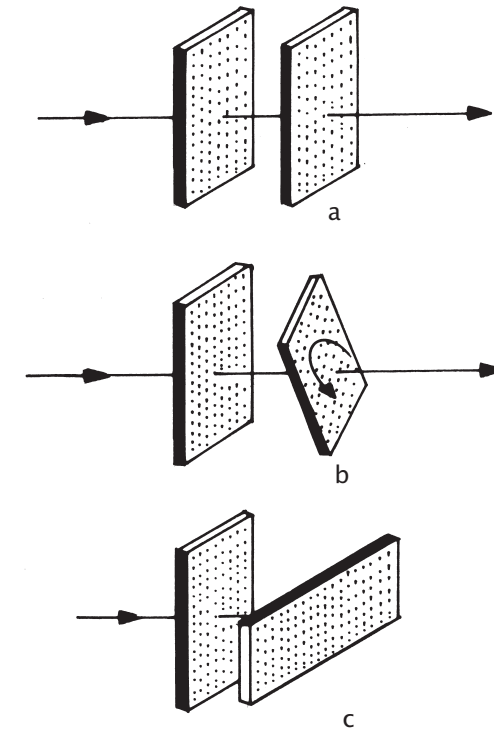


Fig. 1.8

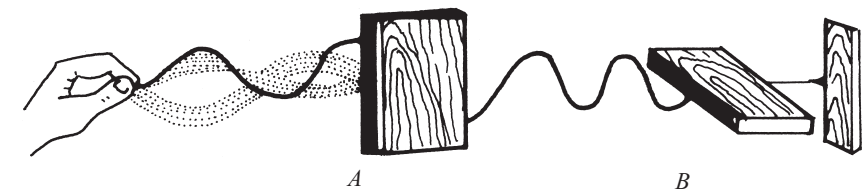


Fig. 1.9

La luz que incide en el primer cristal es una onda transversal, pero sus oscilaciones no tienen lugar según una sola dirección, sino en todas las direcciones del plano perpendicular a la dirección de propagación. Por lo tanto, al incidir en el primer cristal de turmalina, cualquiera que sea la posición de este, siempre pasará luz, pero ahora sus oscilaciones solo se realizarán en una sola dirección. El cristal de turmalina hace las veces de la ranura A en el análogo mecánico.

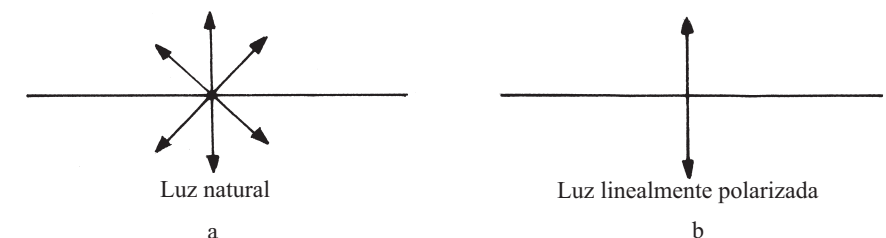


Fig. 1.10

La luz que incide en el primer cristal recibe el nombre de *luz natural* o *no polarizada* (fig. 1.10a), y la que emerge se denomina *linealmente polarizada* (fig. 1.10b).

Si el segundo cristal de turmalina tiene una orientación tal que la dirección de oscilación de la onda luminosa es perpendicular a la dirección en que el cristal deja pasar la luz, entonces la luz que incide en él no pasará. Así, este cristal desempeña el mismo papel que la segunda ranura en el modelo mecánico.

El cristal de turmalina transforma pues la luz natural en luz linealmente polarizada (fig. 1.11). Un dispositivo que realiza tal función se denomina *polarizador*.

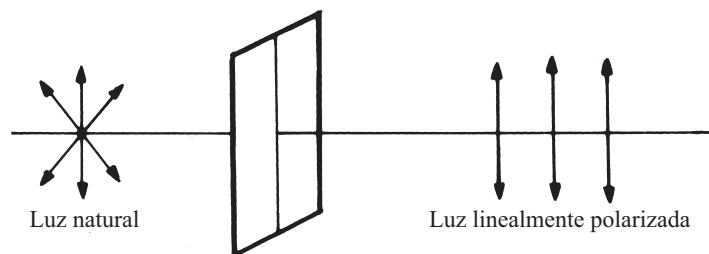


Fig. 1.11

Los polarizadores más comunes se construyen con láminas finas de celuloide o de vidrio (de 0,1 mm de espesor aproximadamente), a la cual se incorporan cristales de sulfato de iodoquinina. Estos polarizadores reciben el nombre de *polaroides*.

Los experimentos de interferencia, difracción y polarización de la luz permitieron concluir que la luz es una onda transversal. Pero, como sabemos, existen ondas mecánicas y ondas electromagnéticas; ¿de qué tipo será la luz?

La solución de este problema es compleja y se sale del marco de este libro. Sin embargo, dos fuertes argumentos a favor de la naturaleza electromagnética de la luz son su carácter transversal y la coincidencia de la velocidad de la luz en el vacío con la velocidad predicha por Maxwell para las ondas electromagnéticas en dicho medio, que es:

$$c \approx 30\,000 \text{ km/s}$$

De modo que podemos concluir que la luz es una onda electromagnética.

Tareas

15. ¿En qué se diferencia la luz natural de la luz linealmente polarizada?
16. ¿Qué experimento puede convencernos de que la luz es una onda transversal?
17. Da un argumento a favor de que la luz tiene una naturaleza electromagnética.

1.7 Ley de Malus

Analicemos ahora cuantitativamente el paso de luz linealmente polarizada a través de un polarizador. Para ello es necesario precisar previamente algunas cuestiones relacionadas con el carácter electromagnético de las ondas luminosas.

Como sabemos de onceno grado, en una onda electromagnética los vectores $\vec{E}$ y $\vec{B}$ son perpendiculares entre sí, y perpendiculares además a la dirección de propagación de la onda.

Está demostrado que el causante de la acción luminosa es el vector $\vec{E}$. Además, la energía que transporta la onda luminosa es proporcional al cuadrado de la amplitud del vector intensidad de campo eléctrico. Por lo tanto, cuando hablamos de la oscilación luminosa, en realidad estamos hablando de oscilaciones del vector $\vec{E}$, y al referirnos a la intensidad luminosa, lo estamos haciendo a una magnitud proporcional al cuadrado de la amplitud del vector intensidad de campo eléctrico.

Al incidir luz lineal polarizada de intensidad I_0 sobre un polarizador, la luz emergente tendrá la misma intensidad I_0 solamente en el caso en que las oscilaciones del vector intensidad de campo eléctrico sean paralelas a la dirección en que el polarizador permite el paso de la luz, esta dirección es denominada *eje de transmisión del polarizador*.

Si sobre el polarizador incide luz linealmente polarizada de forma tal que la dirección de las oscilaciones luminosas forman un ángulo α con el eje de transmisión (fig. 1.12), sólo emergerá la componente del vector $\vec{E}$ paralela al eje de transmisión.

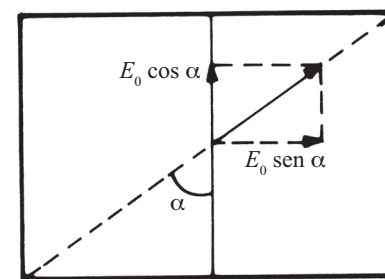


Fig. 1.12

La amplitud del vector intensidad de campo eléctrico de la onda luminosa emergente será entonces:

$$E = E_0 \cos \alpha \quad (1.5)$$

donde E_0 y E son las amplitudes de las ondas luminosas incidente y emergente respectivamente. Elevando al cuadrado ambos miembros de la ecuación y multiplicando por una constante k , tendremos que:

$$kE^2 = k E_0^2 \cos^2 \alpha$$

Como conocemos que la intensidad de la luz es directamente proporcional al cuadrado de la amplitud de las oscilaciones luminosas, podemos escribir que:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (1.6)$$

A esta relación, que explica el paso de la luz linealmente polarizada a través de un polaroide, se le denomina *ley de Malus*.

No resulta difícil demostrar que cuando la luz natural incide en un polaroide, emerge con una intensidad igual a la mitad de la incidente.

Tareas

18. ¿Qué fracción de la intensidad de luz natural incidente en un polarizador logra atravesarlo?
19. Escribe e interpreta la ecuación que expresa la ley de Malus.

1.8 Dispersión, absorción y difusión de la luz

En el presente epígrafe estudiaremos algunas particularidades del comportamiento de la luz que explican fenómenos tan interesantes como la formación del arcoiris, el color azul del cielo, el rojo de los atardeceres y el color de los vidrios que forman los hermosos vitrales de nuestras casas antiguas.

Ya en el siglo XVII se conocía que los objetos que se observan a través de los prismas aparecían coloreados. Para investigar la naturaleza de este fenómeno, el científico inglés Isaac Newton (1642-1727) realizó una serie de experimentos rigurosos, pero genialmente sencillos, utilizando prismas.

Newton colocó un prisma en la trayectoria de un haz de luz de pequeña sección transversal. Para ello abrió un pequeño orificio en la ventana de una habitación en penumbra. Detrás del prisma, en la pared opuesta a la ventana, situó una pantalla blanca. Observó entonces una banda coloreada que iba desde el violeta hasta el rojo, en la misma sucesión de los colores del arcoiris: violeta, azul, azul claro, verde, amarillo, naranja y rojo. A esta gama de colores Newton la denominó *espectro* (lámina 5).

En aquella época se pensaba que era el prisma quien hacía aparecer los colores. Para investigar la justeza de esta afirmación, Newton llevó a efecto el famoso experimento de los prismas cruzados.

Ante el orificio A practicado en la ventana se coloca un prisma de manera que proyecte el espectro VR en la pantalla, alargado en la dirección vertical y con una mayor desviación para los rayos violetas. Los contornos de esta banda se pueden marcar con un lápiz (fig. 1.13a). Después se coloca un segundo prisma idéntico al primero pero rotado 90°, de manera que desvíe la luz en dirección perpendicular a como lo hacía el primero. La banda coloreada se curva y aparece la banda V'R', donde el rayo violeta es de nuevo el que más se desvía.

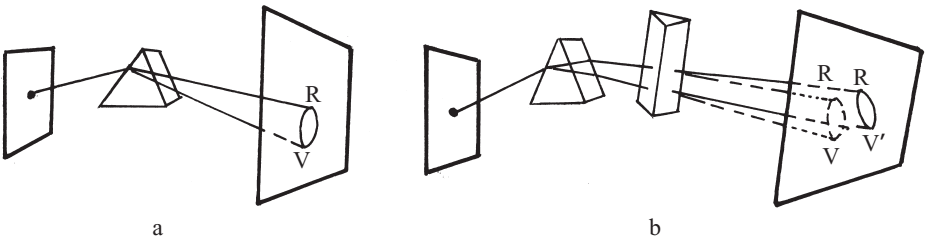


Fig. 1.13

De aquí Newton extrajo una conclusión muy importante. De ser cierto que el prisma es quien hace aparecer los colores, entonces al colocar el segundo prisma cada color debía dar origen a un espectro. El experimento mostró que los rayos se desviaban sin cambiar su color. Newton llevó a cabo otros experimentos en los que se confirmó este hecho. Pensó entonces que la luz blanca era el resultado de la combinación de los colores del espectro, y pudo comprobar esta nueva idea mediante varios experimentos en los que volvió a reunir los colores del espectro y obtener luz blanca.

Newton pudo afirmar también, como conclusión de los experimentos anteriores, que cada color se refracta de manera diferente en el prisma. Actualmente esto se interpreta diciendo que el índice de refracción depende de la longitud de onda en el vacío o de la frecuencia de la radiación.

El concepto índice de refracción lo estudiamos en noveno grado al analizar la refracción de la luz. Más tarde se precisó este concepto al obtener la ley de Snell a partir del principio de Huygens. La ecuación matemática general que expresa a dicha ley es:

n1 sen i = n2 sen r (1.7)

donde i es el ángulo de incidencia y r el de refracción, n1 es el índice de refracción del medio en que incide la luz y n2 el correspondiente al medio en el que penetra. El índice de refracción n de una sustancia se define por la relación:

n = c / v

donde v es la velocidad de la luz en la sustancia.

En la tabla 1.2 se dan los valores más comunes de los índices de refracción para luz de longitud de onda 589 nm en el vacío.

Tabla 1.2

Sustancia	Índice de refracción
Agua	1,333
Aire seco	1,004
Alcohol etílico	1,362
Vidrio (crown)	1,515
Vidrio (flint)	1,752
Diamante	2,420

La tabla 1.3 nos da una idea de cómo varía el índice de refracción en una sustancia cualquiera (vidrio crown) con la longitud de onda en el vacío.

Tabla 1.3

Longitud de onda (nm) (en el vacío)	Índice de refracción
361	1,546
434	1,533
589	1,520
656	1,517
768	1,514

Por esto en la tabla 1.2 se especifica que la longitud de onda para la que se ofrecen los índices de refracción es de 589 nm, puesto que de variar la longitud de onda variaría el valor del índice de refracción.

La dispersión de la luz es el fenómeno de descomposición de la luz blanca en los colores que la componen, a su paso por la sustancia. Este fenómeno se debe a la dependencia de la velocidad de la luz, y por tanto del índice de refracción, con la longitud de onda en el vacío o la frecuencia.

Todas las sustancias manifiestan la dispersión de manera más o menos intensa, es decir, todos los medios son dispersivos. Solamente el vacío y con buena aproximación el aire, no lo son.

Una vez que conocemos que la luz blanca está compuesta por los diferentes colores del espectro, es posible explicar la variedad de colores que existe en la naturaleza.

El propio Newton pudo dar una explicación correcta al fenómeno del arcoiris, al darse cuenta de que se formaba por la refracción de la luz en pequeñas gotas de agua suspendidas en la atmósfera. Por eso se ve algo similar cerca de los aspersores de agua que encontramos en el campo. La explicación detallada de este fenómeno es algo complicada y por eso no la abordamos en este libro.

Ahora podemos preguntarnos algo más simple: ¿por qué existen cuerpos con diferentes colores si, en condiciones ordinarias, a todos ellos les incide luz blanca?

Para explicar esto, comencemos por recordar que cuando se expone un objeto a la luz solar, se calienta. Ello significa que parte de la energía que transporta la onda luminosa se transforma en energía interna del objeto y, por lo tanto, la temperatura de este último aumenta.

Se denomina absorción de la luz al fenómeno de transformación de energía luminosa en energía interna cuando la luz pasa a través de una sustancia.

La cantidad de energía que se absorbe depende de la sustancia. Por ejemplo, hay sustancias en las que la absorción es muy intensa, y por eso los cuerpos constituidos por ellas son opacos, incluso para pequeños espesores. Otras sustancias absorben débilmente la energía luminosa y los cuerpos constituidos por ella son, generalmente, transparentes. Es interesante notar que la absorción aumenta con el espesor de la sustancia. Un medio acuático puede ser opaco si su espesor es muy grande, por ello la luz no llega a las grandes profundidades oceánicas.

Volvamos al problema de los colores y supongamos que incide luz solar en un cuerpo. Este absorbe parte de la luz incidente y refleja lo demás. Si el cuerpo es una hoja de papel, refleja casi por igual todos los rayos, independientemente de su color, y el papel se ve blanco.

¿Qué ocurre si pintamos la hoja de rojo? En ese caso, la mayor parte de la radiación reflejada es la que corresponde al color rojo, y los restantes colores son fuertemente absorbidos por la hoja pintada. Hemos explicado así el color por reflexión.

De modo similar se puede explicar el color por transmisión. Un vidrio azul, por ejemplo, es de ese color porque de la luz blanca que lo atraviesa, absorbe mucho todos los rayos excepto los de color azul. Por supuesto que lo que hemos expuesto es una explicación muy simple, pero esta es la esencia del problema.

Veamos ahora un fenómeno con el que estamos todos muy familiarizados, la coloración del cielo.

La explicación del color azul del cielo está vinculada con algo que estamos acostumbrados a observar: cuando en una habitación a oscuras penetra un rayo luminoso, podemos verlo mirándolo desde los lados; del mismo modo se puede observar el haz de luz que proyecta una linterna potente o un reflector alumbrando al cielo. Este fenómeno, que recibe el nombre de difusión de la luz, lo provocan, en estos casos, las partículas suspendidas en el aire.

También puede observarse la difusión de la luz en otros medios transparentes. Por ejemplo, en las cubetas con agua A y B, representadas en la figura 1.14, el haz de luz se observa en la cubeta B, donde se encuentran partículas de polvo en suspensión.

En general, este fenómeno se produce cuando la luz atraviesa un medio transparente en el que están presentes heterogeneidades, es decir, puntos en que las propiedades ópticas de la sustancia son diferentes y provocan la desviación hacia los lados de los haces luminosos.

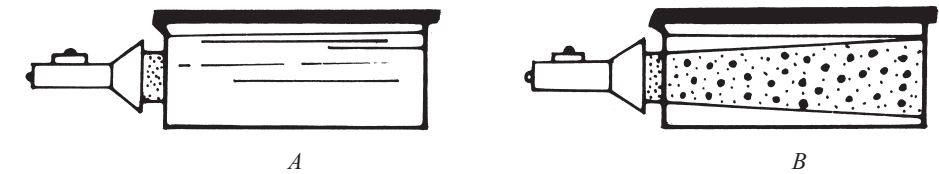


Fig. 1.14

Se denomina difusión de la luz al fenómeno de la desviación hacia los lados que experimenta la luz cuando atraviesa una sustancia transparente que presenta heterogeneidades.

Este fenómeno también se presenta en la atmósfera, donde se producen heterogeneidades debido al movimiento desordenado de las moléculas del aire. Hay puntos en los que la densidad aumenta mucho en un instante, y se comportan estos puntos como partículas suspendidas. A la difusión que se produce en gases limpios, como consecuencia de bruscas variaciones locales de la densidad, se le denomina difusión molecular. Una característica importante de este tipo de difusión es que es más intensa para aquellos rayos que tienen una longitud de onda más pequeña.

Cuando la luz blanca proveniente del Sol viaja a través de la atmósfera, va experimentando una desviación lateral producida por la difusión, que es más intensa para los colores violeta y azul, que son los que tienen menor longitud de onda. La combinación de esos colores forma el azul celeste.

Las bellas tonalidades rojizas que se producen en los atardeceres también pueden explicarse por la difusión. Cuando el Sol se está poniendo, el espesor de la atmósfera que tienen que atravesar los rayos de luz es más grande que el que tienen que atravesar cuando el Sol está en el cenit o en cualquier otra posición (fig. 1.15). Por lo tanto, el fenómeno de la difusión ocurre a lo largo de una mayor distancia y, como consecuencia, es mayor la pérdida de las componentes azules y violetas de la luz que llega directamente a los ojos del observador, que la percibe entonces de un color rojizo.

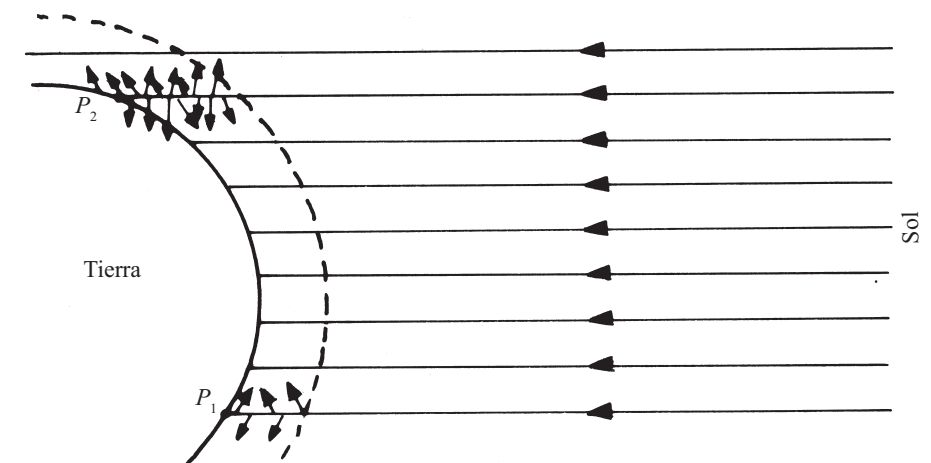


Fig. 1.15

Tareas

20. ¿Qué es la dispersión de la luz?
21. ¿Qué se demuestra con el experimento de los prismas cruzados?
22. ¿Qué es la absorción de la luz?
23. ¿Por qué no llega luz a las grandes profundidades oceánicas?
24. Explique cuál es la causa de la coloración de los objetos por reflexión.
25. Explique cuál es la causa de la coloración de los objetos por transmisión.
26. ¿Qué es la difusión de la luz?
27. ¿Por qué el cielo es azul?
28. ¿Por qué los atardeceres tienen tonalidades rojizas?

1.9 Aplicaciones a la ciencia y la técnica

Conocemos ya que la óptica, tanto geométrica como ondulatoria, tiene un gran número de aplicaciones técnicas y científicas. En este epígrafe mostraremos algunas de las aplicaciones relacionadas con los temas estudiados en este capítulo.

La interferencia nos permite determinar la planicidad (en general la calidad) de una superficie con gran exactitud. Para hacerlo, se coloca sobre la superficie a investigar una lámina patrón que posea gran calidad (muy plana), como se representa en la figura 1.16. Si al mirar por la parte superior se observan franjas de interferencia, es porque el espacio de aire entre las láminas no tiene espesor constante, y esto se debe a protuberancias o depresiones en la superficie que se está analizando. Cuando la calidad es la deseada, se obtiene una iluminación constante. Con este método se inspecciona, por ejemplo, la calidad del pulido de las lentes que se usan en instrumentos de alta precisión.

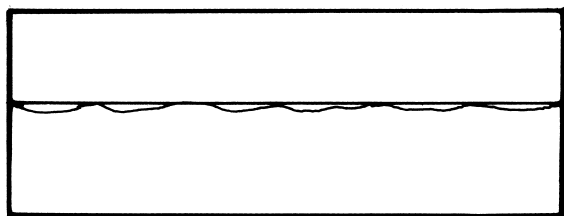


Fig. 1.16

La interferencia permite también disminuir el porcentaje de luz reflejada en una superficie. Esto tiene mucha importancia porque hay instrumentos que tienen un gran número de lentes por las que debe atravesar la luz y, por poco que se pierda en cada una de las reflexiones, el monto total de la pérdida es considerable.

Para disminuir la reflexión, se deposita sobre la superficie una capa de sustancia transparente y se determina el espesor que debe tener para que exista un mínimo de interferencia en la luz reflejada. Cuando existe un mínimo en la luz reflejada, hay un máximo en la luz transmitida, y con ello se logra que el flujo luminoso que penetra en la superficie aumente.

El fenómeno de la difracción de la luz tiene múltiples aplicaciones. Por ejemplo, en la importantísima y poderosa técnica del análisis espectral, que estudiaremos en el capítulo 4.

En ocasiones el fenómeno de la difracción de la luz es perjudicial en la técnica, pues limita el tamaño de los objetos que se pueden observar en un microscopio. Cuando el tamaño de los objetos es del orden de la longitud de onda de la luz que se utiliza, entonces no se observa de ellos una imagen definida porque la luz se difracta. Cuando esto ocurre no tiene sentido utilizar mayor aumento en el microscopio porque nunca se vería la imagen del objeto, sino su patrón de difracción.

Así, por ejemplo, con un microscopio óptico se puede observar el núcleo de la célula pero no sus componentes. Para poder observarlos habría que utilizar longitudes de onda más pequeñas. De manera que el poder de resolución de los microscopios (es decir, la menor longitud que se puede observar con ellos) está limitado por la difracción de la luz. Esto fue resuelto con la invención del microscopio electrónico.

La difracción también impone un límite al poder de resolución de los telescopios, pues cuando miramos una estrella, en realidad no vemos su imagen, sino su patrón de difracción. Si dos estrellas se encuentran separadas una distancia angular muy pequeña, se verán como una sola. La distancia angular límite entre dos puntos que pueden observarse separados está dada por la relación que existe entre la longitud de onda y el diámetro de la abertura a través de la cual son observados. Esta es una de las razones por las que se construyen telescopios de diámetros tan grandes.

El fenómeno de la polarización de la luz tiene también numerosas aplicaciones en la técnica. Veamos algunas de ellas.

El sacarímetro es un instrumento que tiene una gran importancia en la industria azucarera, pues permite conocer la concentración de azúcar en el guarapo de caña. Este equipo se fundamenta en la polarización de la luz.

Cuando colocamos dos polaroides con los ejes de transmisión formando un ángulo de 90° (no pasa la luz por el segundo polaroide), se dice que los polaroides están cruzados. Sin embargo, si colocamos una solución de agua con azúcar entre dos polaroides cruzados, la luz logra pasar. Esto significa que el plano de oscilación de la luz giró al atravesar la solución. Para comprobarlo, se gira el segundo polaroide y se encuentra una nueva posición en que no pasa luz. Las sustancias que hacen girar el plano de polarización de la luz se denominan ópticamente activas. En el caso de las sustancias disueltas, el ángulo de giro depende de la concentración. Así, puede determinarse la concentración de la sustancia disuelta en la solución, midiendo el ángulo de giro del plano de oscilación de la luz. Este es el fundamento del funcionamiento del sacarímetro.

Otra aplicación de la polarización de la luz se basa en el hecho de que cuando una pieza de material plástico transparente se somete a un esfuerzo, adquiere la propiedad de dejar pasar haces de luz polarizada en dos planos que son mutuamente perpendiculares entre sí. Esta propiedad se debe al fenómeno conocido con el nombre de doble refracción. Entonces, al colocar entre dos polaroides cruzados una porción de plástico sometida a esfuerzos, se observan zonas alternas oscuras e iluminadas (como se muestra en la lámina 6), las cuales se encuentran más próximas entre sí en los lugares en que los esfuerzos son más intensos. Esto permite modelar en plástico estructuras que serán de acero, hormigón, u otro material opaco. De acuerdo con el comportamiento del modelo, se puede saber dónde se debe reforzar la estructura real. Este método se denomina determinación fotoelástica de esfuerzos.

Por último, veamos una interesante aplicación de la interferencia y la difracción que ha dado origen a una nueva rama de la óptica, la holografía.

En las fotografías ordinarias se recoge información relativa a la amplitud de la luz que viene del objeto. Por ello, la información que da la fotografía a nuestros ojos es menor que la que brinda el propio objeto. El objeto directo da información relativa a la amplitud y a la fase.

Se puede hacer un tipo de fotografía, denominado holograma, que en realidad es la foto del patrón de interferencia producido entre la luz que viene del objeto y la luz de una fuente que se denomina testigo. Después, con el holograma y la fuente testigo podemos observar una imagen tridimensional del objeto. Esto ha encontrado numerosas aplicaciones, y en la actualidad se investiga mucho para encontrar otras nuevas. Por ejemplo, se han hecho exposiciones de arte en las que no se muestran originales de esculturas y otras piezas de arte tridimensionales, sino sus hologramas; la interferometría holográfica permite hacer la determinación de esfuerzos directamente sobre el original, sin necesidad de hacer un modelo transparente como en el método de la determinación fotoelástica de esfuerzos, del que hablamos antes.

Tareas

29. ¿Cómo se emplea el fenómeno de la interferencia de la luz para determinar la calidad de las superficies y para disminuir las pérdidas por reflexión?
30. Explica cuál es el fundamento de los espectrógrafos ópticos.
31. Con un microscopio no puede llegar a verse objetos muy pequeños aunque se pueda incrementar todo lo que se quiera el aumento, ¿por qué?
32. Da una razón por la que es necesario construir telescopios con diámetro muy grande.
33. Explica el fundamento del funcionamiento de los sacarímetros.
34. ¿Por qué la luz polarizada es útil para la observación de ciertas sustancias biológicas?
35. ¿En qué consiste la determinación fotoelástica de esfuerzos?

1.10 Problemas resueltos

1. Determina la posición angular que ocupa el cuarto máximo de interferencia en el experimento de Young, si la distancia entre las rendijas es de 0,15 mm y la longitud de onda utilizada es de 600 nm.

Solución

En la figura 1.17 se esquematiza la situación planteada en el problema.

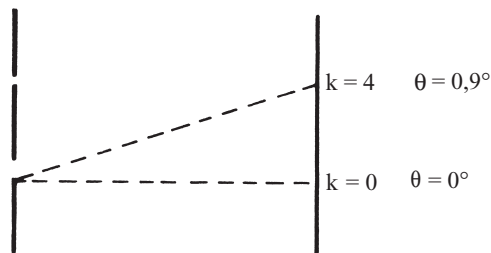


Fig. 1.17

La posición angular de los máximos puede ser hallada directamente en función de los datos del problema, utilizando la ecuación 1.1, que da la condición de máximo en el experimento de Young:

$$d \sin \varphi = \pm k\lambda$$

En esta ecuación tenemos todos los datos, excepto el de φ , que es lo que nos piden.

Antes de sustituir en la ecuación, debemos tener el cuidado de expresar todos los datos en las mismas unidades. Por ejemplo, la longitud de onda debe darse en milímetros.

$$\lambda = 600 \text{ nm} = 600 \cdot 10^{-6} \text{ mm} = 6,00 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$$

Entonces:

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{d}$$

Sustituyendo:

$$\sin \varphi = \frac{4,600 \cdot 10^{-4} \text{ mm}}{0,15 \text{ mm}} = 1,6 \cdot 10^{-2} = 0,016$$

$$\varphi = 0,9^\circ$$

2. Una fina película de agua está colocada sobre una lámina plana de vidrio crown. Calcula el espesor mínimo que debe tener la película para que se produzca un mínimo de luz reflejada, al ser iluminada perpendicularmente con luz de $\lambda = 589 \text{ nm}$.

Solución

Conviene hacer un esquema para orientarse en la solución del problema (fig. 1.18).

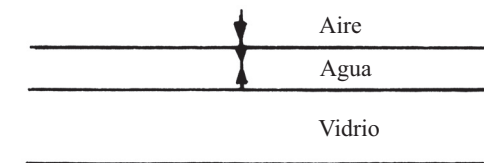


Fig. 1.18

El fenómeno que determina la formación del mínimo es la interferencia de la luz. Para saber la fórmula que da la condición de mínimo es necesario determinar el número de cambios de fase por reflexión que experimenta la luz, y para ello debemos saber el valor del índice de refracción de los medios utilizados. Estos se pueden encontrar en la tabla 1.2.

Los rayos que se reflejan en la cara superior e inferior de la película cambian de fase porque en ambos casos va de un medio de menor a otro de mayor índice de refracción. La fórmula para la condición de mínimo será la 1.4.

$$2dn = \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda$$

En esta ecuación hay dos magnitudes que no conocemos, d y k , y debemos determinarla para resolver el problema. Si leemos el enunciado detenidamente, podremos encontrar el valor de k . Allí se nos dice que el espesor debe ser mínimo. En la ecuación

vemos que al aumentar k aumenta d , por lo tanto el mínimo valor de d corresponderá al mínimo valor de k , que es el valor nulo. Por lo tanto:

$$d = \frac{\frac{1}{2} \lambda}{2n} = \frac{\lambda}{4n}$$

El índice de refracción que debemos utilizar es el del agua, porque la película es de esta sustancia.

Sustituyendo los datos, nos queda que:

$$d = \frac{589}{4 \cdot 1,33} \text{ nm} \approx 111 \text{ nm}$$

Debemos tener en cuenta al analizar la solución del problema que en ocasiones los datos numéricos no se usan en los cálculos, pero nos dan información. Este es el caso de los valores de los índices de refracción del aire y del vidrio, que nos sirvieron para saber qué fórmula utilizar.

En otros casos los valores numéricos aparecen en el enunciado de una manera indirecta. Por ejemplo, la condición de espesor mínimo nos informa que $k = 0$.

3. Sobre una red de difracción de 100 rayas por milímetro se hace incidir un haz estrecho de luz blanca. Considerando que las longitudes de onda para el violeta y para el rojo son respectivamente 400 y 700 nm:

- Determina las aberturas angulares (ancho angular) de los espectros de orden $k = 1$, $k = 2$ y $k = 3$.
- ¿A partir de qué orden los espectros se solapan?
- Representa en un esquema la distribución de los espectros.

Solución

a) Sabemos que la luz blanca está entre los valores de λ que nos dan como datos. En el resto del enunciado se nos dice que hay 100 rayas en un milímetro, esto nos conduce al valor de la constante de la red que será:

$$d = \frac{1}{100} \text{ mm} = 0,01 \text{ mm}$$

Debemos introducir ahora una notación adecuada. Supongamos que el espectro de primer orden (que corresponde a $k = 1$) está comprendido entre los ángulos θ_{v1} y θ_{r1} correspondientes a los máximos de los colores rojo y violeta respectivamente. Su abertura angular la denotaremos por $\Delta\theta_1$ y será entonces:

$$\Delta\theta_1 = \theta_{r1} - \theta_{v1}$$

Del mismo modo, para los espectros de segundo y tercer orden tendremos:

$$\Delta\theta_2 = \theta_{r2} - \theta_{v2}$$

$$\Delta\theta_3 = \theta_{r3} - \theta_{v3}$$

Para calcular los valores de los extremos de los espectros podemos utilizar la ecuación 1.10.

$$d \sin \theta = k\lambda$$

Hemos utilizado sólo el signo positivo, ya que nos referiremos a una parte del espectro. Así, para el rojo tendríamos:

$$\theta_r = \sin^{-1} \frac{k\lambda_r}{d}$$

y del mismo modo para el violeta:

$$\theta_v = \sin^{-1} \frac{k\lambda_v}{d}$$

Con los tres valores de k que nos dan como datos podemos hacer los cálculos correspondientes y construir la tabla 1.4.

Tabla 1.4

k	θ_v	θ_r	$\Delta\theta$
1	2,3	4,0	1,7
2	4,6	8,0	3,4
3	6,9	12,1	5,2

Donde θ_r , θ_v y $\Delta\theta$ están dados en grados.

- El análisis de la tabla nos muestra que el espectro de primer orden aparece solo, mientras que el de tercer orden se superpone con el de segundo (observe que el extremo violeta del tercero, cuya abertura angular es 6,9°, está comprendido en el intervalo del segundo).
- El esquema pedido se muestra en la figura 1.19.

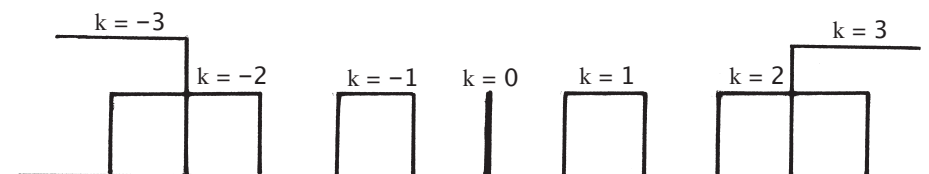


Fig. 1.19

Este es un problema trabajoso, pero no resulta complicado. ¿Se podría determinar qué parte del segundo espectro se solapa con el tercero?

- Si el patrón de difracción producido por la red del problema anterior se recoge en una pantalla que se encuentra a 1,0 m de distancia de la red, calcule:
 - ¿A qué distancia, con respecto al máximo de orden cero, queda ubicado el límite del color rojo ($\lambda = 700 \text{ nm}$) del espectro de orden $k = 1$?
 - Si el período de la red es de 0,01 m, ¿cuál será la separación del límite del color rojo en este caso, si mantenemos las mismas condiciones del inciso a)?

Solución

a) El ángulo con que aparece el máximo de color rojo sabemos que es 4,0° (ver la tabla 1.4). Debemos ver la separación a que esto conduce cuando la pantalla se encuentra a una distancia de 1 m. Para ello nos auxiliaremos de un esquema (fig. 1.20).

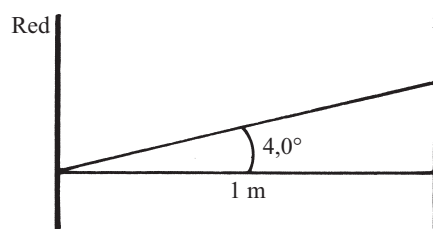


Fig. 1.20

Si denotamos por x_1 la distancia que queremos calcular, y por L la distancia de la pantalla a la red, se tendrá que:

$$\tan 4,0^\circ = \frac{x_1}{L}$$

y entonces:

$$x_1 = L \tan 4,0^\circ$$

Pero $\tan \theta \approx \theta$ cuando θ es pequeño y está medido en radianes, por lo tanto:

$$x_1 = 1,0 \cdot 4,0 \cdot \frac{\pi}{180} \text{ m} \approx 0,07 \text{ m} = 70 \text{ mm}$$

b) Al cambiar el período de la red, tenemos que comenzar por determinar el ángulo con que aparece el máximo. Para $k = 1$:

$$\theta_r = \sin^{-1} \frac{\lambda}{d}$$

donde:

$$\lambda = 700 \text{ nm} = 7,00 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

y:

$$d = 0,01 \text{ m} = 10^{-2} \text{ m}$$

Por lo tanto:

$$\theta_r = \sin^{-1} \frac{7,00 \cdot 10^{-7}}{10^{-2}} \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$$

Entonces:

$$x_1 = L\theta = 1,0 \text{ m} \cdot 7 \cdot 10^{-5} = 0,07 \text{ mm}$$

Del análisis de los resultados se hace evidente que los efectos de interferencia se hacen más visibles cuando la separación entre las rendijas es más pequeña. Con esto corroboramos lo que discutimos en el experimento de Young, cuando decíamos que la distancia entre las ranuras debía ser mucho menor que la distancia entre ellas y la pantalla.

5. Sobre un sistema formado por dos polaroides cuyos ejes de transmisión forman un ángulo α , incide luz natural. A la salida, emerge un cuarto de la intensidad de la luz incidente. Calcula el ángulo α entre los dos ejes de transmisión.

Solución

Para comprender mejor el problema, es conveniente hacer un esquema e introducir una notación adecuada (fig. 1.21).

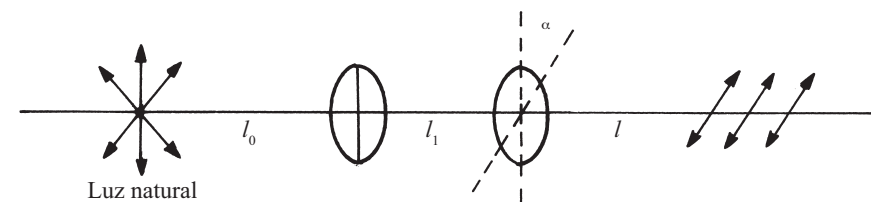


Fig. 1.21

Al primer polaroide le llega luz natural de intensidad I_0 . La intensidad I_1 después de atravesarlo será:

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0 \quad (1)$$

El paso de la luz a través del segundo polaroide está descrito por la ley de Malus, por lo tanto:

$$I = I_1 \cos^2 \alpha \quad (2)$$

Además, nos dicen que:

$$I = \frac{1}{4} I_0$$

o sea:

$$I_0 = 4I \quad (3)$$

Sustituyendo 3 en 1 y el resultado en 2, se obtiene que:

$$\cos^2 \alpha = \frac{1}{2}$$

de donde $\alpha = 45^\circ$.

La solución matemática admite también los valores de 135° , 225° y 315° . Sin embargo, sólo tomamos 45° . ¿Podría explicar por qué?

TRABAJO DE LABORATORIO 1 Determinación de la longitud de onda de la luz roja con una red de difracción

Mediante este trabajo de laboratorio podrás determinar la longitud de onda de un haz de luz monocromático mediante un método basado en la utilización de una red de difracción.

Instrumentos y materiales: redes de difracción ($d = 0,1 \text{ mm}$ y $d = 0,05 \text{ mm}$), lente convergente ($f = +100 \text{ mm}$), filtro rojo, lámpara 6 V con diafragma rectangular, fuente de alimentación, pantalla mate, regla graduada en mm y bases-soporte en T.

Indicaciones para el trabajo

1. Realiza un montaje como el de la figura 1.22.

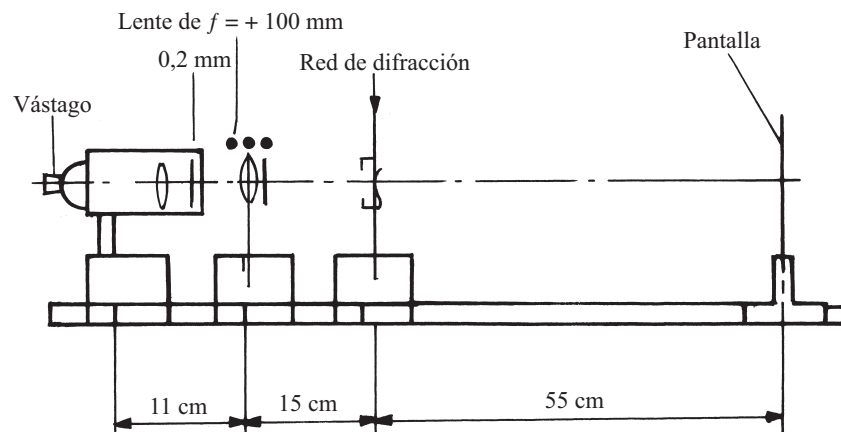


Fig. 1.22

2. Conecta la lámpara a una tensión de 6 V y manipula el vástago hasta observar a través de la pantalla mate una proyección definida de la rendija del diafragma.
3. Coloca el filtro de color rojo en el marco para diapositivas, y en el mismo la red marcada con el número 1 (constante de la red $d = 0,1$ mm). Observa a través de la pantalla el patrón de difracción.
4. Cambia la red por la marcada con el número 2 ($d = 0,05$ mm) y observa el patrón de difracción.
5. Elige la mejor red para hacer las mediciones y determina la longitud de onda de la luz monocromática, empleando la ecuación:

$$d \sin \theta = k\lambda$$

donde d es la constante de la red, λ la longitud de onda y k el número del máximo (toma el primer máximo, $k = 1$).

Ten en cuenta, además, que como θ es un ángulo pequeño:

$$\sin \theta \approx \tan \theta = \frac{l}{L}$$

donde l es la distancia del máximo principal al primer máximo secundario y L la distancia de la red a la pantalla.

6. Lleva los valores a la tabla 1.5 y calcule la longitud de onda.

Tabla 1.5

d (m)	l (m)	L (m)	k	λ (m)

7. Responde las siguientes preguntas:

- a) ¿Qué significa que la constante de la red sea 0,05 mm?
- b) ¿Por qué las separaciones entre las franjas del patrón son diferentes cuando se cambian las redes de difracción?
- c) ¿Qué criterio seguiste para escoger la mejor red?

TRABAJO DE LABORATORIO 2 Medición de giro en el plano de polarización con polarizadores

En este trabajo de laboratorio se mide el ángulo girado por el plano de polarización de la luz al pasar por una solución de agua con azúcar.

Instrumentos y materiales: fuente de corriente, lámpara, filtro, pantalla, polarizadores, cubeta y solución concentrada de agua y azúcar y base soporte en T.

Indicaciones para el trabajo

1. Haz un montaje como el que se representa en la figura 1.23.

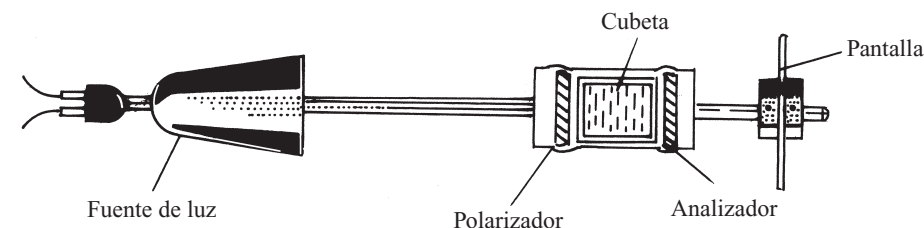


Fig. 1.23

2. Echa la solución concentrada de agua y azúcar en la cubeta hasta la mitad. Gira el analizador hasta que en la parte superior al líquido haya total oscurecimiento, marca la posición del analizador.
3. Observa por la zona donde se encuentra la solución y gira el analizador hasta obtener total oscurecimiento, mide el ángulo de giro θ del analizador $\left(\theta = \frac{\text{arco}}{\text{radio}}\right)$ y el largo de la cubeta l . Llévalos a una tabla y halla el valor del giro del plano de polarización α utilizando la ecuación:

$$\alpha = \frac{\theta}{l}$$
4. Cambia la solución por una de mayor concentración y gira el analizador hasta obtener total oscurecimiento, mide este ángulo de giro y llévalo a una tabla. Halla el valor del giro del plano de polarización para este caso.
5. Responde las siguientes preguntas:
 - a) ¿Es posible estudiar las concentraciones de diferentes líquidos conociendo el giro del plano de polarización?
 - b) ¿Sabe usted qué es un sacarímetro? ¿Cuál es el principio de su funcionamiento? ¿Qué aplicación tiene en nuestro país?

Tareas generales del capítulo

Experimento de Young

1. Dos rayos luminosos idénticos, cuya longitud de onda es de 500 nm, se propagan en una misma dirección y se encuentran en un punto en el cual la diferencia de marcha es de $2 \cdot 10^3$ nm. ¿Qué se observa en dicho punto?
2. ¿Qué ocurre en el caso anterior cuando la diferencia de marcha es de $1,25 \cdot 10^3$ nm?
3. En el experimento de Young la distancia entre las aberturas es de 0,5 mm. ¿Con qué ángulo se observará el primer máximo para la luz de $\lambda = 500$ nm?
4. Si en el experimento de Young la distancia entre las ranuras es de 0,1 mm, el segundo máximo se observa con un ángulo de $0,67^\circ$. Determina la longitud de onda de la luz empleada en este caso.
5. Determina la posición que ocupa respecto al máximo central el cuarto máximo de interferencia en el experimento de Young, si se utiliza luz de $\lambda = 550$ nm. La distancia entre los focos es igual a 0,15 mm y la pantalla se encuentra a 50 cm de distancia.
6. Demuestra que la separación angular entre dos máximos adyacentes en el experimento de Young es igual a la relación entre la longitud de onda de la luz y la distancia entre las ranuras.

Sugerencia: considera que los máximos son equidistantes y calcula la diferencia entre los máximos de orden cero y de orden 1.

7. Demuestra que la distancia entre dos máximos contiguos en el experimento de Young es igual a $\Delta x = \lambda L/d$, donde L es la distancia de la pantalla a las rendijas.
8. Dos focos coherentes, S_1 y S_2 , emiten luz con una longitud de onda $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ m. Las fuentes se encuentran separadas una de otra a la distancia $d = 0,5$ mm. La pantalla está colocada a una distancia de 50 cm de la fuente S_1 (fig. 1.24). ¿Qué se observa en el punto A de la pantalla, una mancha brillante u oscura?

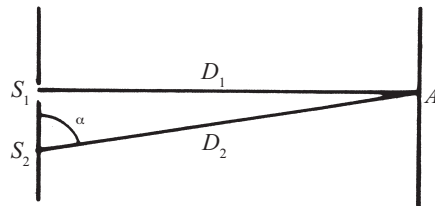


Fig. 1.24

9. En el experimento de Young, la distancia entre las franjas de interferencia es de 2,4 mm y estas se forman a 1 m de distancia de la doble ranura. Si el experimento se realiza con luz de sodio ($\lambda = 589$ nm), determina la distancia entre los focos coherentes que producen el patrón de interferencia.
10. Un aparato de doble abertura produce franjas de interferencia separadas $0,20^\circ$ para la luz de sodio ($\lambda = 589$ nm). ¿Cuál es la separación angular de las franjas si todo el dispositivo se introduce en el agua?
11. La distancia entre los orificios en el experimento de Young es de 1,5 mm. Sobre ellas incide luz monocromática cuya longitud de onda es de 75 cienmilésimas de milímetro.

