

IV) LA ESTRUCTURA ATOMICA

Acabamos de ver cuales son las características fundamentales sobre las que edificamos nuestra teoría sobre la Estructura Atómica.

En la aproximación no relativista, los estados estacionarios del átomo vienen determinados mediante la resolución de la ecuación de SCHRODINGER para un sistema de electrones gravitando en el campo coulombiano del núcleo y además con interacciones mutuas entre ellos.

A decir verdad los únicos átomos para los cuales la ecuación de SCHRODINGER puede resolverse exactamente son el átomo de hidrógeno y los iones como He<sup>+</sup>, Li<sup>++</sup> etc. que tienen un solo electrón. ~~Los valores de energía vienen dados por la expresión~~

$$E_n = - \frac{m Z^2 e^4}{2n^2 h^2}$$

~~dando Z e es la carga del núcleo, M su masa y m la masa del electrón. Esta fórmula que no tiene en cuenta ningún efecto relativista, presenta una degeneración específica del átomo de hidrógeno. Dado el número cuántico principal n, la energía no depende del momento angular orbital l.~~

Un átomo con más de un electrón es un sistema complejo, para el cual, hablando estrictamente, sólo es posible considerar los estados del sistema en su conjunto. Sin embargo, resulta que se puede introducir con buena aproximación, la noción de estado para cada electrón, en tanto que estado estacionario en un cierto campo central efectivo, creado por el núcleo y todos los otros electrones. En general, estos campos son diferentes para los diferentes electrones del átomo y deben ser determinados todos simultáneamente, ya que cada uno depende de los estados de todos los otros electrones. A este campo se le llama campo autoconsistente.

Debemos dejar claro que el campo autoconsistente no es más que un método aproximado de atacar el problema, dada la imposibilidad de resolver la ecuación de SCHRODINGER,

Matemáticamente se funda en un cálculo variacional que nos lleva de una única ecuación, exacta para todo el sistema atómico a un sistema de ecuaciones integro-diferenciales, una para cada uno de los electrones del átomo, con una estructura parecida a la ecuación de SCHRODINGER. Cada electrón viene entonces caracterizado por dos números cuánticos  $n$  y  $\ell$  de los cuales depende la energía del nivel y de forma que  $n$  toma los valores  $\ell + 1, \ell + 2, \dots$ . Para  $n$  y  $\ell$  fijos el electrón puede tener diferentes proyecciones ( $m$ ) de su momento angular orbital y de su spin ( $s$ ) sobre el eje de cuantificación. Para cada  $\ell$ ,  $m$  puede tener los  $2\ell + 1$  valores  $-\ell, -\ell + 1, \dots, \ell$  y  $s$  toma valores  $+1/2$  y  $-1/2$  para cada  $m$ . Así pues en total tenemos  $2(2\ell + 1)$  posibles estados, todos con la misma energía, para un par  $n, \ell$  y si todos ellos están ocupados diremos que la capa está completa.

Podemos demostrar a continuación que la ecuación de HARTREE FOCK (10) presenta simetría esférica para el caso de capas completas simplificándose con ello enormemente el cálculo, siendo también nula la contribución de este tipo de capas al momento angular orbital  $\bar{L} = \sum \bar{\ell}_i$  y al spin total  $\bar{S} = \sum \bar{s}_i$ , donde las sumas se extienden naturalmente a todos los electrones del átomo.

Esto implica, con sólo lo que acabamos de indicar, que podemos calcular muy bien los átomos con capas completas. ¿Pero qué podemos hacer con aquellos que tienen capas incompletas?. La respuesta es simple en cuanto a concepto; pero complicada en el desarrollo detallado y consiste en el siguiente procedimiento.

- a) En una primera aproximación calculamos el valor promedio del campo al que está sometido cada electrón, suponiendo que la capa

está completa y ponderando seguidamente teniendo en cuenta el número de electrones que la ocupan.

b) Con ello, ciertamente, hemos cometido un error al promediar la interacción electrostática entre los electrones de la capa in completa, pero los valores hallados los podemos considerar lo su ficientemente buenos como para iniciar a partir de ellos un tra tamiento perturbativo en el que el término de perturbación viene dado precisamente en función del error cometido.

c) De esta forma levantamos, por lo menos parcialmente, la gran degeneración resultante de la aproximación hecha en a) puesto que al promediar a todos los electrones de la última capa los si tuábamos en estados de la misma energía, es decir están en un ní vel único que gracias al tratamiento perturbativo se subdivide en una serie de distintos niveles (multipletes) que corresponde a va lores de  $\bar{L}$  y  $\bar{S}$  distintos y cuyas energías pueden calcularse, con firmándose entonces la ley empírica de HUND. La degeneración de estos niveles es  $(2L + 1) (2S + 1)$ .

Una segunda corrección de origen típicamente relativista y que tratamos también como una perturbación es el llamado acoplamiento spin-órbita. Bajo la influencia de esta perturbación cada nivel, ca racterizado por un valor de  $L$  y un valor de  $S$ , se escinde en una serie de niveles vecinos correspondientes a los distintos valores del mo mento angular total  $\bar{J} = \bar{L} + \bar{S}$ , que puede tomar todos los valores entre  $|L - S|$  y  $L + S$ , originándose así la llamada estructura fina.

Este orden en la realización de las correcciones implica que el valor de éstas desciende en el mismo sentido en que las hemos lleva do a cabo, es decir corrección electrostática y acoplamiento spin-órbita o de RUSSELL-SAUNDERS (11); pero esto no es cierto en todos los

ap

casos, por lo que entonces hemos de proceder caracterizando a cada electrón por su momento angular total  $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ . Tal esquema de construcción de los niveles atómicos recibe el nombre de acoplamiento  $j - j$ .

La estructura fina del átomo de hidrógeno presenta la particularidad de que para un número cuántico principal  $n$  dado, la energía sólo depende del momento angular total  $j$ , de forma que los estados del mismo  $n$  y  $j$ , pero con valores de  $l = j \pm 1/2$ , tienen la misma energía.

*Finalmente el acoplamiento con el spin nuclear produce la estructura hiperfina.*

Bajo la acción de campos externos, por ejemplo un campo magnético constante y lo suficientemente débil, como para que su acción sea pequeña en comparación con las diferencias entre los niveles correspondientes a la estructura fina, se observa un nuevo desdoblamiento que de nuevo puede tratarse teóricamente mediante la Teoría de Perturbaciones.

El campo magnético, definiendo una dirección privilegiada en el espacio, levanta la degeneración de los niveles en la dirección del momento angular total  $\vec{J}$ . En virtud de la simetría axial del campo, la proyección del momento angular  $J$  sobre la dirección del campo se conserva y las diversas componentes del término escindido se caracterizan por los valores  $M_j$  de esta proyección. Esto es el efecto ZEMAN.

En los campos magnéticos, cuando la amplitud de éstos produce efectos mayores que los intervalos de la estructura fina, se produce el efecto PASCHEN-BACK, fácil de calcular cuando en primera aproximación podemos prescindir de la interacción spin-órbita.

Finalmente, bajo la acción de un campo eléctrico, se produce el llamado efecto STARK, que como en el efecto ZEEMAN consiste en el levantamiento de la degeneración en  $J$ , aunque sólo parcialmente ya que los niveles que difieren sólo en el signo de la componente  $M_j$  del momento angular sobre la dirección de cuantificación continúan con-  
fundidos.

La teoría que hemos, tan sucintamente expuesto, explica a nuestra satisfacción, todas las características hasta ahora conocidas con respecto a los átomos y no sólo para los estados estacionarios que son los únicos a los que nos hemos referido, sino también, junto *con la teoría cuántica del campo electromagnético explica las transi-*  
*ciones entre dichos estados.*

De lo expuesto se deduce también que la forma rigurosa de atacar el problema, factible en el caso del átomo de hidrógeno, sería a través de la ecuación de DIRAC; pero al introducir en la ecuación de SCHRODINGER las correcciones pertinentes, los resultados obtenidos son perfectamente compatibles, excepción hecha de lo que se refiere al llamado efecto LAMB (12), puesto de manifiesto en 1947 y que produce  
el desdoblamiento de los niveles  $2 S_{1/2}$ ,  $2 P_{1/2}$  del hidrógeno. La explicación de este efecto sólo puede lograrse a través de la Mecánica  
Cuántica Relativista.

## V) LA FISICA NUCLEAR

~~Volvamos a comentar el párrafo de NEWTON citado al principio y preguntémosnos si la idea que hemos obtenido de la estructura atómica soluciona la dificultad que encontró NEWTON.~~ A través de la teoría establecida para explicar la estructura del átomo hemos llegado a poner de relieve una idea esencial sobre el origen de las formas fundamentales en la naturaleza, a saber que la estructura y las propiedades permanentes de los átomos son posibles sin suponer que estos átomos son incomparablemente duros. Pero NEWTON, <sup>no, no debemos</sup> ~~quizás no estaría~~ plenamente satisfecho con esta respuesta, ya que nuestras conclusiones se basan en la existencia de otras partículas, los electrones y el núcleo que poseen asimismo unas propiedades intrínsecas, tales como masa, carga, spin y momento magnético. Con ello no hemos hecho más que trasladar la cuestión a un nuevo nivel.

¿Son los constituyentes atómicos incomparablemente duros?  
 ¿Existe un poder ordinario que los pueda romper?

*Por lo menos en lo que concierne al núcleo atómico conocemos la respuesta. En efecto en 1932 CHADWICK (13) descubrió el neutrón, aceptándose desde entonces que los núcleos están compuestos de protones y neutrones.*

*Las formas intrínsecas de los núcleos, sus estructuras, vienen de nuevo determinadas por las mismas simetrías que en el átomo. Este es el motivo por el cual la Física Atómica, desde distintos puntos de vista es similar a la Física Nuclear, por ejemplo en la estructura en capas. Pero los estados cuánticos en el núcleo vienen determinados por una simetría adicional a las ya mencionadas, a saber la independencia de las fuerzas nucleares con respecto a la naturaleza del nucleón, (neutrón o protón). Esta dicotomía es análoga a la dicotomía de las dos direcciones de spin y por lo tanto originan una invariancia con respecto a las rotaciones en un espacio abstracto, en*

el espacio del spin isotópico (14). Además esta nueva simetría origina el que los estados nucleares vengán caracterizados por un nuevo número cuántico, que nos permite clasificar los niveles en multipletes que la reflejan.

Debemos también mencionar otra característica del Núcleo, que lo diferencia del Atomo. En este último, las transiciones entre los distintos estados del espectro, se producen acompañadas por la emisión de radiación Electromagnética. *En los núcleos encontramos otra forma de transición distinta a ésta, acompañada de la emisión de un par de Leptones, un par consistente en un electrón y un neutrino.*

## 1 EL PROBLEMA DE LAS FUERZAS NUCLEARES

Pero llegados aquí debemos recordar otra vez que sólo las simetrías no bastan para resolver el problema. Nos es necesario conocer las fuerzas que actúan, para fijar el tamaño y los niveles de energía. En la hora actual no existe todavía una teoría completa de las fuerzas nucleares, es decir sobre las fuerzas que actúan entre los nucleones, asegurando su cohesión en el núcleo.

Para investigar las fuerzas entre nucleones parece aconsejable estudiar primero los sistemas más simples, es decir aquellos en que sólo hay dos nucleones en interacción.

Sin embargo en la discusión de los núcleos pesados sólo podremos emplear las características más fundamentales que hayamos deducido en el estudio del problema a dos cuerpos. Indudablemente los detalles más finos serán irrelevantes ya que no hay razón para suponer que la fuerza que actúa entre dos núcleos no se ve afectada por la presencia de otros nucleones.

Los sistemas a considerar son el protón-neutrón, el protón-protón y el neutrón-neutrón.

El primero de ellos puede existir en un estado ligado, el deuterón; pero aparte de éste, también podemos estudiar dicho sistema en estados de energía positiva en los que las partículas son libres, así como en el proceso de fotodesintegración del deuterón.

El sistema protón-protón en cambio, no presenta estado ligado por lo que toda la información que podamos obtener de él procede del estudio de experiencias de difusión. El hecho de que no exista estado ligado indica en principio que la fuerza ejercida entre dos protones no es suficientemente intensa para vencer la repulsión electrostática entre sus cargas. Sin embargo, el análisis de la difusión nos hace concluir en que no habría estado ligado aunque no hubiese repulsión culombiana.

Finalmente no hay evidencia experimental directa concerniente al sistema neutrón-neutrón, ya que los neutrones libres se desintegran. Sin embargo, indirectamente concluimos que las fuerzas neutrón-neutrón son muy similares a las del sistema protón-protón, excluyendo la interacción electromagnética, con lo que no debemos tampoco esperar la existencia de un estado ligado.

El análisis de los datos experimentales a baja energía se puede llevar a cabo con los métodos de la Mecánica Cuántica no relativista y se sistematizan mediante un número reducido de parámetros, a saber, la longitud de difusión y el alcance efectivo o lo que es equivalente al crecer la energía, los desfases correspondientes a las diferentes ondas consideradas.

*Ahora bien, aunque fijado una forma de potencial podemos fijar unívocamente estos parámetros, la inversa no es cierta, es decir que una vez medidos los parámetros no podemos unívocamente fijar el potencial. Además ello implica que aceptamos como válido la descripción de las fuerzas nucleares por medio de un potencial, cuando en*

general este concepto es sólo aplicable para partículas no relativistas, por lo que debemos esperar que sólo sea posible hablar de potencial para nucleones ligados al núcleo o moviéndose con poca energía cinética.