Calcula la separación entre las franjas contiguas cuando las interferencias se observa a 3 m de los orificios.

12. Resuelve el problema anterior si el sistema se sumerge en el agua. La velocidad de la luz en este líquido es 0,75 veces su valor en el aire.

Láminas delgadas

13. Analiza las características que presenta el patrón de interferencia que se produce en los siguientes casos:
 - a) Un haz monocromático de rayos paralelos incide perpendicularmente a la base de una lámina delgada en forma de cuña.
 - b) Un haz monocromático de rayos paralelos incide perpendicularmente a la superficie de una lámina de caras paralelas.
 - c) Un haz monocromático, proveniente de un foco puntual, incide con cierto ángulo respecto a la dirección normal sobre una lámina delgada de caras paralelas.
14. Una película de $3 \cdot 10^{-4}$ mm de espesor cuyo índice de refracción es 1,5, está iluminada con luz blanca que incide normalmente a la superficie. ¿Qué longitud de onda del espectro visible se reforzará con la luz reflejada?

Redes de difracción

15. Determina el período de una red de difracción para la cual el máximo de orden 4 se observa bajo un ángulo de 5° , conociendo que la longitud de onda es 550 nm.
16. Determina la longitud de onda de un haz luminoso, si conoces que al incidir sobre una red de difracción cuyo período es de 0,02 mm, el máximo de orden 10 se observa bajo un ángulo de 20° .
17. ¿A qué es igual la constante de una red de difracción si para la raya roja ($\lambda = 700$ nm) en un espectro de segundo orden hubo que colocar el anteojo formando un ángulo de 30° con la perpendicular de la red? ¿Qué número de trazos por milímetro tiene grabado la red? La luz incide sobre la red normalmente.
18. Sobre una red de difracción con período $d = 0,02$ mm, incide perpendicularmente una onda plana monocromática y el patrón se observa en una pantalla situada a 50 cm de la red. Si la distancia del centro del patrón al primer máximo principal es de 1,5 cm, ¿cuál es la longitud de onda de la luz incidente?
19. Sobre una red de difracción de período $d = 0,02$ mm, incide perpendicularmente una onda monocromática de luz verde ($\lambda = 5,5 \cdot 10^{-7}$ m). Determina el ángulo de desviación de los rayos para el espectro de primer orden.
20. Se tiene una red en la cual la desviación de la franja de segundo orden de una cierta radiación monocromática es de 5° . Si para otro color la desviación de tercer orden tiene igual valor, ¿cuál es la relación entre las longitudes de onda?
21. Explica por qué en una red de difracción se tiene siempre un máximo para $\theta = 0^\circ$, independientemente de la longitud de onda de la luz que se utilice.
22. Demuestra que para cualquier tipo de red de difracción, el espectro de primer orden en la luz visible aparece siempre sin superposición.

Polarización de la luz

23. La luz natural incide sobre un sistema de tres polaroides idénticos situados sucesivamente, con la particularidad de que el eje de simetría del polaroide intermedio forma un

ángulo de 60° con los otros dos. ¿Cuántas veces disminuye la intensidad de la luz al pasar por el sistema?

24. Sobre un sistema formado por dos polaroides incide luz natural, y a la salida se obtiene un sexto de la intensidad de la luz incidente. Determina el ángulo entre los ejes de los polaroides.

25. Si entre dos polaroides cruzados se coloca un tercero ¿es posible que pase luz? Explica tu respuesta.

Dispersión de la luz

26. El índice de refracción del agua para la luz roja (longitud de onda en el vacío $\lambda_R = 7 \cdot 10^{-7} \text{ m}$) es igual a $n_R = 1,331$, y para la luz violeta (longitud de onda en el vacío $\lambda_V = 4 \cdot 10^{-7} \text{ m}$) es igual a $n_V = 1,343$. Determina la longitud de onda de estos colores en el agua y la velocidad a que se propagan.

Capítulo 2

INTRODUCCIÓN A LA TEORÍA ESPECIAL DE LA RELATIVIDAD

2.1 Velocidad de la luz y sistemas de referencia

Conocemos que la velocidad de la luz en el vacío, c , es aproximadamente igual a:

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Pero, ¿respecto a qué sistema de referencia se da este valor de la velocidad de la luz? Poder especificar esto tiene una gran importancia, pues hablar de velocidad sin indicar el sistema de referencia carece de sentido.

De acuerdo con la ecuación de composición de velocidades:

$$\vec{u} = \vec{u}' + \vec{v}$$

la velocidad de la luz debe ser distinta respecto a diferentes sistemas de referencia inerciales. Por tanto, el valor antes citado debe estar referido a un determinado sistema de referencia inercial. En principio, puede suponerse que este sistema de referencia es el asociado con la fuente luminosa. Sobre esta base podríamos realizar el siguiente experimento: supongamos primero que disponemos de un aparato para medir, con suficiente precisión, la velocidad de la luz en el vacío, y que dicho aparato está en reposo respecto a la fuente de luz, la cual se encuentra ligada al sistema de referencia inercial K , como se ilustra en la figura 2.1. En este caso, el dispositivo registrará una velocidad de la luz igual a c .

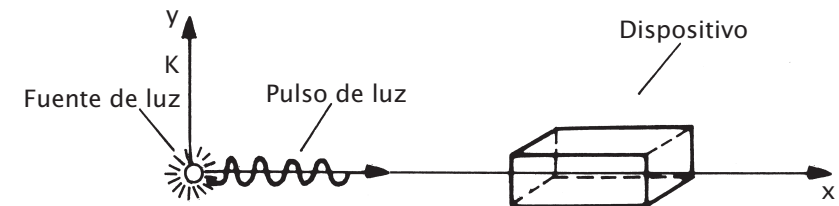


Fig. 2.1

Si el aparato se ubica ahora en otro sistema de referencia inercial que se mueve en relación con el sistema K , ligado a la fuente, como se indica en las figuras 2.2, 2.3 y 2.4, debemos esperar, en correspondencia con la ecuación de composición de velocidades, los siguientes resultados para el valor de la velocidad de la luz en cada uno de estos sistemas de referencia inerciales:

$$\text{en } K' \quad c' = c + V$$

$$\text{en } K'' \quad c'' = c - V$$

$$\text{en } K''' \quad c''' = \sqrt{c^2 + V^2}$$

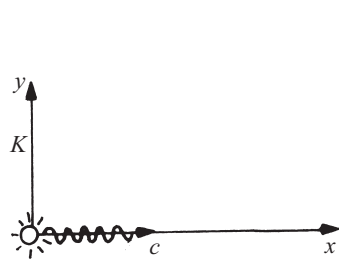


Fig. 2.2

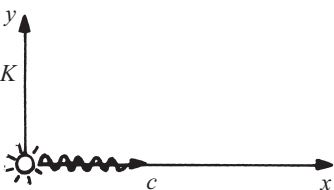
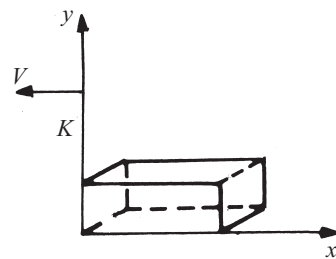


Fig. 2.3

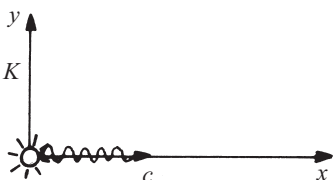
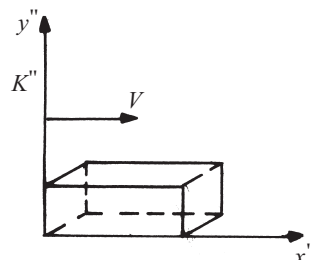
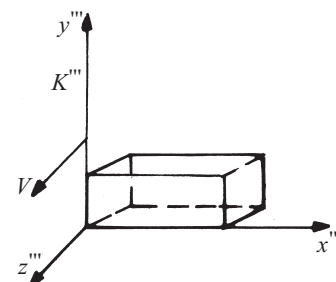


Fig. 2.4



Sin embargo, el resultado de un experimento de este tipo, que por primera vez fue realizado en 1881 por el físico norteamericano A. A. Michelson (1852-1931), es que:

$$c = c' = c'' = c'''$$

o sea, que la velocidad de la luz en el vacío es la misma en todos los sistemas de referencia inerciales.

Nos encontramos, pues, con que la ecuación de composición de velocidades no explica este resultado experimental, es decir, no es aplicable al fenómeno de la propagación de la luz en el vacío. No obstante, esta ecuación fue rigurosamente establecida en el contexto de la mecánica de Newton.

La solución de esta contradicción constituye, desde el punto de vista histórico, una de las partes más emocionantes del desarrollo de la Física, y está muy estrechamente ligada con otras problemáticas del propio desarrollo de esta ciencia.

Algunos físicos asumieron sin éxito que la dificultad estaba en la ecuación de composición de velocidades, o sea, que esta sólo era aplicable a los fenómenos mecánicos; lo que equivale a decir que mediante fenómenos de otra naturaleza, electromagnéticos por ejemplo, es posible determinar el estado de un sistema inercial de referencia. Esto conduce a la idea de la existencia de un sistema de referencia absoluto, cuestión que refutan todos los experimentos realizados en este sentido.

Otros científicos consideraron, también sin éxito, que la dificultad estribaba en la descripción de los fenómenos no mecánicos que conducían a la contradicción con la ecuación de composición de velocidades, y que, por tanto, las leyes relacionadas con estos debían ser revisadas.

No fue hasta 1905 que el científico alemán Albert Einstein (1879-1955) resolvió satisfactoriamente esta contradicción. En el siguiente epígrafe examinaremos las sorprendentemente sencillas y profundas ideas de Einstein en este sentido.

Tareas

1. ¿Está la ley de composición de velocidades en correspondencia con los resultados que se obtienen al medir la velocidad de propagación de la luz en el vacío desde distintos sistemas de referencia inerciales? Explica tu respuesta.

2.2 Postulados de la teoría especial de la relatividad de Einstein

El análisis profundo de todo el material experimental o teórico existente a principios del siglo XX llevó a Einstein a revisar los conceptos fundamentales de la física clásica, en particular los conceptos tiempo y espacio existentes en esa época.

Del estudio teórico realizado, Einstein elevó a la categoría de postulados para desarrollar su teoría los hechos que todo el material experimental confirmaban. Esos postulados fueron los siguientes:

Primer postulado: Todos los sistemas de referencia inerciales son físicamente equivalentes, o lo que es lo mismo, las leyes de la Física adoptan la misma forma en todos los sistemas de referencia inerciales.

Segundo postulado: La velocidad de la luz en el vacío posee siempre el valor constante c en todos los sistemas inerciales de referencia, o sea, no depende de la velocidad del movimiento de la fuente.

El primer postulado es la generalización a todos los fenómenos físicos, sobre la base del material experimental acumulado, del hecho de que todos los sistemas de referencia inerciales son equivalentes desde el punto de vista mecánico. Esto quiere decir que no es posible determinar si un sistema de referencia está en reposo o en movimiento rectilíneo uniforme mediante la realización de experimentos mecánicos, electromagnéticos, térmicos u otros.

El segundo postulado es la adopción de un hecho comprobado experimentalmente: la velocidad de la luz en el vacío es independiente del estado de movimiento de la fuente. Este postulado sólo en apariencia contradice al primero, pues no contradice el principio mecánico de la relatividad, sino que, como veremos a continuación, conduce a una variación sustancial de los conceptos espacio y tiempo establecidos en la mecánica newtoniana.

Tareas

2. Plantea los postulados de la teoría de la relatividad de Einstein.

2.3 Relatividad de los intervalos temporales

Analicemos la modificación del concepto tiempo mediante un experimento mental muy simple. Para ello utilizaremos dos espejos separados una distancia d , entre los cuales marcha un pulso de luz o destello luminoso de muy corta duración (fig. 2.5). Si Δt es el intervalo de tiempo que la luz demora en recorrer la distancia d , tendremos que $d = c \Delta t$.

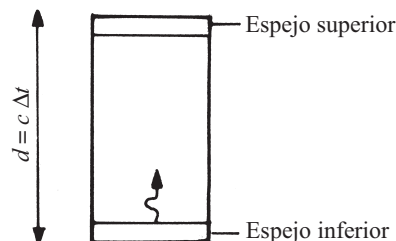


Fig. 2.5

Consideremos ahora que el sistema de espejos se encuentra en reposo en un sistema de referencia inercial K' , que se mueve con velocidad V respecto a otro K (fig. 2.6).

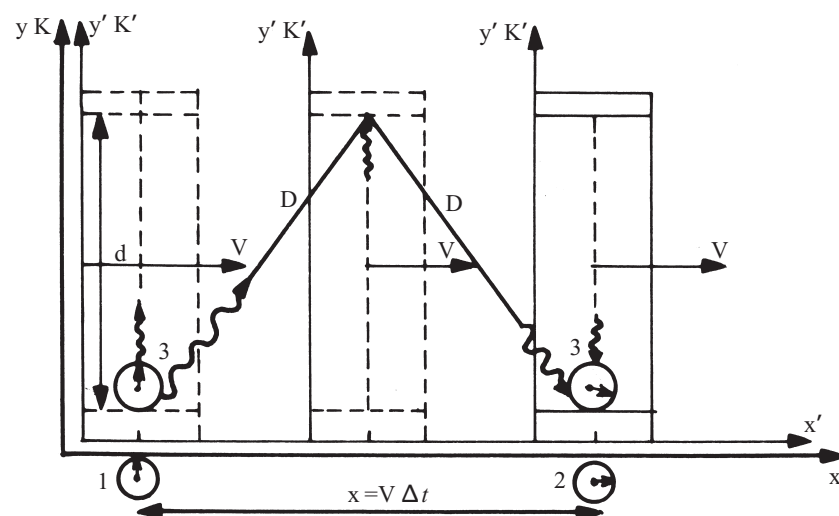


Fig. 2.6

Respecto al sistema de referencia inercial K , la distancia que debe recorrer el pulso de luz para ir del espejo inferior al superior y regresar al inferior será $2D$. Esta distancia es mayor que la que debe recorrer el pulso de luz para igual recorrido respecto al sistema de referencia K' ($2d$), pues en el sistema K , durante el tiempo Δt que emplea el pulso de luz en su recorrido, el reloj se desplaza una cierta distancia $x = V \Delta t$.

Si tomamos ahora en consideración que la velocidad de la luz debe ser siempre la misma, c , el intervalo de tiempo Δt en que el pulso de luz realiza el recorrido, medido respecto al sistema de referencia K (utilizando los relojes 1 y 2 debidamente sincronizados), será mayor que el intervalo de tiempo $\Delta t'$ en que el pulso realiza el recorrido respecto a K' (medido utilizando el reloj 3).

La relación entre los tiempos Δt y $\Delta t'$ se puede obtener fácilmente desde el punto de vista geométrico, pues en la figura 2.6 es posible establecer, según el teorema de Pitágoras, la relación:

$$(c \Delta t)^2 = (V \Delta t)^2 + (c \Delta t')^2$$

de la cual, agrupando los términos convenientemente, se obtiene que:

$$\Delta t^2 (c^2 - V^2) = c^2 \Delta t'^2$$

Dividiendo toda la expresión por c^2 , nos queda que:

$$\Delta t^2 \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right) = \Delta t'^2$$

y:

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (2.1)$$

Esta ecuación expresa matemáticamente que el intervalo de tiempo entre dos sucesos, o lo que es lo mismo, la duración de un fenómeno cualquiera, depende del sistema de referencia inercial respecto al cual se mide.

El intervalo de tiempo entre dos acontecimientos que ocurren en un punto de un sistema de referencia inercial, registrado por un reloj que permanece en reposo respecto a dicho sistema (y que en lo adelante denominaremos tiempo propio), es mayor si se mide con los relojes de otro sistema de referencia inercial que se mueve con velocidad V respecto al primero.

Resulta importante destacar que:

- Para un reloj en reposo respecto al sistema de referencia K de la figura 2.6, la situación es completamente análoga. En relación con el sistema de referencia K' , este reloj se mueve con velocidad V en el sentido negativo del eje de las x , y medido desde él, el pulso de luz empleará un tiempo $\Delta t'$ en realizar el recorrido, mayor que el Δt medido desde el sistema de referencia K . En esta situación, se tendrá que:

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (2.2)$$

- Entre la ecuación 2.2 y la 2.1 no hay ninguna contradicción; ellas simplemente expresan lo ya planteado: el tiempo propio, es decir, el medido desde el sistema respecto al cual el reloj está en reposo, es menor que el medido desde un sistema respecto al cual el reloj se mueve.

- El carácter relativo de los intervalos temporales no viene dado por la naturaleza del reloj, sino por el hecho de que la velocidad de la luz en el vacío es independiente del movimiento de la fuente. O sea, la relatividad de los intervalos temporales es una consecuencia de un hecho experimentalmente verificado y tiene, por tanto, un carácter plenamente real.
- La relación 2.1 permite observar, además, que la diferencia entre Δt y $\Delta t'$ no es apreciable si $V \ll c$. Por ello, en el dominio de los fenómenos analizados por la mecánica de Newton no se pone de manifiesto la relatividad de los intervalos temporales.

Esto último se puede comprobar fácilmente mediante un ejemplo: para una velocidad $V = 8 \text{ km/h}$ (la primera velocidad cósmica) tendremos que:

$$\frac{V^2}{c^2} = 7 \cdot 10^{-10}$$

y:

$$\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right) = 0,999\,999\,93 \approx 1$$

por lo que, en este caso, $\Delta t \approx \Delta t'$.

- Un elemento implícito en nuestro análisis de la relatividad de los intervalos temporales, y al que antes de la teoría de la relatividad de Einstein no se le prestaba atención, es el de la sincronización de los relojes. Analicemos brevemente este fenómeno.

Si se dispone de un reloj en un lugar donde ocurran, por ejemplo, dos sucesos, es fácil determinar con buena aproximación si son simultáneos o no. Pero si los sucesos ocurren en diferentes lugares, es preciso disponer de dos relojes exactos debidamente sincronizados.

Einstein formuló las reglas para sincronizar los relojes mediante señales luminosas. Uno de los procedimientos más simples para sincronizar relojes es el siguiente: si los relojes están colocados en las coordenadas $x_1; x_2; \dots; x_n$ (fig. 2.7), basta que cuando el primer reloj (el de coordenada x_1) se ponga en marcha, un dispositivo emita un pulso de luz que al alcanzar a los demás relojes (los cuales deben estar indicando los tiempos

$$t_2 = \frac{x_2 - x_1}{c}; t_3 = \frac{x_3 - x_1}{c}; \dots; t_n = \frac{x_n - x_1}{c}, \quad \text{los ponga en funcionamiento.}$$

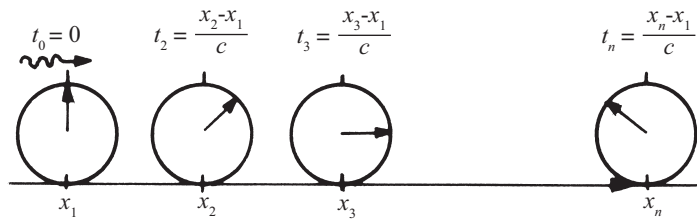


Fig. 2.7

Como del carácter absoluto de los intervalos temporales se deriva el carácter absoluto de los intervalos espaciales, es lógico pensar que si los intervalos temporales no son absolutos, tampoco lo serán los espaciales. En el próximo epígrafe examinaremos este aspecto.

Tareas

3. Plantea e interpreta las relaciones que expresan matemáticamente el hecho de que los intervalos temporales dependen del sistema de referencia inercial desde el cual se miden.
4. ¿Por qué en el dominio de la mecánica newtoniana no se pone de manifiesto la relatividad de los intervalos temporales?
5. Analiza críticamente el siguiente planteamiento: “la relatividad de los intervalos temporales viene dada por la naturaleza del reloj utilizado para medirlo”.

2.4 Relatividad de los intervalos espaciales

Consideremos los sistemas de referencia inerciales K y K' , tales que K' se mueva respecto a K con velocidad V en el sentido positivo del eje de las x . En K' medimos un intervalo de longitud $\Delta x' = x'_2 - x'_1$ (fig. 2.8).

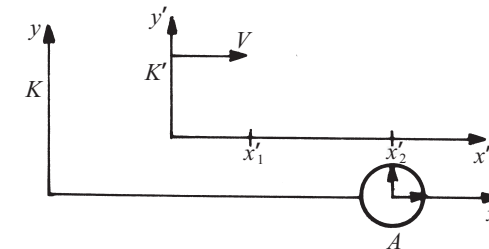


Fig. 2.8

Supongamos que en el eje de las x del sistema K hacemos una marca A , y junto a ella colocamos un reloj. Según este reloj calculamos el tiempo Δt en el cual el intervalo $\Delta x'$ pasa por la marca A . Entonces desde el sistema de referencia K la longitud del intervalo se puede calcular a partir de la ecuación:

$$\Delta x = V \Delta t \quad (2.3)$$

Analicemos ahora la situación desde el sistema K' . Aquí, es el reloj A el que se mueve con velocidad V en el sentido negativo del eje de las x' , y el tiempo transcurrido para que el reloj pase del extremo de coordenada x'_2 al de coordenada x'_1 será $\Delta t'$.

Si tenemos en cuenta que desde este sistema la longitud del intervalo $\Delta x'$ se puede calcular mediante la ecuación:

$$\Delta x' = V \Delta t' \quad (2.4)$$

y que entre el tiempo propio del reloj (Δt) y $\Delta t'$ existe la relación dada por la ecuación 2.2, podemos entonces, sustituyendo 2.4 en 2.2, expresar $\Delta x'$ en función del tiempo propio Δt mediante la ecuación:

$$\Delta x' = \frac{V \Delta t}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (2.5)$$

y como:

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{V}$$

entonces:

$$\Delta x' = \frac{\Delta x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

y nos queda:

$$\Delta x = \Delta x' \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \quad (2.6)$$

Esta relación expresa matemáticamente que también la longitud de los intervalos espaciales depende del sistema de referencia inercial desde el cual se mide.

La distancia entre dos puntos, medida en un sistema de referencia en el cual dichos puntos estén en reposo (que llamaremos longitud propia), es mayor que la medida desde otro sistema inercial que se mueva con una velocidad V respecto al anterior.

También en este caso es importante destacar que:

- La situación sería totalmente análoga si en el sistema de referencia K' medimos un intervalo de longitud $\Delta x = x_2 - x_1$. Es decir, desde el sistema K' la longitud de este intervalo sería

$$\sqrt{1 - V^2/c^2} \text{ veces la medida desde el sistema de referencia } K \left(\Delta x' = \Delta x \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \right).$$

Se puede plantear, pues, que la longitud propia de un intervalo es siempre mayor que su longitud medida desde un sistema de referencia inercial en movimiento.

- El carácter relativo de los intervalos espaciales es una consecuencia de la relatividad de los intervalos temporales y, por tanto, del hecho de que la velocidad de la luz es independiente del movimiento de la fuente.
- La relación entre Δx y $\Delta x'$ permite apreciar con facilidad por qué en la mecánica newtoniana se considera que los intervalos espaciales no dependen del sistema de referencia, pues para $V \ll c$ se tiene que $\Delta x \approx \Delta x'$.

La relatividad de los intervalos temporales y espaciales se ha comprobado en múltiples experimentos en forma directa. Uno de estos experimentos se describe en el epígrafe 2.8.

Tareas

6. Plantea e interpreta las relaciones que expresan matemáticamente el hecho de que los intervalos espaciales dependen del sistema de referencia inercial desde el cual se midan.
7. ¿Por qué en el dominio de la mecánica newtoniana no se pone de manifiesto la relatividad de los intervalos espaciales?

2.5 Relatividad de la simultaneidad

Otra consecuencia importante derivada de los postulados de la teoría de la relatividad de Einstein es la del carácter relativo de la simultaneidad de dos sucesos. Es decir, dos sucesos pueden ocurrir en el mismo instante respecto a un determinado sistema de referencia, y en instantes distintos para otros sistemas de referencia.

Aunque la relatividad de la simultaneidad puede inferirse directamente del carácter relativo de los intervalos temporales, y viceversa, resulta conveniente analizar este asunto detenidamente.

Examinemos el siguiente experimento mental: tenemos un sistema de referencia K relacionado con la Tierra y otro, K' , relacionado con un tablón que se mueve con velocidad V en el sentido positivo del eje de las x (fig. 2.9). Supongamos que dos observadores, situados en los puntos M y M' , ven que en cada uno de sus sistemas ocurren dos sucesos (por ejemplo, dos explosiones que provocan destellos luminosos) que dejan marcas permanentes en los puntos A, A', B y B' . Posteriormente, mediante mediciones, cada observador determina que se encontraba localizado exactamente en el punto medio de las marcas dejadas por los sucesos en su sistema de referencia.

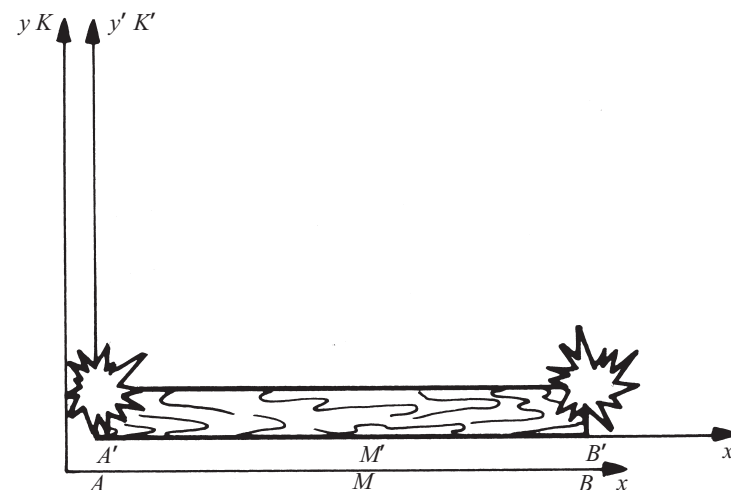


Fig. 2.9

Si los destellos provocados por las explosiones llegan en el mismo instante de tiempo, es decir, simultáneamente, al punto M , los sucesos ocurridos en A y B son simultáneos en su sistema de referencia K .

Sin embargo, al punto M' llegará primero el destello emitido desde B' , pues recorre menos distancia para llegar que el emitido en el punto A' , y las velocidades de propagación son iguales, c . Por tanto, estos sucesos no serán simultáneos para un observador en el punto M' del sistema K' , para el cual primero ocurre el suceso en B' y después el suceso en A' .

Si K' se mueve con velocidad V en el sentido negativo del eje de las x , desde este sistema de referencia primero ocurrirá el suceso en A' y, después, en B' .

Tenemos, pues, que la simultaneidad tiene un carácter relativo; acontecimientos simultáneos en un sistema pueden no serlo en otro sistema.

El carácter relativo de la simultaneidad no se pone de manifiesto en la mecánica newtoniana, pues en este caso las velocidades son muy pequeñas en comparación con la de la luz ($V \ll c$), y es posible considerar que la luz se propaga prácticamente en forma instantánea. En tal caso, por ejemplo, un observador en el punto M y otro en el punto M' no apreciarían diferencia en la llegada de los destellos luminosos.

Resulta conveniente aclarar que la relatividad de la simultaneidad, que se deriva directamente de los postulados de la relatividad de Einstein, no significa que se puedan violar las relaciones de causa y efecto entre determinados fenómenos.

Si dos sucesos A y B son simultáneos en un sistema, ellos no pueden guardar relación causal y, por tanto, es posible que en otro sistema primero ocurra el suceso A y después el B , o viceversa. Cuando dos sucesos guardan relación causal, por ejemplo, el disparo de un fusil y la posterior marca en la diana, estos sucesos no pueden ser simultáneos en ningún sistema de referencia. En este caso, el intervalo de tiempo entre los dos sucesos depende del sistema de referencia, pero en todos ellos siempre se registrará primero el “suceso-cause”, y después el “suceso-efecto”.

Tareas

8. ¿La simultaneidad de dos sucesos depende del sistema de referencia? Explica tu respuesta.

2.6 Ecuación de composición de velocidades en la relatividad de Einstein

La ecuación de composición de velocidades que está en correspondencia con los postulados de la teoría de la relatividad de Einstein, y cuya deducción está fuera del alcance de este libro, es la siguiente:

$$v_x = \frac{v'_x + V}{1 + \frac{v'_x V}{c^2}} \quad (2.7)$$

Debemos notar que en el caso particular en que $V \ll c$ y $v'_x \ll c$, la ecuación 2.7 adopta la forma:

$$v_x = v'_x + V$$

que es la ecuación de composición de velocidades obtenidas en la mecánica newtoniana.

En el caso en que $v'_x = c$, tendremos que:

$$v_x = \frac{c + V}{1 + \frac{cV}{c^2}} = \frac{c + V}{1 + \frac{V}{c}} = \frac{c(c + V)}{c + V} = c$$

lo que corresponde con el hecho experimental de que la velocidad de la luz en el vacío es siempre c .

En el caso en que, además de $v'_x = c$, se tenga que $V = c$, el resultado será el mismo:

$$v_x = \frac{c + c}{1 + \frac{c c}{c^2}} = \frac{2c}{1 + 1} = c$$

La ecuación de composición de velocidad 2.7 se comprueba directamente en forma experimental. En particular, los resultados que obtuvo Fizeau en 1851 (y que después fueron confirmados por Michelson, Morley y Zeeman) sobre el cálculo de la velocidad de la luz cuando esta se propaga a través de una columna de agua en movimiento rápido respecto a un observador en la Tierra, coinciden perfectamente con los de esta ecuación.

Un esquema del dispositivo que permite determinar la velocidad de la luz en el agua en movimiento se representa en la figura 2.10. El espejo semiplatado A divide en dos el haz de luz incidente que proviene del foco S (línea continua y línea de puntos), de manera que cada uno de ellos atraviesa el dispositivo en sentido contrario y se reúnen a la entrada del equipo E , que permite determinar cuál ha sido la velocidad de la luz a través del líquido en movimiento.

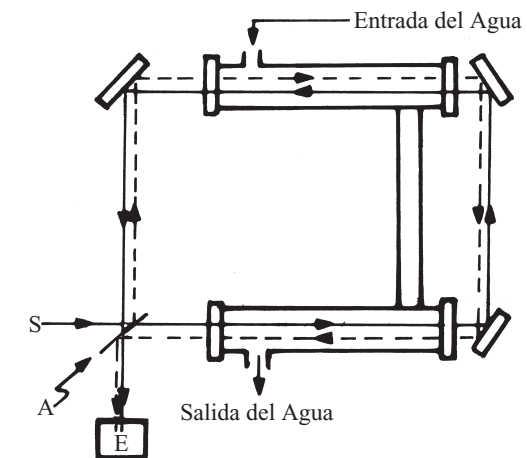


Fig. 2.10

Tareas

9. Plantea la ecuación de composición de velocidades que se obtiene a partir de la teoría especial de la relatividad y argumenta si está de acuerdo con los resultados experimentales.

2.7 La energía y la cantidad de movimiento lineal en la teoría especial de la relatividad

No debemos finalizar nuestro estudio elemental de la teoría especial de la relatividad de Einstein sin referirnos a los conceptos energía y cantidad de movimiento lineal, básicos en

la mecánica, pues están ligados a las consecuencias de mayor interés teórico y práctico de la relatividad especial.

Energía

Como es conocido, en la mecánica newtoniana la energía cinética de una partícula se relaciona con su velocidad según la ecuación:

$$E_c = \frac{1}{2} m v^2$$

de donde se puede concluir que:

$$v^2 = \frac{2}{m} E_c$$

Esta ecuación representa el hecho de que el cuadrado de la velocidad de una partícula debe aumentar linealmente con el incremento de la energía cinética. ¿Qué muestran los experimentos en este sentido?

En la gráfica representada en la figura 2.11 se indica, mediante una línea discontinua, el resultado que debe esperarse en correspondencia con la mecánica newtoniana, y con una curva continua el resultado de los experimentos. Esta gráfica indica que las predicciones de la mecánica newtoniana son completamente válidas en el dominio de las “pequeñas velocidades”, pero no a velocidades cercanas a la de la luz en el vacío. Los experimentos dan por resultado de que, por mucho que se incremente la energía cinética de una partícula, su velocidad al cuadrado no puede ser mayor que $9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2/\text{s}^2$, o lo que es lo mismo, que su velocidad no puede alcanzar el valor de la velocidad de la luz en el vacío: $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

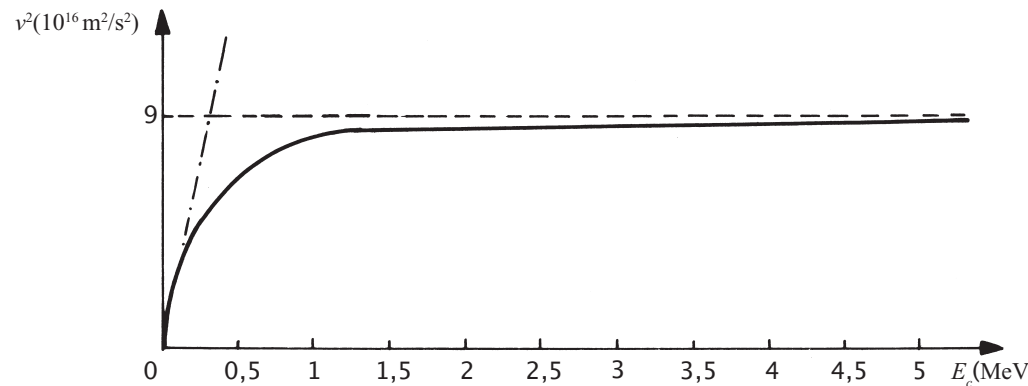


Fig. 2.11

¿Cuál es entonces la relación correcta entre E_c y v^2 ?

La gráfica de la figura 2.11 se puede dibujar también de la siguiente forma: en el eje vertical se representa E_c y en el horizontal, por comodidad, la relación v/c . Entonces se obtienen las gráficas de la figura 2.12.

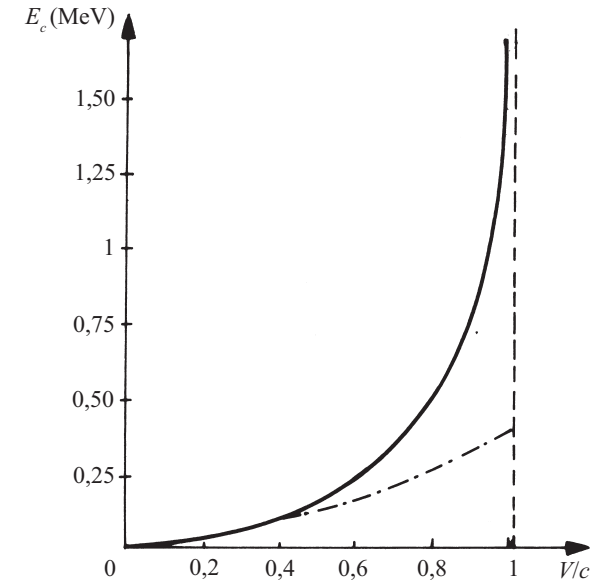


Fig. 2.12

La ecuación que representa correctamente la relación experimental entre la energía cinética y la velocidad de una partícula, que ofrecemos sin demostración, es la siguiente:

$$E_c = m c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad (2.8)$$

La ecuación 2.8 conduce, para “velocidades pequeñas”, al resultado previsto por la mecánica newtoniana:

$$E_c = \frac{1}{2} m v^2$$

La ecuación 2.8 tiene además un significado físico más profundo; para analizar esto, reescribámosla de la siguiente forma:

$$E_c + m c^2 = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

El término $m c^2$, que no depende de la velocidad, recibe el nombre de *energía en reposo*, E_0 , y la suma $E_c + m c^2$, *energía total*, E . De acuerdo con esto:

$$E = E_0 + E_c = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.9)$$

En el caso de un cuerpo en reposo respecto a cierto sistema de referencia, tendremos que:

$$E = E_0 = m c^2 \quad (2.10)$$

Es decir, la energía de un cuerpo en reposo es igual al valor de su masa multiplicado por el cuadrado de la velocidad de la luz.

Por otra parte, si el cuerpo se mueve con velocidad V respecto al sistema de referencia considerado, su energía cinética se interpreta en la teoría especial de la relatividad como la diferencia entre la energía total y la energía en reposo:

$$E_c = E - E_0$$

Resulta importante señalar que la ecuación 2.9 no significa que la masa y la energía sean conceptos equivalentes. Ella sólo revela la estrecha relación existente entre las magnitudes masa y energía.

La ecuación 2.9 establecida por la teoría especial de la relatividad, ha desempeñado un importantísimo papel en la ciencia, sobre todo en física nuclear, como veremos más adelante.

Cantidad de movimiento lineal

En la mecánica newtoniana, la cantidad de movimiento lineal de una partícula se define mediante la ecuación:

$$p = mV \quad (2.12)$$

De acuerdo con la segunda ley de Newton, $\Delta p = F \Delta t$, donde Δt es el tiempo durante el cual actúa la fuerza F sobre la partícula. Por lo tanto, aplicando esta fuerza durante un tiempo suficientemente grande, la partícula puede adquirir una cantidad de movimiento tan grande como se desee y, consecuentemente, su velocidad puede alcanzar cualquier valor, incluso mayor que c .

Como ya conocemos que esto no es posible, la ecuación 2.12 tiene también que ser modificada. Experimentalmente se ha comprobado que la relación entre la cantidad de movimiento lineal y la velocidad de una partícula tiene la forma que se muestra en la gráfica de la figura 2.13.

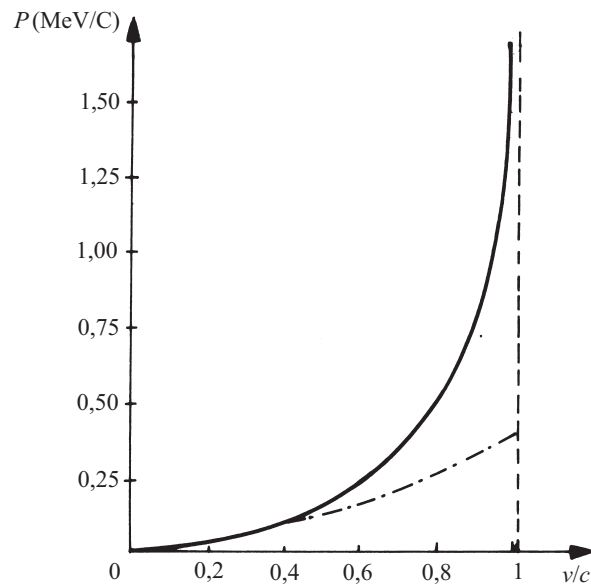


Fig. 2.13

La ecuación que corresponde a esta gráfica, la cual daremos sin demostración, es:

$$p = \frac{m V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (2.13)$$

Como puede apreciarse fácilmente en esta ecuación, si $V \ll c$ entonces $p = m V$, como se establece en la mecánica newtoniana.

Las ecuaciones 2.9 y 2.13 sugieren que la energía y la cantidad de movimiento lineal están íntimamente relacionadas. En efecto, si en ambas ecuaciones despejamos el término del denominador e igualamos ambos resultados, se obtiene que:

$$\frac{m c^2}{E} = \frac{m V}{p}$$

de donde:

$$p = \frac{E V}{c^2} \quad (2.14)$$

La utilidad de esta ecuación se pondrá de manifiesto cuando estudiemos la teoría cuántica de la luz y de la sustancia, en los próximos capítulos.

Tareas

10. ¿Cuál es el significado físico de la ecuación $E = mc^2$?
11. Plantea e interpreta la ecuación relativista que define la cantidad de movimiento lineal de una partícula.

2.8 Un experimento con los mesones μ

Las predicciones de la teoría especial de la relatividad se han comprobado en un gran número de hechos experimentales, y en la actualidad no existen dudas en cuanto a su validez.

Uno de estos experimentos es el relacionado con la observación del carácter relativo de los intervalos temporales y espaciales, mediante la observación de los mesones μ originados en las altas capas de la atmósfera. Analicemos de forma simplificada en qué consiste dicho experimento.

Los mesones μ son partículas fundamentales cargadas que, como estudiarás en el capítulo 5, se desintegran en otras partículas fundamentales en un tiempo muy corto, aproximadamente $2 \cdot 10^{-6}$ s.

Los mesones μ originados bajo la influencia de los rayos cósmicos en las altas capas de la atmósfera (aproximadamente a 9 km de altura), atraviesan radialmente la atmósfera terrestre con una velocidad de aproximadamente $0,998 c$, y pueden ser detectados al nivel del mar.

Calculemos la distancia que pueden recorrer esos mesones bajo el supuesto de que se desintegran en $2 \cdot 10^{-6}$ s:

$$d = V t = (0,998) (3 \cdot 10^8 \text{ m/s}) (2 \cdot 10^{-6} \text{ s})$$

$$d = 598 \text{ m}$$

¿Cómo explicar entonces que estos mesones se detecten al nivel del mar después de haber recorrido aproximadamente 9 000 m?

Para los observadores respecto a los cuales los mesones tienen una velocidad de $0,998 c$, el tiempo en que estos tardan en desintegrarse se puede calcular a partir de la ecuación:

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

donde t' es el tiempo en que tardan en desintegrarse en el sistema respecto al cual se consideran en reposo:

$$t' = 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

Por lo tanto:

$$t = \frac{2 \cdot 10^{-6} \text{ s}}{\sqrt{1 - \frac{(0,998 c)^2}{c^2}}} = 3,17 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

En este intervalo de tiempo, los mesones pueden recorrer una distancia:

$$d = V t = (0,998) (3 \cdot 10^8 \text{ m/s}) (3,17 \cdot 10^{-5} \text{ s})$$

$$d = 9 491 \text{ m}$$

lo cual permite explicar satisfactoriamente la pregunta anterior.

Se podrá objetar que el análisis realizado es válido para los observadores respecto a los cuales se mueve el mesón, pero ¿qué sucede en un sistema de referencia ligado al mesón? En este sistema el mesón se encuentra en reposo y, por tanto, el tiempo en que se desintegra sería aproximadamente de $2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. De manera que para este observador no podría recorrer la distancia que lo separa de la superficie terrestre al nivel del mar, lo que también resulta contradictorio. Realmente, no hay tal contradicción a la luz de la teoría especial de la relatividad. Para un observador en el sistema de referencia ligado al mesón, la superficie de la Tierra se acerca con una velocidad de $0,998 c$. De modo que para dicho observador, la distancia y entre la superficie de la Tierra y las capas altas de la atmósfera está dada por:

$$y = y' \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$$

Considerando que $y' = 9 000 \text{ m}$, se tiene que:

$$y = 9 000 \text{ m} \sqrt{1 - \frac{(0,998 c)^2}{c^2}}$$

$$y = 587 \text{ m}$$

que es una distancia inferior a los 598 m que puede recorrer el mesón antes de desintegrarse.

Tareas generales del capítulo

- Una nave cohete parte de la Tierra a una velocidad próxima a la de la luz, y en el cosmódromo queda una nave gemela.
 - ¿Qué dirán los observadores terrestres de la longitud de la nave en comparación con la que queda en el cosmódromo?
 - ¿Qué dirán los tripulantes de la nave de la longitud de la gemela que quedó en tierra en comparación con la de ellos?
- Una nave cohete se mueve respecto a la Tierra a una velocidad próxima a la de la luz, y sus tripulantes encuentran que para hervir cierta cantidad de agua emplean 10 minutos. Para los observadores en tierra, ¿el tiempo en que hierve el agua en la nave será el mismo? Explica tu respuesta.
- Dos acontecimientos son simultáneos si se observan desde el sistema de referencia “Isla de Cuba”. Uno ocurre en La Habana y el otro en Matanzas. ¿Pueden ocurrir simultáneamente en otro sistema de referencia inercial? ¿Existe algún sistema de referencia en el cual ocurra primero el suceso de La Habana, y después el de Matanzas? ¿Existe algún sistema de referencia en el que ocurra primero el suceso de Matanzas y después el de La Habana? ¿Pueden estos sucesos guardar relación causal? Explica.
- En la probeta de un laboratorio se observa el nacimiento y la muerte de un microorganismo. ¿Puede existir algún sistema de referencia en el que primero se observe la muerte y después el nacimiento del microorganismo? Explica tu respuesta.
- Un suceso ocurre en un instante determinado de tiempo en la provincia de Pinar del río, y un segundo después acontece otro suceso en Guantánamo. Si la distancia entre los dos lugares es de 1 200 km, ¿puede existir otro sistema de referencia inercial en el cual los dos sucesos ocurran en el mismo lugar? Justifica tu respuesta.
- Representa cualitativamente la gráfica de la relación $v = f(t)$ para un cuerpo sobre el que actúa una fuerza constante durante mucho tiempo:
 - de acuerdo con la mecánica newtoniana;
 - de acuerdo con la teoría de la relatividad.
- ¿A qué velocidad será la energía cinética de una partícula igual a su energía en reposo?, ¿depende la respuesta de la masa de la partícula?
- Cita dos hechos experimentales conocidos por ti que confirmen la veracidad de la teoría especial de la relatividad. Explica brevemente en qué consisten estos experimentos.
- Plantea algunas de las principales contribuciones de la teoría especial de la relatividad de Einstein a la comprensión del comportamiento de la naturaleza.
- Analiza críticamente el siguiente planteamiento: “la teoría especial de la relatividad de Einstein nos indica que las leyes de la mecánica newtoniana son falsas.”
- Haz una exposición de algunos elementos que justifiquen la afirmación de que la teoría especial de la relatividad ha tenido y tiene una extraordinaria importancia para el desarrollo de la técnica contemporánea.

Capítulo 3

INTRODUCCIÓN A LA TEORÍA CUÁNTICA DE LA LUZ

3.1 Radiación térmica

En el primer capítulo se estudiaron las nociones elementales de la teoría electromagnética de la luz; en este serán estudiados los elementos básicos de la teoría cuántica de la luz.

Sabemos que si tenemos dos cuerpos con diferentes temperaturas y los ponemos en contacto, ambos adquieren, al cabo de cierto tiempo, la misma temperatura. Los cuerpos alcanzan el estado de equilibrio térmico. En este caso la energía pasa del cuerpo más caliente al más frío mediante el proceso conocido como conducción del calor.

¿Qué ocurre si los cuerpos están separados en el vacío?

La experiencia nos demuestra que también se establece el equilibrio térmico, pero en este caso la transferencia de energía ocurre mediante un proceso que se denomina radiación térmica.

La radiación térmica es el fenómeno que consiste en la emisión de ondas electromagnéticas por un cuerpo a expensas de una disminución de su energía interna.

Además de su importancia práctica, el estudio de la radiación térmica tiene un gran interés desde el punto de vista histórico, pues fue uno de los problemas fundamentales que dieron lugar al surgimiento de la teoría cuántica.

Durante la radiación térmica de una sustancia se emiten ondas electromagnéticas de todas las longitudes de onda correspondientes a las zonas infrarroja, visible y ultravioleta del espectro. Sin embargo, la distribución de energía en él depende de la temperatura del cuerpo radiador: a temperaturas bajas la radiación térmica emitida por el cuerpo está fundamentalmente en la región infrarroja, y a temperaturas elevadas la radiación “alcanza” las zonas visible y ultravioleta.

La radiación térmica es inherente a todos los cuerpos a cualquier temperatura y se produce a expensas de la energía interna del cuerpo. Entonces, ¿por qué los cuerpos que nos rodean no disminuyen su temperatura a pesar de que están emitiendo energía? Esto se explica porque todo cuerpo, a la vez que radia, absorbe parte de la energía radiada por los otros cuerpos circundantes. Como sabemos de la unidad anterior, este fenómeno recibe el nombre de *absorción*.