En otras palabras podríamos decir que a falta de una teoría fundamental, la teoría que podamos establecer para interpretar las propiedades de un sistema tan sencillo como es el formado por sólo dos nucleones, necesita de la inclusión de ciertas hipótesis más o menos bien fundamentadas cuya veracidad sólo podrá establecerse a través de la comparación con la experiencia.

A través del estudio del sistema a 2 cuerpos se concluye que las características fundamentales de las fuerzas nucleón-nucleón son:

- a) Su corto alcance. Disminuyen exponencialmente a partir de distancias del orden de 1.5 fermis.
- b) Su gran intensidad.
- c) Que fundamentalmente son fuerzas centrales.
- d) Su dependencia con respecto del spin.
- e) Su independencia en primera aproximación respecto del tipo del nucleón.
- f) Que son atractivas o repulsivas, según el estado en que se encuentran los dos nucleones, lo que nos lleva a las llamadas fuerzas de intercambio.

Ya hemos mencionado que en general las fuerzas nucleares no son aditivas. Esto significa que la interacción en un sistema de más de dos nucleones no es igual a la suma de las interacciones de todos los pares;

pero de todas formas es muy probable que las interacciones a tres, cuatro, etc.-- cuerpos, jueguen un papel relativamente insignificante con respecto a las interacciones a dos cuerpos.

*Los datos experimentales muestran que con el aumento del número de partículas A un sistema de nucleones se comporta de forma que su volumen y su energía crecen proporcionalmente a A. La propiedad de las fuerzas nucleares a la que está ligada esta característica se denomina "saturación", que impone restricciones en las formas matemáticas de expresar la interacción entre dos nucleones.*

La condición de que el volumen crezca proporcionalmente a A se expresa matemáticamente por la expresión

$$R = r_0 A^{1/3}$$

que relaciona el radio del núcleo R con el número de nucleones A.

Según los datos experimentales obtenidos en la difusión de electrones por los núcleos  $r_0$  vale 1,2 fermis.

La relación entre la energía del núcleo y el número de nucleones A es más complicada que la correspondiente al radio nuclear y se conoce con el nombre de fórmula semiempírica de la masa.

En su establecimiento juega un importante papel, junto con una serie de consideraciones cualitativas respectivas a las propiedades conocidas de las fuerzas nucleares, el modelo del gas de FERMI que nos permite entre otras cosas la determinación del momento máximo de los nucleones en el interior de la materia nuclear y por ende la energía cinética correspondiente a este momento.

La expresión que obtenemos, queda en función de un reducido número de parámetros, a determinar experimentalmente, aunque se pue

de obtener teóricamente si no su valor exacto, sí por lo menos el orden de magnitud de estos parámetros.

Desde luego la forma ideal para estructurar la Física Nuclear sería la de proceder exactamente como hacemos en la Física Atómica, es decir una vez establecidas la naturaleza de la interacción que tiene lugar en el sistema a muchos cuerpos, así como las simetrías características, determinar los estados cuánticos y las energías correspondientes a estos estados.

Sin embargo, y aquí reside la principal dificultad de la Física Nuclear, este procedimiento no puede llevarse a cabo debido a nuestro imperfecto conocimiento de la interacción. Las dificultades que encontramos en la Física Atómica radican fundamentalmente en la aplicación a un caso concreto de leyes bien conocidas, como son las correspondientes a la Interacción Electromagnética, mientras que en la Física Nuclear nos encontramos no sólo con los problemas de aplicar la Mecánica Cuántica a sistemas complicados sino también con el hecho de que no conocemos las leyes que gobiernan las fuerzas nucleares.

Así pues el problema con que nos encontramos es doble. Primero, encontrar como es la Interacción y después a partir del conocimiento de ésta, calcular las propiedades nucleares que resultan de estas fuerzas.

Por todo ello el problema es muy arduo y se recurre a emplear modelos distintos aplicables a distintas propiedades o distintos tipos de núcleos. De todas formas estos modelos tampoco los hemos de concebir como partes completamente inconexas, sino más bien como casos límites de una teoría general que todavía no hemos logrado edificar.

## 2 LOS MODELOS NUCLEARES

Se puede obtener una buena descripción de muchas de las propiedades de los núcleos con ayuda del modelo de capas (15) que en lo esencial es análogo a la descripción de la capa electrónica del átomo. En esta descripción se supone que cada nucleón se mueve en el campo autoconsistente creado por el conjunto de todos los otros nucleones que debido al poco alcance de las fuerzas nucleares se anula rápidamente fuera del volumen delimitado por la superficie del núcleo. En consecuencia el estado del núcleo viene dado por la enumeración de los estados de los distintos nucleones que lo forman.

El campo autoconsistente tiene simetría esférica, coincidiendo el centro de simetría con el centro de masas del núcleo. En el método del campo autoconsistente, la función de onda del sistema se construye como suma de productos simetrizados de las funciones de onda de las diversas partículas.

En la aproximación no relativista, la interacción del nucleón con el campo autoconsistente no depende del spin del nucleón.

La dependencia de la energía del nucleón con respecto a su spin aparece sin embargo cuando tenemos en cuenta los términos relativistas que dependen de la velocidad de la partícula. El mayor entre ellos es el término proporcional a la primera potencia de la velocidad, es decir el acoplamiento Spin-Orbita que determina la desintegración del nivel del momento angular  $l$  en dos niveles de momento

$$j = l \pm 1/2$$

La experiencia nos demuestra entonces que el nivel

$$j = l + 1/2$$

es el más profundo.

El acoplamiento spin órbita en los núcleos es relativamente débil comparado con su interacción con el campo autoconsistente; pero al mismo tiempo es en general grande comparado con la energía de interacción directa de dos nucleones en el núcleo. Esta relación entre las energías de las diversas interacciones tiene como consecuencia que la clasificación de los niveles nucleares debe efectuarse según el tipo de acoplamiento  $jj$ , a diferencia de lo que ocurre en la capa electrónica del átomo donde la clasificación de niveles se efectúa ordinariamente según el tipo de acoplamiento  $LS$ . El estado de cada nucleón en el núcleo viene caracterizado por su spin y momento angular  $j$  y su paridad y aunque cada uno de los vectores  $\vec{l}$  y  $\vec{s}$  no sean separadamente conservativos, el valor absoluto de  $l$  está determinado ya que un valor fijo de  $j$  puede provenir del estado con  $l = j - 1/2$  o bien  $l = j + 1/2$ , pero estos dos estados son de paridad distintas por lo que al dar  $j$  y la paridad determinamos también  $l$ .

Como consecuencia del análisis de los datos experimentales sobre las propiedades de los nucleos es posible establecer un cierto número de reglas concernientes a la disposición de los niveles nucleares.

En primer lugar debemos reseñar que la energía de los niveles del nucleón crece con el momento angular orbital  $l$  y que para un valor dado de  $l$  el nivel con  $j = l + 1/2$  es el más profundo.

La regla siguiente concierne al spin isotópico de los núcleos, cuya tercera componente viene determinada por el número de protones y neutrones, pero a priori para un valor dado de esta tercera componente el spin isotópico puede tomar cualquier valor que satisfaga la relación  $T \geq |T_3|$ . Pues bien la regla nos asegura que el estado fundamental del núcleo tiene el más pequeño de todos estos valores admisibles. Esta regla se refiere naturalmente a los núcleos no demasiado pesados, donde el papel jugado por la interacción coulombiana no es to

avía demasiado importante. Se pueden también formular ciertas reglas sobre los spins de los estados fundamentales del núcleo. Estas reglas determinan la forma de combinarse los momentos angulares  $\bar{j}$  de los distintos nucleones para dar el spin total del núcleo y no hacen más que manifestar la tendencia de los protones y neutrones que se encuentran en la misma capa de formar parejas (pp y nn) con sus momentos angulares opuestos siendo de 1 a 2 Mev la energía de acoplamiento debida a este fenómeno. Este acoplamiento origina que si el núcleo contiene un par de protones y un número par de neutrones, el spin total del núcleo es nulo; pero si el núcleo contiene un número impar de protones o neutrones y si todos los nucleones en un nivel superior a los nucleones de las capas completas se encuentran en los mismos estados, de ordinario el spin total del núcleo coincide con el momento angular  $\bar{j}$  del nucleón desapareado. Finalmente si tanto el número de protones como el número de neutrones es impar y si como antes todos los nucleones por encima de las capas completas se encuentran en el mismo estado, normalmente el spin total es el doble del momento angular del nucleón, como si después de todos los acoplamientos quedasen un protón y un neutrón cuyos momentos angulares se combinaran paralelamente.

En definitiva el examen del modo concreto de ocupación de las capas en los núcleos exige un análisis mucho más detallado de lo que aquí podemos hacer, por lo que nos vamos a limitar a dar unas últimas indicaciones generales. Sabemos que los estados electrónicos en los átomos pueden dividirse en grupos tales que la energía de acoplamiento del electrón decrece cuando se completa uno de estos grupos y se pasa al siguiente. Una situación totalmente análoga se presenta en los núcleos, repartiéndose los estados nucleónicos según los grupos

$1 s^{1/2}$   
 $1 p^{1/2}, 1 p^{3/2}$   
 $1 d^{5/2}, 1 d^{3/2}, 2 s^{1/2}, 1 f^{7/2}$   
 $2 p^{3/2}, 1 f^{5/2}, 2 p^{1/2}, 1 g^{9/2}$   
 $2 d^{5/2}, 1 g^{7/2}, 1 h^{11/2}, 2 d^{3/2}, 3 s^{1/2}$   
 $2 f^{7/2}, 1 h^{9/2}, 2 i^{13/2}, 2 f^{5/2}, 3 p^{3/2}, 3 p^{1/2}$

De acuerdo con estos números los grupos se irán completando cuando el número de neutrones o protones alcanza uno de los valores 2, 8, 28, 50, 82, 126, que son los llamados "NUMEROS MAGICOS".

El modelo de capas ha tenido particularmente éxito en la explicación de un cierto número de propiedades nucleares. Con todo no proporciona una explicación completa del núcleo. Es particularmente útil en el caso de núcleos compuestos de capas cerradas más uno o unos pocos nucleones adicionales. En la configuración de capas cerradas el núcleo es esférico. La adición de uno o más nucleones produce solamente pequeñas deformaciones.

De todas maneras a mitad de camino entre capas cerradas la situación es diferente. Los núcleos se desvían entonces apreciablemente de la forma esférica y llegan a cobrar importancia los movimientos colectivos en que intervienen varios nucleones.

Que así es puede verse fácilmente, por ejemplo, en los momentos cuadrupolares de los núcleos. Cerca de un sistema de capas cerradas, los valores que se pueden obtener atribuyendo el cuadrupolo a una sola partícula fuera del sistema cerrado concuerda razonablemente bien con los resultados experimentales; pero hacia la mitad de una nueva capa los momentos cuadrupolares son varias veces mayores que los que se podrían explicar por una sola partícula. RAINWATER (16) sugirió que la partícula individual deforma al núcleo en conjunto y que el cuadrupolo observado resulta de la deformación colectiva de varias órbitas. Los núcleos se mueven entonces en un potencial que ya no posee simetría esférica. Tenemos así dos tipos de movimientos: movimientos del núcleo en conjunto como si todos los nucleones ocupasen un recinto elipsoidal que pudiera girar o incluso deformarse por vibraciones; y movimientos de los nucleones dentro del recinto. Los dos tipos de movimientos están más o menos fuertemente acoplados entre sí. El desarrollo matemático de estas ideas (A. BOHR, B. MOTTELSON) constituye la base del Modelo Colectivo (17).

Desde hace mucho tiempo se conoce un ejemplo de este tipo, a saber, el caso de las moléculas diatómicas, cuyos movimientos se clasifican de una manera natural en rotacionales, de vibración y electrónicos en orden de energías crecientes. Los movimientos son claramente separables y según esto, la función de onda se puede descomponer en producto de términos de rotación, de vibración y electrónico. Desde el punto de vista matemático, esto significa que el hamiltoniano se compone de tres sumandos que contienen coordenadas de electrones, coordenadas de vibración y coordenadas de rotación. La función de onda total es el producto de tres funciones de onda, cada una de las cuales contiene las respectivas coordenadas.

En el núcleo podemos intentar una separación análoga de los movimientos. Consideremos primero la región central que contiene los nucleones de las capas cerradas. Fuera de la misma tenemos  $n$  nucleones que forman una nube. Si  $n$  es uno tenemos el caso en el que mejor se aplica el modelo de capas. Para un núcleo de estas características los estados excitados vienen dados por los estados excitados del único nucleón de la nube.

Para valores de  $n$  mayores y pares, los nucleones de la nube están sujetos a dos tipos de fuerzas: fuerzas de corto alcance responsables de la orientación de los spines de pares de nucleones idénticos y bajo cuya influencia los núcleos tienden a una forma esférica y a tener spin nulo; fuerzas de largo alcance, que tienden a producir un solapamiento de las funciones propias del conjunto de las  $n$  partículas. Si estas últimas fuerzas predominan impulsan a los nucleones en determinadas direcciones especiales, deformando con ello a la nube.

En este caso, el potencial en que se mueven los nucleones deja de presentar simetría esférica y como consecuencia se desplazan los valores de los niveles de energía calculados con el modelo de capas. Esta nube está sujeta además a rotaciones y vibraciones.

De todas formas en los núcleos la distinción entre estos diversos tipos de movimiento no es del todo clara porque el acoplamiento entre los mismos es a menudo fuerte. Con otras palabras, si, por ejemplo, la diferencia de energía entre los niveles de vibración no es grande comparada con la que existe entre los de rotación, no es posible considerar la rotación como una estructura que se superpone a las vibraciones. Consecuentemente, la expresión de la función de onda como productos de funciones de las distintas coordenadas no es buena aproximación.