Al perder energía mediante la radiación y al mismo tiempo recibir energía debido a la absorción, los cuerpos llegan a un estado de equilibrio térmico o radiante y mantienen así constante su temperatura.

Para valorar cuantitativamente los procesos de radiación y absorción se introduce el concepto de *cuerpo negro*.

Un cuerpo que absorbe a cualquier temperatura toda la energía radiante que incide sobre él, recibe el nombre de cuerpo negro.

En realidad, el cuerpo negro es una idealización, pues no se ha podido encontrar un cuerpo que absorba el 100 % de las radiaciones que inciden sobre él. En la práctica, la superfi-

cie de un cuerpo recubierta con negro de humo, que es uno de los mejores absorbentes, solo absorbe aproximadamente el 99 % de la radiación incidente.

El físico alemán G.R. Kirchhoff (1824-1887) ideó un modelo del cuerpo negro. Tomemos un cuerpo hueco cuyas paredes interiores absorben las radiaciones (pueden estar pintadas con negro de humo), y que posee un orificio pequeño. Este cuerpo absorbe prácticamente todas las radiaciones que inciden en él, pues al penetrar por el orificio sufren en el interior una serie de reflexiones y ceden una parte considerable de su energía a la superficie en cada reflexión. La probabilidad de que la radiación que entró salga de nuevo por el orificio es muy pequeña. Ello hace que el orificio se comporte como un absorbente ideal, es decir, como un cuerpo negro. En la figura 3.1 se representa esta situación. Las líneas rectas con las saetas representan las radiaciones incidentes y reflejadas. El grosor de la saeta en cada caso se dibujó proporcional a la intensidad de la radiación.

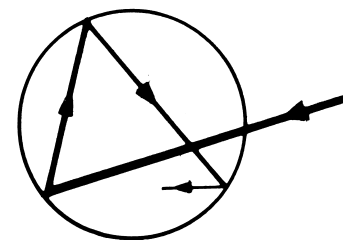


Fig. 3.1

Así se explica por qué las ventanas de las habitaciones, vistas desde afuera y a una distancia prudencial, se observan negras, independientemente del color de las paredes interiores.

A finales del siglo XIX se estudió experimentalmente la distribución de energía en el espectro de radiación térmica de un cuerpo negro en equilibrio térmico. Los resultados de esta distribución se representan en la figura 3.2 mediante cruces.

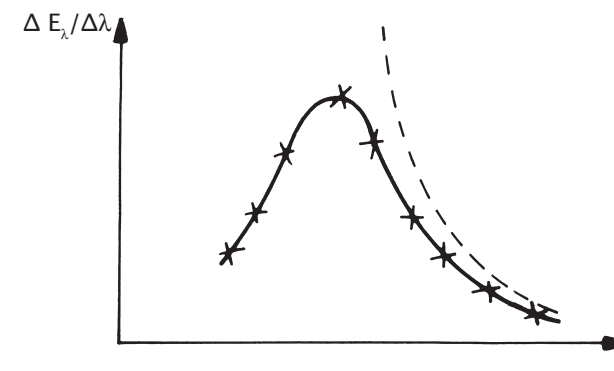


Fig. 3.2

En el eje de las abscisas se anotan los valores de la longitud de onda (λ) y en el de las ordenadas la energía emitida por unidad de superficie del cuerpo negro en la unidad de tiempo, por cada unidad de intervalo de longitud de onda $\left(\frac{\Delta E_\lambda}{\Delta \lambda}\right)$. Estos resultados, obte-

nidos experimentalmente, contradicen las predicciones de la teoría electromagnética de Maxwell sobre la naturaleza de la luz.

De acuerdo con la teoría de Maxwell, la energía radiada en la unidad de tiempo por unidad de área es proporcional a la frecuencia de la onda al cuadrado, o sea, $\Delta E \propto \nu^2$. Esto implica que la energía radiada en la unidad de tiempo por unidad de área, y por unidad de intervalo de frecuencia, aumenta al aumentar la frecuencia, o lo que es lo mismo, al disminuir la longitud de onda. La gráfica que muestra la distribución teórica de energía en el espectro de la radiación térmica de un cuerpo negro en equilibrio térmico, a una temperatura dada, está representada en la figura 3.2 con una línea discontinua.

Podemos observar que, para longitudes de onda largas, ambas curvas (la experimental y la teórica) tienen el mismo comportamiento: disminuye $\frac{\Delta E_\lambda}{\Delta \lambda}$ cuando aumenta la longitud de onda λ . Pero para longitudes de onda cortas, en la curva experimental $\frac{\Delta E_\lambda}{\Delta \lambda}$ disminuye

después de alcanzar un máximo, mientras que en la curva teórica aumenta continuamente. La teoría electromagnética de Maxwell explica la radiación térmica de un cuerpo negro en equilibrio térmico para longitudes de onda largas, pero está en contradicción con el experimento para longitudes de onda cortas (zona ultravioleta).

Esta divergencia entre la teoría y los resultados experimentales en el estudio de la radiación térmica de un cuerpo negro en equilibrio térmico, para longitudes de onda cortas, se llamó *catástrofe ultravioleta*.

Todos los intentos para tratar de eliminar estas contradicciones de la teoría electromagnética de Maxwell con la práctica resultaron infructuosos; y no fue hasta principios del siglo XX que tuvo lugar en la física una gran revolución, cuando el 14 de diciembre de 1900 el físico alemán Max Planck (1858-1947) presentó un trabajo sobre la radiación del cuerpo negro, en una reunión de la Sociedad Alemana de Física en Berlín. Planck propuso que los átomos no irradian la energía electromagnética en forma continua, sino que lo hacen en forma de porciones aisladas con valores perfectamente definidos, a los que denominó *cuantos*. La energía E de cada cuanto es directamente proporcional a la frecuencia de la radiación, o sea:

$$E = h \nu \quad (3.1)$$

El coeficiente de proporcionalidad h se denomina constante de Planck. A partir de los estudios experimentales sobre la radiación del cuerpo negro se determinó su valor, que resultó ser muy pequeño:

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$$

La curva obtenida según la teoría de Planck para la distribución de la energía en el espectro de la radiación térmica del cuerpo negro, coincide (curva de trazo continuo en la figura 3.2) perfectamente con la curva obtenida experimentalmente.

Tareas

1. ¿Qué es lo que caracteriza a la radiación térmica como forma de propagación de la energía?
2. ¿Por qué los cuerpos, a pesar de radiar energía, pueden encontrarse en equilibrio térmico?

3. ¿Qué es un cuerpo negro?
4. ¿En qué consiste la catástrofe ultravioleta?
5. ¿Qué suposición tuvo que hacer Planck para resolver el problema que presentaba la explicación de la radiación del cuerpo negro?

3.2 Efecto fotoeléctrico externo. Leyes empíricas

La teoría de Planck de la radiación, cuyos fundamentos se analizaron muy someramente en el epígrafe anterior, se apartaba tanto de las ideas clásicas a que los físicos estaban acostumbrados, que encontró una gran oposición. Sin embargo, esta teoría no solo sirvió como punto de partida para explicar el fenómeno de la radiación térmica, sino que también contribuyó a darle solución a varios problemas en los cuales la física clásica falla. Uno de esos problemas fue el efecto fotoeléctrico.

Curiosamente, el primer paso que condujo al descubrimiento del efecto fotoeléctrico y, por lo tanto, a la revisión de la teoría electromagnética de la luz, fue una observación incidental del científico alemán Heinrich Hertz (1857-1894) durante sus trabajos de investigación que proporcionaron la confirmación experimental de la teoría electromagnética de Maxwell.

Hertz observó en 1887 que entre dos esferas sometidas a una diferencia de potencial salta con más facilidad una chispa eléctrica si eran iluminadas con rayos ultravioleta.

Las experiencias realizadas por W. Hallwach y, en particular, las llevadas a cabo por el científico ruso y profesor de la Universidad de Moscú A. G. Stolietov (1839-1896) en los años 1888-1889, esclarecieron la esencia de este fenómeno. Bajo la acción de los rayos ultravioleta se desprenden cargas negativas de la superficie del metal, lo cual facilita la producción de una chispa eléctrica.

Con posterioridad se realizaron experimentos en los que se comprobó que las cargas emitidas por la superficie del metal eran electrones, y se les llamó *fotoelectrones*.

Al fenómeno de extracción de los electrones de un metal al incidir luz sobre él se le denomina efecto fotoeléctrico.

Analicemos ahora cuáles son las principales regularidades experimentales de este fenómeno, conocidas como *leyes empíricas del efecto fotoeléctrico*.

Si hacemos incidir luz monocromática sobre el cátodo de un dispositivo como el que se muestra en la figura 3.3a medimos con un voltímetro la tensión entre los electrodos y con un galvanómetro la corriente (que recibe el nombre de *corriente fotoeléctrica* o *fotocorriente*), y construimos la característica voltampérica para diferentes iluminaciones energéticas E^1 , se obtienen las gráficas representadas en la figura 3.3b.

De la característica voltampérica se observa que, al aumentar la tensión para una misma iluminación energética, aumenta la intensidad de la fotocorriente hasta alcanzar la saturación. También vemos que, para una misma tensión, la intensidad de la fotocorriente y, por lo tanto, el número de electrones desprendidos en la unidad de tiempo, aumenta cuando el metal se ilumina con una luz más intensa. En esto consiste la primera ley empírica del efecto fotoeléctrico:

Al aumentar la iluminación energética, aumenta el número de fotoelectrones emitidos por el metal en la unidad de tiempo.

¹ La iluminación energética es una magnitud física que mide la energía de la radiación que incide sobre la unidad de área, en la unidad de tiempo.

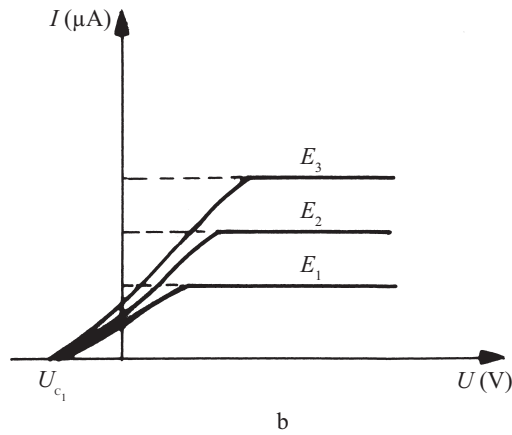
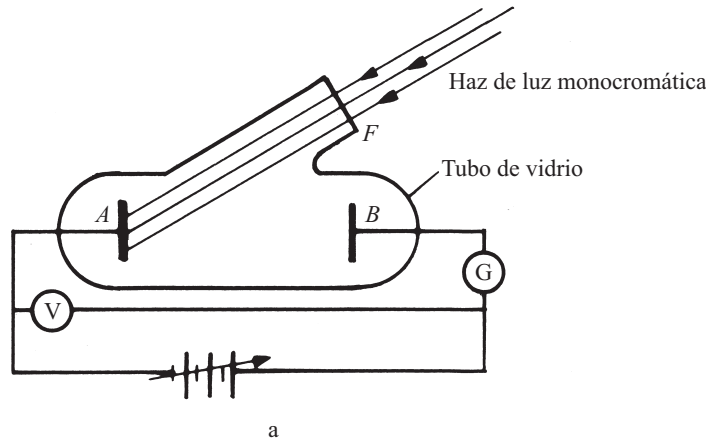


Fig. 3.3

De la figura 3.3b también se puede concluir que cualquiera que sea la iluminación energética de la luz monocromática utilizada, la fotocorriente se anula para la misma tensión, llamada tensión de corte. Esto nos hace concluir que, para la misma luz monocromática, es necesario realizar el mismo trabajo para detener los fotoelectrones, independientemente del valor de la iluminación energética. Este hecho constituye la segunda ley empírica del efecto fotoeléctrico:

La energía cinética máxima de los fotoelectrones no depende de la iluminación energética.

De acuerdo con lo antes expuesto, la relación entre la tensión de corte y la energía cinética máxima de los fotoelectrones estará dada por la ecuación:

$$eV_c = \frac{1}{2} m v_{\text{máx}}^2 = E_{c_{\text{máx}}} \quad (3.2)$$

donde V_c es la tensión de corte, e la carga, m la masa y $v_{\text{máx}}$ la velocidad máxima del electrón.

Si mantenemos constante la iluminación energética incidente sobre el cátodo del circuito representado en la figura 3.3a, pero variando la frecuencia de la radiación incidente, obtendremos una gráfica como la representada en la figura 3.4.

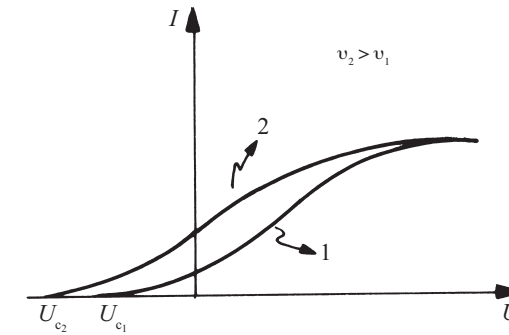


Fig. 3.4

El análisis de esta gráfica nos revela que al aumentar la frecuencia de la radiación, aumenta la energía cinética máxima de los fotoelectrones. Para establecer la forma de esta dependencia, se puede construir una gráfica de la variación de la tensión de corte con la frecuencia (fig. 3.5).

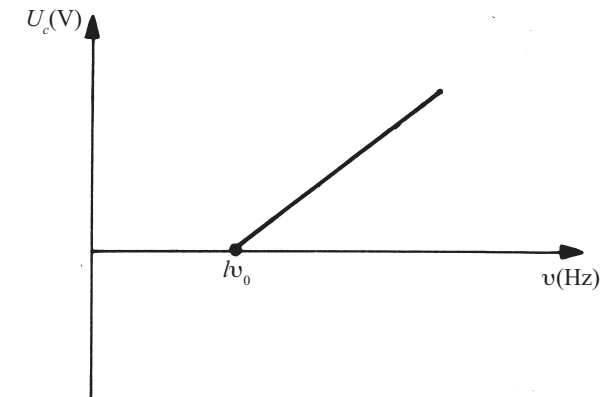


Fig. 3.5

A partir de esta gráfica se puede establecer que la dependencia es lineal, lo cual constituye la tercera ley empírica del efecto fotoeléctrico:

La energía cinética máxima de los fotoelectrones es directamente proporcional a la frecuencia de la radiación incidente.

Del análisis de la gráfica de la figura 3.6 también podemos concluir que existe una frecuencia v_0 para la cual la energía cinética máxima de los fotoelectrones se hace cero. Esta frecuencia recibe el nombre de *frecuencia umbral*, *frecuencia de corte* o *límite rojo del efecto fotoeléctrico*. Para una frecuencia menor que v_0 no se produce el efecto fotoeléctrico; cualquiera que sea la iluminación energética de la radiación incidente.

Otro resultado experimental se obtuvo al cambiar el metal del cátodo del dispositivo de la figura 3.3a y determinar cómo varía, para cada metal, la tensión de corte al variar la frecuencia. Se obtuvo una familia de curvas como la que se muestra en la figura 3.6 para tres metales diferentes.

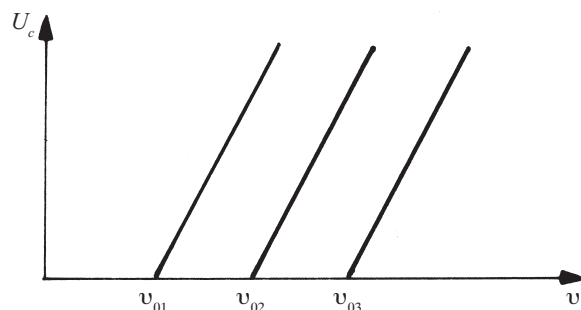


Fig. 3.6

De estos resultados se puede establecer la cuarta ley empírica del efecto fotoeléctrico:

La frecuencia umbral es característica de cada metal.

En la mayoría de los metales la frecuencia umbral se encuentra en la zona ultravioleta, aunque hay algunos para los cuales está en la región visible del espectro.

Experimentalmente se ha comprobado que cuando la luz incidente tiene una frecuencia igual o mayor que la umbral, por muy pequeña que sea la iluminación energética los electrones son arrancados sin retraso sensible (al menos es menor que $3 \cdot 10^{-9}$ s). Esto nos permite establecer la quinta ley empírica:

El efecto fotoeléctrico se produce casi instantáneamente después de ser iluminada la superficie del cuerpo.

Los físicos de la época trataron de explicar el efecto fotoeléctrico con la herramienta que poseían: la física clásica.

De acuerdo con la teoría electromagnética de la luz debía ocurrir lo siguiente:

1. Al aumentar la iluminación energética que incide sobre la superficie, aumenta la energía que llega a la misma en la unidad del tiempo y, por lo tanto, se incrementa el número de electrones que son arrancados del metal; es decir, debe *aumentar la fotocorriente*.
2. Al incidir la luz sobre el metal, los electrones absorben energía luminosa y aumenta su energía cinética. Así, los electrones que estén situados de forma tal que empleen la menor cantidad de energía para vencer las fuerzas que los mantienen ligados al metal serán los que saldrán con una energía cinética máxima. Al aumentar la iluminación energética de la superficie, los electrones absorben más energía y, por lo tanto, la *energía cinética máxima de salida de los electrones aumenta*.
3. La energía de la onda electromagnética no depende de la frecuencia de la misma. Por lo tanto, *cualquiera que sea la frecuencia (ν) de la luz, esta debe arrancar electrones de cualquier superficie metálica*.
4. En una onda electromagnética la energía está distribuida uniforme y continuamente en el frente de onda. Los cálculos indican que *con una pequeña iluminación energética se requeriría algún tiempo antes de que se hubiese acumulado energía suficiente para arrancar un electrón de la superficie*.

Se puede concluir, comparando las “predicciones” de la teoría electromagnética con los resultados experimentales sobre el efecto fotoeléctrico, que solamente el aumento de la fotocorriente con el incremento de la iluminación energética concuerda con la teoría. El resto está en franca contradicción.

¿Cómo explicar que la velocidad con que son separados del metal los fotoelectrones depende de la frecuencia de la radiación incidente y no de la iluminación energética?

¿Qué explicación tiene la existencia de la frecuencia umbral, y la extracción sin retraso de los fotoelectrones aunque la iluminación energética sea muy pequeña?

La solución de estos problemas se obtuvo en 1905 cuando el físico alemán Albert Einstein retomó las ideas de Planck, y consideró que la energía luminosa no solo se *emitía* en forma discreta, sino que también se *transmitía* en forma de cuantos de energía $E = h\nu$ (h es la constante de Planck). Es decir, planteó que la energía luminosa se transmitía concentrada o localizada en pequeñas regiones (como en bolsas o paquetes de energía), distribuidas en todo el frente de onda.

A estos “paquetes” de energía o cuantos luminosos se les llamó *fotones*.

Veamos cómo la teoría de Einstein explica el efecto fotoeléctrico.

De acuerdo con la teoría cuántica de la luz, al incidir un fotón en una sustancia solo interactúa con un electrón entregándole toda su energía. Una parte de ella es utilizada por el electrón en la realización del trabajo necesario para salir del metal, y la otra parte le comunica cierta energía cinética.

La menor energía necesaria para sacar a los electrones del metal recibe el nombre de *trabajo de extracción* (W_0). Aplicando la ley de conservación de la energía podemos calcular la energía cinética máxima de los fotoelectrones mediante la ecuación:

$$\frac{1}{2} m v_{\text{máx}}^2 = h\nu - W_0 \quad (3.3)$$

donde m es la masa de los electrones, $v_{\text{máx}}$ es su velocidad máxima, ν es la frecuencia de la radiación incidente y h es la constante de Planck.

La expresión 3.3 permite explicar por qué la energía cinética máxima depende de la frecuencia y no de la iluminación energética.

La dependencia lineal entre la energía cinética máxima y la frecuencia, también se explica a partir de la expresión 3.3, pues W_0 y h son constantes.

Además, la teoría de Einstein también permite explicar la existencia de la frecuencia umbral, pues si la frecuencia del fotón de luz incidente es tal que su energía $h\nu$ es menor que el trabajo de salida W_0 , no se produce el fotoefecto, ya que los electrones no reciben la energía suficiente para salir del metal. Es decir, si $h\nu < W_0$ no se produce el efecto fotoeléctrico.

Si $h\nu = W_0$, se extrae el electrón pero sin energía cinética. Si $h\nu > W_0$, se extrae el electrón con cierta energía cinética. Por lo tanto el efecto fotoeléctrico se produce para $h\nu \geq W_0$ o, lo

que es equivalente, $\nu \geq \nu_0$, donde $\nu_0 = \frac{W_0}{h}$ es la frecuencia umbral.

La dependencia de la frecuencia umbral con el material se debe a que el trabajo de extracción depende de la estructura interna de la sustancia.

El que los electrones sean arrancados sin retraso sensible está dado porque la energía del fotón es transmitida al electrón en forma directa, como en un choque. “Inmediatamente” después de la interacción, el electrón adquiere la energía necesaria para salir de la sustancia.

Por último, queda por explicar con la teoría cuántica el primer resultado experimental analizado: la dependencia de la fotocorriente de la iluminación energética. Este es el único hecho experimental que pudo explicar la teoría clásica.

De acuerdo con la teoría cuántica, la iluminación energética está dada por:

$$E = n h \nu \quad (3.4)$$

donde n es el número de fotones que inciden normalmente por unidad de área y por unidad de tiempo.

Por lo tanto, si la frecuencia permanece constante, un aumento de la iluminación implica que aumentó el número de fotones por unidad de área y por unidad de tiempo, como consecuencia aumenta el número de electrones emitidos por cada unidad de área y de tiempo, es decir, aumenta la fotocorriente.

Además del efecto fotoeléctrico que hemos estudiado, existe el llamado *efecto fotoeléctrico interno*, que se produce en los semiconductores y dieléctricos sólidos y líquidos.

Como sabemos de onceno grado, la conductividad en los semiconductores está determinada por la concentración de electrones en la banda de conducción y de huecos en la banda de valencia, así como de la movilidad de ambos. La absorción de un fotón, siempre que su energía sea mayor que el ancho de la zona prohibida, trae como consecuencia la aparición de un par electrón-hueco y, por lo tanto, un aumento de la conductividad. En algunos semiconductores el efecto se produce a muy baja frecuencia, llegando a manifestarse incluso con radiaciones infrarrojas. Esto y otras propiedades, como por ejemplo las pequeñas dimensiones de los fotoelementos que utilizan este efecto, su largo plazo de servicio y la simplicidad relativa de su fabricación, hacen muy ventajosa la utilización de los fotoelementos semiconductores.

Tareas

6. En relación con las curvas de la figura 3.8, di:

- ¿Cómo están ordenadas, de acuerdo con su valor, las iluminaciones energéticas E_1 , E_2 y E_3 ?
- ¿Qué significa que las curvas pasen por el punto $(U_c, 0)$?
- ¿Podría usted inferir algo en cuanto a los valores de la frecuencia de la radiación incidente en los tres casos dados?

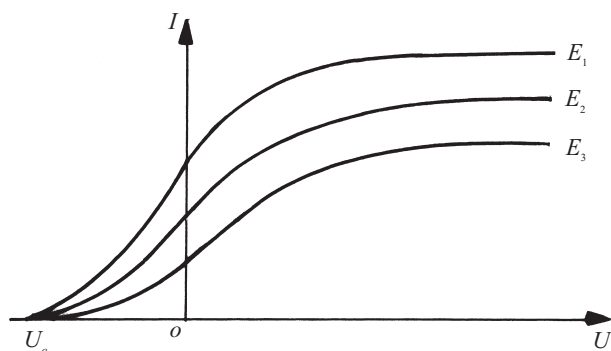


Fig. 3.7

7. En relación con la figura 3.8, di qué magnitud es la que cambia de un elemento a otro de la familia de curvas.

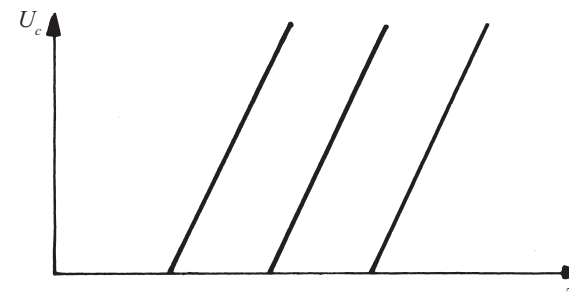


Fig. 3.8

- ¿Cuáles son las contradicciones entre la teoría electromagnética de la luz y las leyes empíricas del efecto fotoeléctrico?
- ¿En qué consiste la explicación de Einstein del efecto fotoeléctrico, y cómo interpreta las regularidades experimentales del mismo?

3.3 Rayos X

En el epígrafe anterior estudiamos el efecto fotoeléctrico, que es un fenómeno en el cual se pone de manifiesto el carácter cuántico de la radiación electromagnética.

Analicemos cómo en los rayos X, que no necesitan mucha presentación pues seguramente no es primera vez que oyes hablar de ellos, también se observa este carácter cuántico. Hagamos un poco de historia.

En 1895, el físico alemán Wilhelm Conrad Roentgen (1845-1923), haciendo investigaciones con los rayos catódicos (que como sabemos constituyen un flujo de electrones), descubrió que cuando estos chocan con las paredes de vidrio del tubo de rayos catódicos se producen otras radiaciones, capaces de provocar fosforescencias en un mineral y velar placas fotográficas que se encuentran cerca. Como estas radiaciones eran desconocidas para Roentgen, les llamó rayos X.

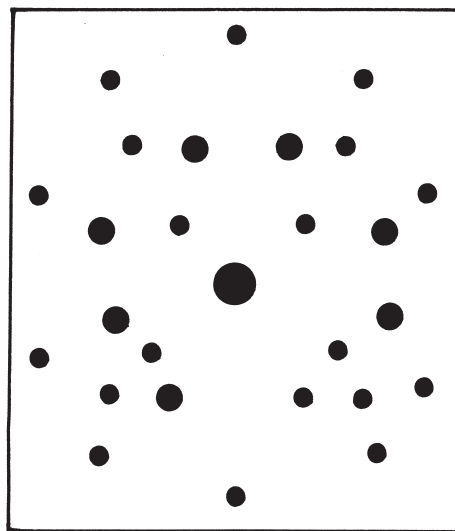
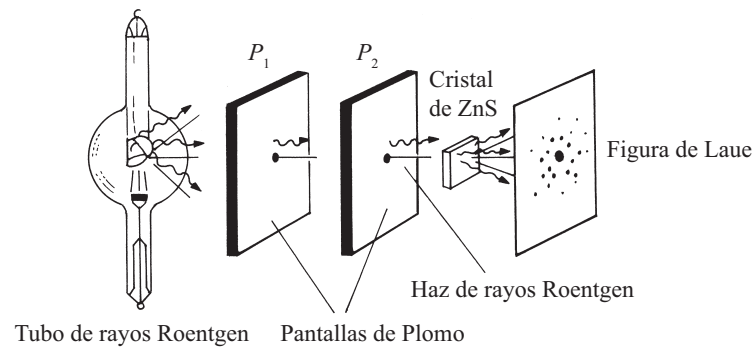
Después de seis semanas de investigar las propiedades de los rayos X, llegó, entre otras, a las siguientes conclusiones:

- Los rayos X también se producen cuando el haz de electrones choca contra un metal pesado, por ejemplo el ánodo del tubo de rayos catódicos.
- Los rayos X no poseen cargas, pues no se desvían bajo la acción de campos eléctricos y magnéticos.
- Estos rayos son capaces de penetrar cuerpos sólidos. Los cuerpos constituidos por elementos ligeros son más transparentes a los rayos X que los constituidos por elementos pesados.
- Los rayos X no se reflejan ni se refractan apreciablemente al incidir en la sustancia.

En los comienzos del siglo xx habían evidencias de que los rayos X tenían una naturaleza ondulatoria como la luz, y que su longitud de onda era muy pequeña, del orden de 0,1 nm. No fue hasta 1912 que el físico alemán Max Von Laue (1879-1960) logró difractor los rayos X y demostrar con ello su naturaleza ondulatoria.

Suponiendo que los rayos X no se podían difractor mediante las redes empleadas ordinariamente para la luz visible, como consecuencia de su pequeña longitud de onda, Laue propuso utilizar en calidad de red de difracción para los rayos X la estructura de un cristal, pues en ellos los átomos se encuentran dispuestos regularmente y separados a distancias del orden de los 0,1 nm.

En la práctica, Laue logró la difracción de los rayos X haciendo pasar un haz estrecho a través de un cristal de ZnS (sulfuro de Zinc). Colocando detrás de este cristal una placa fotográfica (fig. 3.9a), obtuvo una distribución de puntos oscuros como la que se muestra en la figura 3.9b. Los puntos corresponden a los lugares donde incidieron los rayos X después de atravesar el cristal. Esta figura es un *patrón de difracción*.



b

Fig. 3.9

El fenómeno de la difracción de los rayos X, junto con el de su polarización, descubierta por el físico inglés Charles G. Barkla (1877-1944), permitió establecer que los rayos X eran ondas electromagnéticas de longitudes de onda muy pequeñas. Este carácter ondulatorio y electromagnético estaba de acuerdo con la teoría clásica, pues según la electrodinámica clásica una partícula cargada acelerada produce radiación electromagnética. En este caso, los cuerpos cargados eléctricamente acelerados son los electrones, que disminuyen su velocidad al chocar con el ánodo del tubo de rayos catódicos. Por eso a estos rayos X se les llama de radiación de frenado.

Sin embargo, al estudiar la intensidad de los rayos X en función de la longitud de onda, se descubrió que existía un valor mínimo de longitud de onda a partir del cual la intensidad se anula, es decir, que no hay rayos X con longitudes de onda menores que ese mínimo. A ese λ_{min} se le llama límite de onda corta de los rayos X.

También se comprobó experimentalmente que λ_{min} depende de la energía cinética de los electrones incidentes. En la figura 3.10 se representa el comportamiento descrito, donde E_{c1} , E_{c2} y E_{c3} es la energía de los electrones incidentes en cada caso, y λ_1 , λ_2 y λ_3 el límite de onda corta de los rayos X producidos.

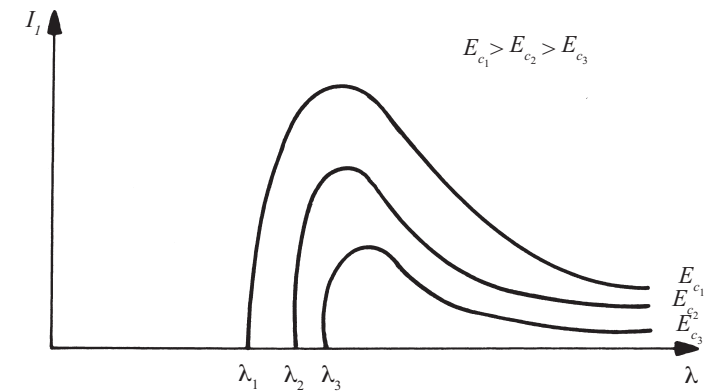


Fig. 3.10

Este hecho experimental entra en contradicción con la electrodinámica clásica pues, según ella, al frenarse los electrones deben emitirse ondas electromagnéticas de todas las longitudes de onda. Sin embargo, el límite de onda corta se explica perfectamente teniendo en cuenta el carácter cuántico de la radiación electromagnética.

Si los rayos X se producen a expensas de la energía del electrón que choca con el ánodo, el fotón de rayos X no se puede llevar más energía que la del electrón, por lo tanto:

$$h\nu \leq \frac{1}{2} m v^2$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón de rayos X y $\frac{1}{2} m v^2$ la energía del electrón.

Entonces la frecuencia máxima ν_{max} debe ser tal que:

$$h\nu_{max} = \frac{1}{2} m v^2 \quad (3.6)$$

de modo que:

$$\nu_{max} = \frac{\frac{1}{2} m v^2}{h} \quad (3.7)$$

poniendo la expresión 3.7 en función de la longitud de onda, y considerando que a la frecuencia máxima corresponde la longitud de onda mínima, nos queda que:

$$\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_{max}} = \frac{hc}{\frac{1}{2}mv^2} \quad (3.8)$$

Esta expresión 3.8 concuerda con los resultados experimentales representados en la figura 3.10.

Tareas

10. Explica de qué forma pueden obtenerse los rayos X.
11. ¿Por qué se puede afirmar que los rayos X no poseen carga?
12. ¿Qué cuerpos sólidos son los más transparentes a los rayos X?
13. ¿Por qué los rayos X se difractan fácilmente en los cristales y no en las redes usadas para la luz visible?
14. ¿A qué se denomina límite de onda corta de los rayos X?
15. ¿Cuál es la explicación cuántica de la existencia del límite de onda corta de los rayos X?

3.4 Efecto Compton

Analicemos, por último, el fenómeno de la dispersión de los rayos X en la sustancia. Cuando se trabaja con rayos X de longitud de onda del orden de 0,1 nm, el fenómeno de la dispersión es tal que la radiación dispersada posee la misma longitud de onda que la incidente. Sin embargo, si la longitud de onda de los rayos X incidentes es menor, se detecta que la radiación dispersada contiene rayos X de mayor longitud de onda (menor frecuencia). En la figura 3.11 se representa esquemáticamente este fenómeno.

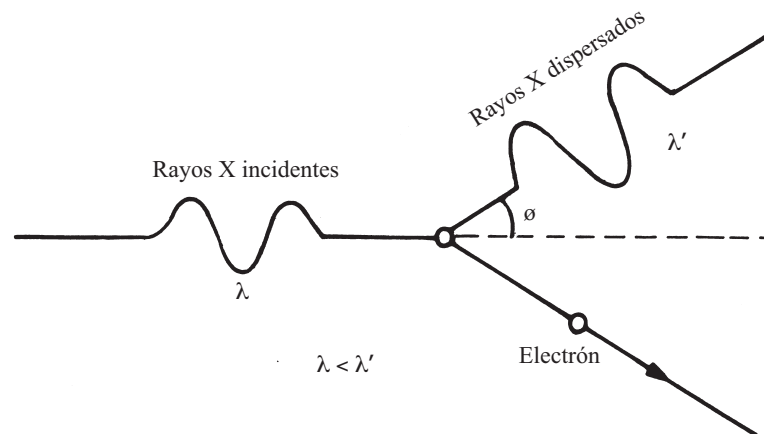


Fig. 3.11

La explicación de este efecto la dio en 1923 el físico norteamericano A.H. Compton (1892-1962), de ahí que a este fenómeno de disminución de la frecuencia de la radiación dispersada (con respecto a la incidente) se le llamó *efecto Compton*. Para explicarlo, él supuso que los rayos X incidentes estaban constituidos por fotones de frecuencia ν , energía $h\nu$ y cantidad de movimiento p .

Al chocar el fotón con un electrón libre, este último es rechazado con una cierta energía cinética y cantidad de movimiento, por lo que el fotón dispersado tendrá diferentes energía y cantidad de movimiento que el incidente.

Como es lógico, el fotón dispersado tendrá menor energía, pues parte de la incidente se la entregó al electrón. Por lo tanto, su frecuencia será menor y su longitud de onda mayor.

Aplicando a este fenómeno las leyes de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento, y haciendo consideraciones relativistas, se obtiene la siguiente ecuación:

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos \theta) \quad (3.9)$$

donde λ_c es la llamada longitud de onda de Compton, que depende de la partícula que dispersa la radiación (cuando es el electrón, $\lambda_c = 0,0024 \text{ nm}$); θ es el ángulo entre los rayos X incidentes y dispersados; y $\Delta\lambda$ es la diferencia entre la longitud de onda del rayo dispersado (λ') y del incidente (λ).

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda \quad (3.10)$$

La expresión 3.9 nos permite determinar la longitud de onda de los rayos X dispersados en función del ángulo de dispersión θ . Los resultados obtenidos con esta expresión se corresponden con los obtenidos experimentalmente. Esto hace que el efecto Compton sea considerado como uno de los hechos fundamentales que confirman el carácter cuántico de las radiaciones electromagnéticas.

Tareas

16. Diga en qué consiste el efecto Compton.
17. Explique porqué la longitud de onda del fotón dispersado es mayor que la del fotón incidente.
18. En el efecto Compton con una radiación monocromática incidente fija, ¿en qué dirección los fotones dispersados poseen la mayor longitud de onda?

3.5 Carácter dual de las radiaciones electromagnéticas

Teniendo en cuenta lo expuesto en esta unidad, los científicos se vieron forzados a considerar las radiaciones electromagnéticas como un flujo de partículas (fotones). Esto significó una reconsideración de la teoría corpuscular, pero no un retorno a la concepción newtoniana, pues los fotones tienen características muy peculiares. Por ejemplo, además de poseer cantidad de movimiento p , tienen frecuencia ν y energía $E = h\nu$.

Surge de inmediato una pregunta; ¿cuál es la cantidad de movimiento de los fotones?

De acuerdo con la teoría de la relatividad (ecuación 2.14):

$$p = \frac{Ec}{c^2}$$

por lo tanto, para los fotones:

$$p = \frac{(h\nu)c}{c^2} \quad (3.11)$$

o lo que es lo mismo:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (3.12)$$

Todo el conjunto de fenómenos ópticos conocidos pone de manifiesto la existencia de propiedades ondulatorias (evidenciadas por los fenómenos de interferencia, difracción, polarización y otros) y de propiedades corpusculares (puestas de manifiesto por el fenómeno del efecto fotoeléctrico, del efecto Compton y otros) de la luz. Estas propiedades ondulatorias y corpusculares no deben interpretarse como excluyentes y contradictorias entre sí. La luz es un ente físico que no es ni onda ni partícula, que posee propiedades ondulatorio-corpusculares. Es decir, la luz posee tanto propiedades ondulatorias como corpusculares. En esto consiste el carácter dual de las radiaciones electromagnéticas.

Tareas

19. Diga en qué consiste el carácter ondulatorio-corpuscular de la radiación electromagnética.

3.6 Aplicaciones a la ciencia y la técnica

Analizaremos brevemente en este epígrafe algunas de las más importantes aplicaciones del efecto fotoeléctrico y de los rayos X.

El descubrimiento del efecto fotoeléctrico, como ya hemos visto, tuvo un gran significado para la profundización del conocimiento de la naturaleza de la luz. Pero el valor de un descubrimiento no está sólo en que contribuya a desentrañar los misterios del mundo que nos rodea y ayude a la confirmación de una teoría, sino también en que sirva como medio para facilitar la modernización de la producción y mejorar las condiciones materiales y culturales de vida de la humanidad.

Con ayuda del efecto fotoeléctrico el cine se hizo sonoro. La utilización de los equipos fotoelectrónicos permitió la creación de máquinas-herramientas que, sin la participación del hombre, producen piezas con un diseño dado.

Son fundamentales también los equipos que controlan las dimensiones de las piezas con más rigurosidad que cualquier hombre. Efecto fotoeléctrico es utilizado también para la conexión automática de los faros y del alumbrado público.

Todo esto fue posible con la invención de modernos equipos, llamados *fotoelementos*, en los que la energía de la luz controla la energía de la corriente eléctrica o se transforma en ella.

El fotoelemento moderno consiste en un recipiente de vidrio que tiene una parte de su superficie interior recubierta con una fina capa de un metal cuyo trabajo de extracción es pequeño. Esa parte se conecta al borne negativo de la batería. A través de una “ventana” transparente, la luz penetra en el interior del recipiente. En el centro se ha colocado un lazo pequeño de alambre que se conecta al borne positivo de la batería, y constituye el ánodo. En la figura 3.12 se muestra el aspecto exterior del fotoelemento.

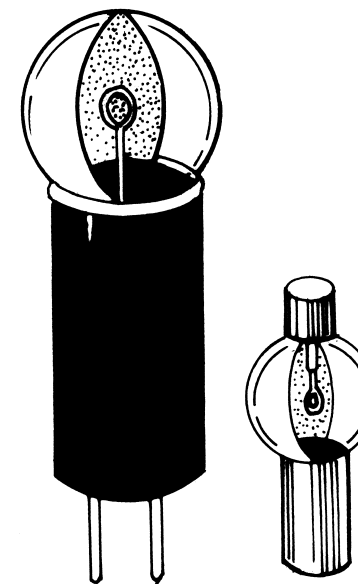


Fig. 3.12

En la actualidad se utilizan fotoelementos semiconductores, que funcionan sobre la base del efecto fotoeléctrico interno, y que son capaces de reaccionar incluso con los rayos infrarrojos.

Analicemos muy brevemente algunas aplicaciones del efecto fotoeléctrico en la automatización. Para automatizar el encendido del alumbrado público es necesario un circuito que encienda la luz automáticamente cuando disminuya la claridad del día; para ello se utiliza la combinación de un fotoelemento con un relevador electromagnético (dispositivo destinado a abrir o cerrar un circuito cuando por él circula corriente eléctrica). Esta combinación recibe el nombre de fotorrelevador. Cuando oscurece se interrumpe la circulación de la corriente por el fotoelemento, esto hace que el relevador electromagnético conecte el circuito de encendido de las lámparas del alumbrado de la ciudad.

El fotorrelevador se utiliza en algunas fábricas para detener casi instantáneamente el funcionamiento de potentes prensas o de guillotinas, si la mano del operario se encuentra en una zona peligrosa. En estos casos el principio de funcionamiento es el mismo, la mano del operario al encontrarse en la zona peligrosa, impide el paso de un haz de luz que constantemente (mientras se esté utilizando la máquina) incide sobre el fotoelemento; al cesar la incidencia de la luz en él, cesa la circulación de la corriente por una parte del circuito fotorrelevador y acciona el relevador electromagnético, que desconecta casi instantáneamente el circuito de funcionamiento de la prensa o guillotina.

Otra utilización del fotorrelevador es en las alarmas: cuando se interrumpe la incidencia de luz en el fotoelemento, el fotorrelevador hace funcionar la alarma.

El efecto fotoeléctrico tiene una amplia utilización en el cine sonoro. Hace aproximadamente medio siglo, el cine era silente. Fue todo un éxito cuando, simultáneamente con la proyección del filme, los espectadores pudieron escuchar las palabras del héroe, el sonido del viento, la música, etc. Todo esto fue posible por la utilización del registro del sonido por métodos ópticos y la reproducción de éste con ayuda de los fotoelementos.

Si observas una porción de una cinta cinematográfica, verás en uno de sus bordes la denominada *vía de sonido*. El sonido es registrado en forma de una franja oscura, de ancho variable. Esta es la “fotografía del sonido”. En la figura 3.13 se muestra esquemáticamente el proceso de reproducción del sonido en el cine.

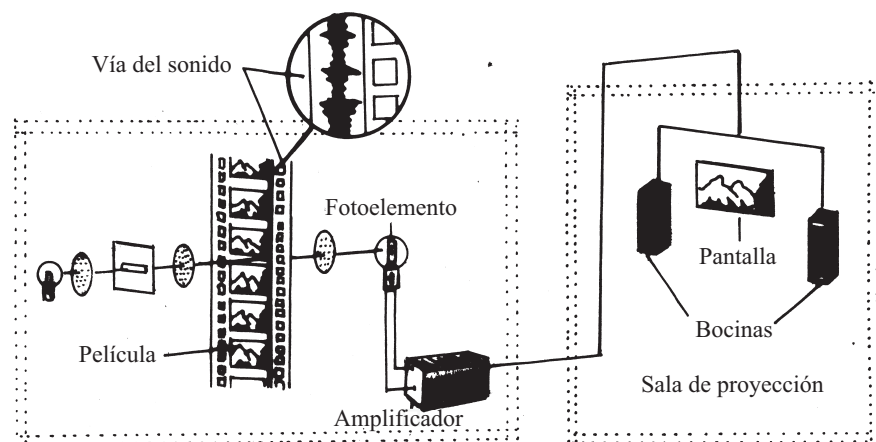


Fig. 3.13

El fotoelemento realiza la transformación de la “fotografía del sonido” en el propio sonido. En el proyector de cine, la vía sonora se ilumina con un fino haz luminoso. Después de pasar por ella, el rayo de luz incide sobre el fotoelemento. Cuando esto ocurre, el flujo luminoso que incide sobre el fotoelemento varía. Por eso en el circuito del fotoelemento la intensidad de la corriente varía también. Las oscilaciones de la corriente se amplifican hasta que alcanzan la potencia necesaria, después se llevan a las bocinas. Aquí, las oscilaciones de la corriente eléctrica nuevamente se transforman en sonido.

Los rayos también tienen muchas e importantes aplicaciones prácticas. La más conocida es en la medicina, donde se emplean para establecer un diagnóstico correcto de algunas enfermedades.

El fenómeno de la difracción de los rayos X tiene una aplicación muy importante en la técnica, pues el patrón de difracción que producen los rayos Roentgen durante su paso a través de las sustancias, tanto inorgánicas como orgánicas, permite establecer el orden de distribución de los átomos en el espacio, es decir, la estructura de sus cristales. Por ejemplo, con la ayuda del análisis estructural y de los rayos X se puede descifrar la estructura de los enlaces de los compuestos orgánicos complejos, incluyendo las proteínas. Por este método fue determinada la estructura de las moléculas de hemoglobina, compuestas por decenas de miles de átomos.

Esto es posible gracias a que las longitudes de onda de los rayos X son muy pequeñas, lo cual permite analizar las estructuras moleculares por medio de sus cuadros de difracción. A partir de estos cuadros se puede descifrar el ordenamiento y la distribución de los átomos en el cristal.

Tareas

20. Explica cómo funciona el fotoelemento.
21. ¿Cómo puede utilizarse el efecto fotoeléctrico para:
 - a) hacer sonoro el cine;
 - b) desconectar automáticamente una maquinaria si el operario coloca la mano en una zona peligrosa;
 - c) hacer sonar una alarma?
22. Enumera y explica las aplicaciones de los rayos X.

3.7 Problemas resueltos

1. Sobre una superficie de aluminio incide luz de longitud de onda de 200 nm. En el aluminio se requieren 4,2 eV para extraer electrones.
 - a) ¿Cuál es la energía cinética máxima de los fotoelectrones emitidos?
 - b) ¿Cuál es el valor del potencial de corte?
 - c) ¿Cuánto vale la longitud de onda umbral para el aluminio?
 - d) Construye el gráfico de la energía cinética máxima de los fotoelectrones, en función de la frecuencia de la radiación incidente.

Solución

- a) En este inciso el problema se reduce a calcular la energía cinética máxima de los fotoelectrones emitidos. ¿Cómo podemos hacerlo?
La ecuación 3.3 nos permite determinar la energía cinética máxima:

$$\frac{1}{2} m v_{\text{máx}}^2 = h\nu - W_0$$

o sea:

$$E_{c_{\text{máx}}} = h\nu - W_0 \quad (1)$$

Los datos que nos proporciona el problema son la longitud de onda del fotón incidente, $\lambda = 200 \text{ nm}$, y el trabajo de extracción de los electrones del metal, $W_0 = 4,2 \text{ eV}$. Además conocemos el valor de h ($6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$).

En la expresión 1 no aparece λ , sino ν , pero hay una relación entre ellas:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2)$$

donde $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Por lo tanto, sustituyendo 2 en 1, tendremos:

$$E_{c_{\text{máx}}} = \frac{hc}{\lambda} - W_0 \quad (3)$$

Al sustituir los datos en 3, debemos tener en cuenta que la longitud de onda no está expresada en metros, sino en nanómetros; pero sabemos que:

$$1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$$

y por lo tanto:

$$\lambda = 200 \text{ nm} = 200 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Además, el trabajo de extracción está expresado en electrón-volt y no en joule, pero conocemos que:

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

por lo que:

$$W_0 = 4,2 \text{ eV} = 4,2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 6,7 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Ahora estamos en condiciones de calcular la energía cinética máxima:

$$E_{c_{\max}} = \frac{(6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J s})(3 \cdot 10^8 \text{ m/s})}{2 \cdot 10^{-7} \text{ m}} - 6,7 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$E_{c_{\max}} = 9,9 \cdot 10^{-19} \text{ J} - 6,7 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$E_{c_{\max}} = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

b) El potencial de corte se puede calcular utilizando la ecuación 3.2:

$$eV_c = E_{c_{\max}}$$

de donde:

$$V_c = \frac{E_{c_{\max}}}{e}$$

Conocemos del inciso anterior la energía cinética máxima ($E_{c_{\max}}$). Además, sabemos que $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Sustituyendo estos valores en 4, tendremos que:

$$V_c = \frac{3,2 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}}$$

$$V_c = 2,0 \text{ V}$$

c) En este inciso se nos pide determinar la longitud de onda umbral para el aluminio. Como sabemos, la longitud de onda umbral (λ_0) es la longitud de onda de la radiación incidente para la cual la energía cinética máxima de los fotoelectrones es nula, por lo que de la expresión 3 (haciendo $E_{c_{\max}} = 0$) obtenemos la relación para calcular λ_0 :

$$\lambda_0 = \frac{hc}{W_0}$$

Sustituyendo tendremos:

$$\lambda_0 = \frac{(6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J s})(3 \cdot 10^8 \text{ m/s})}{6,7 \cdot 10^{-19} \text{ J}}$$

$$\lambda_0 = 2,9 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 290 \text{ nm}$$

d) Para construir la gráfica de $E_{c_{\max}}$ en función de la frecuencia ν , debemos tener en cuenta que es una línea recta (mira la figura 3.5 y recuerda que $E_{c_{\max}} = eV_c$), por lo que nos basta con determinar dos puntos de la misma. Uno de ellos podemos determinarlo de la condición de que cuando la frecuencia de los fotones incidentes es la umbral (ν_0) la energía cinética máxima de los fotoelectrones es cero. O sea para $\nu = \nu_0$, $E_{c_{\max}} = 0$.

El otro punto lo determinamos a partir de la ecuación 1. Cuando $\nu = 0$:

$$E_{c_{\max}} = -W_0$$

Para nuestro caso, tenemos que $W_0 = 4,2 \text{ eV}$, pero no conocemos ν_0 . Como sabemos de la ecuación 2:

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$$

entonces:

$$\nu_0 \approx \frac{3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{3,0 \cdot 10^7 \text{ m}} = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

Con estos datos podemos construir el gráfico, que se representa en la figura 3.14.

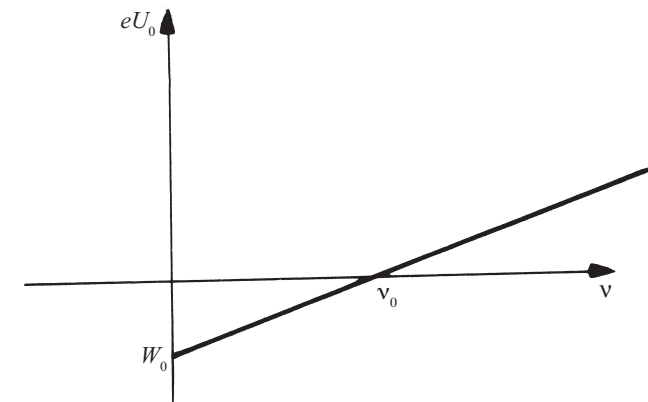


Fig. 3.14

2. En el ánodo de un tubo de rayos X inciden los electrones con una energía de 35 keV. Determina cuál es la menor longitud de onda de los rayos X emitidos.

Solución

En el problema nos piden el límite de onda corta de los rayos X. Para calcularlo podemos utilizar la ecuación 3.8:

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{\frac{1}{2}mv^2}$$

donde $\frac{1}{2}mv^2 = E_c$ es la energía cinética de los electrones que inciden en el ánodo. Así, la ecuación nos queda:

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{E_c}$$

Veamos si los datos que nos proporciona el problema nos permiten resolverlo. Conocemos que:

$$\begin{aligned}c &= 3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s} \\h &= 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \approx 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \\E_c &= 35 \text{ keV}\end{aligned}$$

Por lo tanto, podemos resolverlo empleando la expresión 1. Debemos tener en cuenta la conversión de las unidades de energía, de keV a J.

$$\begin{aligned}35 \text{ keV} &= (35 \cdot 10^3)(1,6 \cdot 10^{-19}) \text{ J} = 5,6 \cdot 10^{-15} \text{ J} \\E_c &= 5,6 \cdot 10^{-15} \text{ J}\end{aligned}$$

Sustituyendo los datos en la ecuación 1, tendremos:

$$\begin{aligned}\lambda_{min} &= \frac{(3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s})(6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js})}{5,6 \cdot 10^{-15} \text{ J}} = 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \\ \lambda_{min} &= 0,35 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,35 \text{ nm}\end{aligned}$$

3. Un fotón de rayos X de frecuencia $8,6 \cdot 10^{18} \text{ Hz}$ choca con un electrón, y se dispersa con un ángulo de 45° con respecto a la dirección del fotón incidente. ¿Cuál es el valor de la longitud de onda del fotón dispersado?

Solución

La ecuación que nos permite resolver el problema es:

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos \varphi)$$

donde $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$, donde λ' es la longitud de onda del fotón dispersado, y λ la del fotón incidente, por lo que;

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \varphi)$$

de donde:

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c (1 - \cos \varphi) \quad (1)$$

¿Nos permiten los datos que nos brinda el problema resolverlo directamente? Veamos. Los datos que tenemos son:

$$\begin{aligned}\nu &= 8,6 \cdot 10^{18} \text{ Hz} \\ \varphi &= 45^\circ \\ \lambda_c &= 0,0024 \text{ nm} = 2,4^\circ \cdot 10^{-12} \text{ m}\end{aligned}$$

Pero en la ecuación 1 aparece λ y no ν , por lo que primero debemos calcular λ . Para ello aplicamos la relación entre la longitud de onda y la frecuencia de los fotones:

$$\begin{aligned}\lambda\nu &= c \\ \lambda &= \frac{c}{\nu}\end{aligned}$$

Ahora tenemos dos posibilidades: calculamos λ de 2 (el valor de c es conocido) o sustituimos 2 en 1. Hagamos esto último.

$$\lambda' = \frac{c}{\nu} + \lambda_c (1 - \cos \varphi) \quad (3)$$

Solo nos resta sustituir los datos en 3, teniendo en cuenta que $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

$$\begin{aligned}\lambda' &= \frac{3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{8,6 \cdot 10^{18} \text{ Hz}} + 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ m} (1 - \cos 45^\circ) \\ \lambda' &= 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} + 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ m} (1 - 0,71) \\ \lambda' &= 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ m} + 7,0 \cdot 10^{-13} \text{ m} \\ \lambda' &= 3,6 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 0,036 \text{ nm}\end{aligned}$$

Tareas generales del capítulo

Efecto fotoeléctrico

1. Calcula la energía de un fotón cuya frecuencia es $4,3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$.
2. Calcula la energía cinética de un electrón para el cual el potencial de corte es de $2,0 \text{ V}$.
3. Calcula el trabajo de extracción de una sustancia para la cual la frecuencia umbral es de $6,0 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$.
4. Determina la longitud de onda de la luz con la cual se ilumina una superficie metálica, si la energía cinética de los fotoelectrones es $9,9 \cdot 10^{-20} \text{ J}$ y el trabajo de extracción de los electrones del metal es $7,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.
5. En la figura 3.15 se representa cómo varía la corriente que circula por el galvanómetro de la figura 3,3 al variar la tensión entre el ánodo y el cátodo del fotoelemento de dicha figura, para distintas radiaciones. ¿Cuál de las curvas corresponde a una radiación de:

- a) mayor frecuencia;
- b) mayor longitud de onda;
- c) mayor iluminación?

Explica tu respuesta.

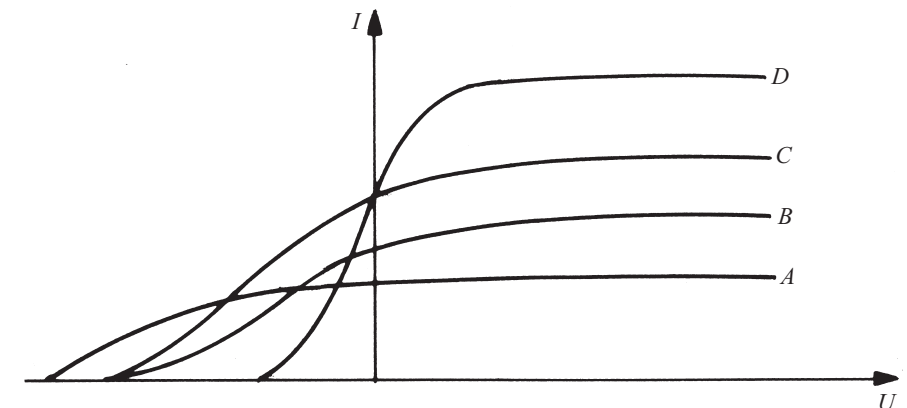


Fig. 3.15

6. Una radiación cuya longitud de onda es de 330 nm incide sobre una superficie cuya frecuencia umbral es $2,3 \cdot 10^{14}$ Hz. Calcula el valor de la energía cinética máxima de los fotoelectrones emitidos.
7. El trabajo de salida de un electrón de la superficie del cesio es igual a 1,89 eV. ¿Cuál es la velocidad máxima de los fotoelectrones si la longitud de onda de la luz que ilumina la superficie es igual a 598 nm?
8. La longitud de onda umbral de cierto metal es 270 nm. Determina el trabajo de salida para este metal y la velocidad máxima de los electrones emitidos, si se lo ilumina con una radiación de longitud de onda de 200 nm.
9. ¿Qué potencial debe aplicarse para detener los fotoelectrones mas rápidos emitidos por una superficie de cobre, bajo la acción de una radiación de longitud de onda igual a 150 nm, si se conoce que el trabajo de salida para este metal es de 4,4 eV?
10. El magnesio tiene un trabajo de salida de 3,7 eV. ¿Se producirá el efecto fotoeléctrico cuando se ilumina esta sustancia con luz de longitud de onda 700 nm?
11. El trabajo de salida de una determinada superficie metálica es de 4 eV. Calcula la velocidad máxima de los electrones emitidos cuando se ilumina la superficie con luz de frecuencia $5 \cdot 10^{15}$ Hz.

Rayos X

12. En la figura 3.16 se representa el espectro de los rayos X producido al bombardear un ánodo de wolframio con tres haces electrónicos de diferentes energías. Completa la figura determinando los valores de λ_1 , λ_2 y λ_3 .

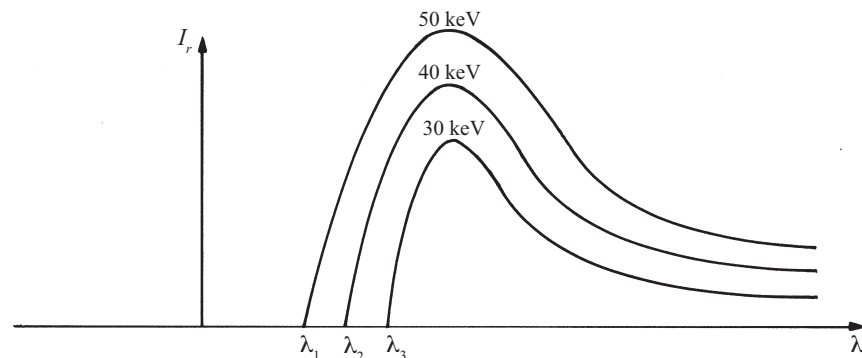


Fig. 3.16

13. Calcula la velocidad máxima de los electrones que inciden en un anticátodo, si el límite de onda de los rayos X producidos es 12,4 nm.
14. La velocidad máxima de los electrones que inciden en el ánodo de un tubo de rayos X es de $1,0 \cdot 10^7$ m/s. Calcula la frecuencia máxima de los rayos X producidos.
15. Las radiaciones que emite un tubo de rayos X tienen un límite de onda corta de 10 nm. ¿Qué voltaje acelerador emplea?

Efecto Compton

16. Un haz monocromático de rayos X, cuya longitud de onda es de 0,055 8 nm, es dispersado a 46° . Determina la longitud de onda del haz dispersado.
17. Un fotón de rayos X es dispersado un ángulo de 90° . Calcula la longitud de onda del fotón incidente, si la del dispersado es 1,2 nm.

18. Un haz de rayos X de longitud de onda 10^{-11} m colisiona con electrones libres. Determina la frecuencia del haz dispersado 90° .
19. Un haz de rayos X es dispersado por electrones libres. Los rayos X dispersados en una dirección de 45° con la del haz incidente tienen una longitud de onda de 2,2 nm. ¿Cuál es el valor de la frecuencia de los rayos X del haz incidente?

Capítulo 4

Física del átomo

4.1 Primeras concepciones sobre la estructura del átomo

Desde la antigüedad, los hombres de ciencias (llamados en aquella época filósofos) se interesaron por la estructura interna de la sustancia. Ya en la antigua Grecia surge el llamado *atomismo*, una teoría que planteaba que el átomo era la menor porción posible de sustancia y lo consideraba indivisible (de ahí el nombre de átomo, que en griego significa indivisible). El representante principal del atomismo griego fue Demócrito (460 a.n.e.-360 a.n.e.).

Un paso significativo en el esclarecimiento de la estructura interna de la sustancia se dio a finales del siglo XIX, cuando el físico inglés J. J. Thomson (1856-1940) estableció el primer modelo de la estructura compleja del átomo. Thomson se basó en los siguientes hechos:

- Podían obtenerse partículas cargadas negativamente (que él llamó *electrones*) de las distintas sustancias; esto sugería la idea de que los electrones formaban parte de los átomos.
- Los cuerpos son, normalmente, eléctricamente neutros: es posible suponer entonces que cada átomo debe poseer la misma cantidad de cargas eléctricas positivas y negativas.
- Los electrones son miles de veces más ligeros que los átomos, lo que indica que los constituyentes cargados positivamente deben ser los que poseen casi toda la masa de los átomos.

De acuerdo con esto, Thomson propuso el siguiente modelo:

Los átomos son esferas uniformemente cargadas con carga positiva, en las que se encuentran “empotrados” los electrones (como las pasas en un pudín). La carga total de los electrones es de igual valor que la de la sustancia en que están “empotrados”.

En la figura 4.1 se representa esquemáticamente este modelo atómico.

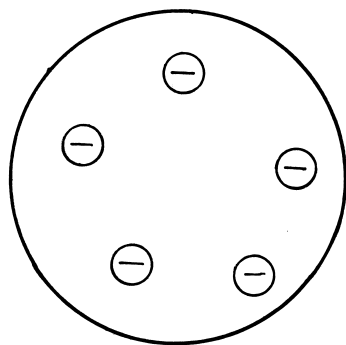


Fig. 4.1

Con este modelo se pueden explicar los hechos relacionados anteriormente y, además, según Thomson, la emisión de luz por los átomos y las propiedades químicas de los elementos de la tabla periódica.

Tareas

1. ¿Qué hechos indujeron a Thomson a formular su modelo del átomo?
2. ¿Cómo era el átomo según J. J. Thomson?
3. Explica, a partir del modelo atómico de Thomson, los hechos que le sirvieron de base para su establecimiento.

4.2 Modelo atómico de Rutherford

Pasaron 13 años antes que se realizara una prueba experimental definitiva para comprobar si el modelo de Thomson era válido o no. Para ello, los físicos alemanes H. Geiger (1882-1945) y Marsden, bajo la dirección del físico inglés Ernest Rutherford (1871-1937), estudiaron en 1911 el comportamiento de un haz de partículas α (átomos de helio doblemente ionizados) al incidir en una lámina muy fina de metal colocada en un recipiente en el que se ha hecho el vacío. En la figura 4.2 se representa un esquema de esta instalación.

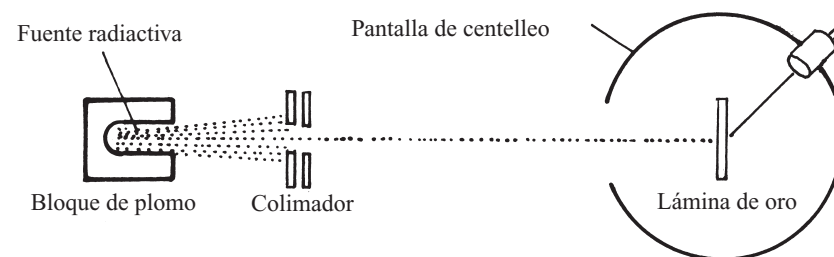


Fig. 4.2

Como consecuencia del modelo de Thomson se esperaba que la mayoría de las partículas α atravesaran la lámina, mientras las otras sufrirían una ligera desviación; pues como la carga positiva se encuentra, según este modelo, distribuida uniformemente en el átomo, este ejercería fuerzas eléctricas débiles sobre las partículas α que penetraran en la lámina, y como estas poseen una cantidad de movimiento grande, solo debían sufrir una ligera desviación.

Geiger y Marsden encontraron en su experimento que la mayoría de las partículas α incidentes atravesaban la lámina sin desviarse, un grupo se desviaba (dispersaba ligeramente) y un pequeño grupo era dispersado con un ángulo mayor de 90° , o sea, “rebotaban” en la lámina. En la figura 4.3 se muestra esquemáticamente esta situación.

Este último resultado sorprendió a Rutherford y sus ayudantes. Según el propio Rutherford, era equivalente a que una bala de cañón de 38 cm de diámetro, disparada contra una hoja de papel, rebotara en ella y regresara hacia el tirador.

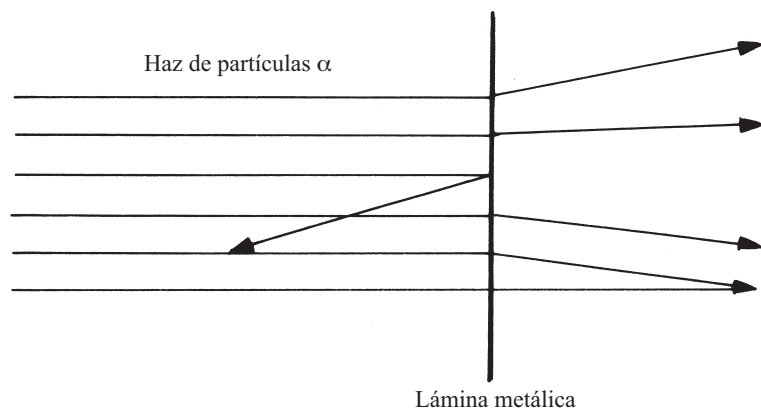


Fig. 4.3

Rutherford llegó a la conclusión de que el retroceso de las partículas α era debido a un solo choque, y no a varios choques sucesivos, y que esto solo era posible si la mayor parte de la masa del átomo y su carga positiva estaban concentradas en una zona muy pequeña del volumen que ocupa el átomo. A esta zona Rutherford le llamó *núcleo atómico*.

Partiendo de estas consideraciones, Rutherford elaboró un nuevo modelo atómico que establece que:

El átomo está constituido por el núcleo atómico cargado positivamente, alrededor del cual se mueven los electrones de forma semejante a como lo hacen los planetas alrededor del Sol. La fuerza de Coulomb entre el núcleo y los electrones es la responsable de que las cargas negativas giren alrededor del núcleo.

La carga positiva del núcleo es numéricamente igual a la de todos los electrones que giran a su alrededor, pues el átomo es eléctricamente neutro.

En la figura 4.4 se representa el átomo de hidrógeno según el modelo de Rutherford.

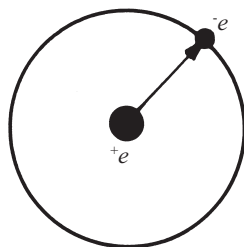


Fig. 4.4

Este modelo atómico explica todos los hechos experimentales que explicaba el modelo sugerido por Thomson y, además, la dispersión de las partículas α ; pero no es capaz de explicar la estabilidad del átomo. Analicemos brevemente esta dificultad del modelo.

Según el modelo de Rutherford, los electrones están girando alrededor del núcleo. Como este movimiento es acelerado y los electrones son partículas cargadas, de acuerdo con la

teoría electromagnética deben irradiar energía constantemente en forma de ondas electromagnéticas. Por lo tanto, deben perder energía de forma continua y precipitarse contra el núcleo (fig. 4.5). El átomo se destruiría entonces en un tiempo del orden de 10^{-8} segundos.

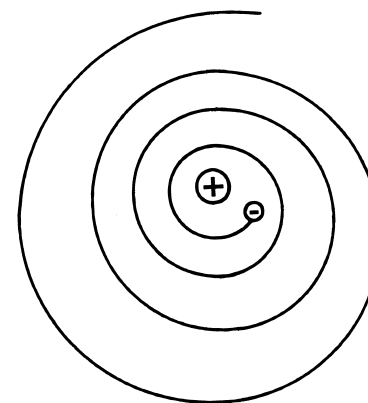


Fig. 4.5

Sin embargo, los átomos son estables y pueden existir mucho tiempo sin emitir radiaciones. Esta y otras contradicciones entre la práctica y el modelo de Rutherford, determinó que los científicos lo consideraran insuficiente y se dedicaran a modificarlo o buscar otro modelo que explicara los hechos experimentales conocidos hasta entonces. Así surgió el modelo atómico de Bohr.

Tareas

- Menciona un hecho experimental que contradijo al modelo atómico de Thomson. Explica dicha contradicción.
- ¿Cuál es el modelo del átomo según Rutherford?
- ¿Cómo se explica, de acuerdo con el modelo atómico de Rutherford, la dispersión de las partículas α ?
- Explica la contradicción del modelo atómico de Rutherford con la práctica.

4.3 Modelo atómico de Bohr. Aplicación al átomo de hidrógeno

En 1913, el físico danés Niels Bohr (1885-1962), basándose en hechos experimentales aislados y con el objetivo de resolver las insuficiencias del modelo de Rutherford, estableció su modelo atómico.

Bohr acepta el movimiento orbital de los electrones alrededor del núcleo, pero estableciendo los siguientes postulados:

Un sistema atómico sólo puede encontrarse en determinados estados en los que no emite energía.

Estos estados se llaman estados estacionarios y a cada uno de ellos le corresponde una energía E bien determinada.

Se puede observar que este postulado entra en contradicción con la mecánica clásica, según la cual la energía de los sistemas en movimiento puede tener cualquier valor. También contradice la electrodinámica clásica, pues admite la posibilidad del movimiento acelerado de los electrones sin emisión de ondas electromagnéticas.

Cuando un átomo pasa de un estado estacionario a otro, emite o absorbe un “cuanto” de energía cuyo valor es:

$$h\nu = E_i - E_f \quad (4.1)$$

donde h es la constante de Planck, ν es la frecuencia del fotón emitido o absorbido, y E_i y E_f las energías de los estados inicial y final del átomo, respectivamente.

Cuando $E_i > E_f$, o sea, cuando el átomo pasa de un estado de mayor a otro de menor energía, el sistema atómico emite un fotón cuya energía se calcula por la ecuación 4.1 (fig. 4.6a).

Si $E_i < E_f$, el átomo pasa a un estado más energético. En este caso el sistema atómico absorbe un fotón cuya energía se calcula también por la ecuación 4.1 (fig. 4.6b).

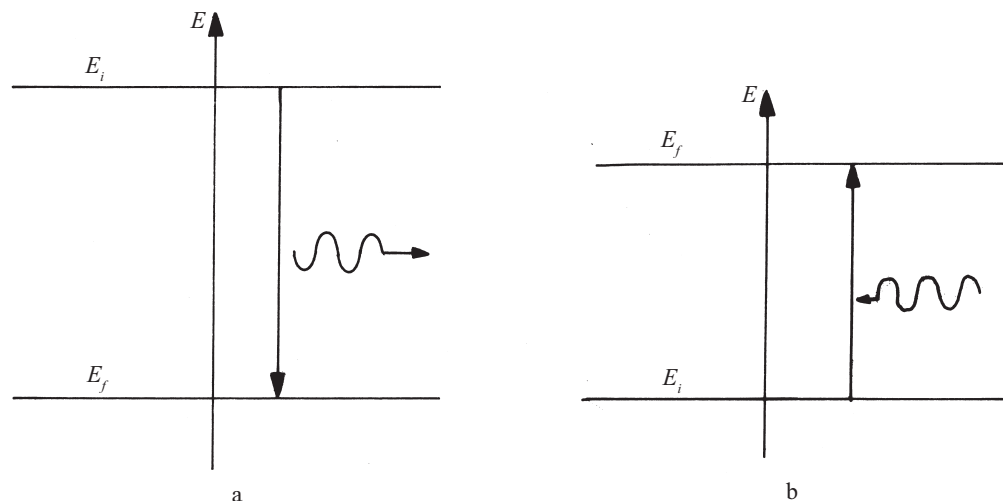


Fig. 4.6

Solo son permitidas aquellas órbitas en que el producto del módulo de la cantidad de movimiento del electrón por el radio de la órbita sea un múltiplo entero de

$\frac{h}{2\pi}$ (h es la constante de Planck). O sea:

$$m v r = n \frac{h}{2\pi} \quad (4.2)$$

donde m y v son la masa y la velocidad del electrón, r es el radio de la órbita permitida y n es un número entero positivo que puede tomar cualquier valor:

$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

Se acostumbra representar a $h/2\pi$ por $\hbar$ (hache cruzada), por lo que la expresión 4.2, que recibe el nombre de *condición de cuantización de Bohr*, se escribe:

$$m v r = n \hbar \quad (4.3)$$

donde

$$\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Js.}$$

El primer postulado permite justificar la estabilidad del átomo. Con el segundo se establece el mecanismo de emisión y absorción de energía por el sistema atómico. El último postulado da la posibilidad de determinar las dimensiones del átomo para un estado energético dado.

Del modelo nuclear del átomo y de los postulados de Bohr surge un nuevo modelo atómico conocido como modelo de Bohr.

Como se puede apreciar dicho modelo no es más que la imposición de ciertas limitaciones cuánticas al modelo de Rutherford, que se basa en las leyes de la física clásica. Es decir, el modelo atómico de Bohr no rechaza completamente dichas leyes.

Apliquemos el modelo atómico de Bohr al átomo más sencillo de la naturaleza, el de hidrógeno, con el objetivo de calcular su tamaño (el radio de la órbita del electrón) y la energía del sistema en los distintos estados estacionarios.

El núcleo del átomo de hidrógeno está constituido por un protón que tiene carga eléctrica $+e$, donde e es el módulo de la carga del electrón. El valor de la carga del electrón es:

$$e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

De acuerdo con el modelo nuclear del átomo, el electrón se encuentra girando en una órbita circular de radio r alrededor del núcleo. La energía potencial de interacción del sistema electrón-núcleo se determina por la ecuación:

$$E_p = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4.4)$$

donde $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$, es la constante dieléctrica del vacío.

Según la mecánica clásica, la energía total E del sistema atómico es la suma de la energía potencial del sistema, E_p , más la cinética E_c . Por lo tanto:

$$E = \frac{m v^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4.5)$$

Por otra parte, la fuerza que le proporciona al electrón la aceleración centrípeta $\left(\frac{v^2}{r}\right)$ es la fuerza de Coulomb entre el electrón y el núcleo (protón):

$$F_c = m \frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (4.6)$$

por lo que:

$$m v^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4.7)$$

Dividiendo esta ecuación entre 2, tenemos:

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (4.8)$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación 4.5, nos queda que:

$$E = - \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (4.9)$$

Analizando esta ecuación concluimos que la energía del átomo está relacionada con el radio de la órbita del electrón: a mayor energía, mayor será el radio de la órbita.

De acuerdo con la mecánica clásica, la energía del átomo puede tener cualquier valor, pues el radio también puede tener un valor cualquiera. Pero, según el tercer postulado de Bohr, la órbita del electrón debe ser tal que cumpla con la ecuación 4.2, es decir, el radio de la órbita no puede tomar cualquier valor (está cuantizado) y, por lo tanto, la energía del átomo también está cuantizada.

Calculemos los valores permitidos del radio de la órbita del electrón y de la energía del átomo.

Según la ecuación 4.2, la velocidad es:

$$v = \frac{n \hbar}{m r} \quad (4.10)$$

Sustituyendo este valor de v en la ecuación 4.7 y despejando r , nos queda:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{m e^2} \quad (4.11)$$

De esta ecuación se concluye que el radio de la órbita del electrón depende del valor de n . En la figura 4.7 se representa una relación aproximada entre r_1 , r_2 y r_3 .

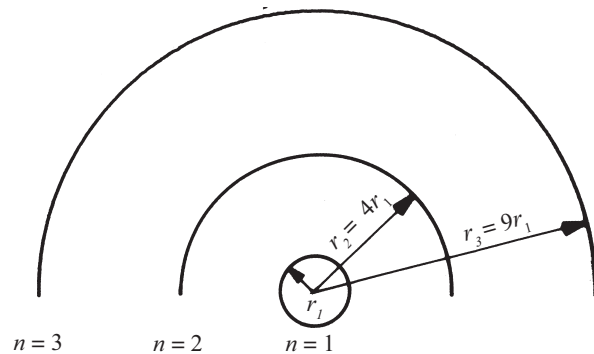


Fig. 4.7

El menor radio posible ($n = 1$) es;

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2} \quad (4.12)$$

Como la masa del electrón es:

$$m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

el radio de la menor órbita posible es:

$$r_1 = 5,28 \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

Este resultado concuerda con las determinaciones experimentales del radio del átomo de hidrógeno.

Para determinar la energía de los distintos estados estacionarios, es decir, los niveles energéticos del átomo de hidrógeno, sustituimos el valor de r_n en la ecuación 4.9. Entonces nos queda:

$$E_n = - \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{m e^4}{2 \hbar^2 n^2} \quad (4.13)$$

Notemos que en la obtención de las ecuaciones 4.11 y 4.13, que determinan el radio y los niveles energéticos del átomo, se utilizó el tercer postulado de Bohr.

El menor nivel energético ($n = 1$) tiene el siguiente valor:

$$E_1 = - \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{m e^4}{2 \hbar^2} \quad (4.14)$$

$$E_1 = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = -13,6 \text{ eV}$$

La menor energía que puede poseer el átomo de hidrógeno corresponde al estado más estable. Este nivel energético recibe el nombre de *estado básico* del átomo de hidrógeno. El resto de los estados energéticos ($n = 2, 3, 4, \dots$) corresponden al átomo excitado. El tiempo promedio que el átomo está en uno de esos estados (tiempo de vida) es del orden de 10^{-8} s . Durante ese tiempo el electrón debe dar aproximadamente un millón de vueltas alrededor del núcleo.

Teniendo en cuenta las ecuaciones 4.13 y 4.14 podemos determinar la energía de los distintos estados estacionarios por la siguiente ecuación:

$$E_n = \frac{E_1}{n^2}$$

por lo que, sustituyendo el valor de E_1 tendremos:

$$E_n = - \frac{13,6}{n^2} \text{ eV} \quad (4.15)$$

Tareas

8. Enuncia los postulados de Bohr.
9. ¿Por qué se dice que los postulados de Bohr están en contradicción con la física clásica?
10. ¿Qué explica cada postulado?
11. ¿En qué consiste el modelo atómico de Bohr?
12. ¿Qué postulados se utilizan para determinar r_n y E_n ?
13. ¿Cuándo en una transición atómica se emite energía y cuándo se absorbe?

4.4 Experimento de Franck y Hertz

Al aplicar el modelo atómico de Bohr al hidrógeno no hicimos más que utilizar las leyes de la física clásica, condicionándolas con los postulados de Bohr, los cuales, a su vez, se contraponían a las teorías clásicas; sobre todo el hecho de que una partícula cargada se mueva aceleradamente y no emita energía. La existencia de los estados estacionarios fue un aspecto muy controvertido de los postulados, hasta que en el mismo año 1913 los físicos alemanes James Franck (1882-1964) y Gustav Ludwig Hertz (1887-1975) realizaron un experimento con el cual confirmaron la existencia de los estados estacionarios.

Franck y Hertz pensaron que, de ser cierto que el átomo sólo podía tener ciertos valores de energía, entonces, si por cualquier mecanismo se le entrega una energía menor que la diferencia entre la energía del estado más estable y el inmediato siguiente, esta no sería absorbida. El átomo sólo absorbe energía cuando se le entrega una cantidad igual o mayor que la diferencia entre el estado en que se encuentra y cualquier otro más energético.

Para llevar a cabo esta idea, utilizaron como fuente de energía electrones acelerados por una diferencia de potencial.

En la figura 4.8 se esquematiza un dispositivo similar al utilizado por Franck y Hertz para realizar su experimento. *B* es un bulbo de vidrio dentro del cual se encuentran tres electrodos (cátodo *C*, rejilla *R* y ánodo *A*) y un gas atómico de mercurio enrarecido (a una presión aproximadamente de 13 Pa).

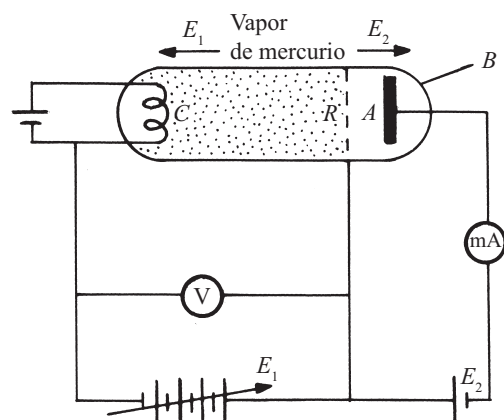


Fig. 4.8

La batería variable E_1 suministra una diferencia de potencial entre el cátodo y la rejilla, la cual acelera a los electrones que son emitidos mediante el calentamiento del cátodo. La batería E_2 establece una pequeña tensión retardadora (aproximadamente de 0,5 V) entre el ánodo y la rejilla, con el objetivo de que los electrones poco energéticos no lleguen al ánodo. El voltímetro y el miliamperímetro miden la tensión aceleradora y la corriente anódica, respectivamente.

Al aumentar la tensión cátodo-rejilla se comprobó que crecía la corriente anódica. Pero al pasar la tensión el valor de 4,9 V, la corriente decrecía bruscamente. Luego volvía a crecer hasta el valor de 9,8 V, a partir del cual decrecía nuevamente. La gráfica de los resultados experimentales se muestra en la figura 4.9.

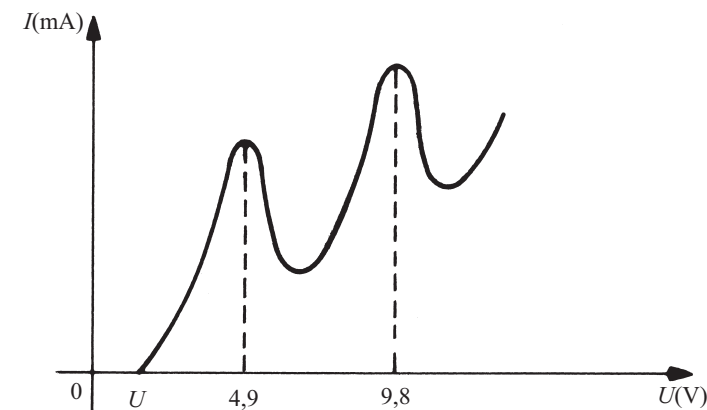


Fig. 4.9

Este comportamiento sólo se explica a partir de la existencia de los estados estacionarios.

Cuando la tensión entre el cátodo y la rejilla es menor de 4,9 V, los electrones chocan elásticamente con los átomos de mercurio (no hay pérdida de energía mecánica) y, por lo tanto, la energía cinética de los electrones prácticamente no varía; es como si chocaran contra una pared fija, pues la masa de los electrones es mucho menor que la de los átomos de mercurio.

A partir de cierto valor de la tensión aceleradora, la energía cinética que poseen los electrones les permite “vencer” el campo eléctrico producido por la tensión retardadora (ánodo-rejilla) y llegar al ánodo. Al aumentar la tensión entre el cátodo y la rejilla, aumenta el número de electrones que llega al ánodo y, como es lógico, aumenta la corriente anódica.

Cuando la tensión aceleradora llega a 4,9 V, entonces los átomos de mercurio absorben la energía que traen los electrones y pasan al estado energético siguiente, por lo que disminuye la energía de los electrones y no pueden “vencer” el potencial retardador. Entonces disminuye la corriente anódica.

La corriente anódica no llega a hacerse cero porque al ánodo llegan los electrones que no chocan con los átomos.

Este resultado experimental nos permite concluir que la diferencia energética entre el estado estable y el primer nivel energético excitado de mercurio es de 4,9 eV. Cuando el átomo adquiere esa energía, y sólo esa, pasa al primer estado excitado. Esto confirma la existencia de los estados estacionarios en los átomos.

Experimentalmente se ha comprobado que entre las radiaciones que emiten los átomos de mercurio excitados se encuentran radiaciones de frecuencia ν tal que $h\nu = 4,9$ eV. Esto confirma aún más las conclusiones a que arribaron Franck y Hertz.

El segundo máximo, que se produce para una diferencia de potencial de 9,8 V, se debe a que los electrones chocan dos veces inelásticamente con los átomos de mercurio, cediendo 4,9 eV de energía en cada caso.

Tareas

14. Describe el experimento de Franck y Hertz.
15. ¿Qué confirma el experimento de Franck y Hertz? ¿Por qué?

4.5 Espectros atómicos

Sabemos que al hacer pasar por un prisma una radiación luminosa policromática, esta se descompone en una gama de diferentes colores que llamamos espectro.

Cada sustancia, en dependencia de su estado y su temperatura, emite radiaciones electromagnéticas con un espectro característico.

Los espectros se pueden agrupar en tres tipos: continuos, de bandas y de rayas.

Espectros continuos

Un espectro continuo es aquel en que están presentes todas las longitudes de onda (por ejemplo, el espectro de la luz procedente del arco eléctrico y el de la luz solar. En la lámina 7a se muestra el aspecto continuo de la luz solar.

Este tipo de espectro es característico de los cuerpos sólidos y líquidos en estado incandescente.

También el plasma puede emitir un espectro continuo. El carácter continuo del espectro se debe no solo a las propiedades de los átomos, sino además, a la interacción entre los mismos; por eso los gases monoatómicos enrarecidos no lo producen, pues en ellos los átomos prácticamente no interactúan.

Espectros de bandas

Estos espectros están formados por franjas coloreadas separadas por franjas oscuras. Si se analizan estas franjas con aparatos espectrales (equipos especiales para observar los espectros) muy sensibles, se puede comprobar que cada banda está compuesta por muchas rayas muy cercanas unas de otras.

La responsabilidad de la producción de los espectros de bandas recae en las moléculas y no en los átomos; son espectros moleculares.

Espectros de rayas o líneas

Si se observa a través de un aparato espectral la luz proveniente de los vapores producidos al calentar una sustancia en la llama de un mechero, se observa un conjunto de rayas sobre un fondo negro. Esto constituye un espectro de rayas. Estos espectros también se producen cuando la luz se emite por un gas por el que circula una corriente eléctrica.

Experimentos realizados con vapores de distintas sustancias permiten concluir que cada sustancia presenta un espectro de rayas característico. Así, cada vez que obtengamos el espectro de vapores de sodio, este estará formado por una raya amarilla intensa sobre un fondo oscuro, tal como aparece en la lámina 7e; si los vapores observados son de hidrógeno, el espectro estará formado por cuatro rayas sobre fondo oscuro, como se muestra en la lámina 7b; y si los vapores son de helio, el espectro siempre estará formado por las siete líneas que se muestran en la lámina 7c.

Los espectros de rayas sólo se producen cuando la luz es producida por sustancias en estado gaseoso atómico, no molecular. Son los átomos aislados, que no interactúan entre sí, los responsables del carácter discreto del espectro. De esto y del carácter individual de los espectros de rayas (cada sustancia produce su espectro característico) se infiere que los átomos aislados de una sustancia emiten radiaciones electromagnéticas de longitudes de onda bien determinadas que, además, son características de cada sustancia. Esta conclusión se extrae también del modelo atómico de Bohr, como veremos más adelante.

Por su importancia práctica y teórica los espectros de rayas son los más trascendentes. Por ello nos detendremos en su estudio.

Entre los espectros atómicos más estudiados está el producido por la luz emitida por vapores de hidrógeno. En 1885 el profesor sueco J. J. Balmer (1825-1898) dio el primer paso serio en el estudio del espectro del hidrógeno, pues en su artículo “Notas relativas a las líneas espectrales del hidrógeno” presentó una fórmula empírica que describía perfectamente el espectro de rayas del hidrógeno en la zona visible (las rayas roja, verde, azul y violeta). Esta ecuación es:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4.16)$$

donde R se denomina constante de Rydberg y vale:

$$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$$

El modelo atómico de Bohr aplicado al átomo de hidrógeno proporciona una fundamentación teórica a la fórmula empírica de Balmer. Teniendo en cuenta el segundo postulado de Bohr (ecuación 4.1), la frecuencia del fotón emitido por el átomo es:

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} \quad (4.17)$$

Sustituyendo en esta ecuación las expresiones de E_i y E_f dadas por la ecuación 4.13, y teniendo en cuenta que $\hbar = h/2\pi$, tendremos que:

$$\nu = \frac{m e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4.18)$$

pero $\nu = \frac{c}{\lambda}$, por lo tanto:

$$\frac{c}{\lambda} = \frac{m e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4.18a)$$

y entonces:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4.18b)$$

donde:

$$\frac{m e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2 c} = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$$

o sea, el mismo valor de la constante de Rydberg.

Si hacemos $n_i = 2$, tenemos la expresión de Balmer obtenida a partir del modelo atómico de Bohr.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4.19)$$

Las cuatro rayas espectrales de la serie de Balmer corresponden a las transiciones desde los niveles energéticos de $n = 3, 4, 5$ y 6 hasta el nivel $n = 2$; es decir, desde los estados con energía E_3, E_4, E_5 y E_6 hasta el estado de energía E_2 .

Haciendo $n_f = 1$ y 3 en la expresión 4.18b, se obtienen en las fórmulas espectrales para la llamadas series de Lyman (en la zona ultravioleta) y de Paschen (en la zona infrarroja), descubiertas a principios del siglo pasado. En la figura 4.10 se representan las transiciones correspondientes a las series de Balmer, Lyman y Paschen.

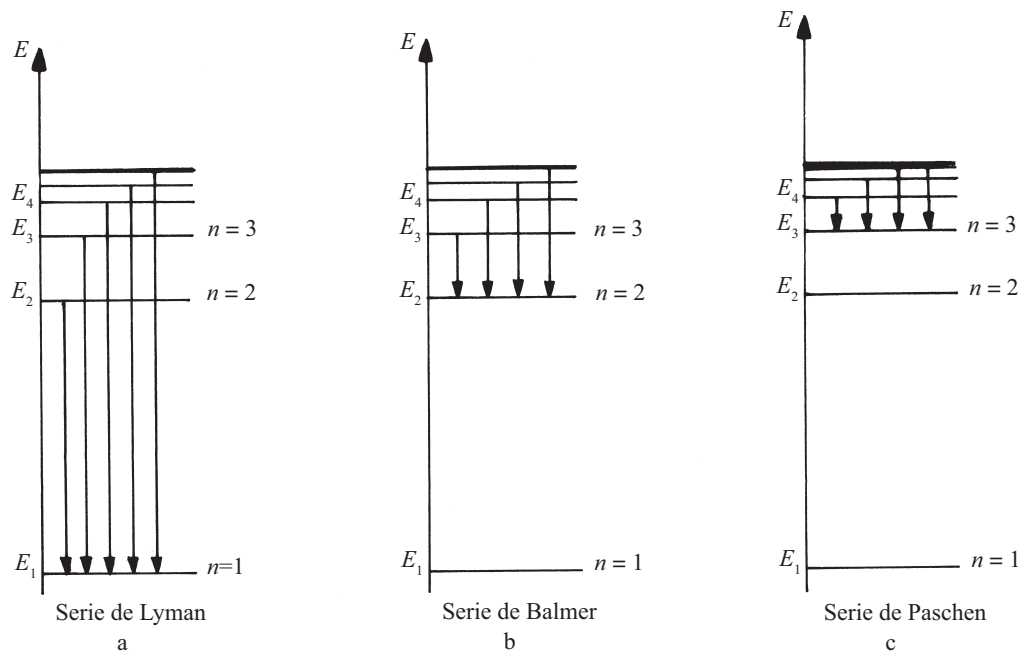


Fig. 4.10

Esta explicación cuantitativa de los espectros del átomo de hidrógeno constituye el mayor éxito del modelo atómico de Bohr.

Las hipótesis de Bohr fueron una verdadera revolución del pensamiento científico, pues contribuyeron notablemente en la búsqueda de una teoría cuántica que describiera la estructura y comportamiento de los átomos.

Tareas

16. ¿Cuáles son las características de los espectros:

- a) continuos;
- b) de bandas;
- c) de rayas?

17. ¿Cuál es la importancia de los espectros de rayas?

18. ¿Qué postulados se emplearon para obtener la fórmula espectral de Balmer, a partir del modelo atómico de Bohr?

4.6 Limitaciones del modelo de Bohr

Los espectros atómicos, que tanto éxito le dieron a la teoría de Bohr, constituyeron también su limitación al serle imposible describir el comportamiento espectral del átomo de helio (el que sigue en complejidad al de hidrógeno) y mucho menos el de los más complejos; así como el hecho experimental de que cada línea espectral está constituida por un conjunto de líneas más finas (esto se conoce como estructura fina del espectro).

Estas, junto con la propia contradicción que internamente presenta el modelo al tratar de conjugar las leyes de la mecánica y la electrodinámica clásica con los principios de cuantificación, son las limitaciones fundamentales del modelo atómico de Bohr.

Con el objetivo de resolver las limitaciones del modelo de Bohr y poder explicar la estructura fina de las rayas espectrales, en 1916 el físico alemán A. Sommerfeld (1868-1951) generalizó el tercer postulado, permitiendo la existencia de órbitas elípticas. Pero no fue hasta después de 1925 que se comenzaron a desentrañar los misterios de la estructura atómica, con el surgimiento de la mecánica cuántica.

En la mecánica cuántica los postulados de Bohr son válidos, pero surgen como una consecuencia de la aplicación de las leyes y principios de la misma.

En la actualidad la mecánica cuántica permite explicar convenientemente la estructura del átomo y sus propiedades.

Tareas

19. Diga cuáles son las limitaciones del modelo atómico de Bohr.

4.7 Dualismo onda-corpúsculo

El modelo cuántico es el que permite explicar los problemas conocidos actualmente sobre la estructura atómica, pero la complejidad matemática de esta teoría sale del alcance de nuestro estudio. Nos limitaremos aquí a exponer someramente algunas ideas de esta concepción.

Según Bohr, el electrón se mueve en órbitas bien determinadas alrededor del núcleo. En el modelo cuántico, el movimiento del electrón no es así. La mecánica cuántica sólo nos da la probabilidad de encontrar al electrón en un punto del espacio. En esta descripción, el radio de la órbita de Bohr coincide con la distancia más probable al núcleo.

Otra diferencia entre los dos modelos consiste en que en el de Bohr se considera al electrón como una partícula clásica, mientras que para la mecánica cuántica presenta propiedades muy diferentes.