Estos modelos, a partir de unos supuestos relativamente sencillos, son capaces de explicarnos muchas de las características observadas de los núcleos. Por ello es natural el que intentemos justificarlos con mayor rigor.

La dificultad básica en la comprensión del modelo de capas lo constituye el aceptar que las partículas nucleares puedan moverse como si fuesen esencialmente libres, aunque sabemos que entre dos nucleones actúan fuerzas bastante intensas. Desde luego estos últimos no se consideran totalmente libres en el modelo de capas ya que están todos ellos sujetos a una fuerza común que los confina dentro del volumen nuclear. Sin embargo, si imaginamos un núcleo de grandes dimensiones de forma que en su parte central podemos desprestigiar el efecto de las condiciones de contorno, no habrá en promedio un potencial que dependa de la distancia, ya que en este núcleo de grandes dimensiones todos los puntos gozarán de las mismas propiedades. En esta materia nuclear uniforme la aproximación de considerar un movimiento libre con momento constante corresponde al modelo de capas para los núcleos reales. Para comprender, pues, este modelo, podemos comenzar por preguntarnos hasta donde las partículas en esta materia nuclear uniforme se comportan como si fuesen libres es decir como si no interaccionasen.

Vamos a examinar esta cuestión considerando la colisión en

tre dos nucleones. Cuando se aproximan, sus movimientos se ven afectados por las fuerzas que se ejercen entre ellos, y los dos nucleones se difunden. El análisis de la difusión que tiene lugar cuando están embebidos dentro de la materia nuclear lleva al sorprendente resultado de que sus movimientos son los correspondientes a partículas libres excepto cuando llegan a estar a una distancia de un fermi. Esta distancia es menor que la separación media entre dos nucleones dentro del núcleo que es 1,66 fermis. Consecuentemente, el efecto de las correlaciones entre dos partículas no es importante. Desde luego, esto no significa que sea totalmente despreciable; pero se las puede tener en cuenta mediante la introducción de una masa efectiva. Al mismo tiempo nos lleva al convencimiento del pequeñísimo papel que desempeñan los conglomerados (clusters) de tres o más partículas.

En la colisión de dos nucleones en el vacío, la función de onda no se regenera ya que después de la colisión queda desfasada con respecto a la correspondiente a partículas libres y no tiende a ella ni incluso cuando tiende a infinito. La diferencia de comportamiento fuera y dentro de la materia nuclear, es decir entre la colisión aislada y la colisión cuando los nucleones están embebidos en la materia nuclear viene determinada por el principio de exclusión, ya que en el primer caso los nucleones del estado final pueden repartirse el momento de muchas formas, mientras que en el segundo el número de estados accesibles está muy limitado. La naturaleza de estas diferencias no puede establecerse de una forma general para un sistema arbitrario de fermiones, sino que se precisa conocer las características de la fuerza entre nucleones para que nos lleve a una distancia de regeneración de 1 fermi y consecuentemente a la aproximada validez del modelo a partículas independientes. Estas características son;

- a) El "corazón" repulsivo que impide el colapso del núcleo
- b) Este "corazón" debe de ser lo suficientemente pequeño para explicar la pequeña magnitud de la distancia a la que la función de onda es prácticamente la correspondiente a partículas libres

y lo suficientemente grande para dar cuenta de la relativamente baja densidad.

- c) Requerimos que la fuerza sea atractiva y que nos dé un enlace que mantenga una densidad baja.
- d) La fuerza atractiva debe ser de tal forma, intensidad y alcance que la mayoría de los momentos que origine estén por debajo del momento correspondiente al característico de la superficie de Fermi.

El examen del efecto de los otros nucleones en la difusión de dos de ellos dentro de la materia nuclear así como el desarrollo de las técnicas necesarias para solventar este problema a muchos cuerpos expresado en función de los parámetros característicos de la difusión para dos nucleones fue comenzado fundamentalmente por BRUECKNER (18) que llegó a la conclusión que mencionábamos antes; que la función de onda para la difusión de dos nucleones en la materia nuclear no es apreciablemente distinta de la correspondiente a la de dos nucleones libres salvo para distancias menores del fermi y que se puede calcular también la energía de enlace (15.5 MeV) directamente comparable con el término de volumen de la fórmula semiempírica de la masa.

La repetición de los mismos cálculos para un núcleo finito es un problema difícil. La principal dificultad reside precisamente en tener en cuenta la variación de densidad en la frontera del núcleo.

La interacción spin-órbita del modelo de capas puede también incluirse es esta formulación, dando separación entre niveles que en general concuerdan con los experimentales.

BRUECKNER y su grupo hicieron cálculos autoconsistentes para los núcleos de  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  y  $^{90}\text{Zr}$ . La energía de enlace por nucleón resultó ser de 5 MeV, sin embargo las diferencias entre energías de enlace para estados a una sola partícula son las mismas que da el

modelo de capas dentro de un error de 1 MeV.

Estos resultados indican que la imagen que nos hacemos de la materia nuclear no está muy lejos de la realidad.

Hay desde luego otros tipos de correlaciones a considerar, pero que hemos ignorado en la creencia de que no afectan en demasía a la energía de enlace. Sin embargo en los casos en que queramos producir los detalles más finos se han de tener presentes.

Por ejemplo, creemos que hay una correlación de partículas del mismo tipo con spines opuestos, correlación que origina en los estados fundamentales de los núcleos par-par un incremento de 1 a 2 MeV en la energía de enlace, pequeño sin duda con respecto a la energía de enlace total que es aproximadamente  $8 A$  MeV. Otro efecto pequeño es la polarización de unos pocos nucleones exteriores que originan el apartamiento del núcleo de la simetría esférica, originando los efectos colectivos.

De nuevo al considerar estas correlaciones de largo alcance estamos estudiando efectos del orden de magnitud de algunos MeV frente a la energía de enlace total que es de muchos cientos de MeV, por lo que estamos más que justificados al olvidarlos en cuanto estudiamos las propiedades fundamentales de la materia nuclear.

## VI) LAS PARTICULAS ELEMENTALES

Preguntémosnos nuevamente si NEWTON podría estar satisfecho al ~~llegar a este punto.~~ Creemos que no.

*¿Podemos estar satisfechos al llegar a este punto?*

De acuerdo a lo que llevamos escrito el número de partículas elementales ha quedado esencialmente reducido a tres: Protón, Neutrón y Electrón, sin contar el Fotón ni el Neutrino ya que nunca aparecen como un constituyente de la materia; pero la existencia de las tres partículas nombradas aparece todavía como un misterio, ya que ellas tienen propiedades imposibles de predecir y las debemos considerar nuevamente como incomparablemente duras.

Parece probable sin embargo que el nucleón no es incomparablemente duro. *Las indicaciones de la existencia de una estructura interna son claras, ya que conocemos todo un espectro de estados excitados del nucleón.* En efecto al exponer el nucleón a la acción de cualquier haz de partículas de alta energía, se producen nuevos estados de mayor energía y de corta vida que denominamos hiperones y resonancias.