Es un hecho experimental que los electrones (al igual que el protón, el neutrón y otras partículas elementales) poseen propiedades ondulatorias. Este comportamiento se consideró al principio como algo sorprendente, como ocurrió a principios del siglo pasado con el carácter corpuscular de la luz. Fue el físico francés Luis Víctor de Broglie, quien en 1924, con gran coraje intelectual, presentó la teoría de que el dualismo no es un comportamiento solo de la luz, sino que tiene un significado universal, y planteó que las partículas también poseen propiedades ondulatorias.

De Broglie asoció al electrón una longitud de onda. Para llegar a la ecuación que permite calcularla, siguió un razonamiento análogo al siguiente:

La longitud de onda de los fotones está relacionada con su cantidad de movimiento por $\lambda = \frac{h}{p}$, donde h es la constante de Planck y p es la cantidad de movimiento de los fotones.

Por analogía, la longitud de onda de los electrones se calcula por la ecuación:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (4.20)$$

donde p es la cantidad de movimiento del electrón.

La hipótesis de De Broglie motivó dudas en los físicos de la época, pues si los electrones poseen propiedades ondulatorias, debían experimentar fenómenos propios de las ondas: debían interferir y difractarse. Los fenómenos de interferencia y difracción de los electrones no se habían observado.

Los científicos se dieron cuenta de que, de acuerdo con el valor tan pequeño que se predecía para la longitud de onda de los electrones (del orden de 0,1 nm), no se podía producir su difracción en una red de difracción normal (pues el período de las redes es muy grande con respecto a la longitud de onda predicha). En 1927, C. J. Davisson (1881-1958) y L. M. Germer utilizaron como red de difracción una red cristalina (como se hizo en la difracción de los rayos X), y obtuvieron la difracción de los electrones.

En experimentos posteriores, se hizo pasar un haz de electrones a través de una lámina delgada de estructura policristalina y se registró la radiación dispersada en una película fotográfica; se obtuvo un patrón de difracción. En la figura 4.11 se representa esquemáticamente este experimento.

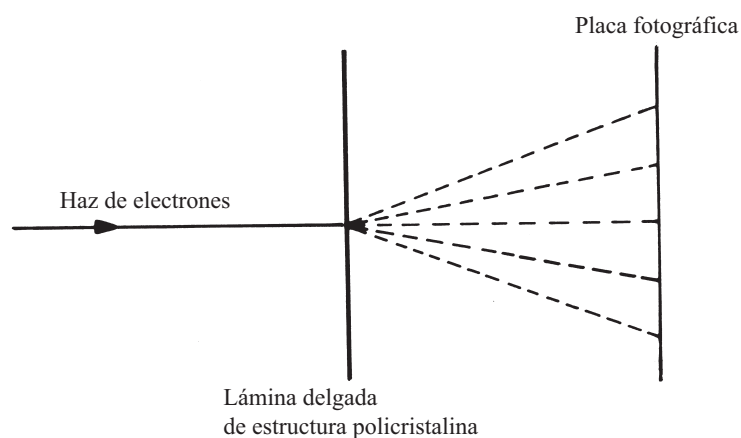


Fig. 4.11

Más tarde (1949), se demostró experimentalmente que este comportamiento no era debido a que en el experimento intervenían un gran número de electrones, sino que era característico del propio electrón. Es decir, el electrón se difracta.

Podemos concluir que los electrones poseen propiedades ondulatorias. En realidad, los electrones tienen propiedades corpusculares y ondulatorias; pero, como en el caso de los fotones, estas no son excluyentes ni contradictorias. Los electrones constituyen un ente que no es ni una partícula ni una onda, pero posee propiedades de ambas. Esto se ha demostrado experimentalmente para otras micropartículas como los neutrones, los átomos de helio y las moléculas de hidrógeno.

Actualmente es totalmente aceptado el dualismo onda-corpúsculo para todas las partículas.

Tareas

20. ¿En qué consiste el dualismo onda-corpúsculo de las partículas?

4.8 Aplicaciones a la ciencia y la técnica

Análisis espectral

Los espectros de rayas desempeñan una función muy importante en las investigaciones científicas porque, como sabemos, sus características están relacionadas directamente con la estructura del átomo. El conocer los espectros de rayas nos permite dar el primer paso hacia el estudio de la estructura de los átomos.

La propiedad más importante de los espectros de rayas consiste en que las longitudes de onda (o las frecuencias) de las radiaciones emitidas por cualquier sustancia depende sólo de las propiedades de sus átomos, y no del método de excitar la luminiscencia de los mismos.

Los átomos de un elemento químico proporcionan un espectro que no se parece a los espectros de otros elementos. Cada elemento emite un conjunto rigurosamente determinado de longitudes de onda, específico para cada tipo de átomo.

Sobre esto se basa el análisis espectral, que es un método para determinar la composición química de la sustancia mediante el estudio de su espectro.

Por la individualidad de los espectros, los científicos determinan la composición química de un cuerpo sin necesidad de tocarlo. Con ayuda del análisis espectral se puede detectar la presencia de un elemento cualquiera (de los conocidos) en la composición compleja de una sustancia, aunque su masa no supere los 10^{-10} g.

El análisis cuantitativo de la composición de una sustancia según su espectro presenta dificultades, pues la brillantez de las líneas espectrales depende no sólo de la masa de la sustancia, sino también del método de excitar la luminiscencia. Así, a temperaturas no muy altas muchas de las rayas espectrales no se manifiestan.

En la actualidad se conocen los espectros de todos los átomos y se han confeccionado tablas de ellos. Con ayuda del análisis espectral fueron descubiertos muchos nuevos elementos, como por ejemplo el rubidio y el cesio.

En el estudio de la composición química del Sol y las estrellas el análisis espectral es determinante, pues no es posible utilizar otros métodos. A partir de estas investigaciones se ha llegado a la conclusión de que las estrellas están compuestas por los mismos elementos químicos que existen en la Tierra. En el análisis espectral de la radiación solar se descubrió un elemento desconocido en la Tierra, a este elemento se le denominó *helio* (solar). Con posterioridad fue descubierto en la atmósfera terrestre.

Las sustancias orgánicas, que son complejas, se analizan por medio de sus espectros moleculares.

Láser

Una de las aplicaciones con más perspectivas de la cuantificación de la energía en el átomo lo constituye el láser. Por su importancia analizaremos en forma breve y elemental este fenómeno.

Radiación inducida: En 1917, Einstein predijo la posibilidad de provocar la denominada radiación inducida (estimulada) de luz por los átomos.

Se entiende por radiación inducida la emisión de luz por los átomos excitados por la acción de la luz. Una particularidad notable de esta radiación consiste en que, durante la emisión inducida, las ondas luminosas radiadas no se diferencian de las ondas incidentes sobre el átomo ni por la frecuencia, ni por la fase, ni en el plano de polarización.

En el lenguaje de la teoría cuántica, las radiaciones estimuladas son el paso no espontáneo de un átomo de un estado energético superior a uno inferior bajo la influencia de acciones externas.

Láser: En el año 1940, el físico soviético V. A. Fabricant señaló la posibilidad de utilizar el fenómeno de la emisión estimulada para reforzar las ondas electromagnéticas. En el año 1954, los científicos soviéticos N. G. Basov y A. M. Projorov e, independientemente de ellos el físico norteamericano C. H. Towns, utilizaron el fenómeno de la emisión inducida para crear un generador de microondas de radio con longitudes de onda de 1, 27 cm, denominado *máser*.

En 1959, por la elaboración del nuevo principio de generación y reforzamiento de las ondas de radio, Basov y Projorov obtuvieron el premio Lenin. En el año 1960, estos científicos soviéticos y el norteamericano recibieron el premio Nobel.

En 1960, en EE. UU. fue creado el primer láser: un generador cuántico de ondas electromagnéticas en el diapason visible del espectro.

El término *láser* surgió de las siglas de *Ligh Amplification by Stimulated Emisión of Radiation* (reforzamiento de la luz con ayuda de la radiación inducida).

Propiedades de la emisión del láser:

Las fuentes de luz láser poseen una serie de características que las diferencian de las otras.

1. Los láser son capaces de producir un flujo luminoso muy fino, con un ángulo de dispersión de aproximadamente 10^{-5} radianes. Un flujo luminoso con estas características emitido desde la Tierra, cubre en la Luna un área con un radio de 3 km.
2. La luz del láser posee una monocromaticidad formidable. A diferencia de las fuentes comunes de luz, en las cuales los átomos emiten independientemente unos de otros, en los láser los átomos emiten luz coherente. Por eso, la fase de las ondas de los láser se mantiene constante durante un tiempo mucho mayor que en las fuentes comunes de luz.
3. Los láser son fuentes potentes de luz. En un intervalo pequeño de tiempo (10^{-11} s) se alcanza una potencia de emisión entre 10^{12} W y 10^{13} W por cada centímetro cuadrado. En el mismo tiempo, la potencia de emisión del Sol por centímetro cuadrado, correspondiente a la suma de la energía de todo el espectro, es sólo de $7 \cdot 10^3$ W. En un estrecho intervalo de longitud de onda $\Delta\lambda = 10^{-6}$ cm (ancho de una línea espectral del láser), del Sol llega solamente 0,2 W/cm². La intensidad del campo eléctrico en una onda electromagnética emitida por un láser llega a valores entre 10^{10} V/cm y 10^{12} V/cm, que supera la intensidad del campo en las proximidades de los núcleos de los átomos.

Los láser tienen muchas perspectivas para la comunicación, particularmente en el espacio cósmico, donde no existen nubes que absorben la luz.

La enorme potencia del rayo láser se utiliza para llevar hasta la ebullición a los materiales en el vacío. Con ayuda del rayo láser se pueden realizar operaciones quirúrgicas (por ejemplo, “soldar” los desprendimientos de la retina del ojo).

En la holografía, que ya estudiaste en el primer capítulo, se utiliza la coherencia de los rayos láser.

Los láser permitieron fabricar los “localizadores luminosos”, con ayuda de los cuales se puede medir con gran exactitud la distancia hasta los objetos en movimiento.

Tareas

21. ¿En qué consiste el método de análisis espectral?
22. ¿Cuál es el fundamento del análisis espectral?
23. El análisis espectral tiene gran aplicación. ¿Por qué?
24. ¿En qué consiste la radiación inducida?
25. Menciona tres propiedades del láser.
26. Menciona tres aplicaciones prácticas del láser.

4.9 Problemas resueltos

1. A partir del modelo atómico de Bohr, determina:
 - a) La energía requerida para ionizar un átomo de hidrógeno cuando se encuentra excitado en el estado estacionario caracterizado por $n = 3$, y cuando se encuentra en el estado básico.
 - b) La energía del fotón emitido cuando el átomo pasa del estado de $n = 3$ al básico.
 - c) Representa en un esquema de niveles energéticos las energías de ionización para el estado de $n = 3$ y el básico. Además, señala en el esquema la transición correspondiente a la emisión de un fotón al pasar el átomo del nivel $n = 3$ al básico.

Solución

- a) La energía requerida para ionizar un átomo es la cantidad mínima de energía que hay que suministrarle para que pase del nivel en que se encuentra al nivel energético correspondiente a la energía cero (electrón no ligado, $n = \infty$). Por lo tanto, si el átomo se encuentra en el nivel n , la energía requerida para ionizarlo E_{ion}^n será:

$$E_{ion}^n = -E_n$$

Por lo que, de acuerdo con la ecuación 4.13, nos queda:

$$E_{ion}^n = - \left(-\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{m e^4}{2\hbar^2 n^2} \right)$$

$$E_{ion}^n = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{m e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad (1)$$

El dato que nos brinda directamente el problema es: $n = 3$ en el primer caso; en el segundo caso, como nos dice que el átomo está en el estado básico, $n = 1$. Los demás elementos de la ecuación 1 son magnitudes que se pueden buscar en una tabla de constantes físicas. Estos datos son:

$$m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\begin{aligned}
 e &= 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\
 \hbar &= 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \\
 \epsilon_0 &= 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2 \\
 \pi &= 3,14
 \end{aligned}$$

Sustituyendo estos valores en la ecuación 1, tenemos que, para $n = 3$:

$$E_{ion}^3 = 2,42 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,51 \text{ eV}$$

Para $n = 1$ tendremos:

$$E_{ion}^1 = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 13,6 \text{ eV}$$

Este es el valor de lo que se conoce como *energía de ionización del átomo de hidrógeno*.

b) Para determinar la energía del fotón emitido cuando el átomo experimenta una transición energética entre el estado de $n = 3$ y el básico, aplicamos la ecuación 4.1:

$$h\nu = E_i - E_f \quad (2)$$

donde, de acuerdo con la ecuación 4.13, tenemos

$$E_f = E_1 = - \frac{1}{(4 \pi \epsilon_0)^2} \cdot \frac{m e^4}{2 h^2} = - E_{ion}^1$$

y:

$$E_i = E_3 = - \frac{1}{(4 \pi \epsilon_0)^2} \cdot \frac{m e^4}{2 h^2 (3)^2} = - E_{ion}^3$$

Por lo tanto, la energía del fotón será:

$$h\nu = 13,58 \text{ eV} - 1,51 \text{ eV} = 12,1 \text{ eV}$$

A los resultados de los incisos a y b se puede llegar directamente, utilizando la ecuación 4.15 en lugar de la 4.13.

c) El esquema que nos piden en este inciso está representado en la figura 4.12.

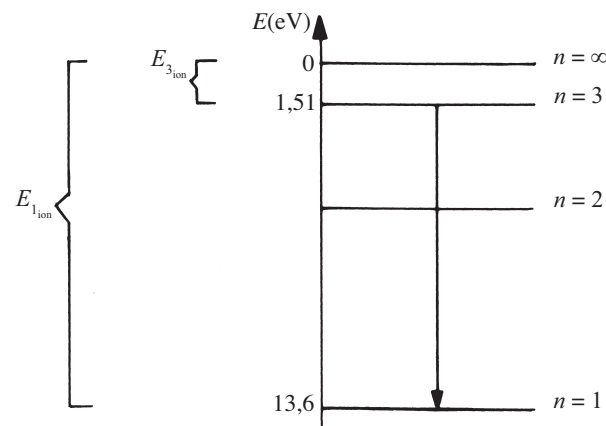


Fig. 4.12

2. Determina la mayor longitud de onda de la serie de Lyman.

Solución

Para calcular la mayor longitud de onda de una serie espectral, hay que determinar la longitud de onda del fotón emitido de menor frecuencia. Esto (de acuerdo con la ecuación 4.1) corresponde a la transición menos energética.

En la serie de Lyman, la transición menos energética corresponde al paso del átomo del estado estacionario caracterizado por $n = 2$, al estado de $n = 1$.

La ecuación que describe la serie de Lyman es la 4.18b, la cual, haciendo $n_f = 1$ queda:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$$

de aquí que:

$$\lambda = \frac{1}{R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)} \quad (1)$$

Sabemos que para que λ sea máxima, n tiene que ser igual a 2. Además, conocemos que $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Así:

$$\lambda_{\text{máx}} = 1,215 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 121,5 \text{ nm}$$

Este fotón corresponde a la zona ultravioleta.

3. Calcula la longitud de onda de un protón cuya velocidad es:

- 300 km/s;
- $2,85 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Solución

a) Para calcular la longitud de onda del protón, aplicamos la relación de De Broglie (ecuación 4.20):

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

donde $p = mv$ es la cantidad de movimiento del protón, m es la masa del protón y v su velocidad.

Los datos del problema son:

$$\begin{aligned}
 m &= 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \\
 h &= 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \\
 v &= 300 \text{ km/s} = 3,00 \cdot 10^5 \text{ m/s}
 \end{aligned}$$

Sustituyendo los datos en la relación de De Broglie, tenemos:

$$\lambda = 1,32 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 0,00132 \text{ nm}$$

b) El razonamiento en este inciso es análogo al anterior, con la diferencia de que como la velocidad del protón es del orden de la velocidad la luz, la cantidad de movimiento en la ecuación 4.19 no es mv , sino la cantidad de movimiento relativista del protón.

Como sabemos del capítulo 2, la cantidad de movimiento relativista se calcula por la ecuación:

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Por lo tanto:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Teniendo en cuenta que:

$$c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$v = 2,85 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Entonces:

$$\lambda = 4,34 \cdot 10^{-16} \text{ m} = 4,34 \cdot 10^{-7} \text{ nm}$$

Si comparamos el resultado de ambos incisos, podemos concluir que mientras mayor es la velocidad del protón, menor es su longitud de onda y, por lo tanto, son más difíciles de detectar sus propiedades ondulatorias. Es decir, a grandes velocidades el protón se “comporta” como una partícula.

TRABAJO DE LABORATORIO 3 Estudio cualitativo de los espectros de emisión

Instrumentos y materiales: red de difracción de 200 rayas; 3 tubos de descargas de diferentes sustancias; fuente de alta tensión o carrete de inducción y fuente de 12 V.

Indicaciones para el trabajo

1. Explica cómo es posible, mediante el procedimiento que se ilustra en figura 4.13, conocer la composición del gas a baja presión contenido en el tubo cuando se excita mediante la alta tensión.
2. Con un montaje como el mostrado en la figura 4.3 observa y dibuja aproximadamente el patrón y, mediante la comparación con los que aparecen en la lámina 7, determina cuál es la sustancia que lo origina.
3. Repite estas actividades para tres sustancias diferentes.
4. Responde las siguientes preguntas:
 - a) ¿Por qué aparecen rayas de colores en algunos espectros? ¿Por qué son de diferentes colores? Justifica según la teoría de Bohr.
 - b) ¿Por qué se observan en unos espectros bandas y en otros rayas? Pon ejemplos de unos y otros tipos.
 - c) ¿Cómo es posible conocer la composición química de una sustancia a partir del análisis espectral?

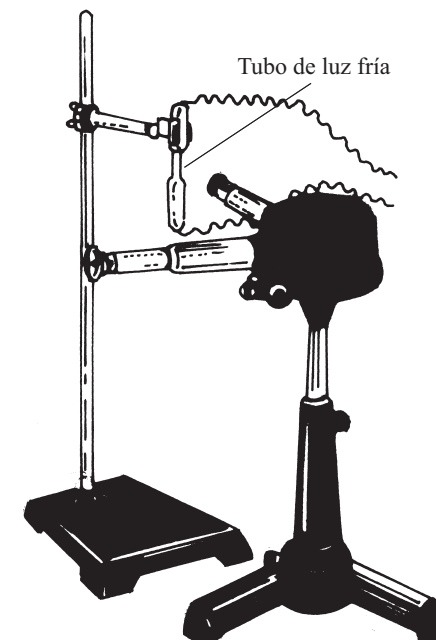


Fig. 4.13

TRABAJO DE LABORATORIO 4 Determinación de la longitud de onda de un haz electrónico

Instrumentos y materiales: tubo de difracción de electrones, fuente de alta tensión, tira de papel milimetrado, kilovoltímetro.

En condiciones apropiadas, es posible obtener un patrón de difracción de un haz electrónico (fig. 4.14), análogo al que se obtiene cuando se difracta un haz luminoso.

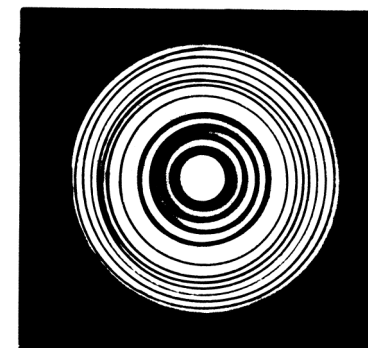


Fig. 4.14

Este fenómeno constituye una de las confirmaciones experimentales de que los electrones tienen un carácter ondulatorio-corpúscular y permite verificar la relación establecida por Luis de Broglie:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

donde $p = m v$.

Si los electrones son acelerados mediante una diferencia de potencial U , su velocidad será:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$$

En estas condiciones se tendrá que:

$$\lambda = 12,5 \sqrt{U}$$

Indicaciones para el trabajo

1. Calcula los valores de λ correspondiente a potenciales aceleradores de 3 000 y 4 000, 5 000 y 6 000 V.
2. Utilizando el dispositivo para observar el patrón de difracción de electrones (previamente instalado y puesto en funcionamiento por el profesor), determina experimentalmente la longitud de onda correspondiente a los electrones acelerados bajo un potencial:

- a) de 3 000 V;
- b) de 4 000 V;
- c) de 5 000 V;
- d) de 6 000 V.

Compara estos valores con los teóricos calculados mediante la relación de De Broglie.

El fundamento de la determinación experimental de la longitud de onda es el siguiente: para las zonas brillantes del patrón (máximos de difracción) se cumple que:

$$d \sin \alpha = k\lambda$$

Si el ángulo α es pequeño, entonces:

$$\sin \alpha = \frac{D}{2L}$$

donde D es el diámetro de los anillos (por la parte interna),

L la distancia de la red a la pantalla (135 mm),

d la constante de la red (para la parte interna del anillo, $d = 2,13 \text{ \AA}$), y k es el orden del máximo (toma $k = 1$).

En estas condiciones, se tiene que:

$$\lambda = \frac{dD}{2L}$$

Por lo tanto, para determinar λ mide D y utiliza la fórmula anterior.

3. Responde las siguientes preguntas:

- a) ¿Por qué se puede decir que los electrones tienen comportamiento corpúscular y ondulatorio?
- b) ¿Por qué variando U varía λ , y por qué varía D ?

Tareas generales del capítulo

1. Enumera las características más importantes de los modelos atómicos estudiados por ti, y señala las semejanzas y diferencias entre ellos.
2. La figura 4.15 representa tres niveles energéticos del átomo de hidrógeno. Basándote en él, responde lo siguiente:
 - a) En la transición representada, ¿el átomo absorbe o emite energía?
 - b) Si el electrón permanece durante un pequeño intervalo de tiempo en el nivel $n = 2$, y luego pasa espontáneamente a otro, ¿cuál es este nivel? ¿Por qué?

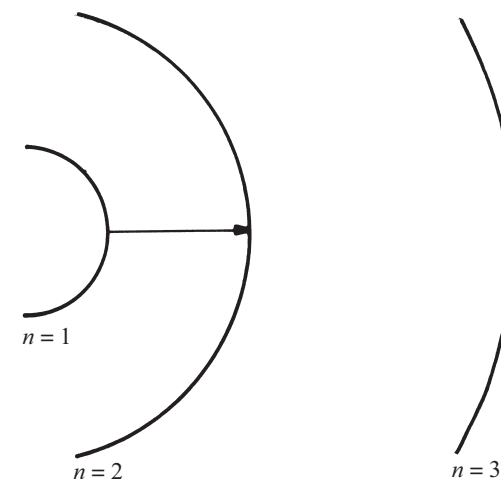


Fig. 4.15

3. Sobre la base de la figura 4.16, donde se representan tres niveles energéticos del átomo de hidrógeno según Bohr, responde:
 - a) ¿Se encuentra excitado el átomo? Explica tu respuesta.
 - b) Señala en la figura hacia qué nivel pasará el electrón si se le suministra la energía necesaria para realizar un salto.

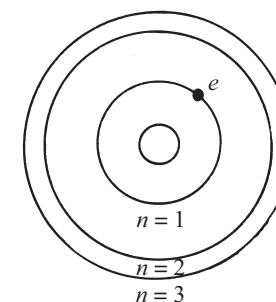


Fig. 4.16

4. En la figura 4.17 se representan algunos de los niveles energéticos del átomo de hidrógeno.

- Señala una transición donde el átomo absorba energía. Explica tu respuesta.
- Determina la cantidad de energía absorbida.

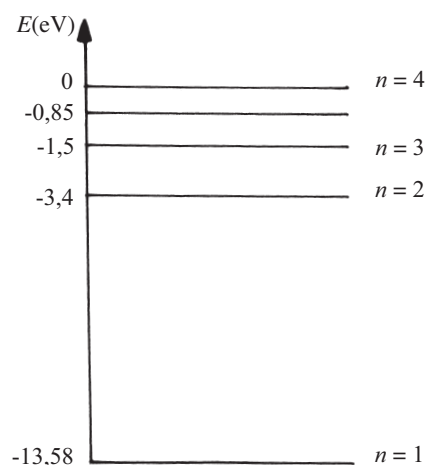


Fig. 4.17

- Un átomo de hidrógeno se encuentra excitado en el estado energético caracterizado por $n = 7$. Calcula:
 - La energía del sistema atómico en ese estado estacionario.
 - La energía del fotón emitido por el átomo al pasar al estado básico.
- Demuestra que la velocidad orbital de los electrones en el átomo de hidrógeno, según el modelo de Bohr, viene dada por la expresión:

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n\hbar}$$

- Calcula la longitud de la onda de la radiación emitida por el átomo de hidrógeno al pasar de un estado energético caracterizado por el número $n = 4$ al de $n = 2$.
- Determina la frecuencia mínima de las series de Balmer y Paschen.
- Calcula la longitud de onda límite de las cinco series del hidrógeno (la cuarta serie del hidrógeno es la de Brackett, para la cual $n_f = 4$, y la quinta es la de Pfund, para la cual $n_f = 5$).
- Tomando como unidad de energía del nivel $n = 1$, dibuja un gráfico en el que se representen a escala los niveles de energía del átomo de hidrógeno, desde $n = 1$ hasta $n = 7$.
- Un electrón cuya energía cinética es 4,2 eV, choca con un átomo de mercurio. ¿Cuál será o la energía cinética del electrón después del choque?
- Un electrón con una energía cinética de 6,2 eV choca con un átomo de mercurio. ¿Cuál será su energía después del choque?
- Los vapores de mercurio en un tubo de descarga comienzan a emitir a una tensión entre los electrodos de 4,9 V. ¿Cuál será la longitud de onda de la radiación?

- Un haz de electrones bombardea una muestra de hidrógeno. ¿A qué diferencia de potencial deben acelerarse los electrones si se desea que se emita la primera raya de la serie de Balmer?
- Calentando gas helio a una temperatura suficientemente alta, la energía cinética media de un átomo en su movimiento térmico es suficiente para que en un choque inelástico entre dos átomos de helio se excite uno de ellos a su primer estado, de 19,8 eV por encima del estado fundamental. Estima el valor de la temperatura.
- ¿Qué energía deberían poseer los electrones utilizados en un experimento de Franck y Hertz, para que se produzca la radiación correspondiente a la línea de la serie de Lyman al experimentar el átomo una transición desde el nivel excitado $n = 2$? ¿Y para la línea de la serie de Balmer correspondiente a una transición desde el nivel excitado $n = 5$?
- ¿Hasta qué nivel energético es necesario excitar los átomos de hidrógeno para que los fotones emitidos sean capaces de producir el efecto fotoeléctrico en una superficie cuyo trabajo de extracción es de $8,0 \cdot 10^{-19}$ J?
- Determina la longitud de onda de una esfera de 1 kg que se mueve con una velocidad de 1 m/s, y compárala con la de un electrón que se mueve a igual velocidad. Interpreta físicamente el resultado obtenido.

Capítulo 5

ELEMENTOS DE FÍSICA NUCLEAR

5.1 Introducción

Se llama física nuclear a la parte de la física que estudia la estructura y transformación de los núcleos atómicos.

En este capítulo se tratará de las partículas que componen el núcleo atómico, de cómo los núcleos se transforman unos en otros, de la estructura de un reactor nuclear, de por qué en las reacciones nucleares se libera una cantidad enorme de energía, y de lo que esta energía puede proporcionar a la humanidad.

También abordaremos en este capítulo, de manera elemental, el estudio de la naturaleza, las propiedades y las trasmutaciones de lo que hoy se denomina *partículas fundamentales*.

Iniciaremos nuestro estudio sobre este tema analizando los principios de funcionamiento de los equipos gracias a los cuales surgió y comenzó a desarrollarse la física del núcleo y las partículas fundamentales.

5.2 Métodos de observación y registro

En este epígrafe analizaremos brevemente el funcionamiento de tres de los dispositivos que más se emplean en la investigación de las partículas fundamentales y en la física nuclear.

Contador Geiger-Muller

El contador de Geiger es uno de los equipos más importantes para contar automáticamente las partículas.

El contador (fig. 5.1) está formado por un tubo de vidrio recubierto por dentro de una capa metálica (cátodo), y de un delgado filamento que pasa a lo largo del eje del tubo (ánodo). El tubo se llena de gas, por lo general de argón.

El funcionamiento del contador se basa en la ionización por choque. La partícula cargada (electrón, protón, etc.), al pasar por el gas, arranca electrones de los átomos y

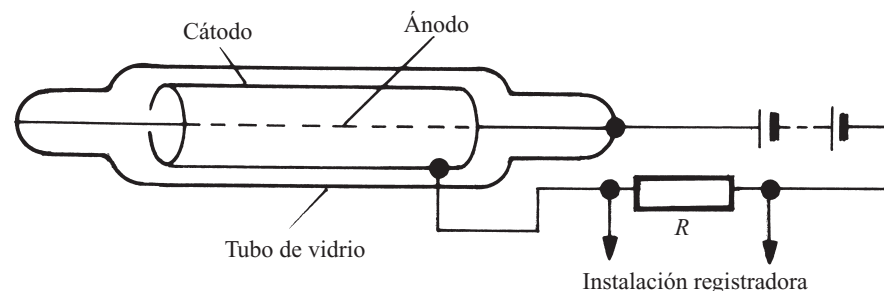


Fig. 5.1

crea iones positivos y electrones libres. El campo eléctrico entre el ánodo y el cátodo acelera los electrones hasta energías con las cuales empieza la ionización por choque, de manera que se produce entonces una avalancha de iones y la corriente a través del conductor crece bruscamente. Como consecuencia de esto, en la resistencia de carga R se genera un impulso de tensión que se detecta en la instalación registradora.

El contador de Geiger se utiliza principalmente para detectar partículas cargadas, fotones de gran energía (los llamados cuantos gamma, γ) y neutrones. Para los fotones y neutrones, debido a su bajo poder ionizante, es necesario recubrir la pared interior del tubo con sustancias de las cuales estas partículas arranquen electrones.

Cámara de niebla

En la cámara de niebla, inventada por el científico escocés Ch. T. Wilson (1869-1959) en 1912, la partícula cargada deja una trayectoria visible que se puede observar directamente o fotografiar.

El funcionamiento de la cámara de niebla se basa en la condensación del vapor saturado sobre los iones, formando gotitas de agua. La partícula que pasa es la que crea los iones a lo largo de su recorrido.

La cámara de niebla consiste en un recipiente herméticamente cerrado, lleno de vapor de agua o de alcohol próximo a la saturación (fig. 5.2).

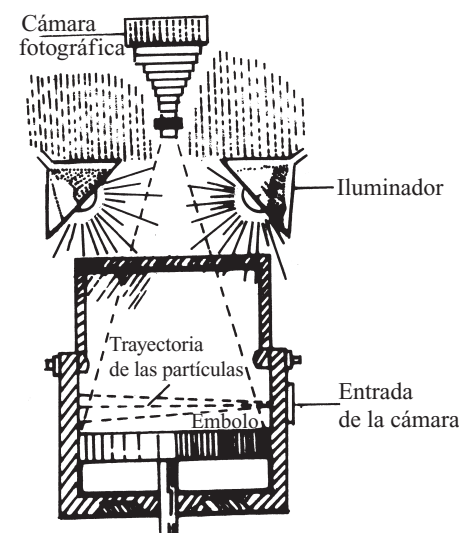


Fig. 5.2

Si el émbolo desciende bruscamente a causa de una disminución de la presión debajo de él, el vapor que hay en la cámara se expande muy rápidamente. Si la partícula penetra en la cámara inmediatamente antes o inmediatamente después de la expansión, a lo largo de su recorrido se forman gotitas de agua. Estas gotitas constituyen la trayectoria visible o "traza" de la partícula lanzada (fig. 5.3).

La información que proporcionan las trazas (huellas) en la niebla es mucho más rica que la que pueden dar los contadores. Por la longitud de la huella se puede determinar la energía de la partícula; mediante el número de gotas por unidad de longitud de la trayectoria se puede apreciar su velocidad; y de acuerdo al grosor de las trazas se puede juzgar comparativamente el valor de su carga.

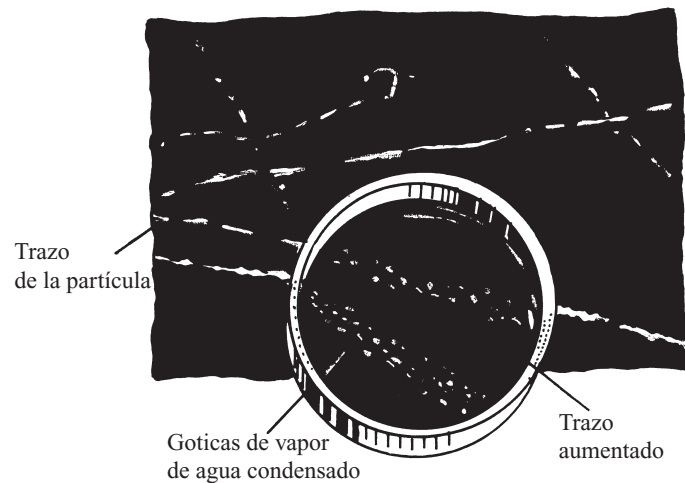


Fig. 5.3

Método de las emulsiones fotográficas en capas gruesas

Para registrar las partículas, además de las cámaras de niebla se utilizan las emulsiones fotográficas en capas gruesas. En estas las partículas, debido a su acción ionizante, dejan una huella de su paso a través de la capa, la cual puede ser observada al revelar la película (fig. 5.4).



Fig. 5.4

Por la longitud y el grosor de la huella se puede apreciar la energía y la masa de la partícula.

La ventaja de la emulsión fotográfica consiste en la acción aditiva continua. Esto permite registrar fenómenos poco frecuentes.

Con este método, el físico francés A. Becquerel (1852-1908) descubrió en 1896 la radiactividad.

Tareas

1. Describe brevemente cómo funcionan los siguientes dispositivos que se utilizan para la investigación de las partículas fundamentales:
 - a) contador Geiger;
 - b) cámara de Wilson;
 - c) fotoemulsiones.

2. ¿Se puede registrar con la cámara de Wilson partículas sin carga? ¿Cómo?
3. ¿Qué ventajas ofrece la cámara de Wilson sobre el contador Geiger?
4. ¿Qué ventajas ofrece la emulsión fotográfica en relación con la cámara de Wilson?

5.3 Estructura y propiedades físicas del núcleo atómico

Estructura del núcleo

El núcleo atómico más simple que existe, el de hidrógeno, está formado por una partícula fundamental denominada protón.

Durante los experimentos del físico inglés J. Chadwick (1891-1974) en 1932, fue descubierta el neutrón. En este mismo año se propuso el modelo nuclear de protones y neutrones. Este modelo fue confirmado por investigaciones posteriores sobre las transformaciones nucleares.

Según dicho modelo, *los núcleos están formados por dos tipos de partículas fundamentales: los protones y los neutrones.*

Masa y carga nuclear

Como el átomo en su conjunto es eléctricamente neutro y la carga del protón es igual al módulo de la carga del electrón, el número de protones que hay en el núcleo es igual al número de electrones que hay en la envoltura del átomo. Por consiguiente, el número de protones del núcleo es igual al número atómico Z del elemento en la tabla de Mendeleiev, y la carga del núcleo es $+Ze$.

En física nuclear se utiliza la unidad atómica de masa (u) que es igual a $1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. Las masas del protón y el neutrón, expresadas en u , son las siguientes:

$$m_p = 1,0075 \text{ u}$$

$$m_n = 1,0089 \text{ u}$$

A manera de comparación, podemos señalar que la masa del protón es 1 836 veces mayor que la masa del electrón.

La suma del número de protones Z y del número de neutrones N que hay en el núcleo se llama *número de masa o número másico*, y se designa con la letra A :

$$A = Z + N$$

Las masas del protón y del neutrón son aproximadamente iguales, y cada una de ellas es aproximadamente igual a la unidad atómica de masa. La masa de los electrones que hay en el átomo es mucho menor que la masa del núcleo. Por eso, el número de masa del núcleo es aproximadamente igual a la masa atómica del elemento, expresada en u y redondeada hasta un número entero. Los números de masa se pueden determinar midiendo la masa de los núcleos con aparatos no muy exactos.

Para la representación de los núcleos se utiliza el símbolo:

$${}^A_Z X$$

donde por X se representa el símbolo químico del elemento dado. En la parte superior izquierda se pone el número de masa y en la parte inferior izquierda el número atómico (este último frecuentemente se omite). A veces el número de masa no se escribe a la izquierda, sino a la derecha del símbolo químico (${}_Z X^A$).

En la tabla 5.1 se resumen las características de los núcleos más usados en este libro, así como las del protón y del neutrón.

Tabla 5.1

	<i>Símbolo químico</i>	<i>Número de masa (A)</i>	<i>Número de protones (Z)</i>	<i>Número de neutrones (N)</i>	<i>Masa atómica (u)</i>	<i>Presentación</i>
Protón	P	1	1	0	1,007276	${}^1_1\text{P}$
Neutrón	n	1	0	1	1,008665	${}^1_0\text{n}$
Helio	He	4	2	2	4,001605	${}^4_2\text{He}$
Nitrógeno	N	14	7	7	13,99923	${}^{14}_7\text{N}$
Oxígeno	O	16	8	8	15,99052	${}^{16}_8\text{O}$
Sodio	Na	23	11	12	22,98373	${}^{23}_{11}\text{Na}$
Cobalto	Co	59	27	32	58,91837	${}^{59}_{27}\text{Co}$
Yodo	I	127	53	74	126,8752	${}^{127}_{53}\text{I}$
Uranio	U	238	92	146	238,0002	${}^{238}_{92}\text{U}$

Fuerzas nucleares

Como los núcleos son bastante estables, los protones y neutrones tienen que ser mantenidos dentro del núcleo por algunas fuerzas que deben ser muy grandes. ¿Qué fuerzas son estas? Puede de antemano decirse que no son gravitatorias, las cuales son demasiado débiles. La estabilidad del núcleo tampoco puede explicarse por las fuerzas electromagnéticas, pues entre las partículas con carga de igual signo, como son los protones, actúa la repulsión eléctrica, que haría estallar el núcleo.

Es decir, entre las partículas nucleares (protones y neutrones, que con frecuencia reciben el nombre de *nucleones*) actúan fuerzas de otra naturaleza. Estas son las llamadas *fuerzas nucleares*.

Estas fuerzas son aproximadamente 100 veces más intensas que las electromagnéticas. En la naturaleza no existen otras fuerzas más poderosas que estas. Por eso, las interacciones de las partículas nucleares suelen llamarse *interacciones fuertes*.

Las interacciones fuertes no se reducen solo a las de los nucleones en el núcleo. Este es un tipo especial de interacción propio de la mayoría de las partículas fundamentales.

La particularidad más importante de las fuerzas nucleares es que actúan a corta distancia. Las fuerzas electromagnéticas disminuyen con relativa lentitud a medida que aumenta la distancia. Las fuerzas nucleares solo se manifiestan de un modo apreciable a distancias iguales en orden de magnitud a las dimensiones del núcleo (de 10^{-14} a 10^{-15} m).

En la tabla 5.2 se resumen la intensidad relativa (se compara con la intensidad de las interacciones fuertes) y el radio de acción de las distintas fuerzas en la naturaleza.

Tabla 5.2

<i>Interacción</i>	<i>Intensidad</i>	<i>Radio de acción</i>
Fuertes	1	$\sim 10^{-15}$ m
Electromagnética	1/137	∞
Gravitacionales	$\sim 10^{-38}$	∞

Modelo nuclear

El núcleo puede ser considerado, en una primera aproximación, como una esfera cuyo radio se determina bastante bien a partir de la fórmula:

$$r = 1,3 \cdot 10^{-15} (A^{1/3}) \text{ m}$$

De esta expresión se infiere que el volumen del núcleo es proporcional al número de nucleones que hay en el mismo. Así, la densidad de la sustancia en todos los núcleos es casi la misma.

Este modelo, que considera al núcleo como una esfera (fig. 5.5), se denomina *modelo de la gota líquida*; fue propuesto por Ya. I. Frenkel (1894-1952) en el año 1939 y desarrollado luego por Bohr y otros científicos. Frenkel se dio cuenta de la similitud entre el núcleo del átomo y una gota de líquido: en ambos casos las fuerzas que actúan entre las partes componentes (las moléculas en el líquido y los nucleones en el núcleo) son de corto radio de acción. Además, la densidad prácticamente igual de la sustancia en núcleos diferentes muestra la compresibilidad extremadamente pequeña de la sustancia nuclear. Los líquidos también poseen una compresibilidad pequeña.

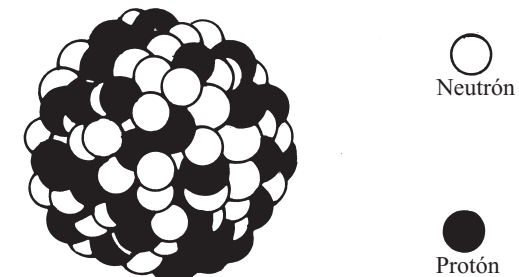


Fig. 5.5

Energía de enlace y defecto de masa

Un papel muy importante en toda la física nuclear lo desempeña el concepto de *energía de enlace del núcleo*.

Se llama energía de enlace del núcleo a la energía necesaria para la *desintegración total del núcleo* en nucleones separados. Basándose en la ley de conservación de la energía, se puede afirmar también que:

La energía de enlace es igual a la energía que se desprende al formar el núcleo a partir de las partículas separadas.

La energía de enlace de los núcleos atómicos es muy grande, ¿cómo se puede hallar su valor?

En la actualidad, no es posible calcular la energía de enlace teóricamente de un modo semejante a como se determina la de los electrones en el átomo. No obstante, la energía de enlace de un núcleo cualquiera puede hallarse midiendo con exactitud su masa. En este caso, los cálculos correspondientes se hacen aplicando la relación de Einstein entre la masa y la energía:

$$E = mc^2$$

Las medidas exactas de las masas de los núcleos han demostrado que *la masa en reposo del núcleo M_{nuc} es siempre menor que la suma de las masas en reposo de los protones y neutrones que la constituyen*:

$$M_{nuc} < Z m_p + N m_n$$

La diferencia entre la masa del núcleo y la suma de las masas de sus partículas constituyentes se llama defecto de masa.

Si representamos el defecto de masa por δM tendremos que:

$$\delta M = Z m_p + N m_n - M_{nuc}$$

Esta diferencia es siempre positiva. En particular, en el helio la masa del núcleo es 0,75 % menor que la suma de las masas de los dos protones y los dos neutrones respectivamente. Para un mole de He, δM es de 0,03 g.

La disminución de la masa al formarse el núcleo con los nucleones significa que, al mismo tiempo, disminuye la energía de este sistema de nucleones en la magnitud de la energía de enlace E_{enl} . Es decir:

$$E_{enl} = \delta M c^2 = (Z m_p + N m_n - M_{nuc}) c^2$$

Pero ¿a dónde van a parar en este caso la energía E_{enl} y la masa δM ?

Al formarse los núcleos con las partículas, estas, a expensas de la acción de las fuerzas nucleares a distancias pequeñas, se lanzan unas hacia otras con una gran aceleración. Los cuantos γ emitidos en estas condiciones tienen precisamente la energía E_{enl} y la masa:

$$\delta M = \frac{E_{enl}}{c^2}$$

Sobre lo enorme que es la energía de enlace puede dar idea el ejemplo siguiente: la formación de 4 g de helio va acompañada del desprendimiento de una energía igual a la que produce la combustión de 1,5 o 2 vagones de carbón de piedra.

Energía de enlace por nucleón

La energía de enlace correspondiente a un nucleón, E'_{enl} , es igual a:

$$E'_{enl} = \frac{E_{enl}}{A}$$

y su valor es, por término medio, igual a 8 MeV/nucleón.

La figura 5.6 representa la curva de la energía de enlace por nucleón en función del número de masa A . Esta curva caracteriza la estabilidad del enlace de los nucleones en los núcleos de los distintos elementos químicos.

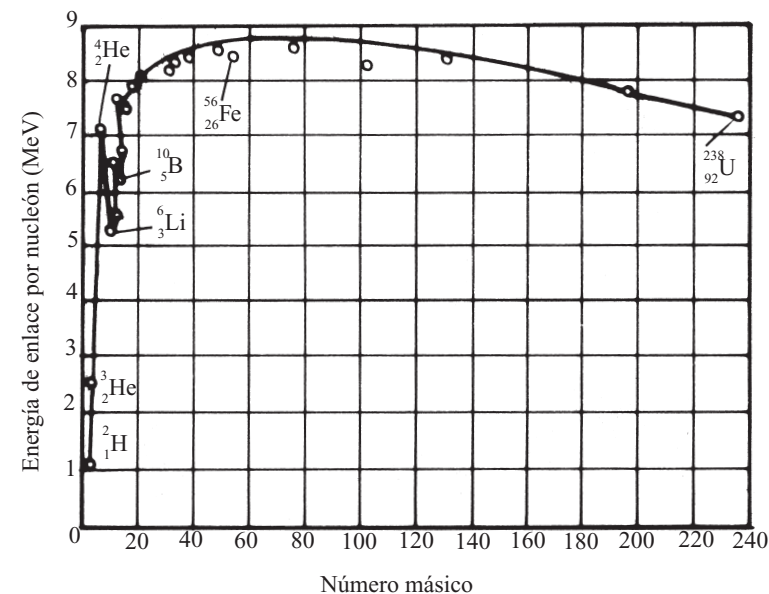


Fig. 5.6

Los núcleos de los elementos que se encuentran en la parte media del sistema periódico ($28 < A < 138$), es decir, desde el silicio hasta el bario, son los más estables. En estos núcleos el valor de E'_{enl} se aproxima a 8,7 MeV/nucleón. A medida que aumenta el número de nucleones del núcleo, la energía de enlace por nucleón disminuye. Los núcleos de los átomos de los elementos químicos que se encuentran al final del sistema periódico tienen una energía de enlace de aproximadamente 7,6 MeV/nucleón.

Tareas

- ¿Cuáles son las características distintivas de las fuerzas nucleares?
- Describe brevemente el modelo de la gota líquida.
- Explica qué se entiende por energía de enlace y cómo se puede determinar.
- Representa gráficamente (en forma aproximada) cómo varía la energía de enlace por núcleo respecto al número másico.

5.4 Transformaciones de los núcleos atómicos

Radiactividad natural

El fenómeno de la radiactividad natural, descubierto por Becquerel en 1896 durante sus experimentos con sales de uranio, consiste en la emanación espontánea de radiaciones por la sustancia.

Investigaciones posteriores, desarrolladas entre otros por la científica polaca María Skłodowska-Curie (1867-1934), el francés Pierre Curie (1859-1906) y Rutherford, permitieron establecer que todos los elementos cuyo número atómico es mayor que 83 son radiactivos. Estos científicos también fueron los iniciadores de las investigaciones sobre la naturaleza física de estas radiaciones y sus propiedades.

Analizando la desviación de las radiaciones emitidas por un preparado radiactivo cuando atraviesan un campo eléctrico o magnético (fig. 5.7) es posible comprobar experimentalmente la existencia de cuatro tipos de radiaciones diferentes. Estas radiaciones se han denominado alfa (α), beta negativa (β^-), beta positiva (β^+) y gamma (γ).