A todo el espectro en el cual el estado fundamental es el doblete protón-neutrón se le designa con el nombre de espectro bariónico. Algunos de sus miembros tienen cargas distintas a las del estado fundamental, otros distinta extrañeza o hipercarga, que es una nueva propiedad que se manifiesta por primera vez en estas partículas. *Todos los estados excitados vuelven al estado fundamental a través de una o más etapas mediante la emisión de mesones K y  $\pi$ , fotones o pares electrón-neutrino.* Los mesones cargados y los pares leptónicos transportan carga eléctrica y por lo tanto se emitirán cuando haya diferencia de carga entre el estado fundamental; los mesones K transportan además extrañeza por lo que se emitirán cuando haya cambio en este número cuántico.

En los átomos, las transiciones entre los distintos estados cuánticos tienen lugar mediante la absorción o emisión de luz, es decir mediante acoplamiento con el campo electromagnético. En el núcleo nos encontramos con que además de la emisión o absorción de radiación electromagnética hay también emisión de pares leptónicos producidos por interacción débil. En el espectro bariónico, además de estos dos tipos de emisión hay la emisión mesónica, producida por la interacción fuerte del nucleón con el campo mesónico.

Demos dos ejemplos de transiciones entre estados nucleónicos. El más simple es la emisión de un mesón  $\pi$  en la transición del primer estado excitado, que constituye un multiplete con spin isotópico y spin ordinario igual a  $3/2$ . Este resultado tiene la misma extrañeza que el estado fundamental, por lo que la transición se produce vía emisión de un mesón  $\pi$ , la carga del cual depende de la diferencia de carga entre los dos estados bariónicos. El otro ejemplo es la transición de un estado altamente excitado de extrañeza diferente del estado fundamental, por lo que debe emitirse un mesón K, para compensar el cambio de extrañeza.

No obstante cuando consideramos los estados más débilmente excitados de extrañeza diferente de la del fundamental, es decir los estados designados por los símbolos  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  y  $\Xi$ , éstos no pueden pasar al fundamental mediante la emisión de un K debido a que la masa de éste es superior a la diferencia de energías entre estos estados y el fundamental. Estos estados serían estables si la conservación de la extrañeza fuese una ley exacta, como la conservación de la carga ordinaria. Sin embargo, la extrañeza se conserva en todas las interacciones excepto en las débiles, por lo que existen transiciones de estos estados al fundamental mediante la emisión de mesones  $\pi$  o de pares leptónicos. Como resultado estos estados son metaestables y se desintegran, aunque lentamente, en el único estado estable que es el protón.

La excitación de estos estados metaestables debemos imaginarlo como un proceso con dos etapas, primero el nucleón, pasa a otro es

tado altamente excitado, mediante la absorción de un meson  $\pi$  por ejemplo, pero sin cambio de extrañeza; seguidamente se produce una transición a otro estado de hipercarga diferente mediante la emisión de un mesón K. Este fenómeno constituye la llamada producción asociada, ya que finalmente conseguimos dos entidades con extrañeza opuesta, es decir un barión excitado y un mesón K.

Por otro lado, las experiencias realizadas con aceleradores de alta energía no sólo han revelado la existencia del espectro bariónico, sino que también han hecho patente la existencia de otro espectro, el de los mesones o bosones. A partir del mesón K y el  $\pi$  se han descubierto una serie de estados excitados de estos que designamos con los símbolos  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ , etc. etc. con respecto a los cuales el  $\pi$  y el K son los estados menos excitados. De hecho estos dos últimos tampoco son estables, puesto que se desintegran en leptones. Sin embargo, dejando aparte la interacción débil que ocasiona estas últimas transiciones se considera a los mesones  $\pi$  y K como a los estados fundamentales del espectro bosónico.

*De la misma forma que los espectros atómicos son una consecuencia de la estructura interna del átomo, los espectros bariónico y bosónico deben ser considerados como una manifestación de una estructura interna en estas entidades cuya existencia acabamos de señalar.*

En el caso atómico sabemos que el espectro representa los estados cuánticos que puede ocupar el electrón en el campo coulombiano, lo cual nos permite establecer las reglas de simetría que determinan los números cuánticos correspondientes a cada estado así como las otras propiedades que lo caracterizan. La situación en que nos encontramos ahora es distinta ya que todavía no nos hemos formado una idea definitiva con respecto a la dinámica que rige y por ello no podemos deducir las simetrías a las que esta dinámica está sujeta.

De todas formas el examen cuidadoso de los espectros sugiere

fuertemente una estructura en multipletes que indica la validez de ciertas simetrías en una dinámica todavía mal conocida. ¿Cuáles son estas simetrías?. En primer lugar podemos asignar a cada estado un spin característico, lo que implica la simetría de rotación en el espacio.

También, aunque menos patentes, encontramos multipletes de spin isotópico, es decir grupos de niveles de energía muy parecida; pero que difieren en la carga eléctrica. El conjunto neutrón-protón o los tres mesones  $\pi$  son ejemplo de ellos; pero además hay otra simetría relacionada con la extrañeza o hipercarga y que matemáticamente expresamos a través del grupo  $SU_3$  que no es más que una generalización del  $SU_2$  a través del cual, ya en la física nuclear podemos describir el protón y neutrón como distintos estados de una sola partícula. En el  $SU_3$  tenemos 3 estados fundamentales, dos de los cuales constituyen un doblete de spin isotópico con extrañeza nula, y el tercero tiene spin isotópico nulo, pero extrañeza - 1.

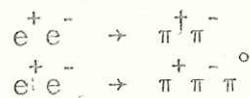
En los primeros tiempos de aplicación de estas ideas, se identificó el protón, neutrón y el hiperón  $\Lambda_0$  con estos tres estados. Sin embargo pronto se pudo comprobar que la situación es más complicada y quizás más interesante introduciéndose en vez de las tres partículas citadas los llamados "quarks", a partir de los cuales, combinándolos convenientemente, podemos formar todos los bariones y bosones conocidos y agruparlos en distintos multipletes.

La aplicación cuantitativa de estas ideas ha dado muchos y sorprendentes resultados en buen acuerdo con los hechos observados.

Pero en fin todo ello no nos resuelve en absoluto el problema de la dinámica de la interacción, cuyo conocimiento sólo podemos considerar en estado satisfactorio en lo que se refiere a la interacción electromagnética. *La aplicación de la electrodinámica cuántica, da excelentes resultados para fenómenos en que intervienen partículas que no pueden tener interacción fuerte.* Y así se consigue explicar el momento magnético anómalo del electrón, el efecto Lamb o las correcciou

nes radiativas a la difusión electrón-electrón o fotón-electrón; pero las dificultades surgen cuando las partículas que intervienen son susceptibles de experimentar interacción fuerte, como es el caso de los nucleones.