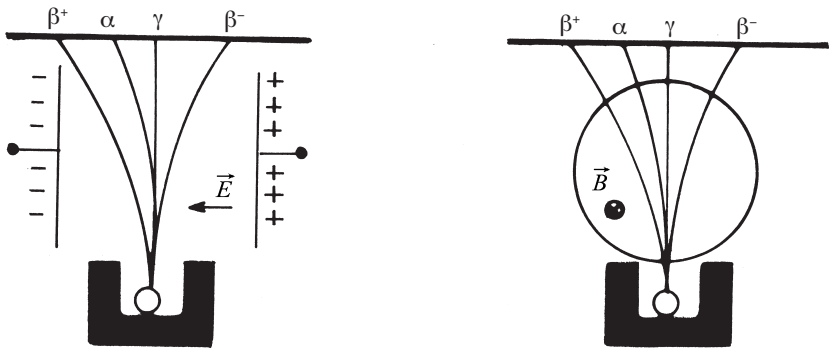


Fig. 5.7

Estas radiaciones se diferencian por su naturaleza y sus propiedades. En la tabla 5.3 se muestran las principales características de estas radiaciones.

Tabla 5.3

Radiación	Naturaleza	Carga	Masa	Poder de ionización	Símbolo
alfa	núcleos de Helio	$+ 2e$	$4 m_p$	30 000	${}^4_2\alpha$ o ${}^4_2\text{He}$
beta–	electrones	$-e$	m_e	10 – 100	β^- o ${}^0_{-1}e$
beta +	positrones	$+e$	m_e	10 – 100	β^+ o ${}^0_{+1}e$
gamma	electromagnética	0	$h\nu/c^2$	menor que las β	γ

A principios del siglo xx se obtuvieron una serie de resultados experimentales relacionados con la radiactividad natural. A grandes rasgos, los podemos resumir de la forma siguiente:

1. La radiación emitida por los elementos radiactivos uranio, torio y radio no depende de la temperatura y la presión a que está sometida la sustancia, ni de las reacciones químicas en que participan.
2. La intensidad de la radiación emitida por dichos elementos radiactivos prácticamente no varía con el tiempo, durante un intervalo de años.
3. Durante la emisión radiactiva se produce una liberación de energía.
4. Como resultado de la transformación radiactiva se origina una nueva sustancia, que se diferencia totalmente de la sustancia inicial por sus propiedades físicas y químicas.

Todas estas regularidades pueden ser explicadas suponiendo que la emisión radiactiva se produce por transformaciones que ocurren espontáneamente en los núcleos atómicos, acompañadas de emisión de energía en cantidades enormes en comparación con la energía que se libera de las transformaciones moleculares habituales.

Isótopos

El estudio del fenómeno de la radiactividad condujo a un descubrimiento importante concerniente a la naturaleza de los núcleos atómicos.

Como resultado de la observación de un número enorme de retransformaciones radiactivas, fue quedando claro que existen sustancias totalmente idénticas por sus propiedades químicas, pero cuyas propiedades radiactivas son completamente distintas (es decir, que se desintegran de diferentes maneras). No se lograba separar estas sustancias por los procedimientos químicos conocidos. Años más tarde se descubrió que estas sustancias tenían masas diferentes. Se les denominó entonces isótopos, pues ocupan el mismo lugar en la tabla periódica.

En la actualidad se sabe que tienen isótopos todos los elementos químicos, desde el más ligero hasta el más pesado. Algunos elementos solo tienen isótopos inestables (es decir radiactivos).

En la tabla 5.4 se presentan los números de neutrones y de protones de algunos isótopos.

Tabla 5.4

Isótopos	Z	A	$N = A - Z$
${}^{35}_{17}\text{Cl}$	17	35	18
${}^{37}_{17}\text{Cl}$	17	37	20
${}^{238}_{92}\text{U}$	92	238	146
${}^{235}_{92}\text{U}$	92	235	143
${}^{234}_{92}\text{U}$	92	234	142
${}^{23}_{11}\text{Na}$	11	23	12
${}^{27}_{13}\text{Al}$	13	27	14
${}^{31}_{15}\text{P}$	15	31	16

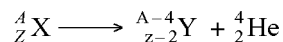
La existencia de los isótopos demuestra que la carga del núcleo atómico no determina todas las propiedades de los átomos, sino únicamente sus propiedades químicas y aquellas físicas que dependen de la capa electrónica, por ejemplo las dimensiones. La masa del átomo y sus propiedades radiactivas no vienen determinadas por el número de orden en la tabla de Mendeleiev, es decir, por el número de protones, sino también por la cantidad de neutrones.

Cuando las masas atómicas relativas de los isótopos se midieron con precisión, se puso de manifiesto que se aproximan a números enteros. A veces se encuentra una gran desviación de las masas atómicas relativas de los elementos químicos respecto de los números enteros. Así, la masa atómica relativa del cloro es igual a 35,5. Esto significa que, en su estado natural, la sustancia químicamente pura es una mezcla de isótopos en distintas proporciones.

Ley de los desplazamientos

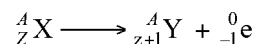
Sólo después que fueron descubiertos los isótopos se logró entender la composición de la cadena sucesiva de las transformaciones radiactivas de los elementos. Estas transformaciones se subordinan a la denominada *regla de los desplazamientos*.

Durante la desintegración α , o sea, durante el proceso en el cual el núcleo emite una partícula α , dicho núcleo pierde una carga positiva $+2e$, y su masa disminuye aproximadamente en cuatro unidades atómicas de masa. Como resultado de ello, el elemento se desplaza dos casillas hacia el inicio del sistema periódico. Este proceso puede ser escrito simbólicamente como sigue:



donde X es el núcleo inicial y Y es el núcleo producto de la desintegración.

Durante la desintegración β^- del núcleo, se libera un electrón. Como resultado, la carga del núcleo aumenta en una unidad, mientras que su masa se mantiene casi invariable, y el elemento se desplaza una casilla hacia el final de la tabla periódica. Este proceso puede ser escrito simbólicamente de la forma:



Las radiaciones γ no determinan variación en la carga del núcleo, y la masa varía de manera insignificante.

La regla de los desplazamientos es una consecuencia de las leyes de conservación de la carga y de la masa, y plantea que cuando ocurre la desintegración α el elemento se desplaza dos casillas hacia el inicio de la tabla periódica, cuando ocurre la β^- , una casilla hacia el final y cuando ocurre la β^+ , una casilla hacia el inicio.

Los nuevos núcleos que surgen durante la desintegración radiactiva generalmente son, a su vez, radiactivos.

Ley de la desintegración radiactiva. Período de semidesintegración

En la desintegración radiactiva no todos los átomos se transforman simultáneamente, sino que en cada instante una pequeña parte del número total de átomos se hace inestable y se descompone. Por ello, el número de átomos en la muestra con posibilidades de transformación decrece con el tiempo.

Se ha comprobado experimentalmente que el número de átomos que se desintegran en un tiempo determinado no es igual para todas las sustancias radiactivas, es decir, que podemos diferenciar una sustancia radiactiva de otra teniendo en cuenta esta propiedad. Una forma de cuantificar dicha propiedad es midiendo el tiempo que se demora en desintegrarse la mitad de la cantidad inicial de átomos radiactivos. Este tiempo recibe el nombre de *período de semidesintegración*.

El período de semidesintegración (T) es el tiempo en el transcurso del cual se desintegra la mitad del número de átomos radiactivos que existía inicialmente.

Supongamos que el número de átomos radiactivos en el instante inicial de tiempo ($t = 0$) es igual a N_0 . Entonces, transcurrido un período de semidesintegración, este número será

igual a $\frac{N_0}{2}$. Después de otro intervalo de tiempo igual, este número es:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{N_0}{2} = \frac{N_0}{4} = \frac{N_0}{2^2}$$

Al transcurrir el tiempo $t = nT$, es decir, después de n períodos de semidesintegración, los átomos radiactivos que quedan sin desintegrar son:

$$N = N_0 \frac{1}{2^n}$$

$$N = N_0 \frac{1}{2^{t/T}}$$

$$N = N_0 2^{-t/T} \quad (5.1)$$

Esta es la expresión cuantitativa de la ley de la desintegración radiactiva.

Mientras menor es el período de semidesintegración, con más intensidad ocurre la desintegración de la sustancia.

En la tabla 5.5 se dan los períodos de semidesintegración de algunas sustancias radiactivas.

Tabla 5.5

Elemento	Isótopos	Período de semidesintegración (T)
Polonio	${}_{84}\text{Po}^{219}$	136,3 días
Uranio	${}_{92}\text{U}^{235}$	$7,13 \cdot 10^9$ años
	${}_{92}\text{U}^{239}$	$4,56 \cdot 10^9$ años
	${}_{92}\text{U}^{239}$	23 minutos
Radio	${}_{88}\text{Ra}^{226}$	1 580 años
Radón	${}_{86}\text{Rn}^{222}$	3,82 días
	${}_{86}\text{Rn}^{217}$	10^5 segundos

El período de semidesintegración se puede determinar, según la ecuación 5.1, al calcular el número de átomos que se desintegran en cierto intervalo de tiempo, si se conocen la cantidad de átomos que existían en el instante inicial.

Tareas

- Explica cómo es posible determinar en forma experimental la naturaleza física de las radiaciones nucleares.
- Haz un resumen de las características fundamentales de las radiaciones α , β^- , β^+ y γ .
- ¿Qué son los isótopos? ¿Todos son radiactivos?
- ¿Posee isótopos el bario, cuya masa atómica relativa es igual a 137,34? Explica tu respuesta.
- ¿Qué ocurre con la sustancia durante la desintegración radiactiva?

14. Las radiaciones producto de la desintegración son muy energéticas. ¿Cómo se explica este hecho? ¿Ocurre igual en las reacciones moleculares comunes?
15. Señala qué ocurre durante radiaciones α y β . ¿Cómo varía la posición de la sustancia que las emite en la tabla periódica?
16. ¿Qué leyes de conservación conocidas por ti se cumplen durante las transformaciones radiactivas?
17. ¿Qué quiere decir que el periodo de semidesintegración del radio es de 1 580 años?

5.5 Transformaciones artificiales

Las transformaciones de los núcleos no ocurren solo de manera espontánea; pueden producirse también artificialmente.

Rutherford supuso que para destruir o transformar el núcleo era necesario utilizar una cantidad de energía grande. La mayor fuente de energía disponible en ese tiempo eran las partículas α emitidas por los núcleos radiactivos.

En 1920, Rutherford realizó un experimento en el que bombardeó con partículas α emitidas por el radio (Ra) una muestra de nitrógeno ($^{14}_7\text{N}$), y detectó la presencia de protones (el núcleo del átomo de hidrógeno). ¿Cómo explicar este resultado?

Aproximadamente una partícula α de cada 50 000 de las lanzadas por el preparado radiactivo hacia la muestra es capturada por el núcleo de nitrógeno, el cual emite después un protón. Cuando esto ocurre, el núcleo de nitrógeno se transforma en un isótopo del oxígeno. Este proceso se puede representar simbólicamente de la siguiente forma:



En la figura 5.8 se representa una de las fotografías de este proceso. En la parte superior y hacia el centro se observa como una letra Y invertida, que corresponde a esta reacción nuclear. La huella gruesa es la que deja el núcleo de oxígeno, y la fina, el protón. Las partículas restantes no experimentan choques con los núcleos y las huellas de sus trayectorias son rectilíneas.

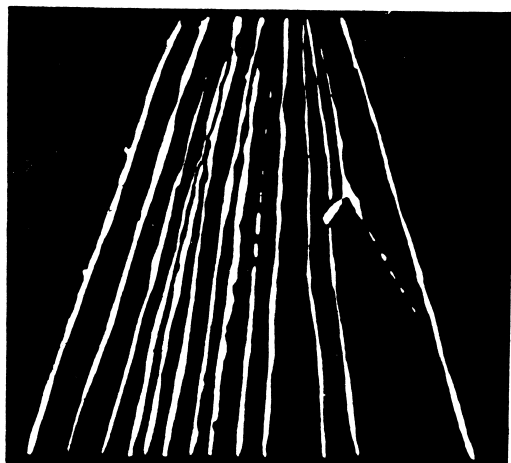


Fig. 5.8

Mediante otras investigaciones, fueron descubiertas las transformaciones de otros núcleos bajo la acción de partículas. Esto ocurrió con los núcleos del flúor, el calcio, el aluminio, etc. Los núcleos de los elementos pesados que se encuentran al final del sistema periódico no experimentan estas transformaciones, pues su gran carga eléctrica no permite el acercamiento de partículas.

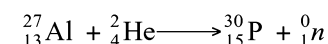
Radiactividad artificial

Durante las transformaciones artificiales se pueden obtener isótopos inestables de aquellos elementos químicos que en condiciones naturales son estables. Tal fenómeno fue descubierto por los esposos Irene y Federico Joliot-Curie en el año 1934, y denominado por ellos *radiactividad artificial*.

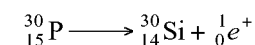
Los esposos Joliot-Curie continuaron la investigación de la transformación de los átomos bajo la acción de las partículas α . Bombardeando aluminio y algunos otros elementos, ellos descubrieron un nuevo tipo de transformación.

Bajo la acción de las partículas α el aluminio no emitía electrones como en otras reacciones nucleares sino positrones.¹ Interesándose en este fenómeno los científicos decidieron investigarlo de un modo más exhaustivo. Colocaron una lámina de aluminio a pequeña distancia de una fuente de partículas α y la expusieron a la radiación durante algunos minutos. Después alejaron el preparado y, con ayuda de un contador Geiger, descubrieron que la lámina era radiactiva y emitía positrones durante algún tiempo. Esto era completamente nuevo, un fenómeno desconocido hasta entonces. Los núcleos experimentaban transformaciones aún después que las acciones de las partículas α cesaban.

Los núcleos de aluminio capturan a las partículas α , emitiendo simultáneamente neutrones. Cuando esto ocurre, se forma un isótopo de fósforo, ($^{30}_{15}\text{P}$):



El isótopo artificial ($^{30}_{15}\text{P}$) obtenido por este método es radiactivo y se desintegra con la emisión de positrones:



Este es uno de los ejemplos de formación de un núcleo por radiactividad artificial. Como consecuencia de este fenómeno se han obtenido cerca de mil isótopos radiactivos artificiales, mientras que el número de isótopos radiactivos naturales no pasa de 40. Para cada elemento en la actualidad se conocen algunos isótopos radiactivos artificiales. Con la ayuda de la radiactividad se obtienen elementos transuránicos, que son elementos con un número de orden mayor de 92.

Reacciones nucleares

Se denominan reacciones nucleares a los cambios que experimentan los núcleos como consecuencia de la interacción con un agente externo.

En la actualidad, uno de los procedimientos utilizados para provocar las reacciones nucleares es el de bombardear los núcleos pesados con partículas cargadas y de grandes energías, como son los protones, los deuterones, las partículas α y otros núcleos que se obtienen con la ayuda de los aceleradores de partículas cargadas.

¹ El positrón es el "doble" o antipartícula del electrón: se diferencia de este sólo en el signo de la carga eléctrica.

Estas partículas son más efectivas para la realización de las reacciones nucleares que las partículas α emitidas por los elementos radiactivos naturales, pues se les puede comunicar una energía mucho mayor (más de 100 MeV) que las que poseen estas últimas (8 MeV como máximo). Además, es posible utilizar protones, que por tener menor carga que las partículas α son mucho más efectivos. La primera transformación de los núcleos atómicos con ayuda de los protones de gran energía obtenidos en un acelerador

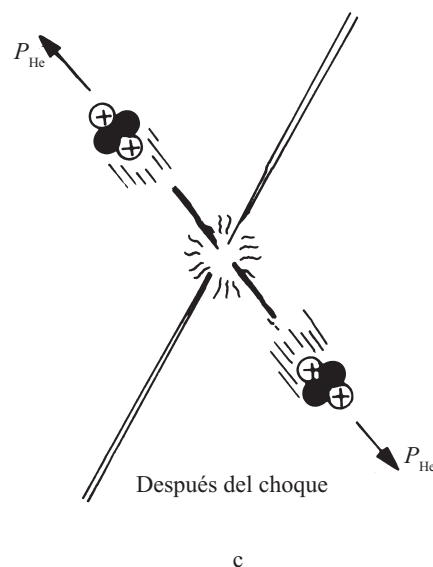
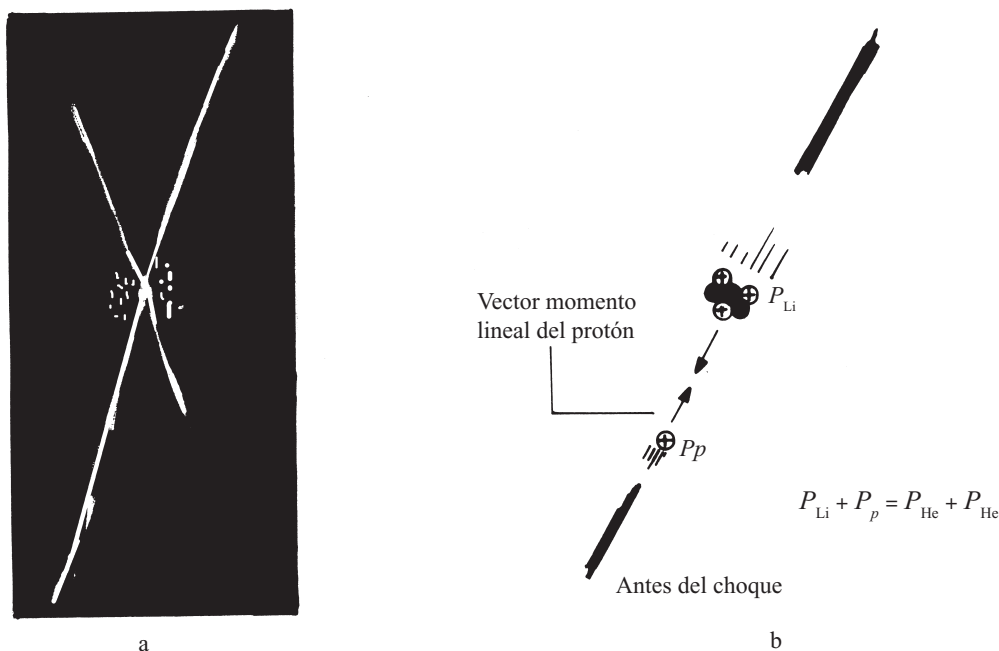
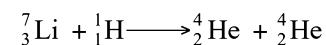


Fig. 5.9

fue realizada en el año 1932, cuando se logró dividir el núcleo de litio en dos partículas α :



Como se puede apreciar en una fotografía obtenida con una cámara de Wilson (fig. 5.9a), los núcleos de helio producidos por la fisión vuelan en sentidos contrarios a lo largo de una misma recta, en correspondencia con la ley de conservación del momento lineal. Esta reacción va acompañada de la liberación de gran cantidad de energía, cerca de 17,6 Mev. En las figuras 5.9 b y c se muestra un esquema del proceso antes descrito.

El descubrimiento del neutrón fue un punto de giro en las investigaciones de las reacciones nucleares, pues carece de carga. El neutrón penetra sin obstáculos en los núcleos atómicos y provoca las transformaciones.

El famoso físico italiano Enrico Fermi (1901-1954) fue el primero en comenzar los estudios de las reacciones provocadas por los neutrones. Él descubrió que las transformaciones nucleares eran provocadas no solo por los neutrones rápidos, sino también por los lentos, que se mueven con velocidades térmicas.

Los neutrones lentos en muchos casos resultan más efectivos que los rápidos. Por esta razón es conveniente frenar los neutrones rápidos. El frenado de los neutrones hasta las velocidades térmicas se puede lograr empleando agua común, pues el agua contiene un gran número de núcleos de hidrógeno (es decir, de protones) cuya masa es casi igual a la masa de los neutrones y, como durante los choques elásticos de esfera de masas iguales ocurre la mayor transmisión de energía cinética, durante el choque central de un neutrón con un protón en reposo, el primero le transmite al segundo toda su energía cinética y su velocidad se anula.

Fisión nuclear

Una forma singular de reacciones nucleares es la fisión nuclear, durante la cual un núcleo de un elemento pesado se divide en dos del mismo tamaño aproximadamente (acompañados, a veces, de otros fragmentos mucho menores), se emiten dos o tres neutrones y rayos γ , y se libera una gran cantidad de energía.

Este fenómeno fue descubierto en 1938 por los científicos alemanes O. Hahn (1879-1968) y F. Strassmann (1902-1980), quienes se percataron de que durante el bombardeo del uranio con neutrones reproducen dos elementos que ocupan la parte media del sistema periódico: el bario, el kriptón u otros.

También existe la fisión espontánea del núcleo de uranio, descubierta por los físicos soviéticos G. N. Flerov y K. A. Perteriyakov. En este caso, el período de semidesintegración es igual a $4,5 \cdot 10^9$ años, que resulta dos millones de veces mayor que el período de semidesintegración del uranio en el caso de la fisión causada por la absorción de neutrones.

El proceso de fisión del núcleo atómico se puede explicar sobre la base del modelo de gota del núcleo. En este modelo se considera que el núcleo tiene una forma esférica, cuando absorbe un neutrón, se excita y comienza a deformarse, adquiere una forma alargada (fig. 5.10 a y b). El núcleo se estira sin romperse mientras las fuerzas de repulsión entre los extremos del núcleo alargado no predominen sobre las fuerzas de cohesión que actúan entre las partes que se forman (fig. 5.10c). El alargamiento continúa hasta que el núcleo se divide en dos partes definidas (fig. 5.10d).

Bajo la acción de las fuerzas coulombianas de repulsión, estas partes o fragmentos se alejan con una velocidad del orden de la tercera parte de la velocidad de la luz (fig. 5.10e).

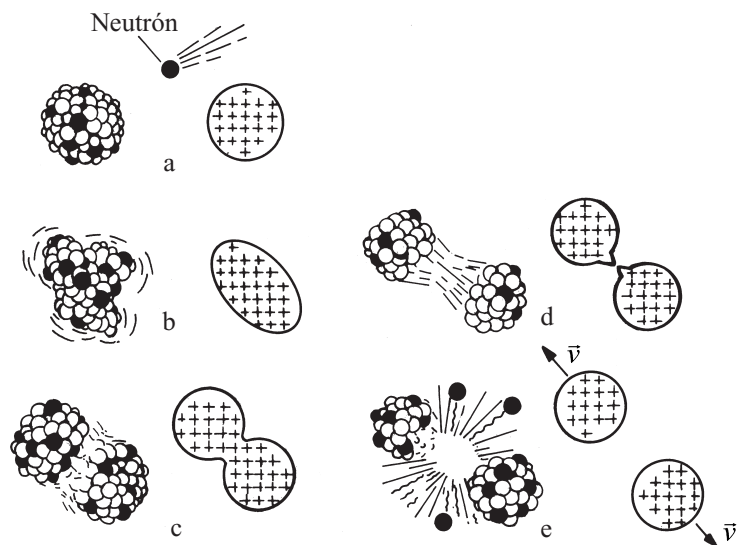


Fig. 5.10

Durante la fusión del uranio, la energía de enlace de cada nucleón aumenta, pues la mayor parte de los núcleos producidos por la fusión se encuentran en la parte central de la tabla periódica, que es la que corresponde a los núcleos de mayor energía de enlace por nucleón. Como este aumento de la energía de enlace es de aproximadamente 1 MeV/nucleón, la energía total liberada durante la fisión del uranio debe ser del orden de los 200 MeV, lo cual está plenamente confirmado por los resultados experimentales.

Debe señalarse que la mayor parte de la energía liberada durante la fisión nuclear corresponde a la energía cinética de los fragmentos, que tiene un origen electrostático, pues los fragmentos la obtienen por las fuerzas de repulsión coulombianas. En la figura 5.11 se muestran las huellas de los fragmentos en que se ha dividido un núcleo de uranio en la cámara de Wilson.



Fig. 5.11

La emisión de neutrones durante la fisión se puede explicar si se toma en consideración que los núcleos resultantes tienen menor número atómico y que, por lo tanto, deben tener una proporción menor de neutrones en comparación con la del núcleo fisionado.

Por otra parte, la emisión de radiación γ se explica por el hecho de que, frecuentemente, los núcleos resultantes del proceso de fisión son isótopos radioactivos, que dan lugar a una serie de transformaciones sucesivas hasta llegar a un núcleo estable.

Reacción en cadena

La liberación de neutrones durante la fisión permite que se produzca, bajo determinadas condiciones, la denominada reacción en cadena de la fisión del uranio.

Cualquiera de los neutrones que se liberan del núcleo en el proceso de la fisión, puede a su vez provocar la escisión de otro núcleo vecino, que emite también nuevos neutrones que poseen la capacidad de provocar nuevas fisiones. Como resultado, el número de los núcleos fisionados aumenta muy rápidamente. Surge la reacción en cadena (fig. 5.12).

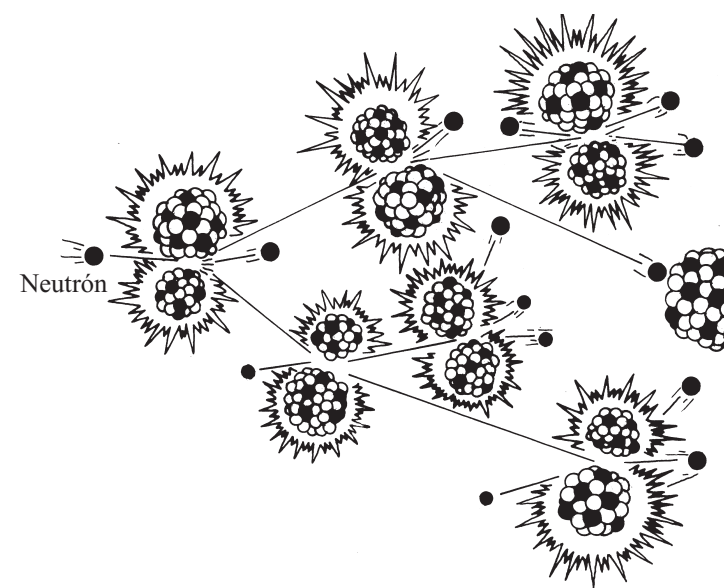


Fig. 5.12

La reacción en cadena va acompañada de una liberación de energía gigantesca. Durante la fisión, cada núcleo libera aproximadamente 200 MeV. Al producirse la fisión total de todos los núcleos que constituyen 1 g de uranio, se libera una energía de $2,3 \cdot 10^4$ kWh equivalente a la energía que se obtiene al quemar 3 t de carbón o 2,5 t de petróleo.

Pero para obtener la reacción en cadena no se pueden utilizar núcleos cualesquiera. El isótopo de uranio de número másico 235 ($^{235}_{92}\text{U}$) constituye uno de los núcleos más ventajosos de los que se encuentran en la naturaleza para este propósito.

El uranio natural está constituido fundamentalmente por dos isótopos: el ($^{235}_{92}\text{U}$) y el $^{238}_{92}\text{U}$. El primero constituye 1/140 parte del segundo, que es el más abundante en la naturaleza.

El núcleo $^{235}_{92}\text{U}$ se divide bajo la acción de neutrones rápidos o lentos (con velocidades térmicas). Los núcleos del $^{238}_{92}\text{U}$ pueden fisionarse sólo bajo la acción de neutrones rápidos de una energía superior a 1 MeV. Esta energía la poseen aproximadamente el 60 % de los neutrones que se liberan durante la fisión. Sin embargo, solamente un neutrón de cada 5 es capaz de fisionar al $^{238}_{92}\text{U}$. Los restantes neutrones son absorbidos por este isótopo y no producen su fisión. Por esta razón, no se puede lograr la reacción en cadena si se utiliza solo el isótopo $^{238}_{92}\text{U}$.

Fusión nuclear

Otra forma singular de reacción nuclear es la de fusión. Esta consiste en aproximar los núcleos ligeros lo suficiente para que las fuerzas nucleares superen a las electromagnéticas y se forme un núcleo más pesado.

Este proceso proporciona cantidades de energía muy superiores al de fisión. Por ejemplo, durante la fusión del deuterio con el tritio se liberan 3,5 MeV/nucleón, mientras que en la fisión del uranio se libera 1 MeV/nucleón. Sin embargo, la realización práctica de la fusión encierra muchas dificultades técnicas, pues hay que comunicar a los núcleos iniciales suficiente energía cinética para que se aproximen venciendo las elevadas fuerzas repulsivas. Así, para que tenga lugar la fusión de dos núcleos de deuterio y formen un núcleo de helio se necesitan temperaturas de millones de grados. De aquí que a estas se les llame termonucleares.

Como estudiarás en el próximo capítulo, las reacciones termonucleares desempeñan una importante función en la evolución del universo. Baste citar aquí el hecho de que la energía que irradian el Sol y las demás estrellas tiene un origen termonuclear.

Tareas

18. Explica en qué consiste el fenómeno de la radiactividad artificial.
19. Establece algunas diferencias y analogías entre la radiactividad natural y la artificial.
20. ¿A qué se denominan reacciones nucleares?
21. Di algunos ejemplos de las partículas que se utilizan en la actualidad para provocar y estudiar las reacciones nucleares. Explica por qué son más efectivas que las partículas α emitidas por los elementos radiactivos naturales.
22. ¿Cuál es la ventaja de utilizar neutrones en las investigaciones de las reacciones nucleares?
23. ¿En qué consiste el fenómeno de la fisión atómica?
24. Explica en forma cualitativa el mecanismo de la fisión nuclear sobre la base del modelo de gota del núcleo.
25. Explica por qué ocurre la emisión de neutrones y de radiaciones α , β y γ durante la fisión nuclear.
26. Explica el mecanismo de la reacción nuclear en cadena y qué condición debe cumplirse para que esta se produzca.

27. Explica en qué consisten las reacciones termonucleares y cuáles son las condiciones necesarias para que estas se produzcan.

5.6 Partículas fundamentales

Como dijimos al comienzo de este capítulo, estudiaremos brevemente las partículas fundamentales. ¿Pero, qué es una partícula fundamental?

Según las ideas modernas, son partículas fundamentales las partículas primarias, indivisibles, de que está constituida toda la sustancia. No obstante, el término “indivisible” no significa que no tengan estructura interna.

Ya en nuestro curso de Física hemos conocido algunas partículas fundamentales, como son el electrón, el protón, el neutrón y el fotón.

Durante las tres primeras décadas del siglo pasado, sin embargo, sólo se conocían tres partículas fundamentales: el electrón, el protón y el fotón. Este cuadro simple duró muy poco tiempo, pues en 1931 el físico inglés Paul Dirac (1902-1987) predijo teóricamente que debía existir una partícula que fuera idéntica al electrón pero que tuviera una carga positiva, a la cual denominó positrón. También predijo que si esta partícula se pone en contacto con el electrón, ambas desaparecen y en su lugar surge una radiación γ muy energética. Al mismo tiempo pronosticó que se podrían obtener electrones y positrones a partir de radiación γ . Más tarde, en 1932, fue descubierta esta partícula y se comprobaron experimentalmente las predicciones de Dirac. Al positrón se le denominó *antipartícula* del electrón. En el mismo año 1932 fue descubierto por Chadwick el neutrón.

Por otra parte, existían en esta época dificultades para verificar la conservación de la energía durante la desintegración β . Para resolver esta dificultad, el físico austriaco Wolfgang Pauli (1900-1950) supuso en 1930 que en esta desintegración se emitía una nueva partícula que no tenía carga ni masa, a la que denominó neutrino. El neutrino fue descubierto en 1956.

En muy poco tiempo, el número de partículas descubiertas aumentó considerablemente. Incluso se encontró que la gran mayoría de ellas podían descomponerse y transformarse unas en otras.

Así resulta que el cuadro de las partículas que forman el micromundo es extraordinariamente complicado. En la tabla 5.6 se muestran las partículas fundamentales descubiertas hasta ahora excluyendo un grupo de partículas muy inestable, con un tiempo de vida muy corto.

La existencia de un número tan grande de partículas fundamentales hizo pensar que algunas de ellas podrían estar compuestas por otras más elementales. En 1963 M. Gell-Mann y G. Zweig propusieron que todas las partículas, excepto los fotones y las que se denominan leptones, están constituidas por otras más fundamentales denominadas *quarks*. Inicialmente se introdujo la hipótesis de que existen tres quarks (y tres antiquarks). Los quarks deben tener cargas eléctricas fraccionarias. En la actualidad se postula la existencia de seis quarks, denominados con las letras (u, d, s, c, b y t).

Los quarks se han encontrado formando parte de otras partículas, pero no se han descubierto quarks libres.

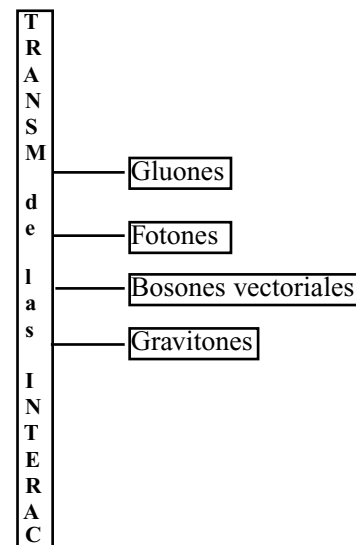
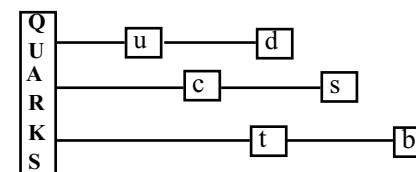
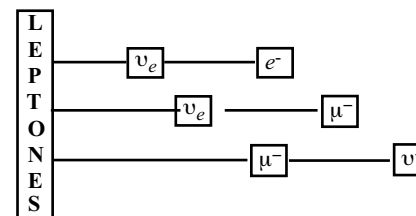
Actualmente se consideran como partículas verdaderamente elementales los leptones, los quarks y los portadores de la interacción (gluones, fotones, gravitones y bosones vectoriales). En la tabla 5.7 se presenta la clasificación de estas partículas.

Tabla 5.6
PARTÍCULAS FUNDAMENTALES

	Nombre	Símbolo		Masa*	Carga elect.	Tiempo de vida (s)
		p	a			
	fotón	γ	γ	0	0	estable
L E P T O N E S	neutrino electrónico	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	estable
	neutrino μ -mesónico	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	estable
	neutrino τ -mesónico	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	estable
	electrón	e^-	e^+	1	-1	estable
	mesones mu	μ^-	μ^+	206,7	-1	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	mesones tau	τ^-	τ^+	3 528	0	$3,5 \cdot 10^{-12}$
M E S O N E S	mesones pi (piones)	π^0	π^0	264,1	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$
		π^+	π^-	273,1	1	$2,6 \cdot 10^{-8}$
	mesones K (kaones)	K^+	K^-	966,4	1	$K_s^0 1,23 \cdot 10^{-8}$ $0,86 \cdot 10^{-10}$
		K^0	K^0	974,1	0	$K_L^0 5,38 \cdot 10^{-8}$
B A R I O N E S	η^0 -mesón	η^0	η^0	1 074	0	10^{-17}
	protón	p	p	1 836,1	1	estable
	neutrón	n	$\bar{n}$	1 836,6	0	10^3
	hiperón lambda	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	2 184,1	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$
	hiperón sigma	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2 327,6	1	$0,8 \cdot 10^{-10}$
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2 333,6	0	10^{-14}
		Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	2 343,1	-1	$1,49 \cdot 10^{10}$
	hiperón xi	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2 572,8	0	$3,03 \cdot 10^{-10}$
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	2 585,6	-1	$1,66 \cdot 10^{-10}$
	partículas omega menos	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	3 273	-1	$1,3 \cdot 10^{-10}$

* En unidades de masa del electrón.

Tabla 5.7
PARTÍCULAS ELEMENTALES



5.7 Aplicaciones de la física nuclear

Reactor nuclear

Una de las aplicaciones más importantes de la física nuclear la constituye el reactor nuclear, pues es una instalación con la cual puede controlar la reacción de la fisión del núcleo de uranio.

El núcleo de uranio que más se utiliza en los reactores es del isótopo $^{235}_{92}\text{U}$ pues en él se absorbe con más efectividad a los neutrones lentos.

La posibilidad de asimilar los neutrones lentos es cientos de veces mayor que la de asimilar neutrones rápidos. Por ello en los reactores nucleares que trabajan con uranio natural se utilizan neutrones retardados.

En la figura 5.13 se representan de forma esquemática los procesos que tienen lugar en un reactor nuclear.

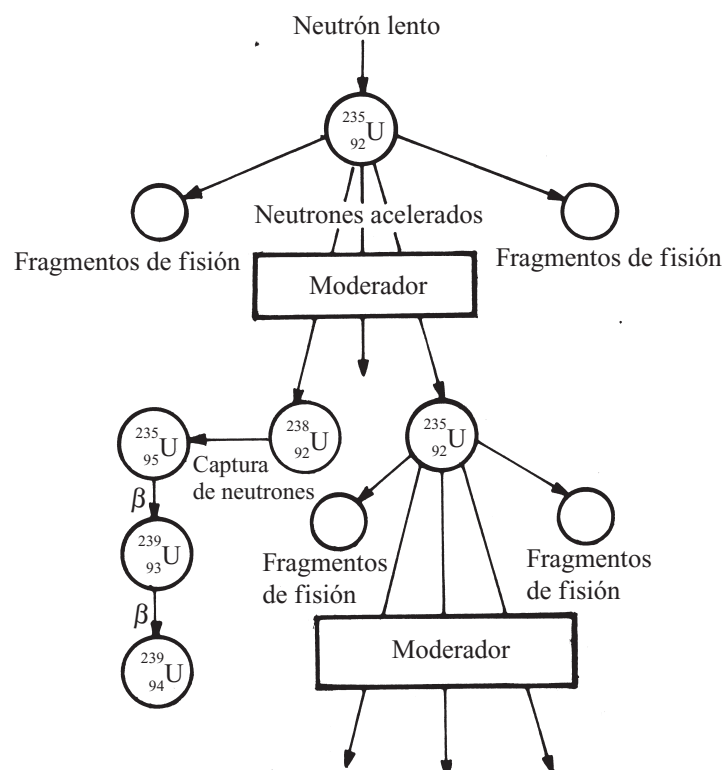


Fig. 5.13

En la figura 5.14 se muestra el esquema de la instalación energética de un reactor nuclear.

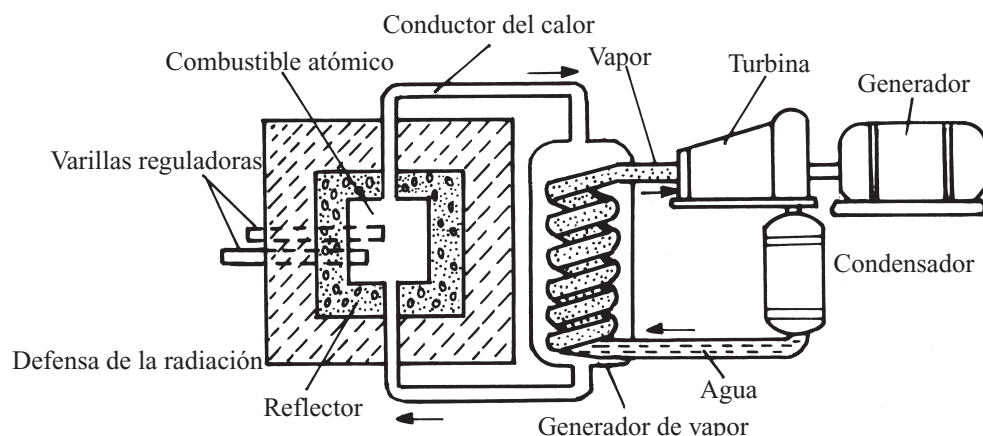


Fig. 5.14

Los elementos fundamentales de un reactor nuclear son el combustible nuclear ($^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ y otros), el retardador de neutrones (agua pesada o común, grafito y otros), el conductor del calor para dar salida al calor que se produce durante el trabajo del reactor (agua, calcio líquido y otros) y la instalación para regular la velocidad de reacción (que introduce en el espacio del trabajo del reactor unas varillas que contienen cadmio o bario, sustancias que absorben muy bien los neutrones).

Alrededor del reactor hay una capa protectora contra las radiaciones γ y los neutrones, constituida por concreto y planchas de acero.

Un retardador muy bueno lo constituye el agua pesada. El agua común retiene los neutrones y se convierte en agua pesada. Otro buen retardador es el grafito, cuyo núcleo no absorbe neutrones.

Reactores de neutrones rápidos

Se han construido reactores que trabajan sin retardador de neutrones rápidos. Puesto que la posibilidad de fisión que provocan los neutrones rápidos es muy pequeña, estos reactores no pueden trabajar con uranio natural. La reacción se puede lograr solo con una mezcla enriquecida que contenga no menos del 15 % del isótopo $^{235}_{92}\text{U}$. La ventaja de los reactores de neutrones rápidos consiste en que durante su trabajo, se forma una cantidad considerable de plutonio, el cual puede ser utilizado como combustible nuclear. Estos reactores se denominan reactores multiplicadores, pues reproducen el material fisionable. Se construyen reactores con coeficiente de multiplicación de hasta 1,5. Esto significa que de 1 kg de isótopo $^{235}_{92}\text{U}$ se obtiene hasta 1,5 kg de plutonio.

En los reactores comunes también se forma plutonio, pero en menores cantidades (el coeficiente de multiplicación es de hasta 0,6-0,7).

Isótopos radiactivos

De las aplicaciones de la reactividad, una de las más interesantes y prometedoras es la utilización de los isótopos radiactivos como indicadores o elementos marcados. El principio es simple: se incorporan a la masa de átomos estables de un elemento cualquiera, pequeñas cantidades de un isótopo radiactivo del mismo elemento.

Como desde el punto de vista químico no existe diferencia alguna entre los isótopos, su presencia no modifica las reacciones químicas en que participa el elemento en cuestión.

De acuerdo con esto, si el químico se vale de un detector especial, podrá detectar la radiactividad y, por tanto, seguir con exactitud el rastro del elemento considerado en las sucesivas reacciones.

El biólogo puede sacar aún mayor ventaja del empleo de estos métodos. Las funciones vitales son extremadamente complicadas. Puede saberse el ciclo de un elemento en el organismo si se introduce, por ejemplo, un radioisótopo en el torrente sanguíneo. ¿Cómo es asimilado?, ¿a dónde van?, ¿qué tiempo permanece antes de ser eliminado? A todas estas preguntas responderá el isótopo radiactivo.

En química orgánica se ha comprobado que en muchos casos las emanaciones radiactivas ayudan a la iniciación del proceso de polimerización en casos en que es muy difícil o imposible realizarlo por otros procedimientos.

Por otra parte, recientemente se ha descubierto que el gas acetileno, bombardeado con partículas β de energía elevada, se polimeriza y se convierte en gasolina. Es difícil predecir cuál será la eficiencia técnica de este método, pero por el momento parece ser prometedor.

El hecho de que los organismos vivos se pueden destruir bajo la acción de radiaciones ionizantes da lugar a la llamada esterilización en frío. El exterminio total de los microorga-

nismos que existen en los productos alimenticios puede lograrse con una irradiación de rayos β o γ .

Desde hace mucho tiempo los médicos conocen que los tumores cancerosos sometidos al efecto de los rayos X se destruyen con mayor rapidez que las células de los tejidos sanos circundantes. Esto sólo puede hacerse en las formas externas del mal, por ejemplo, en los casos de cáncer de la piel, mucosas, etcétera.

Se sabe que los diferentes elementos químicos se concentran dentro del organismo en distintas partes; por ejemplo, el yodo se concentra en la glándula tiroides, el fósforo en los huesos, y el manganeso en el hígado, etc. Si se escogen adecuadamente isótopos radiactivos de período corto que sean absorbidos selectivamente por un órgano enfermo, la radiación destruirá las células cancerosas de adentro hacia afuera. De esta manera se trata en nuestros días el cáncer de tiroides y de los órganos hematopoyéticos.

En la agricultura se usan los radioisótopos para investigar la efectividad de los abonos. Se puede también, con pequeñas dosis de rayos γ , lograr una floración más temprana y un desarrollo más rápido de las plantas.

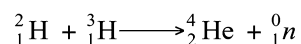
Si se irradia la papa con rayos γ se puede retrasar, sin daño para los tubérculos, su germinación hasta 18 meses, lo cual soluciona el problema de su conservación.

La radiactividad también ha sido empleada en la obtención de nuevas variedades de cultivos.

En la industria también se emplean los rayos γ para hacer radiografías de piezas de grueso considerable y para detectar fugas de gases y de líquidos.

Reactor termonuclear

La realización de reacciones termonucleares controladas en la Tierra asegurarán al hombre una fuente de energía prácticamente inagotable. La mayor perspectiva en esta dirección la constituye la fusión del deuterio con el tritio:



En esta reacción se libera una energía de 17,6 MeV. Como el tritio no existe en la naturaleza, debe producirse en el propio reactor nuclear a partir del litio.

La ventaja económica de la reacción termonuclear, como muestran los cálculos, sólo se consigue cuando el calentamiento de las sustancias reaccionantes alcanzan temperaturas del orden de una centena de millones de grados con una gran densidad de la sustancia (10^{14} - 10^{15} partículas por centímetros cúbicos). Tales temperaturas se pueden lograr, en principio, mediante la producción de potentes descargas eléctricas a través del plasma a una elevada temperatura en el interior de la instalación durante el transcurso de 0,1-1 s.

No existen paredes que resistan temperaturas tan altas; rápidamente se transformarían en vapor. Existe la posibilidad de utilizar un método para mantener el plasma en un volumen limitado con la ayuda de campos magnéticos intensos de una configuración especial. Sin embargo, hasta hace poco resolver completamente este problema no era fácil a causa de la inestabilidad del plasma.

En la actualidad, existe la certeza de que en un tiempo relativamente corto serán creados los reactores termonucleares.

Hasta ahora solo se ha logrado realizar la síntesis termonuclear en la bomba de hidrógeno.

Como fuente de la alta temperatura necesaria para la síntesis nuclear sirve la explosión de una bomba atómica común (de uranio o plutonio), que se coloca en el interior de la ter-

monuclear. La posibilidad técnica de aumentar la energía de destrucción de las bombas termonucleares es prácticamente ilimitada:

5.8 Problemas resueltos

1. Determina la energía de enlace del núcleo de deuterio ${}_1\text{H}^2$. Considera las masas del protón y del neutrón iguales a 1,007 5 u y 1,008 9 u respectivamente, y la del ${}_1\text{H}^2$, de 2,014 1 u.

Solución

Como se conoce:

$$E_{\text{enl}} = \delta M c^2 \quad (1)$$

La expresión que permite calcular el defecto de masa es:

$$\delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{nuc}}$$

Como en este caso $Z = 1$ y $A = 2$, entonces:

$$\delta M = 1,007\,5\,u + 1,008\,9\,u - 2,014\,1\,u$$

$$\delta M = 0,002\,4\,u$$

Para calcular la energía de enlace se debe expresar este resultado en kg y después usar la expresión 1. Al expresar c en m/s, nos resultará E_{enl} expresada en joule. Después debemos expresar la energía de enlace en MeV, que es la forma en que más frecuentemente se usa en física nuclear. Realizar estas conversiones es equivalente a utilizar la ecuación siguiente:

$$E_{\text{enl}}(\text{Mev}) = \delta M(u) \cdot 931$$

$$E_{\text{enl}} = 0,0023 \cdot 931\,\text{Mev}$$

$$E_{\text{enl}} = 2,14\,\text{Mev}$$

2. El período de semidesintegración del radón es igual a 3,82 días. ¿Qué fracción de la cantidad inicial de radón se desintegrará en 5,00 días?

Solución

La ecuación que da el número de núcleos que permanecen aún sin desintegrar, en función del tiempo, es:

$$N = N_0 2^{-t/T}$$

por lo tanto, la fracción que permanece sin desintegrar será:

$$\frac{N}{N_0} = 2^{-t/T}$$

Aplicando logaritmo:

$$\log \frac{N_0}{N} = \frac{t}{T} \log 2$$

$$\log \frac{N_0}{N} = 0,394$$

Aplicando antilogaritmo:

$$\frac{N_0}{N} = 2,47$$

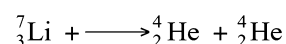
$$N = 0,405 N_0$$

y se habrán desintegrado:

$$1 - \frac{N}{N_0} = 0,595$$

Es decir, que se habrán desintegrado el 59,5 % de los átomos iniciales.

3. Completa la siguiente reacción nuclear:

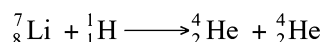


Solución

Para completar esta ecuación se deben aplicar las leyes de conservación de la masa y de la carga.

En el primer miembro la masa es 7 y la carga es 3; en el segundo, la masa es 8 y la carga 4. Esto quiere decir que hay que aumentar la carga y la masa de una unidad, lo cual se logra si es un protón lo que provoca la reacción.

Entonces:



TRABAJO DE LABORATORIO 5 Determinación de la velocidad de recuento para la desintegración de una muestra radiactiva

En este trabajo de laboratorio determinarás la velocidad de recuento de la desintegración de una muestra radiactiva. Para ello se mide la cantidad de partículas que emite la muestra en cada unidad de tiempo. Con el propósito de registrar las partículas se utiliza un contador Geiger-Muller, y para contarlas, un contador digital.

Instrumentos y materiales: muestra radiactiva, contador Geiger-Muller, contador digital y un reloj central.

Indicaciones para el trabajo

1. Lee en el contador digital el número de partículas que inciden en el contador Geiger-Muller en un intervalo de 10 s. Estas mediciones se repiten durante 15 minutos (hasta lograr aproximadamente 40 intervalos de 10 s).
2. Anota los valores de estas mediciones y ordénalos ascendentemente.
3. Divide los 40 intervalos en 8 grupos, determina cuántos intervalos corresponden a cada grupo y confecciona con ello una gráfica de barras.
4. Determina la velocidad de recuento de la desintegración de la muestra radiactiva en cada intervalo a partir de la gráfica.

5. Determina la velocidad media de recuento de la desintegración.

6. Responde las siguientes preguntas:

¿Por qué varían los valores de los conteos en los diferentes intervalos?

¿Por qué esta es la velocidad de recuento y no la de desintegración de la muestra?

TRABAJO DE LABORATORIO 6 Estudio de la absorción de la radiación por la sustancia

En este trabajo de laboratorio estudiarás la dependencia de la absorción de la radiación con la sustancia. Además, verás como, para una misma sustancia, la absorción depende del espesor de la muestra.

Para realizar este estudio se coloca una muestra radiactiva a una distancia fija de un contador Geiger-Muller previamente acoplado al contador digital. Entre el contador Geiger-Muller y la muestra se sitúa una lámina de la sustancia de la cual queremos estudiar el poder de absorción. Cambiando la sustancia podemos comparar la absorción de la radiación por las distintas sustancias. Variando el espesor de la lámina podemos estudiar cómo varía la absorción.

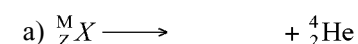
Instrumentos y materiales: muestra radiactiva, juego de placas de absorción, contador Geiger-Muller, contador digital y reloj central.

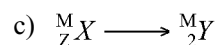
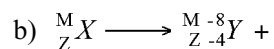
Indicaciones para el trabajo

1. Sin colocar ninguna lámina entre la muestra y el contador Geiger-Muller, anota los conteos que registra el contador digital en 60 s.
2. Repite la actividad anterior dos veces más.
3. Coloca una lámina de plomo de 2 mm de espesor entre la muestra radiactiva y el contador Geiger-Muller. Anota el registro del contador en 60 s.
4. Repite la actividad anterior dos veces más.
5. Repite el registro del contador digital en 60 s (en dos ocasiones) colocando placas de cobre, hierro y aluminio de 2 mm de espesor.
6. Repite las actividades 3 y 4 con una lámina más gruesa.
7. Construye una tabla y anota en ella los resultados de las actividades anteriores.
8. Construye un gráfico de barras de los conteos para las distintas sustancias con el mismo espesor.
9. Responde las siguientes preguntas:
¿Qué conclusiones extraes del análisis de la gráfica?
¿Qué puedes concluir del análisis de las actividades 3, 4 y 6?

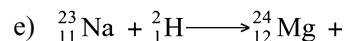
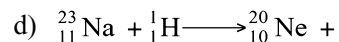
Tareas generales del capítulo

1. El tritio, ${}^3_1\text{H}$, tiene un período de semidesintegración de 12,3 años para la desintegración β . ¿Qué fracción de una muestra de tritio permanecerá sin desintegrar después de 25 años?
2. Completa las siguientes representaciones simbólicas de los procesos de desintegración nuclear:





3. Completa las siguientes representaciones simbólicas de reacciones nucleares:



4. Determina la energía que se libera durante la siguiente reacción nuclear:

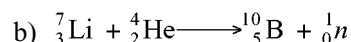
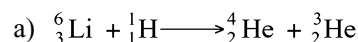


Las masas atómicas de los isótopos de ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$ y ${}^3_1\text{H}$ son, respectivamente: 1,007 83, 2,014 10 y 3,016 06 u).

5. El período de semidesintegración del polonio es de 140 días. Durante la emisión de partículas α el polonio se transforma en plomo estable. ¿Cuánto plomo se formará de 1 mg de polonio en 100 días como resultado de la desintegración?

6. El período de semidesintegración de ${}^{34}_{11}\text{Na}$ es de 15 horas. ¿Cuánto tardará en desintegrarse el 93,75 % de una muestra de este isótopo?

7. ¿Se libera o se absorbe energía en las siguientes reacciones?



Las masas atómicas de los isótopos ${}^1_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$, ${}^4_2\text{He}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^7_3\text{Li}$ y ${}^{10}_5\text{B}$ son, respectivamente: 1,007 83, 3,016 02, 4,002 60, 6,015 13, 7,016 01 y 10,012 94 u. La masa del neutrón es 1,008 66 u.

8. Como resultado de la fisión del núcleo ${}^{235}_{92}\text{U}$ se absorbe un neutrón, y se obtienen los núcleos ${}^{142}_{56}\text{Ba}$ y tres neutrones libres. La energía específica de enlace del núcleo de bario es 3,4 MeV, la del kriptón es 8,6 MeV y la del uranio es 7,5 MeV. ¿Cuál es la energía que se libera durante fisión del núcleo de uranio?

Capítulo 6 ASTROFÍSICA

6.1 Introducción

Casi la totalidad de las leyes de la Física conocidas hasta hoy por el hombre se han esclarecido estudiando los fenómenos y objetos que nos rodean en la Tierra. Esas leyes se aplican con éxito en el aprovechamiento de los procesos naturales y tecnológicos.

Considerando esos hechos, podemos plantearnos dos preguntas: ¿son esas las leyes de la Física válidas en otras (o todas) partes del Universo?, ¿es acaso posible estudiar las leyes que rigen la naturaleza en regiones muy alejadas de nosotros, aún cuando no podamos siquiera soñar con llegar hasta dichas regiones?

Estas dos preguntas tienen un enorme significado para el conocimiento científico y para la comprensión del mundo por los hombres de cada época. Sus respuestas determinan si el mundo es cognoscible y si responde a cierta unidad, dos cuestiones trascendentales para la filosofía. Las respuestas positivas determinan las posiciones materialistas. Cualquier otra opción es propia del pensamiento idealista.

De modo que este capítulo final trata de la física de los astros y del Cosmos, pero su valor para ti va mucho más allá de comprender qué ocurre en el gran Universo y cómo lo podemos conocer y aplicar. Tómallo bajo un ángulo crítico, y busca en cada tema una respuesta convincente a las dos preguntas planteadas.

Para estudiar los astros se siguen tres etapas:

1. Mediante las observaciones (visual, fotográfica, radial, etc.) y el procesamiento de éstas, se acopian los datos posibles sobre el astro o los astros estudiados y sus partes.
2. Se plantean hipótesis (modelo teórico) de cómo ha de ser el astro para que sea explicable lo que se observa de él. Este modelo se construye suponiendo que se cumplen allá las leyes de la Física conocidas en la Tierra.
3. Se prevén los efectos que deben tener lugar si el modelo resulta ser cierto, muchos de los cuales pueden ser aún desconocidos. Si tales efectos se detectan, o el modelo propuesto explica plenamente todo lo que se registra en el astro, se confirma la validez del modelo y, en las condiciones del astro, de las leyes de la Física empleadas en la construcción del modelo. En caso contrario, se concluye que el modelo es incorrecto y requiere una reelaboración.

Estas etapas no se agotan de una vez cada una, ni se producen rigurosamente en el orden descrito, sino que muchas veces se dan simultáneamente y se enriquecen en el proceso de estudio científico de los astros.

El conocimiento creciente de lo que ocurre en un astro conduce a los científicos a predecir el proceso evolutivo del mismo. Esto permite conocer retrospectivamente toda su historia anterior y pronosticar su futuro. En particular, hoy se estudia el futuro de nuestro Sol, del Sistema Solar y, en definitiva, de la Tierra y de nosotros mismos. Se comprende entonces por qué la astrofísica trabaja no sólo ni fundamentalmente para el presente, sino para el futuro de la humanidad.

En este curso nos limitaremos al estudio del Sol y las estrellas. Estas constituyen la gran mayoría de los astros del Universo y los más significativos en la dinámica del cosmos.

6.2 El Sol

El estudio del Sol presenta un triple interés. En primer lugar, es la fuente fundamental de energía de nuestro sistema planetario y el centro de fuerzas gravitatorias que mantiene organizado el conjunto de cuerpos celestes que lo integran, incluida nuestra casa, la Tierra.

En segundo lugar, como sabes del noveno grado, el Sol es una estrella típica, y a la vez la más cercana. Conocerlo bien permite adelantar mucho en la investigación de las estrellas.

Por último, en el Sol se manifiesta una compleja combinación de fenómenos físicos que muestran la rigurosa concatenación de los procesos naturales y la universalidad de las leyes de la física, la química, etcétera.

El Sol es una esfera incandescente cuyo diámetro se observa bajo un ángulo de $32'$ ($1\ 920''$). Cuando en Cuba estamos en verano, el sol se ve algo menor que cuando estamos en invierno. Esto se debe a que en junio estamos más lejos del Sol que en enero. La distancia promedio de la Tierra al Sol resulta ser el radio medio de la órbita terrestre y es denominada “unidad astronómica”. Su longitud es de 150 000 kilómetros.

Una gran cantidad de características fundamentales del Sol han sido bien estudiadas por los científicos. Varias de ellas pueden ser estudiadas por ti a partir de tus conocimientos físicos: la masa, el radio, la densidad media, la luminosidad y la temperatura de la capa visible. Además, puedes comprender cómo se determinó la composición química y las peculiaridades de la rotación del Sol. Veamos esto con más detalle.

Masa solar (M_s)

La forma casi circular de la órbita terrestre permite afirmar que la fuerza gravitatoria (F_g) debida al Sol actúa como fuerza centrípeta (F_c) sobre nuestro planeta (fig. 6.1). Esto es:

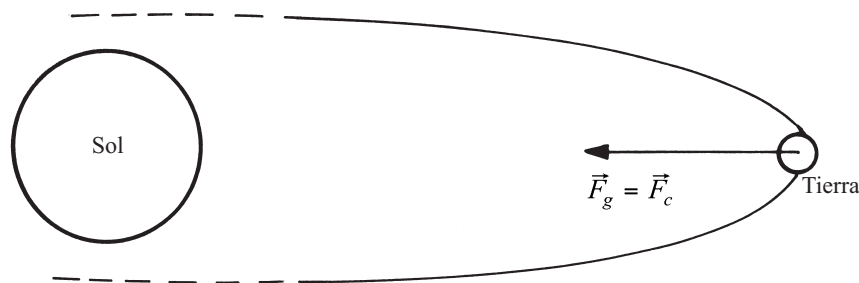


Fig. 6.1

En virtud de la ley de gravitación universal:

$$F_g = G \frac{M_s m}{r^2} \quad (6.1)$$

donde G es la conocida constante de gravitación universal, M_s y m son las masas del Sol y la Tierra respectivamente. Del décimo grado conoces que en el movimiento circular:

$$F_c = \frac{m v^2}{r}$$

donde referido al movimiento de la Tierra, m es su masa, V su velocidad y r el radio medio de su órbita. Entonces la igualdad de fuerzas conduce a que:

$$M_s = \frac{r v^2}{G}$$

pero:

$$v = \frac{2\pi r}{T}$$

donde T representa el período orbital de la Tierra (un año). En definitiva, resulta que:

$$M_s = \frac{4\pi^2}{G} \frac{r^3}{T^2} \quad (6.2)$$

Si sustituimos los valores de estas magnitudes, resulta que:

$$M_s = 2 \cdot 10^{31} \text{ kg}$$

Radio solar (R_s)

El radio de cualquier astro se determina mediante el producto del ángulo bajo el cual este se ve (expresado en radianes) por la distancia media hasta el mismo (fig. 6.2).

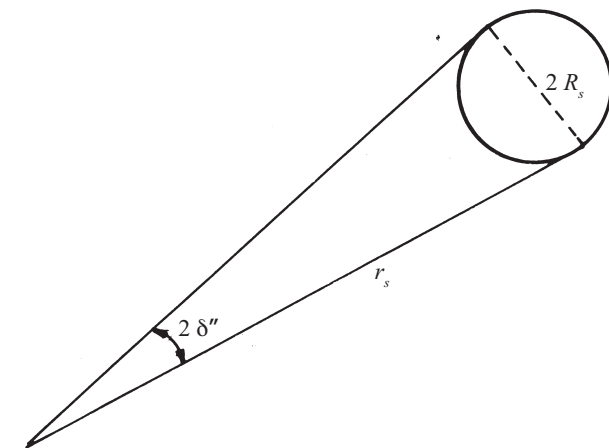


Fig. 6.2

Puesto que un radián contiene 206 265 segundos de arco, la expresión para calcular el radio de un astro que está a una distancia r , conocido su radio angular (δ'') en segundos es:

$$R = \frac{\delta''}{206\ 265} r \quad (6.3)$$

y para el Sol resulta que:

$$R_s = 696\,000 \text{ km}$$

Densidad media (ρ_s)

Si bien no podemos afirmar que la densidad del Sol es homogénea en toda su extensión, su valor promedio da una idea de la composición y compactamiento de la sustancia en este astro. Ese valor se calcula dividiendo el volumen de la esfera que vemos ($V = \frac{4}{3} \pi r^3$) entre la masa solar. Si realizas los cálculos, obtienes que:

$$\rho_s = \frac{M_s}{V}$$

y, en fin, resulta:

$$\rho_s = 1\,400 \text{ kg/m}^3$$

que es menos de vez y media la densidad del agua líquida. Este valor resulta bajo, pues es casi cuatro veces inferior a la densidad promedio de la Tierra, $5\,500 \text{ kg/m}^3$.

Rotación del Sol

La observación de los cambios de posición de los detalles distinguibles (de los que trataremos más tarde) en el disco solar, permite concluir que nuestra estrella rota alrededor de un eje cuya orientación es cercana a la del eje terrestre. Esta rotación se realiza de manera que los puntos del Sol cercanos a su ecuador lo hacen más rápido (en 25,5 días) que los más cercanos a los polos (36 días). Esto indica que el Sol no se comporta como un sólido, lo cual se corresponde con otras propiedades del Sol que veremos más adelante. Este tipo de rotación es muy frecuente en los astros y sus agrupaciones (Júpiter, Saturno, las galaxias, etcétera).

Tareas

1. ¿Cómo medimos la masa del Sol?
2. ¿A qué se debe que el tamaño aparente (angular), que le vemos al Sol, cambie durante el año?
3. ¿Por qué se afirma que la densidad media del Sol es baja?, ¿cómo te explicas eso?
4. ¿Serían posibles los eclipses de Sol si la Luna estuviera más lejos (o más cerca)?
5. Define con tus palabras qué es el Sol.
6. ¿De qué tamaño se ve el Sol desde Júpiter?, ¿y desde Mercurio?

6.3 La radiación del Sol

De la radiación que emite el Sol nos interesa especialmente su cantidad (luminosidad), composición (espectro) y la información que aporta sobre el estado de la materia en ese astro. La luminosidad de cualquier objeto es la cantidad de energía que envía por unidad de tiempo en todas las direcciones del espacio. En otras palabras, *la luminosidad es la potencia total de emisión del astro*.

El Sol, por su forma esférica, envía la misma cantidad de energía en todas direcciones. Para determinar su luminosidad ($\mathcal{L}_s$), se mide la *iluminación solar* (E_s) (energía que recibe la unidad de área por unidad de tiempo) en todas las longitudes de onda fuera de la atmósfera terrestre. Este valor resulta ser:

$$E_s = 1,370 \text{ W/m}^2$$

En el trabajo de laboratorio No. 8 medirás la iluminación solar.

Todos los puntos de la esfera cuyo radio es la unidad astronómica reciben la misma cantidad de energía por segundo (fig. 6.3). Entonces la luminosidad solar es el producto de la iluminación solar por esa área, o sea:

$$\mathcal{L} = E_s S$$

de donde:

$$\mathcal{L} = 4\pi r_0^2 E_s \quad (6.4)$$

de donde resulta que:

$$\mathcal{L} = 3,8 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

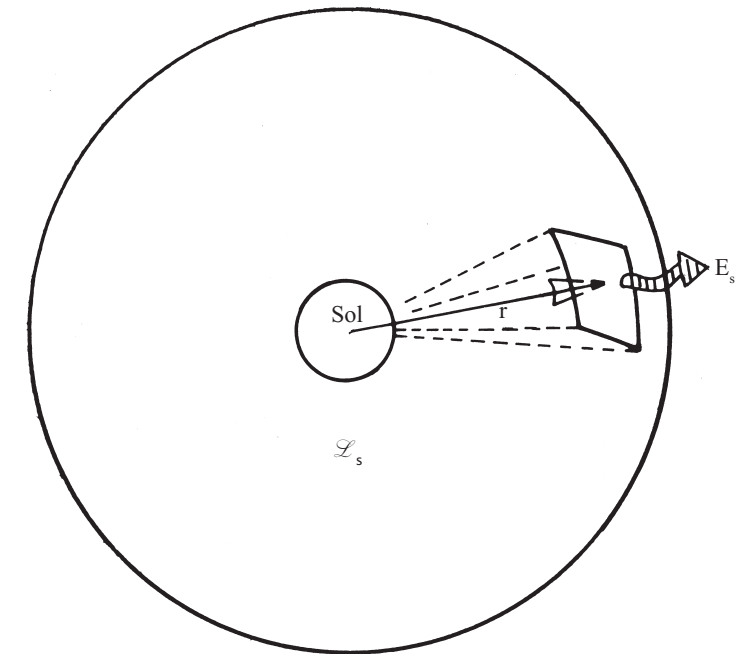


Fig. 6.3

Si multiplicamos la constante solar por el área efectiva que ofrece la Tierra a los rayos solares, y por la fracción de la energía de estos que no es reflejada o absorbida por la atmósfera ($40\% = 0,40$), resulta la potencia de radiación efectiva que recibe la Tierra.

Temperatura fotosférica

Se denomina fotosfera a la capa que vemos del Sol, y es de donde se emite casi toda la energía que radia ese astro. Como no vemos las capas interiores, podemos concluir que la

base de la fotosfera es opaca a todas las longitudes de onda de la radiación: la fotosfera solar se comporta aproximadamente como un “cuerpo negro” (ver el epígrafe 3.1).

Para medir la temperatura de la fotosfera del Sol y las estrellas, se usan dos procedimientos basados en las leyes de la radiación térmica que estudiaste en el capítulo 3.

El primero consiste en aplicar la relación que existe entre la longitud de onda (λ_m) (o frecuencia ν) en que un cuerpo radia más, y su temperatura (T):

$$T = \frac{b}{\lambda_m}$$

(6.5)

donde $b = 2,9 \cdot 10^6 \text{ nm K}$. Esta ley nos dice que cuanto más caliente está el cuerpo, una parte mayor de su radiación tiene menor longitud de onda (más frecuencia). Entonces, en la medida que se calienta un cuerpo, el máximo de su radiación resulta, inicialmente, en la banda de radio, luego va pasando por el infrarrojo, el rojo, el naranja, el amarillo, el verde, el azul, el ultravioleta y (a temperatura superior al millón de kelvin) los rayos X.

La figura 6.4 muestra la cantidad relativa de energía que radia el Sol (fundamentalmente desde su fotosfera) en cada intervalo de longitudes de onda o frecuencias. Como ves, la curva de distribución espectral del Sol es del tipo de cuerpo negro, y su máximo corresponde a $\lambda = 460 \text{ nm}$ (verde-azul), aunque en su conjunto la luz solar resulta amarilla. Con este valor la ecuación 6.5 da una temperatura fotosférica de 6 300 K.

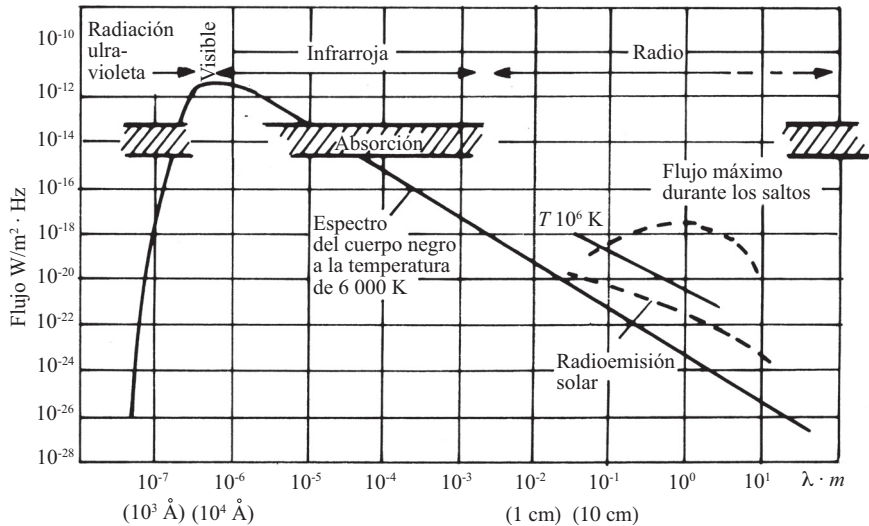


Fig. 6.4

La segunda vía para medir la temperatura fotosférica utiliza el hecho de que la energía radiada en la unidad de tiempo por la unidad de superficie del cuerpo negro (ϵ) es proporcional a la cuarta potencia de su temperatura (T), o sea:

$$\epsilon = \sigma T^4$$

(6.6)

donde $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^2)$. La energía por unidad de superficie que radia la fotos-

fera es el cociente de su luminosidad (ϵ) entre su área total ($4\pi R_s^2$). Operando con estas expresiones se obtiene:

$$T = \sqrt[4]{\frac{\epsilon}{4\pi\sigma R_s^2}}$$

(6.7)

El cálculo, a partir de las magnitudes conocidas, arroja el valor $T = 5\,760 \text{ K}$.

El promedio de los resultados obtenidos es $T = 6\,000 \text{ K}$. A esta temperatura todas las sustancias del Sol son gaseosas.

Composición química solar

En la radiación del Sol predomina totalmente la luz visible (que es prácticamente la única que la atmósfera terrestre deja pasar libremente). En segundo lugar se encuentra la emisión ultravioleta y la infrarroja, y, por último, con mucha menos intensidad, los rayos X y las radioondas. Al pasar la radiación del Sol a través de un prisma u otro aparato dispersor, se obtiene un espectro continuo sobre el que aparecen una gran cantidad de líneas de absorción, como muestra la lámina 7 h.

Estas líneas conforman conjuntos, cada uno de los cuales caracteriza, tal como estudiaste en el capítulo 4, la radiación (o la absorción) selectiva de fotones por los átomos de cada elemento químico. Estudiando esos conjuntos posibles y su intensidad relativa, se pudo determinar los elementos que están presentes en las capas exteriores del Sol y su cantidad relativa (tabla 6.1).

Tabla 6.1

Elemento	% del total de átomos	% de la masa total
Hidrógeno (H)	90	67
Helio (He)	9,9	30
Otros (*)	0,1	3

(*) En orden decreciente de abundancia: O, C, N, Ne, Si, Mg, S, Ar, Al, Ca, Ni, Na, etc. En el Sol existen prácticamente todos los elementos conocidos.

Tareas

- 7. ¿Qué es la luminosidad solar?, ¿cómo se mide?
- 8. ¿Qué energía recibe al mediodía el territorio nacional? Supón que el hombre pudiera utilizar en el sistema eléctrico la milésima parte de esta energía, ¿qué potencia aprovecharíamos en Cuba al mediodía?
- 9. Mercurio dista del Sol 0,4 veces lo que la Tierra y Júpiter, cinco veces más. ¿Cuánto vale la iluminación solar en cada uno de esos planetas?
- 10. Resume los métodos de determinación de la temperatura de la fotosfera solar.
- 11. ¿Cómo está compuesta la sustancia solar?, ¿cómo se determinó?
- 12. Se plantea la posibilidad de que el Sol aumente su luminosidad dentro de millones de años. ¿Cómo debe variar su temperatura y su radio para que ello resulte así?

6.4 El interior del Sol

No es posible la observación directa de las capas más profundas que la fotosfera, porque son opacas. No nos queda otra alternativa que sacar conclusiones al respecto con la información expuesta en los epígrafes anteriores, es decir, elaborar un “modelo teórico” del interior del Sol.

La forma esférica del Sol y sus propiedades externas fundamentales, conducen a suponer que en cada capa esférica de su interior, las propiedades y los procesos que tienen lugar deben depender sólo del radio (r) de la capa en cuestión, que toma valores desde cero (centro del Sol) hasta (R_s) (fotosfera).

Ya sabemos que la fotosfera “se refrigera” constantemente enviando al espacio $4 \cdot 10^{26}$ W. De modo que, para que se mantenga a 6 000 K es necesario que reciba de la capa interior esa misma cantidad de energía. Pero la capa interior tiene menor radio y, por tanto, menos área. Esto hace suponer que en el interior, cuanto más profundo, la energía radiada por unidad de área y de tiempo (ϵ) debe crecer, lo que sólo puede ocurrir si allí la temperatura es más alta (ver ecuación 6.6). En conclusión, *la temperatura en el interior del Sol crece con la profundidad*. En la zona central del Sol esta llega a $15 \cdot 10^6$ K.

Cada capa tiene un peso igual al producto de su volumen por su densidad y por el valor de la aceleración gravitatoria, que es muy grande en el Sol debido a su enorme masa. Por otro lado, cada capa soporta el peso de todas las capas exteriores a ella. Ese peso, dividido por su área, es la presión en la base de la capa. Pero el área de la capa decrece con la disminución de su radio, o sea, con el (aumento de su profundidad). Por todo esto, *la presión crece violentamente con la profundidad en el interior del Sol*.

La enorme presión hace que la densidad crezca hacia el centro solar, donde es 160 veces mayor que la del agua. No obstante, las altas temperaturas no permiten que los elementos ligeros (H, He) que componen el Sol tomen el estado líquido o sólido, sino que *en toda su extensión, el Sol es gaseoso*.

De estos parámetros, la temperatura es la más importante, y determina los fenómenos que deben tener lugar en el interior del Sol. En la zona central, donde la temperatura supera los cinco millones de grados, los átomos de hidrógeno y helio están ionizados, y sus velocidades son tan altas que chocan a pesar de su repulsión electrostática. Ese choque conduce a que se unan en un proceso de síntesis nuclear que da como resultado el consumo de hidrógeno, la formación de helio y la liberación de gran cantidad de energía que se transmite en forma de fotones gamma (γ), neutrinos (ν) y energía cinética de todas las partículas que participan (calor). Esta región central del Sol se denomina “núcleo” y se extiende hasta un tercio del radio solar.

Fuera del núcleo, la temperatura, aunque mayor o igual al millón de grados, no es suficiente para el choque y fusión de los protones. En esta región se propaga la radiación, la cual “se enfría” hacia fuera (en correspondencia con el enfriamiento del gas de esa región), y decrece su frecuencia desde la radiación γ y X hasta la ultravioleta. Por eso se le denomina “zona radiactiva”, y se extiende desde un tercio hasta 0,7 del radio solar. Esa capa toma del núcleo el exceso del helio y le entrega hidrógeno por difusión.

En la última capa interna la temperatura desciende rápidamente hacia fuera desde 900 000 K hasta 6 000 K. Aquí ya el gas está solo parcialmente ionizado, y su capacidad de dilatación es grande. Por eso se produce el fenómeno de la convección, que hace que asciendan enormes burbujas de gas muy caliente y desciendan flujos de gas más frío. Por eso esta capa se denomina “zona convectiva”.

Esta división convencional del Sol en capas es, como se dijo, un modelo (fig. 6.5).

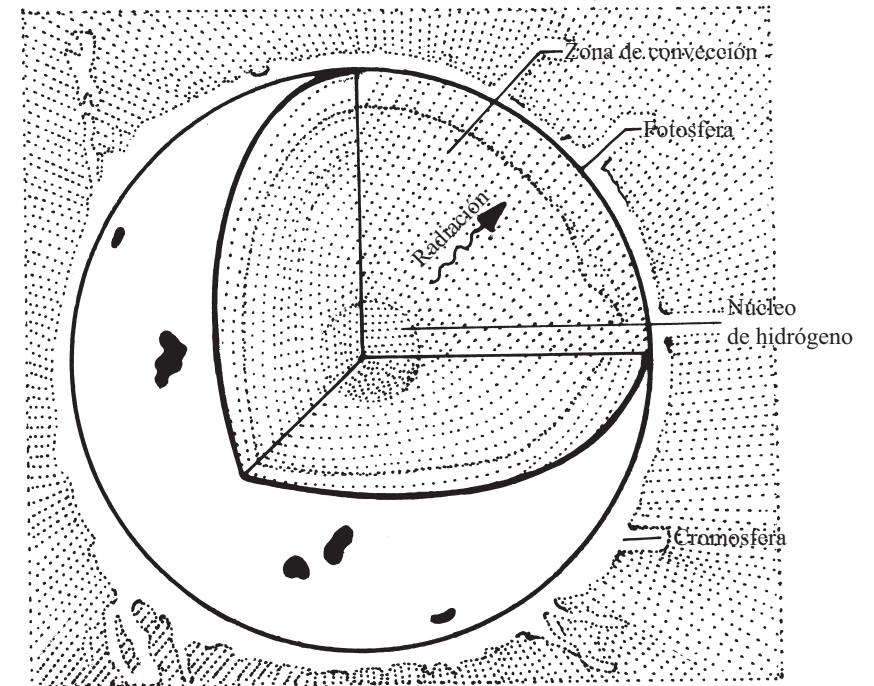


Fig. 6.5

Ahora, ¿cómo saber si es bueno el modelo? Hay vías para ello. La primera es buscar los indicios de la llegada de las burbujas convectivas desde abajo a la fotosfera. Esto se encontró en fotos de la fotosfera con filtro rojo y alto contraste. En estas se observa cierta granulación que la cubre por completo (fig. 6.6). Cada gránulo es la llegada de una burbuja convectiva que se eleva, calienta allí la fotosfera y la hace más brillante. Estos gránulos perduran por algunos minutos y tienen diámetros de cientos de kilómetros.

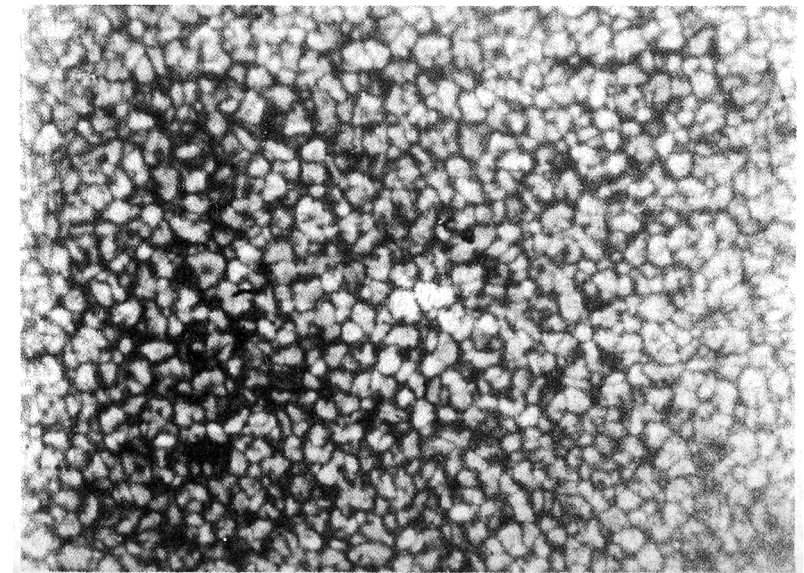


Fig. 6.6

La otra vía para verificar la validez del modelo es registrar el flujo de neutrinos (ν) que, casi sin obstáculos, debe llegar desde el núcleo solar. Esto se logró, aunque la cantidad es inferior a la prevista; ello indica que en el interior solar no todo ocurre como predice el modelo. No obstante, ese modelo es la mejor aproximación que tenemos de la estructura del Sol.

Tareas

13. ¿Qué razonamientos permiten concluir que la temperatura del Sol crece hacia adentro?
14. ¿Por qué la presión es tan alta y creciente hacia el centro solar?
15. ¿Cuál es el parámetro que determina los procesos que tienen lugar en cada región del interior del Sol?
16. ¿Qué procesos ocurren en el núcleo solar y por qué?
17. ¿Qué procesos ocurren en la zona radiativa y por qué?
18. ¿Qué procesos ocurren en la zona convectiva?
19. ¿Qué hechos confirman o niegan la justeza del modelo teórico interno del Sol?

6.5 La atmósfera solar y su influencia sobre la Tierra

De su base hacia arriba, la fotosfera es transparente y se considera como la primera capa de la atmósfera solar. Su altura es apenas de 300 km y en ella la temperatura desciende desde 6 000 K en su base, hasta unos 3 500-4 000 K en su parte alta. Los gránulos, cuyas características se describieron en el epígrafe anterior, son las formaciones fundamentales de la fotosfera.

Las restantes capas solares son transparentes y accesibles a la observación directa en condiciones apropiadas. A simple vista, esas condiciones se dan en la fase plena del eclipse total de Sol.

Al ser ocultada durante el eclipse la fotosfera por la Luna, se observa una delgada capa rosada que es denominada “cromosfera”. Su altura real es de 6 a 10 km y, por efectos al parecer no radiativos, su temperatura crece hacia fuera hasta más de medio millón de kelvin. Otra forma de la fotosfera son las espículas (fig. 6.7), que son como pequeños filamentos verticales que brillan al estar comprimidos por el campo magnético perturbado por los movimientos del plasma (gas caliente parcialmente ionizado) denso en los gránulos de la fotosfera.

La corona se observa como un halo blanco con estructura filamentosa (similar al espectro de un imán) que rodea al disco oculto del Sol durante la fase plena de su eclipse. En condiciones normales, la corona no presenta otras formaciones significativas. Su temperatura es superior al millón de grados y se extiende en un radio de varios millones de kilómetros.

El cuadro que hemos presentado del Sol resulta regularmente perturbado por un conjunto de procesos periódicos denominados *actividad solar*. La actividad solar se manifiesta como formaciones y procesos más o menos violentos en cada una de las capas atmosféricas de ese astro. De estos, los más significativos son las manchas y fáculas en la fotosfera, los destellos y filamentos en la cromosfera y las protuberancias en la corona.

El mecanismo físico que predomina en la esencia de los fenómenos de la actividad solar es la interacción entre las partículas cargadas en movimiento y el campo magnético. Como

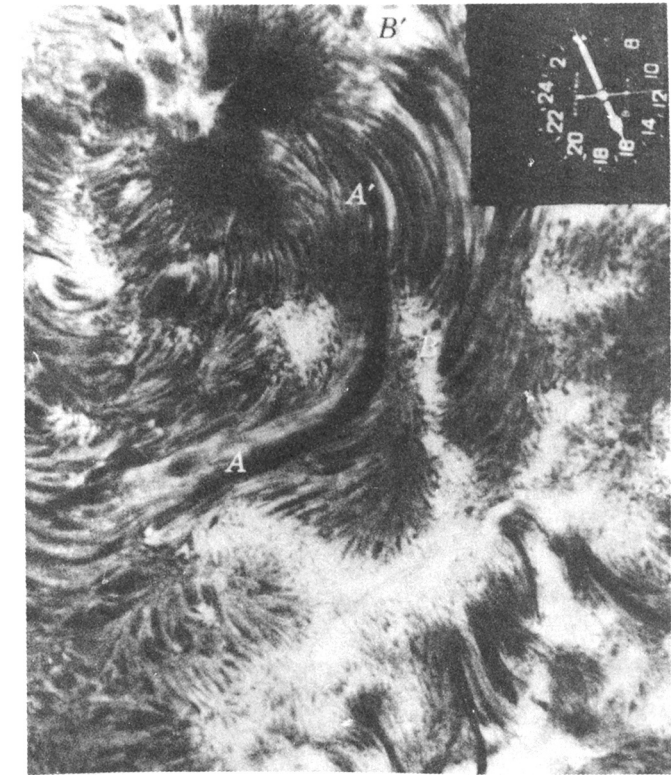


Fig. 6.7

estudiaste en el oncenno grado, una partícula cargada que se mueve en el campo magnético experimenta una fuerza que es mayor mientras más veloz sea esa partícula y cuanto más intenso sea el campo. La dirección de esa fuerza es perpendicular a la velocidad y al vector inducción magnética, como representa la figura 6.8, de manera que el campo magnético entorpece el desplazamiento longitudinal de las partículas cargadas.

A su vez, las partículas cargadas en movimiento transforman la estructura del campo magnético a su alrededor y le producen un efecto similar a enrollarlo sobre sí mismo y arrastrarlo. Cuando en sistemas como la atmósfera solar intervienen potentes campos magnéticos y enormes flujos de partículas cargadas (electrones, protones e iones), se produce un fenómeno denominado “campo congelado”, en el cual los flujos de partículas cargadas del gas ionizado y el campo están mutuamente atrapados uno en el otro, o uno predomina débilmente sobre el otro.

Las manchas (fig. 6.9) son bloqueos magnéticos del ascenso de elementos convectivos que conducen a la depresión y disminución de la temperatura de la fotosfera en una zona que por ello se oscurece respecto al resto. Estas manchas pueden tener grandes dimensiones (hasta decenas de veces el área del planeta Tierra) y se acompañan de la formación de poderosos polos magnéticos. Pueden permanecer durante días y semanas, y cambiar mucho en forma, dimensiones y cantidad en una misma región durante ese período. Las manchas son las principales formaciones de la actividad solar, pues están en la base de la atmósfera y rigen los procesos que, relacionados con ellas, ocurren más arriba.

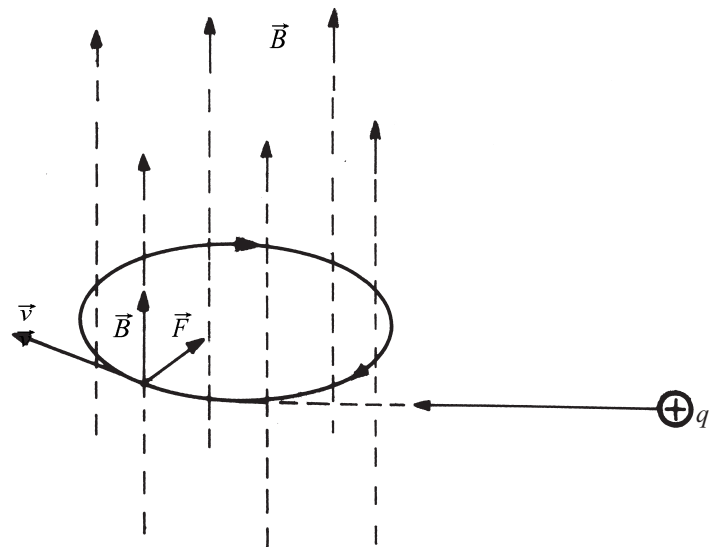


Fig. 6.8

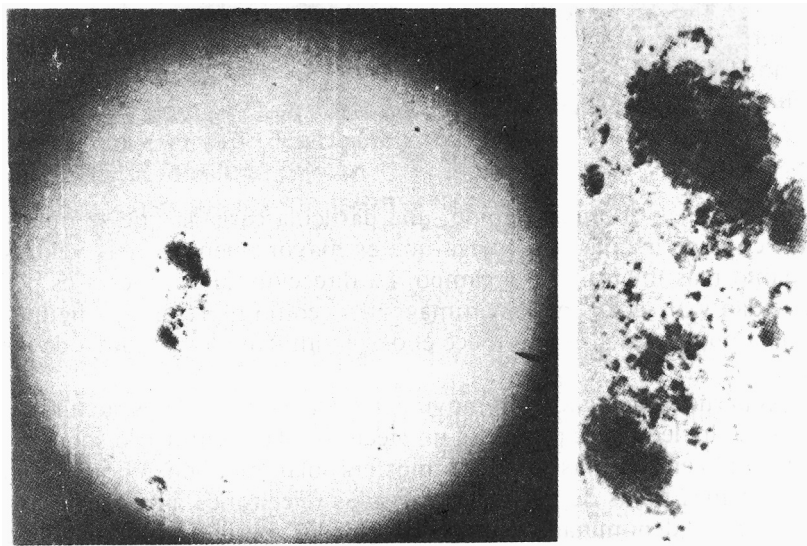


Fig. 6.9

Las fáculas son el resultado del proceso contrario a las manchas y generalmente se producen junto a aquellas. Se trata, al parecer, de que grandes flujos de plasma ascendente de la zona convectiva son desviados por el campo magnético hacia la periferia de las manchas hasta las cuales no las dejó llegar. Resulta, pues, que las fáculas son áreas muy brillantes de la fotosfera cercana a las manchas (fig. 6.9).

Los destellos y filamentos se producen en determinados momentos en la cromosfera sobre las zonas de manchas, al parecer como resultado de rápidos reajustes en los poderosos campos magnéticos asociados a estas. Estos campos en proceso de cambio arrastran y

comprimen grandes masas de plasma cromosférico que liberan colosales flujos de partículas muy energéticas (principalmente protones) y radiación térmica que se destaca sobre el fondo solar normal, fundamentalmente en rayos X y radioondas.

Las protuberancias son las manifestaciones más vistosas de la actividad solar y se relacionan con ajustes del campo magnético sobre las manchas (fig. 6.10). El tiempo de vida de las protuberancias es corto y la energía asociada a ellas es menor que en los procesos de las capas inferiores.

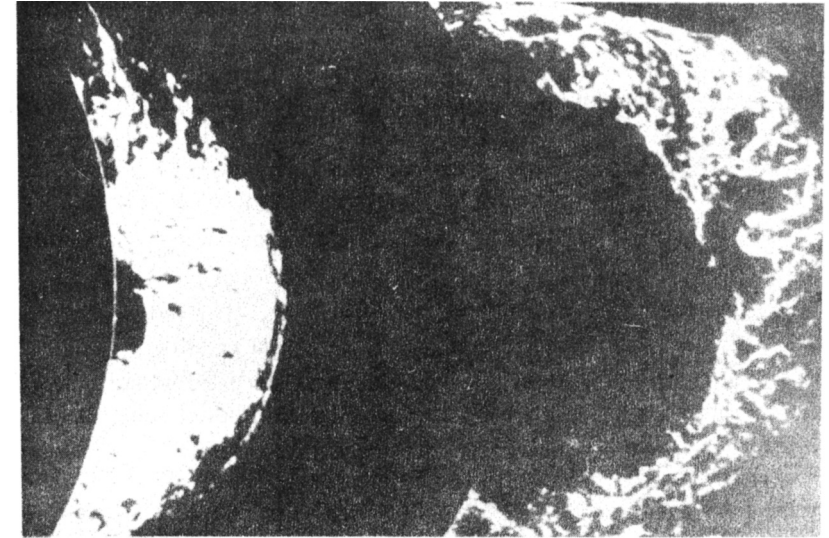


Fig. 6.10

En condiciones “tranquilas”, del Sol emana un tenue flujo de electrones que se expande casi radialmente hacia el espacio, denominado simbólicamente “viento solar”. Ese viento solar arrastra, a su vez, las líneas de inducción del campo magnético de los planetas, haciendo que su espectro no sea como el de un imán, como era de esperar, sino que ofrezcan la imagen de cabelleras llevadas por el viento o el agua, las cuales se denominan magnetosferas. La figura 6.11 es la representación de la magnetosfera terrestre.

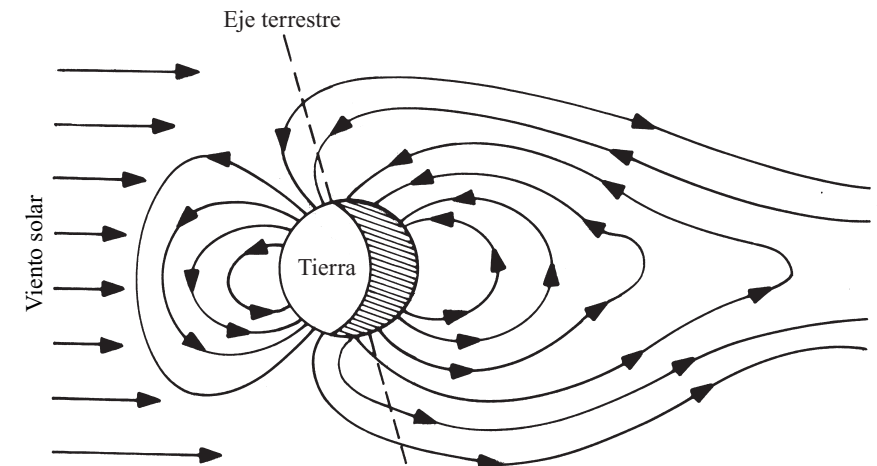


Fig. 6.11

Los grandes flujos de protones y otras partículas masivas y energéticas que expulsan las explosiones cromosféricas y otros procesos activos, se estudia en la actualidad.

Por la importancia que esto tiene, varias instituciones científicas se dedican a pronosticar la llegada a la Tierra de estos flujos de partículas, una vez detectada su emisión en el Sol. En Cuba esta labor la realiza permanentemente el Observatorio Astronómico Nacional de la Academia de Ciencias.

Tareas

20. ¿Qué capas se diferencian en la atmósfera solar? ¿A qué se denomina atmósfera solar?
21. ¿Qué tipo de interacción determina los procesos y formaciones característicos de la actividad solar? Explica en qué consiste esa interacción.
22. Describe las formaciones “tranquilas” de cada una de las capas de la atmósfera solar.
23. Describe las formaciones activas de la fotosfera.
24. Describe las formaciones activas de la cromosfera y la corona.
25. ¿Cuál es la formación determinante en los procesos de la actividad solar? Ten en cuenta la magnitud y duración de cada una de las estudiadas para dar tu opción.
26. ¿Qué tipos de flujos recibimos del Sol? ¿Cuáles son el origen y los efectos de cada uno?

6.6 Las estrellas

Desde la escuela primaria hasta ahora, has desarrollado la idea de que el Sol es una estrella, o que las estrellas son soles. No obstante, sólo ahora podemos fundamentar plenamente esa conclusión. Para ello se requiere demostrar que las estrellas y el Sol tienen similares características: luminosidad, masa, composición química, temperatura y dimensiones.

El propósito de este epígrafe es mostrarte los métodos para dar respuesta a estas cuestiones, y aplicarlos.

Luminosidad de las estrellas

Para determinar cuánta energía radía por unidad de tiempo una estrella ($\mathcal{L}_*$), necesitamos conocer la iluminación (E_*) que produce en la Tierra y la distancia (r_*) a que está de nosotros.