Para la interpretación de la difusión electrón-protón hemos de introducir factores de forma tanto para tener en cuenta el momento magnético anómalo, como para evitar tratar el protón como puntual. También hemos de introducir dos factores de forma para el neutrón, con lo cual nos encontramos con cuatro cantidades en principio independientes; pero que podremos relacionar a través de modelos, el más importante de los cuales es el *modelo de predominio del mesón vectorial*, en el que se supone que el acoplamiento de los hadrones (partículas susceptibles de experimentar interacción fuerte) con el campo electromagnético se realiza fundamentalmente a través de los mesones vectoriales  $\rho$ ,  $\omega$  y  $\phi$ . Este modelo explica razonablemente los factores de forma nucleónicos por lo menos en la región de pequeños momentos transferidos. Por otro lado y con algunas hipótesis suplementarias permite una visión bastante unificada de muchos procesos electromagnéticos. Entre estos procesos debemos indicar reacciones como:



y otras similares conseguidas a partir de los años 1968 por medio de los anillos de almacenamiento para electrones.

Finalmente y con respecto a estas interacciones debemos señalar que también en estos últimos años, merced a los considerables avances logrados en los aceleradores lineales se ha podido estudiar bien los procesos inelásticos en la difusión electrón-protón, experimentos que han llevado a la observación de la denominada "*scale-invariance*" y a la teoría de los *partones* de FEYNMAN (19).

Por lo que respecta a la interacción débil, la más típica de

las cuales la constituye la desintegración beta del neutrón, debemos decir que se ha recorrido un largo camino desde que en 1935 FERMI formuló su teoría, basada en el establecimiento de una analogía con la teoría electromagnética.

*El descubrimiento en 1956 (20) de la no conservación de la paridad, nos lleva a modificar la teoría primitiva de FERMI, debiéndose introducir para llegar a una explicación satisfactoria de los datos de la desintegración  $\beta$ , términos vectoriales y pseudovectoriales, naciendo así la llamada teoría V-A, que nos permite por ejemplo predecir la relación de frecuencias entre los procesos  $\pi \rightarrow e \nu$  y  $\pi \rightarrow \mu \nu$  lo cual supone la universalidad muon-electrón, es decir la igualdad entre las constantes de acoplamiento en los dos modos de desintegración.*

A partir de aquí y, de nuevo por analogía con el campo electromagnético se establece la hipótesis de la corriente vectorial conservada (C V C).

El lagrangiano de la interacción se escribe entonces como el producto de dos corrientes. Los procesos puramente leptónicos se interpretan bastante bien con esta teoría; pero cuando los procesos no son leptónicos puros aparecen en el lagrangiano corrientes hadrónicas mucho más difíciles de tratar. Sobre ellas conocemos dos reglas fenomenológicas, las llamadas reglas  $\Delta S = \Delta Q$  y  $\Delta I = 1/2$ , que nos regulan el cambio de isospin y de extrañeza en la interacción. La introducción de relaciones entre las diferentes corrientes hadrónicas mediante su clasificación en multipletes de  $SU_3$  nos conduce a la llamada teoría de CABIBBO (21), con la que logramos comprender por qué en la desintegración débil de los bariones los procesos con cambio de extrañeza tienen pequeña probabilidad.

Sin embargo quedan todavía muchas dificultades por allanar como es por ejemplo la predicción de una sección eficaz para los procesos inducidos por neutrinos de alta energía que viola los límites que debe

cumplir la sección eficaz.

Con ello nos queda sólo por discutir la interacción fuerte que es bajo nuestro criterio y dejando aparte la interacción gravitatoria, la peor conocida de las interacciones entre partículas. *Quizás la causa de ello radique en el hecho de que debido a las fuertes constantes de acoplamiento sean inaplicables los procedimientos basados en desarrollos perturbativos que utilizamos tanto en la interacción débil como en la electromagnética.* De ahí el interés de nuevas técnicas teóricas como son el empleo de relaciones de dispersión, en las que se basa la aproximación fenomenológica de CHEW-LOW.

La experiencia muestra que las interacciones fuertes entre partículas se caracterizan a baja energía por la aparición de *resonancias*. En esta región resonante y para algunas interacciones simples como son por ejemplo la interacción mesón  $\pi$ -nucleón se han logrado realizar buenos análisis de desfasajes, hasta energías del orden de los 2 GeV. Sin embargo ya al pasar a la interacción de los mesones K con los nucleones, no podemos decir que tan siquiera hayamos conseguido un buen análisis en ondas parciales, existiendo en el momento presente distintas soluciones contradictorias.

A alta energía el comportamiento de las secciones eficaces es completamente distinto, ya que varían muy lentamente con la energía pareciendo obedecer a las condiciones impuestas por el *límite de froissart* y el *teorema de POMERANCHUK*.

Sin duda el más ambicioso intento, a fin de conseguir poner orden e interpretar los resultados a alta energía, lo constituye el denominado modelo de los polos de REGGE.

Por fin en los últimos años la introducción de la idea de *dualidad* ha permitido relacionar la aparición de resonancia a baja energía con el comportamiento a alta energía que viene determinado por las

trayectorias de REGGE intercambiadas.

Intentemos finalmente resumir la respuesta que podemos dar ac  
tualmente a la cuestión de NEWTON, buscando razones para explicar las  
propiedades inmutables de la materia.

*Las estructuras características de los Átomos y los Núcleos se  
basan en las simetrías de los estados cuánticos ocupados por sus compo*  
*nentes primarios; pero la estabilidad de estos componentes es algo que*  
*todavía no hemos aprendido bien, aunque sabemos que hay fundamentalmen*  
*te dos tipos distintos de entidades primarias que conocemos respectiva*  
*mente con los nombre de Leptones y Hadrones. Los primeros comprenden*  
*los Electrones, los Muones y los Neutrinos y los segundos los Mesones*  
*y los Bariones. Todas estas entidades están sujetas a interacciones*  
*mutuas de cuatro tipos distintos que vamos a enumerar en orden crecien*  
*te de intensidad: Interacción Gravitatoria, Interacción Débil, Inte*  
*racción Electromagnética e Interacción Fuerte o Nuclear. En general*  
*prescindimos de la primera frente a las otras.*

Tanto Leptones como Hadrones están sujetos a la Interacción  
Débil, mientras que todas las partículas cargadas o que tienen momen  
to magnético son capaces de interactuar electromagnéticamente; pero  
sólo los Hadrones experimentan Interacciones Fuertes.

Es interesante observar que el número de simetrías aumenta a  
medida que aumenta la intensidad de la interacción. Todas las inte  
racciones están sujetas a las simetrías de traslación y rotación en  
el espacio que originan la conservación de la energía, momento lineal  
y momento angular. También todas las interacciones cumplen con otras  
leyes de conservación relativas a la carga eléctrica y a los números  
bariónicos y leptónicos. Sin embargo las Interacciones Débiles no con  
servan la paridad y la extrañeza ni tampoco son invariantes bajo la  
inversión temporal, que sí se conservan en la Interacción Electromag  
nética y Fuerte, siendo esta última la única que es invariante bajo

los grupos  $SU_2$  y  $SU_3$ .