Tomando dos fotos de una pequeña área del cielo en que esté la estrella, en momentos apropiados y con un intervalo de seis meses, se observa un pequeño desplazamiento angular (Π) de su posición respecto a las estrellas más lejanas, que se denomina *paralaje anual*. Ese corrimiento es el resultado de que entre una y otra foto la Tierra se ha desplazado dos unidades astronómicas perpendicularmente a la dirección a la estrella (fig. 6.2).

De acuerdo con la figura, y teniendo en cuenta que en la misma es válida la expresión 6.3, si cambiamos R_s por 1 UA, r_s por r_* y δ'' por Π , resulta que:

$$1 \text{ UA} = \frac{\Pi'' r_*}{206\,265}$$

de donde:

$$r_* = \frac{206\,265 \text{ UA}}{\Pi''}$$

Se denomina *parsec* (pc) a la distancia de 206 265 UA. Esta es la unidad fundamental de medición de distancia estelares y galácticas en astronomía, de modo que la unidad astronómica, o distancia Sol -Tierra, es:

$$r_s = \frac{1 \text{ pc}}{206\,265}$$

y, además:

$$1 \text{ pc} = 3,26 \text{ l y } l \text{ (significa año luz)} = 3,1 \cdot 10^{16} \text{ m}$$

De modo que, utilizando el parsec, la distancia a las estrellas se determina por la relación:

$$r_* = \frac{1 \text{ pc}}{\Pi''} \quad (6.8)$$

La determinación de la iluminación (E_*) producida por una estrella se hacía en los primeros tiempos de la astronomía por comparación con ciertas estrellas patrones, empleando la denominación “magnitud estelar” (m). Esa magnitud es mayor cuanto menor sea el “brillo” de la estrella (que es el término equivalente a la iluminación estelar en astronomía, aunque no coincide con el concepto actual de brillo). Entonces, una estrella de magnitud estelar negativa es más brillante (ilumina más) que otra con $m = 0$; esta ilumina más que una con $m = 1$, etcétera.

En una noche sin luna y despejada, podemos apreciar las magnitudes estelares del siguiente modo: las estrellas más brillantes y que nos resulta difícil diferenciar entre sí, poseen magnitud entre $-1,5$ y 1 ; aquellas que se diferencian claramente de las anteriores, pero aventajan en brillo a las restantes, tienen magnitudes desde 1 hasta 2 ; el grupo siguiente, desde 2 hasta $3,5$; el resto de las brillantes son de magnitudes desde 3 hasta las que apenas brillan tienen magnitudes menores que cinco, pero depende de la visión de la persona el que pueda apreciarlas o no.

La iluminación depende de la magnitud estelar según la ecuación:

$$E_* = \frac{2,7 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2}{2,5^m} \quad (6.9)$$

Con las ecuaciones anteriores podemos determinar la luminosidad de una estrella si conocemos (de la observación o de un catálogo) su paralaje y magnitud estelar. Estas magnitudes se relacionan según la siguiente ecuación (que se puede obtener a partir de las 6.4, 6.8 y 6.9):

$$\mathcal{L}_* = \frac{0,8 \text{ L}_s}{\Pi''^2 2,5^m} \quad (6.10)$$

Esta relación se usa tomando la luminosidad solar como unidad para expresar las luminosidades de las estrellas.

La estrella Sirio tiene un paralaje de $\Pi'' = 0,375''$ y una magnitud estelar $m = -1,46$. Aplicando la expresión 6.8, resulta que está a una distancia $r_* = 2,667$ pc, o sea, quinientos cincuenta mil veces más lejos que el Sol. Con la relación 6.9 obtenemos que la iluminación de Sirio es $E_* = 10^{-7}$ W/m², es decir, trece mil millones de veces menor que la del Sol sobre la Tierra. Si calculamos entonces la luminosidad de Sirio con la fórmula 6.10, resulta $\mathcal{L}_* = 22 \mathcal{L}_s$, de modo que emite 22 veces más energía al espacio que el Sol. Estos cálculos podríamos hacerlos para varias estrellas de las que tengamos los datos suficientes, y siempre comprobaríamos que las estrellas tienen luminosidades que van desde 0,1 hasta 100 000 veces la del Sol.

Masa de las estrellas

Mediante fotografías telescópicas y otros métodos se ha puesto de manifiesto que una buena parte de las estrellas son dobles, triples etc. Esto significa que en lugar de una son dos o más estrellas girando alrededor de otra tal como lo hace un planeta alrededor del Sol. En varios casos se ha podido determinar el período en que recorren su órbita y el radio promedio de la misma. Con ella tal como lo hicimos con el Sol (ecuación 6.2) se logró calcular la masa de muchas estrellas. Las masas calculadas toman valores desde 0,03 hasta 50 masas solares.

Composición química y temperatura de las estrellas

El estudio de los espectros de la radiación recibida de las estrellas ha permitido observar líneas similares de absorción y, en muchos casos, fuertes líneas de emisión que indican que su composición química es análoga a la del Sol, con pequeñas diferencias en la presencia de pocas cantidades de algunas combinaciones moleculares y elementos pesados. Los colores de las estrellas ponen de manifiesto que en su radiación hay ciertas frecuencias (o longitudes de onda) predominantes. Tal como vimos en el estudio del Sol, esto sirvió para determinar la temperatura de las capas radiantes de las estrellas (aplicando la ecuación 6.5). Las temperaturas estelares así calculadas toman valores desde 2 000 K hasta 60 000 K, según el color de la estrella. La tabla 6.2 relaciona el color con la temperatura de la estrella.

Tabla 6.2

Color	Temperatura (K)
rojo	2 000 a 3 500
anaranjado	3 500 a 5 000
amarillo	5 000 a 7 000
blanco	7 000 a 10 000
blanco-azul	10 000 a 20 000
azul	más de 20 000

Dimensiones de las estrellas

Un objeto incandescente de masa tan grande como las estrellas no puede tener otra forma que la esférica. En todo caso algo achatada por la rotación, de ser esta suficientemente rápida. De modo que las dimensiones de las estrellas han de caracterizarse por su radio. Pero aún con los aumentos más grandes, con telescopios situados en estaciones orbitales

fuera de la atmósfera, sólo han podido fotografiarse los discos de unas pocas estrellas gigantescas (como Betelgeuse). Luego, el radio de las estrellas se determina indirectamente, aplicando la relación entre la superficie del cuerpo incandescente, su temperatura y la luminosidad (ecuación 6.7).

$$R_* = \sqrt{\mathcal{L}_*} \left(\frac{6\,000\text{ K}}{T_*} \right) \tag{6.11}$$

donde $\mathcal{L}_*$ se expresa en luminosidades solares, y R_* en radios solares.

La estrella Sirio, como se muestra en la tabla 6.3, tiene un color blanco. De acuerdo con la tabla 6.2 su temperatura debe ser de unos 9 000 K, y antes calculamos su luminosidad ($\mathcal{L}_* = 22 \mathcal{L}_s$). Sustituyendo estos valores en la ecuación 6.11, obtenemos que el radio de Sirio es $R_* = 2,1 R_s$. De manera que podemos afirmar que la estrella Sirio es un sol más grande y luminoso que el nuestro; o visto de otra forma, si nuestro Sol estuviera en el lugar de Sirio, se vería 2,1 veces menos brillante que aquel, y su luz resultaría amarillenta.

La tabla 6.3 te ofrece datos de interés sobre las veinte estrellas más brillantes del cielo.

Tabla 6.3

Estrella	Lugar en la constelación	Color	Paralaje	m
Sirio	α Can Mayor	blanco	0,375''	-1,5
Canopo	α Quilla	blanco-amarillo	0,018''	-0,8
Arturo	α Bollero	anaranjado	0,090''	0
Vega	α Lira	blanco	0,123''	0
α Centauro*	α Centauro	amarillo	0,751''	
Capella	α Cochero	amarillo	0,073''	0,1
Rigel	β Orión	blanco-azul	0,003''	0,1
Proción	α Can Menor	blanco-amarillo	0,288''	0,1
Betelgeuse	α Orión	rojo	0,005''	0,4
Achernar (*)	α Eridano	blanco-azul	0,032''	0,4
β Centauro	β Centauro	blanco-azul	0,016''	0,5
Altair	α Aguila	blanco	0,198''	0,6
Acrux (*)	α Cruz del Sur	blanco-azul	0,008''	0,8
Aldebarán	α Toro	anaranjado	0,048''	0,8
Antares	α Escorpión	rojo	0,019''	0,9
Spica	α Virgen	blanco-azul	0,021''	0,9
Póllux	β Gemelos	anaranjado	0,093''	1
Fomalhaut	α Pez Austral	blanco	0,144''	
Deneb	α Cisne	blanco	0,003''	1,1
Régulo	α León	blanco-azul	0,039''	1,2
				1,3
				1,4

* Desde Cuba, estas estrellas son apenas visibles sobre el horizonte sur.

En resumen, ya tienes todos los elementos para demostrar que las estrellas son soles y, con ayuda de datos como los de las tablas anteriores, determinar sus principales características.

Tareas

27. ¿Cómo se determina la distancia a las estrellas? ¿En qué unidades se expresa?
28. ¿Cómo se determina el brillo o iluminación de las estrellas?, ¿qué significa que una estrella *A* tiene mayor magnitud estelar que otra *B*?
29. ¿Cómo se determina la luminosidad de las estrellas?, ¿de qué factores depende?
30. Determina, sin realizar cálculos, cuál de las estrellas de los pares indicados es más luminosa:
 - a) Rigel o Deneb;
 - b) Aldebarán o Antares.Argumenta tu respuesta en cada caso. Usa los datos de la tabla 6.3.
31. ¿Por qué podemos afirmar que las estrellas son soles?
32. En cada población los individuos resultan en la media, sobre la media o debajo de esta en sus cualidades, (educación, dedicación al trabajo, valentía, generosidad, estatura, etc.). ¿Cómo ubicarías al Sol respecto a la media de las características fundamentales de las estrellas (luminosidad, masa, radio, brillo, temperatura, distancia de nosotros, composición química, densidad)?
33. De acuerdo con los datos de la tabla 6.3, y usando las ecuaciones estudiadas, resulta que las estrellas Antares y Spica tienen prácticamente la misma luminosidad. ¿Cuál de ellas tiene mayor radio? Expón tus argumentos.

6.7 La evolución de las estrellas

Los métodos de estudio de las características de las estrellas presentados en el epígrafe anterior, no sólo sirven para hacernos una idea bastante completa de cómo son las estrellas en un momento dado, sino que, además permiten concluir cómo han de cambiar sus cualidades con el transcurso del tiempo. Esto es hoy en día muy interesante, pero dentro de algunos millones de años puede ser vital para la humanidad, pues el Sol ha de envejecer también y los hombres deben estar preparados para garantizar su supervivencia.

Existen dos hechos que muestran que las estrellas surgen de la concentración de grandes nubes de gas (hidrógeno, helio y algo de polvo), debido a su propia atracción gravitatoria. El primero consiste en que la composición química de las estrellas coincide con la del gas interestelar. El segundo está relacionado con la existencia de grandes grupos de estrellas del mismo tipo (muy luminosas y calientes). Estas estrellas muestran que son densas y tienen grandes reservas de energía, lo que indica que son jóvenes. Como verás más adelante, al envejecer la estrella inicialmente se dilata y su superficie se enfría.

Junto a estos cúmulos de estrellas jóvenes se observan concentraciones de gas, que en algunos casos tienen ya forma esférica y emiten radiaciones infrarroja y roja. Ello denuncia que son nubes-casi-estrellas, y se les denomina protoestrellas.

La concentración gravitatoria de la nube original no es otra cosa que la caída de sus partes al centro. Esa caída transforma energía potencial gravitatoria en energía interna, lo conduce al calentamiento del gas.

Una vez que la protoestrella se concentra tanto que su temperatura y presión interna son suficientemente altas como para que se produzcan las reacciones termonucleares de síntesis

de helio a partir de hidrógeno, estamos en presencia de una estrella joven.

¿Qué cambios esenciales deben producirse en una estrella cuando transcurre el tiempo? Sin duda, el cambio más importante es que se va gastando el hidrógeno en su zona central, de modo que cada vez tiende a producirse menos energía por la transformación (síntesis) en helio. Esto hace que la temperatura de las capas intermedias y profundas de la estrella, descienda gradualmente y, con ella, la presión del gas, luego esas capas ya no pueden sostener a las superiores. Esto hace que las capas intermedias “caigan hacia el centro” de la estrella poco a poco.

Pero la gran densidad del gas y el elevado valor de la aceleración gravitatoria dentro de la estrella hacen que al caer cada capa se libere una enorme cantidad de energía potencial gravitatoria que se convierte en energía cinética; esto es, en energía interna de agitación térmica del gas. Entonces, la temperatura del gas se eleva mucho; tanto, que los núcleos de helio (que entonces son ya mayoría en esa región de la estrella) chocan y se unen entre sí, dando lugar a núcleos de nuevos elementos más pesados. Además, se libera una mayor cantidad de energía por unidad de tiempo, es decir, crece la luminosidad de la estrella. Este proceso de incremento de la luminosidad se produce rápidamente (en algunos miles o millones de años), de manera que el “golpe de radiación” empuja hacia fuera a las capas externas, las cuales aumentan sus dimensiones.

El aumento de las dimensiones de la estrella hace que su fotosfera se enfríe, según impone la ecuación 6.7, pues crece más su superficie que su luminosidad. Ese enfriamiento conduce a que la estrella enrojezca, de manera que se desplaza uno o dos lugares hacia arriba en la tabla 6.2.

El proceso evolutivo descrito puede repetirse durante la vida de las estrellas, pero en cada nuevo ciclo cambia el tipo de reacción de síntesis nuclear en sus entrañas (que da como resultado un elemento más pesado).

Una estrella como el Sol transita lentamente por las etapas anteriores, de modo que debemos esperar que, de aquí a algunos cientos o miles de millones de años, el Sol comience a enrojecer y dilatarse, a la vez que aumentará su luminosidad. Esto hará elevarse mucho las temperaturas de la Tierra, los mares se evaporarán y una gran parte de la atmósfera se escapará al espacio exterior. Para entonces, la humanidad ha de haber encontrado una nueva casa dentro o fuera del Sistema Solar.

Cuando ya no quedan suficientes cantidades de sustancias ligeras cuyos núcleos puedan unirse en sus choques para sintetizar otros más pesados, comienza el enfriamiento definitivo de la región central de la estrella. Entonces la presión allí desciende y las capas internas, luego las intermedias, y finalmente las externas, van cayendo hacia el centro. La energía gravitatoria liberada hace que la estrella en concentración esté muy caliente (su color llega a ser blanco).

Finalmente sus dimensiones se reducen hasta ser comparables con las de la Tierra, y su luminosidad es sólo de una centésima parte de la del Sol. Para entonces su densidad es muy grande. A esta etapa de la vida de las estrellas parecidas al Sol se le denomina *enana blanca*. Con el proceso de la radiación esta estrella irá palideciendo hasta quedar oscura y fría.

Todo este largo proceso de envejecimiento resulta mucho más rápido y violento si la estrella es significativamente más masiva que el Sol. Las etapas de contracción y expansión resultan ser catastróficas, llegando al colapso gravitatorio (desplome total interno) y la expulsión explosiva de las capas exteriores. Este proceso es denominado *supernova*. Durante el mismo en el lugar de la estrella observamos a un objeto muy luminoso (miles de veces más que la estrella original) desde el que se expande a gran velocidad una nube de gas ardiente que resulta apreciable cientos y miles de años después. El caso más cono-

cido es el de la nebulosa del Cangrejo, que es el resultado de la supernova del año 1054 (lámina 8).

Los restos del núcleo de la estrella que explotó se comprimen tanto que los electrones de los átomos se funden con los protones del núcleo, formándose una masa amorfa de neutrones denominada “estrella neutrónica”. Esta estrella conserva la cantidad de movimiento propio de su rotación original (como el Sol), pero, al reducir su radio, su velocidad de giro crece, dando hasta varias vueltas por segundo. Sus campos magnéticos concentrados son muy fuertes y provocan la emisión de poderosos flujos de ondas electromagnéticas que, como el haz de luz de un faro, giran con la estrella y nos llegan como pulsos. Por eso a las estrellas neutrónicas se les conoce también como *pulsares*. La flecha en la lámina 8 indica la posición del pulsar que queda donde estaba la estrella que originó, con su explosión, la nebulosa del Cangrejo.

Se ha predicho teóricamente que, para estrellas muy masivas, la contracción del núcleo restante de la supernova se reduce tanto que su campo gravitatorio no sólo atrapa a la luz que se propaga cerca de él, sino que no deja escapar a su propia radiación. A este tipo de objeto (hipotético) se le denomina *huevo negro*. Existen evidencias de la posible existencia real de huecos negros, pero aún no se ha confirmado o identificado con seguridad ninguno.

La figura 6.12 muestra esquemáticamente las etapas de la evolución de los diferentes tipos de estrellas según su masa.

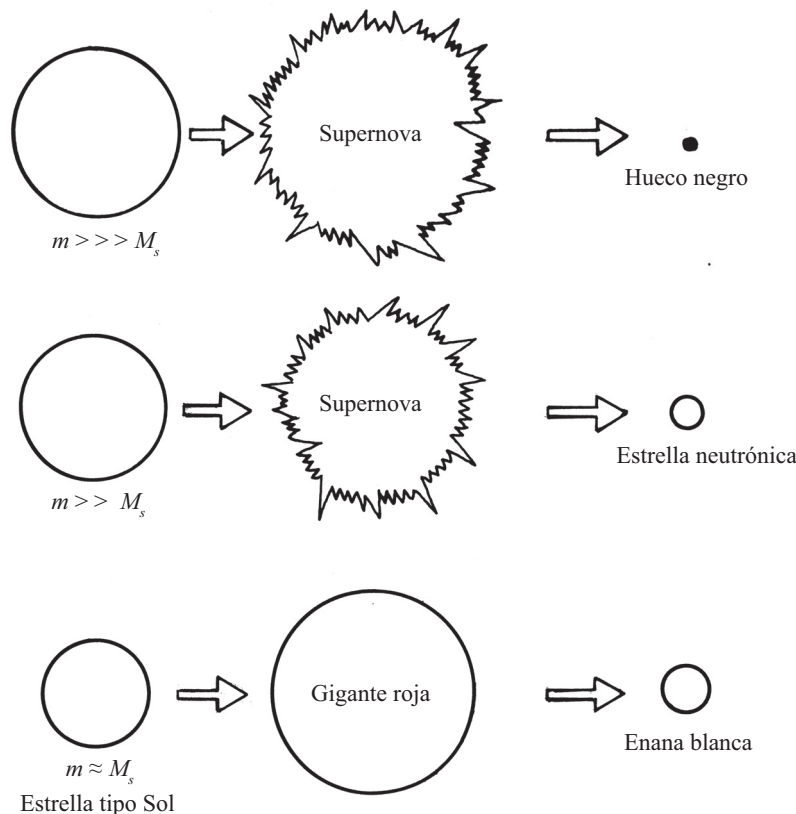


Fig. 6.12

Todas estas ideas sobre la evolución constante de la materia en el Cosmos tienen como base el estudio de miles de tipos de estrellas, acumulado ya durante cientos de años. Con ellas confirmamos nuestra opinión de partida sobre la cognoscibilidad paulatina del mundo, su eterno movimiento y la extraordinaria armonía y unidad de la naturaleza en todas las escalas del gran Universo.

Tareas

- ¿Cuáles son los hechos que nos indican cómo se forman las estrellas? Explica ese proceso.
- ¿Cuál es el cambio fundamental que se produce en el interior de las estrellas que conduce a su evolución o envejecimiento?
- Explica el proceso de evolución de una estrella como el Sol.
- ¿Qué característica fundamental de una estrella determina la rapidez y el fin de su camino evolutivo? ¿Cómo termina la vida de los diferentes tipos de estrellas?
- ¿Qué conclusiones personales tú sacas de lo estudiado en este epígrafe?

TRABAJO DE LABORATORIO 7 Determinación del radio solar

Para realizar este trabajo, se requiere cielo despejado y preferiblemente un horario entre las 9 a.m. y 3 p.m.

Instrumentos y materiales: telescopio con pantalla de proyección, cronómetro, regla escolar, hoja de papel y presillas, brújula o aguja magnética.

Indicaciones para el trabajo

- Monta y orienta el telescopio (con ayuda de la brújula) de manera que su eje polar apunte a unos 20° sobre el punto norte del horizonte (fig. 6.13). En esas condiciones puedes seguir el movimiento del Sol en el cielo moviendo sólo el tornillo que produce giros alrededor del eje polar del telescopio.
- Proyecta la imagen del Sol sobre la pantalla del telescopio. Busca el enfoque adecuado. Si la imagen resulta mayor o mucho menor que la pantalla, cambia el ocular.
- Deja inmóvil el telescopio y observa que la imagen del Sol se desplaza con el transcurso del tiempo debido a la rotación de la Tierra. Fija con las presillas sobre la pantalla la hoja del papel blanco y haz un trazo con lápiz sobre ella en la dirección en que se corre la imagen. Traza una recta fina y oscura perpendicular a la anterior, cerca del cero de la pantalla.
- Haz que la imagen retroceda detrás de la recta oscura perpendicular, deja inmóvil el telescopio y mide con el cronómetro el tiempo que media entre el contacto del primero y el último punto de la imagen con esa recta. Llamemos a ese intervalo Δt . Entonces el tiempo en que pasa el radio del Sol por la recta es Δt .

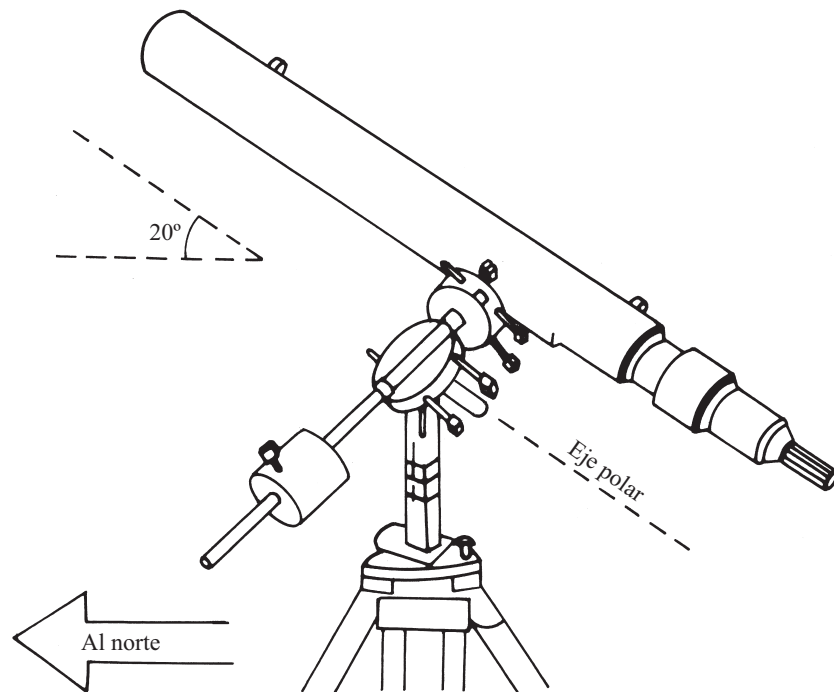


Fig. 6.13

5. Sabiendo que la Tierra rota un ángulo de 15° ($54\,000''$) en una hora ($3\,600\text{ s}$), calcula la velocidad angular (ω) de la tierra (y por tanto de la imagen) en segundos de arcosegundos. Determina el ángulo que subtende el radio solar:

$$\rho = \omega \frac{\Delta t}{2}$$

Aplica ahora la ecuación 6.3 para calcular el radio del Sol.

6. Responde las siguientes preguntas:

- ¿Cuáles son las principales fuentes de error en la determinación que has hecho?
- ¿Por qué y en qué dirección se desplaza la imagen del Sol en la pantalla?
- ¿Por qué se afirma que la Tierra rota 15° por hora?
- Resume brevemente el procedimiento empleado.

TRABAJO DE LABORATORIO 8 Determinación de la iluminación solar en la Tierra

Este trabajo debe realizarse con el entorno del Sol despejado de nubes.

Los fotoelementos reaccionan a la iluminación que reciben en determinado intervalo de frecuencias (o longitudes de onda) variando la fem que producen (o su resistencia); esto se puede registrar en un galvanómetro sensible conectado a su mismo circuito. Para evitar la necesidad de convertir la escala de tensión o intensidad de corriente del galvanómetro en una escala de iluminación, haremos que resulte igual el registro de la escala cuando el fotoelemento se dirige al Sol que cuando se orienta a un bombillo situado a cierta distancia.

La iluminación del fotoelemento por el bombillo (E_b) depende de la luminosidad de aquel ($\mathcal{L}_b$) y de la distancia entre ellos (r) según la expresión 6.4 (cambiando los subíndices s por b):

$$\mathcal{L}_b = 4\pi r^2 E_b$$

Pero la luminosidad del bombillo es la potencia que disipa la corriente eléctrica que por él circula, o sea:

$$\mathcal{L}_b = IV$$

donde I es la intensidad de la corriente, y V la tensión en el bombillo. En definitiva, resulta que:

$$IV = 4\pi r^2 E_b$$

Escogiendo adecuadamente los valores de r , I y V de modo que la iluminación en el fotómetro debida al bombillo resulte igual a la iluminación solar, se tiene:

$$E_b = \frac{IV}{4\pi r^2} = E_s$$

que es la ecuación de trabajo.

Instrumentos y materiales: fotómetro fotográfico (o, en su defecto, fotodiodo, fotocelda, un transistor privado de la cubierta metálica); galvanómetro o multímetro con escala de 0,2-0,5 mA (si no se dispone del fotómetro fotográfico); regla de 50 (o 30) cm de largo graduada en mm; bombillo doméstico de 100 W o más (o bombillo de proyector de cualquier tipo, con su correspondiente *socket*); voltímetro, amperímetro y conductores adecuados al régimen y valores máximos de tensión y corriente que soporta el bombillo; conexión a la red eléctrica o fuente de corriente de laboratorio según lo requiere el bombillo; tubo de metal o cartón de 3 cm de diámetro y unos 10 cm de longitud, ennegrecido por dentro.

Indicaciones para el trabajo

- Conecta el fotoelemento al galvanómetro; verifica que este último indique el cero cuando está cubierto. Dirige su cara activa al Sol desde el fondo del tubo ennegrecido. Escoge la escala adecuada del galvanómetro y anota la lectura del instrumento.
- En un local oscurecido instala el circuito mostrado en la figura 6.14, de manera que el bombillo brille al máximo posible, y orienta hacia el fotómetro con el tubo ennegrecido. Acerca tanto como sea necesario hasta lograr que el galvanómetro indique el mismo valor que cuando se enfocó el sistema al Sol.

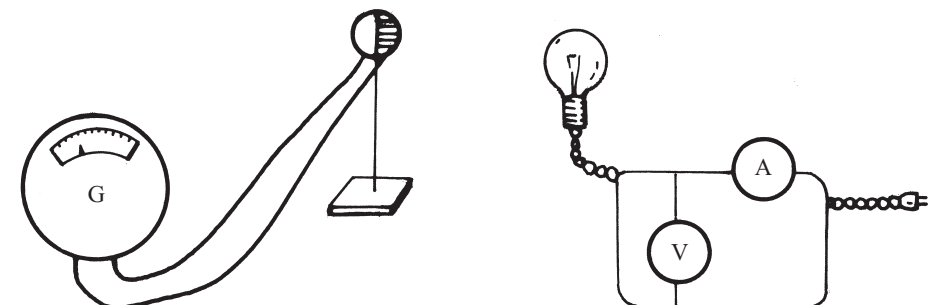


Fig. 6.14

3. Mide y anota los valores del amperímetro y el voltímetro del bombillo, y de la distancia (en metros) entre el fotoelemento y el filamento del bombillo.
4. Calcula el valor de la iluminación solar con los datos anteriores y la expresión de trabajo. El valor así obtenido resulta superior al logrado por métodos más precisos. Esto se debe a que la temperatura del bombillo es inferior a la del Sol, por lo que su radiación es muy rica en el infrarrojo, que es peor registrado por el fotoelemento. Esto obliga a acercarlo más al bombillo de lo que debía estar sin ese efecto, dando un valor de E_s mayor que el real.
5. Responde a las siguientes preguntas:
 - a) ¿Qué es lo que mide el fotómetro montado por ti?
 - b) Resume el método de medición empleado.
 - c) ¿Cómo son entre sí las iluminaciones del Sol y el bombillo en el fotoelemento?
 - d) ¿A qué se debe la diferencia entre el valor de iluminación solar obtenido y el real?
 - e) ¿Por qué es necesario el tubo ennegrecido?

Tareas generales del capítulo

1. Supongamos que alrededor de cierta estrella gira un planeta a la misma distancia de ella que la Tierra del Sol. El período orbital de ese planeta es un tercio del año terrestre.
 - a) ¿Cómo determinarías la masa de esa estrella?
 - b) Sin realizar cálculos, evalúa si será mayor o menor que la del Sol.
 - c) Determina la masa de esa estrella.
2. Estudios precisos permiten afirmar que en una esfera interna cuyo radio es un cuarto del radio del Sol, se concentra la mitad de la masa del mismo. Determina la densidad media del gas en esa región central del Sol. ¿Cuál es la sustancia que en la Tierra tiene aproximadamente esa densidad?
3. Evalúa el nivel de la actividad solar siguiendo las siguientes instrucciones: proyecta la imagen del Sol sobre la pantalla de un telescopio, o con ayuda de uno construido según las indicaciones del profesor. Cuenta las manchas individuales (I) y grupos de manchas (G) que veas en la imagen. Calcula el número $W = I + 10G$. Si este es menor que 15, el Sol está relativamente tranquilo, si entre 16 y 50, tenemos el Sol activo; y si es mayor que 50 está muy activo.
4. ¿Qué es una estrella? ¿Qué capas internas podríamos diferenciar en una estrella?
5. A partir de los datos de la tabla de características estelares, y sin realizar cálculos, compara las estrellas Capella y α de Centauro en cuanto a:
 - a) distancia desde la Tierra;
 - b) temperatura exterior (fotosférica);
 - c) brillo;
 - d) luminosidad;
 - e) radio.
6. Determina para la estrella Betelgeuse:
 - a) distancia a que se encuentra;
 - b) temperatura exterior;
 - c) luminosidad;
 - d) radio.

RESPUESTAS A LAS TAREAS GENERALES DE LOS CAPÍTULOOS

Capítulo 1

1. Se observa un máximo.
2. Se observa un mínimo.
3. $\theta = 0,057^\circ$
4. $\lambda = 585 \text{ nm}$
5. $\theta = 0,84^\circ$
8. Se observa una mancha oscura.
9. $d = 0,25 \text{ mm}$
10. $\theta = 0,15^\circ$
11. $l = 1,5 \text{ mm}$
12. $l = 1,13 \text{ mm}$
14. $\lambda = 600 \text{ nm}$
15. $d = 0,025 \text{ mm}$
16. $\lambda = 684 \text{ nm}$
17. $d = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$; $N/l = 357 \text{ mm}^{-1}$
18. $\lambda = 600 \text{ nm}$
19. $\theta = 1,6^\circ$
20. $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{2}{3}$
23. $\frac{I}{I_0} = \frac{9}{32}$
24. $\alpha = 55^\circ$
26. Para el rojo: $\lambda = 526 \text{ nm}$; $v = 2,25 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
Para el violeta: $\lambda = 298 \text{ nm}$; $v = 2,23 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

Capítulo 3

1. $E = 2,8 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
2. $E_c = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
3. $A = 2,5 \text{ eV}$
4. $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
6. $E_c = 4,5 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
7. $v_{\text{máx}} = 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$

8. $A = 7,3 \cdot 10^{-19} \text{ J}$; $v_{\text{máx}} = 7,6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$
9. $U_c = 3,8 \text{ V}$
11. $v_{\text{máx}} = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
12. $\lambda_1 = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, $\lambda_2 = 3,1 \cdot 10^{-11} \text{ m}$,
 $\lambda_3 = 4,1 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
13. $v_{\text{máx}} = 5,9 \cdot 10^{16} \text{ m/s}$
14. $\nu = 6,9 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$
15. $U_c = 1,2 \cdot 10^2 \text{ V}$
16. $\lambda = 0,057 \text{ nm}$
17. $\lambda = 1,197 \text{ nm}$
18. $\nu = 2,4 \cdot 10^{-19} \text{ Hz}$
19. $\nu = 1,4 \cdot 10^{19} \text{ Hz}$

Capítulo 4

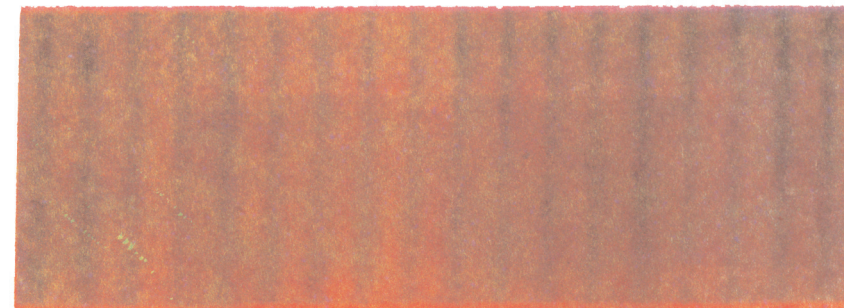
7. $\lambda = 4,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
8. $\nu = 4,57 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$; $\nu = 1,60 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$
9. Lyman: $\lambda = 9,11 \cdot 10^{-8} \text{ m}$
Balmer: $\lambda = 3,64 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
Paschen: $\lambda = 8,20 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
Brackett: $\lambda = 1,45 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Pfund: $\lambda = 2,28 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
13. $\lambda = 2,53 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
14. $U = 1,89 \text{ V}$
15. $T \approx 153\,043,47 \text{ K}$
16. $E = 4,575 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 2,85 \text{ eV}$; $E = 1,6 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 10,2 \text{ eV}$
17. $n = 2$
18. $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ m}$ (esfera)
 $\lambda = 7,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ (electrón)

Capítulo 5

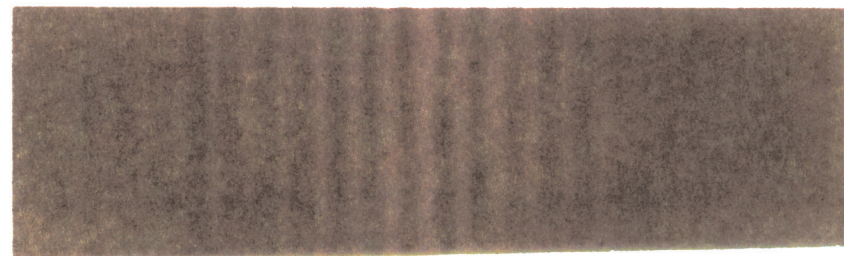
1. $N = 1/4 N_0$
4. $E = 6,47 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 4,04 \text{ MeV}$
5. Se formarán 0,386 8 mg de plomo
6. $t = 59,1 \text{ h}$
8. $E = 5,6 \text{ MeV}$

Capítulo 6

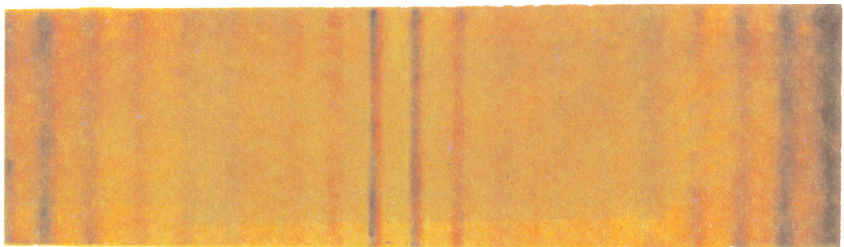
2. $\rho = 7,092 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^3$



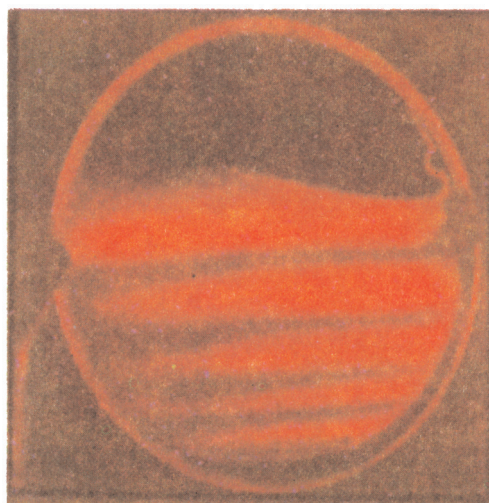
a)



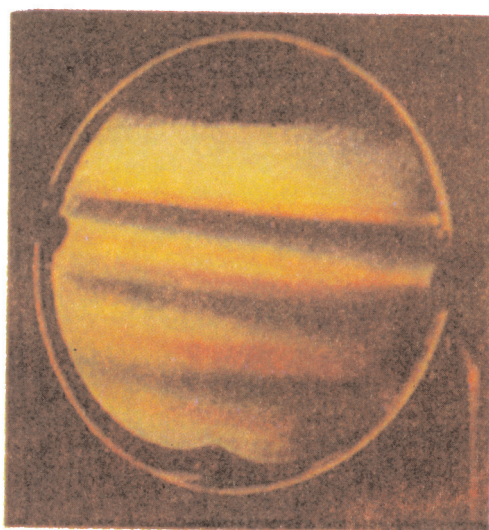
b)



c)

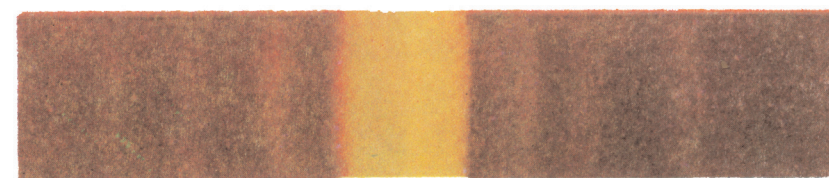


a)

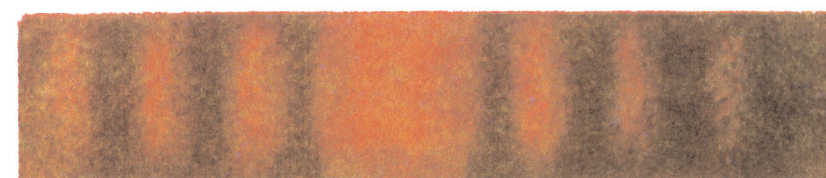


b)

Lámina 2



a)

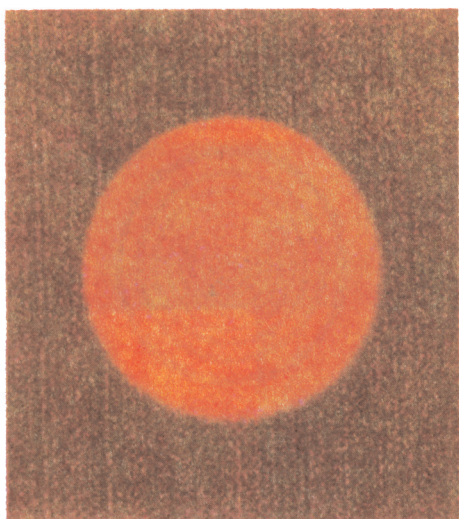


b)

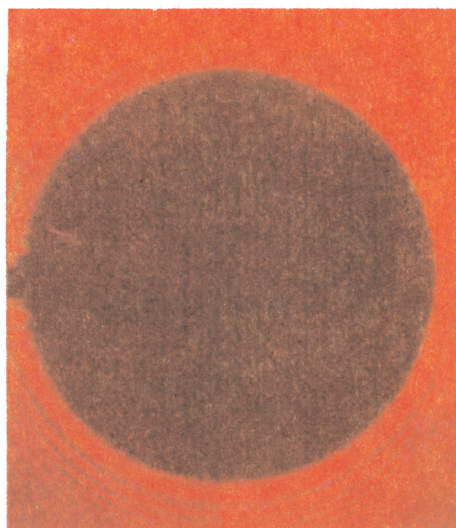


c)

Lámina 3



d)



e)



f)

Lámina 3 (continuación)



Lámina 4

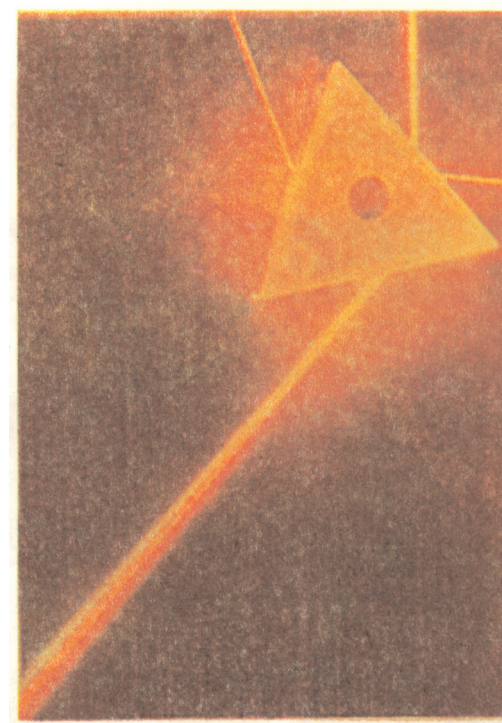


Lámina 5

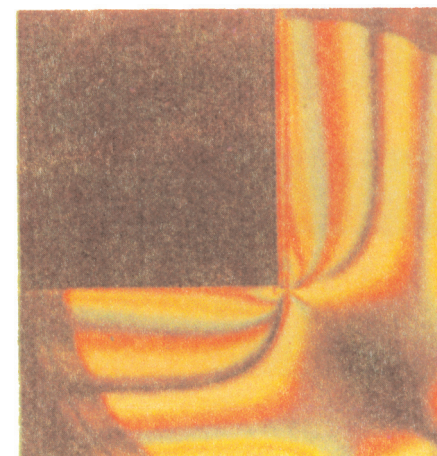


Lámina 6

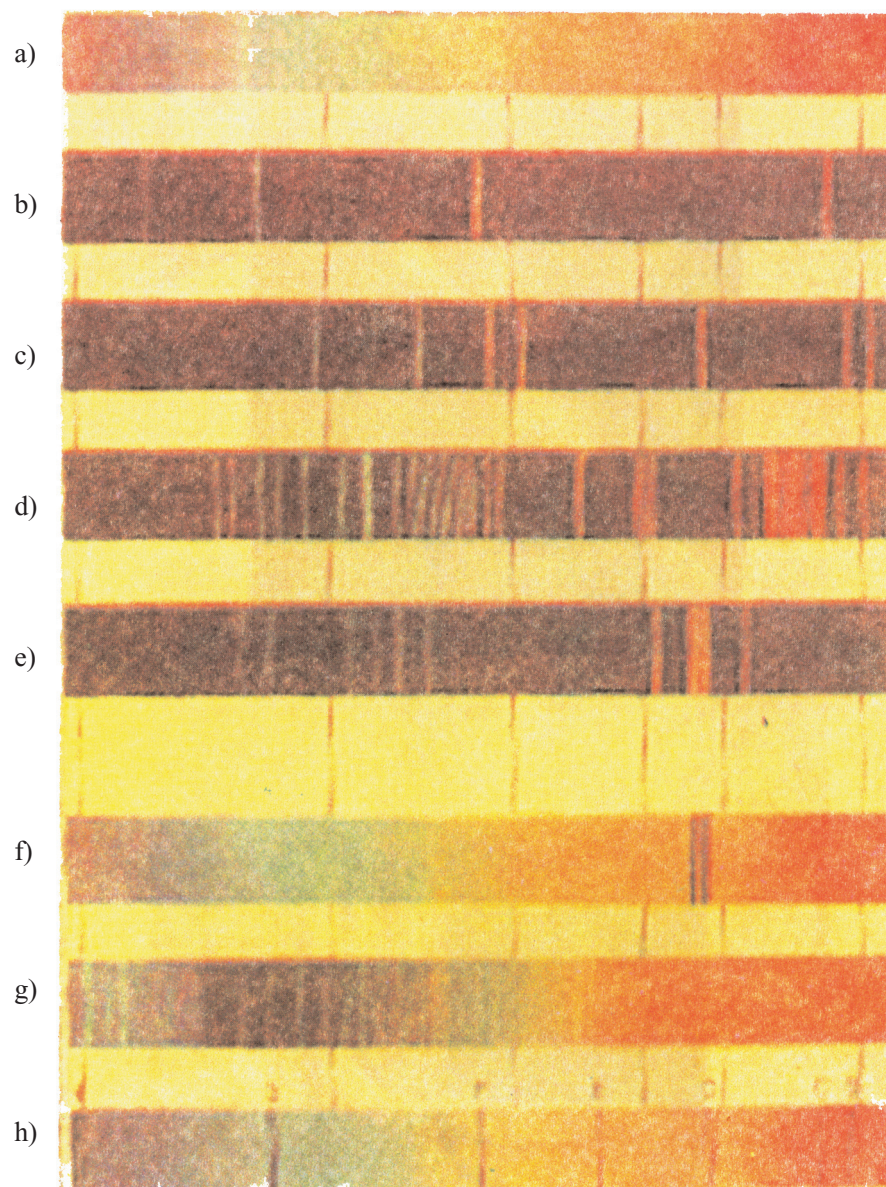


Lámina 7

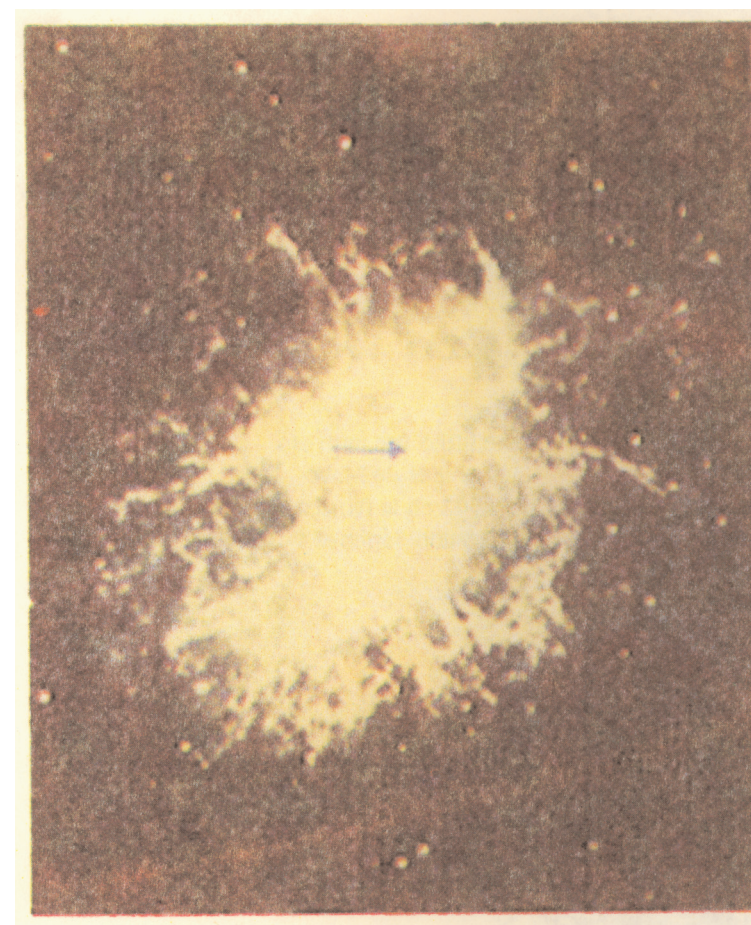


Lámina 8