Actualmente no es todavía posible responder a la significación de este hecho, pero -¿por qué no?- podría suceder que un cierto número de principios de simetría impusiesen una única dinámica. También podría suceder que Leptones y Hadrones no sean los componentes últimos. Sobre todo los Hadrones podrían tener una estructura y estar compuestos a su vez de otras entidades más fundamentales, como se supone en la teoría de QUARKS, con lo cual de probarse la existencia de estos Quarks no habríamos hecho más que situar el problema en otro nivel.

Terminemos estas líneas con otro párrafo de la misma obra de NEWTON que citamos al principio:

*Ahora bien, las partículas menores de la Materia pueden unirse mediante fuertes atracciones y componer Partículas mayores de menor Virtud; y muchas de éstas pueden a su vez unirse y componer todavía mayores Partículas con todavía menor Virtud, y así sucesivamente, hasta que la progresión termina en las Partículas mayores de las cuales depende el comportamiento Químico y los Colores de los Cuerpos naturales y que al unirse forman cuerpos de Magnitud sensible.*

*Hay por lo tanto, Agentes en la Naturaleza capaces de que las Partículas que componen los Cuerpos permanezcan unidas mediante fuertes Atracciones. Y es el objetivo de la Filosofía experimental el descubrirlos.*

a diferencia de otras asignaturas que se repiten a distintos niveles en primer y segundo ciclo, nosotros sólo nos acercamos al alumno en una ocasión al final del segundo ciclo.

Finalmente queremos indicar que en la delimitación de las distintas lecciones hemos seguido más un criterio de uniformidad en el tema concreto que de tiempo, por lo que puede haber temas que necesitan para su desarrollo, tal como los hemos preparado, más de una clase.

Pasemos ya a comentar brevemente el contenido del programa. Las dos primeras lecciones tienen carácter de introducción, siendo su finalidad la de recordar al alumno lo que ya ha estudiado.

Con las lecciones 3<sup>a</sup> y 4<sup>a</sup> se inicia prácticamente el curso estudiándose las transiciones radiativas del átomo hidrogenoide. Evidentemente un tratamiento riguroso de las mismas sólo puede llevarse a cabo mediante la cuantificación del campo. Dado que estamos convencidos de las ventajas que ofrece una enseñanza cíclica y puesto que el tema se repite posteriormente para los átomos plurielectrónicos y ya más adelante en la Física del Núcleo, hemos preferido comenzar mediante el tratamiento semiclásico que no cuantifica el campo para proceder al tratamiento más riguroso dentro del contexto de la Física Nuclear.

A continuación (lecciones 5<sup>a</sup> y 6<sup>a</sup>), partiendo de la ec. de DIRAC y pasando al límite de energías pequeñas, determinamos primero el Hamiltoniano correspondiente al movimiento del electrón sometido a un campo electromagnético, con objeto de facilitar al alumno la comprensión del concepto de spin. Después limitándonos al caso correspondiente al campo electrostático y también dentro del límite correspondiente a pequeñas energías, determinamos las correcciones relativistas en el átomo de hidrógeno y por lo tanto la estructura fina de este, para finalizar mencionando el efecto Lamb, cuya explicación consideramos fuera del nivel del presente curso.

A continuación, dedicamos una lección a la simetría de permutación, ya conocida por el alumno en parte, siendo nuevo para él, el cálculo de elementos de matriz para distintos operadores, entre estados de finidos por los determinantes antes citados, cálculos que constituyen un bagaje imprescindible en las lecciones siguientes, que comienzan con dos lecciones dedicadas al átomo de Helio, cuyo objetivo, a parte de la importancia que puedan tener por si mismas, es el de habituar al alumno a las dificultades de cálculo que presentan los átomos plurieléctricos.

Con dos lecciones dedicadas respectivamente al estudio de la acción de campos externos y la estructura hiperfina, terminamos el estudio de la estructura atómica y comenzamos en la lección 18<sup>a</sup> la segunda de las partes del programa encaminada a dar una pequeña base sobre las herramientas experimentales necesarias en la Física Nuclear y de Partículas Elementales. Queremos dejar claro que es este objetivo mencionado, lo que nos mueve a incluir estos temas y en ningún momento pretendemos que esto sea un estudio teórico del paso de la radiación a través de la materia.

La tercera parte del programa es la dedicada al estudio del núcleo atómico y comienza con dos lecciones 23<sup>a</sup> y 24<sup>a</sup> que tienen por objeto definir las principales propiedades que caracterizan al núcleo.

De las lecciones 25<sup>a</sup> a la 31<sup>a</sup> estudiamos la interacción nucleón nucleón a baja energía y el problema de las fuerzas nucleares. Debe indicarse aquí que suponemos que el alumno conoce un poco el formalismo del desarrollo en ondas parciales, que por otra parte explicamos en las lecciones 36<sup>a</sup> y 37<sup>a</sup>. Esta forma de proceder está de acuerdo con el actual programa de Mecánica Cuántica profesado en la Universidad Autónoma de Barcelona y se acomoda también al método seguido en muchos textos de Física Nuclear. Según los casos estas dos lecciones o por lo menos gran parte de ellas deberían explicarse antes o suprimirse también en gran parte de acuerdo a la formación del alumno al llegar a quinto curso.

Sigue despues cuatro lecciones dedicadas a los modelos de capas y colectivo y luego a parte de las lecciones 36<sup>a</sup> y 37<sup>a</sup> ya comentadas, otras cuatro dedicadas a estudiar diferentes mecanismos de reacción. No se intenta en ellas en ningún momento establecer una teoria formal de las reacciones nucleares tanto para limitar la extensión del programa, como por el hecho de que en el último apartado dedicado a las partículas elementales estudiamos someramente el formalismo de la matriz S.

A continuación tenemos seis lecciones dedicadas la primera a estudiar la desintegración  $\alpha$ , tres a la interacción del campo electromagnético con el nucleo y dos a la desintegración  $\beta$ . Estas dos últimas están íntimamente relacionadas con las lecciones 56<sup>a</sup>, 57<sup>a</sup>, y 58<sup>a</sup> de la IV parte del progrma, constituida por 14 lecciones dedicadas a las Partículas Elementales. El objetivo que querriamos lograr es limitado, ya que nos conformamos con dar los conceptos básicos que nos permitan establecer los números cuanticos de las partículas, asi como las propiedades fundamentales de los distintos tipos de interacción. Por otro lado estas lecciones nos permiten tambien establecer con mas detalle algunas cuestiones que aunque necesarias en las partes anteriores de este programa, pueden tratarse mejor y con mas detalle dentro del ambito de las Partículas Elementales.

Sigue a continuación el detalle del programa comentado.

1ª PARTE - LA ESTRUCTURA ATOMICA

- LECCION 1                    EL ATOMO HASTA NIELS BOHR  
La teoria Atómica.- Descubrimientos del electrón y de la radiactividad.- Datos procedentes de la espectroscopía.- Los postulados de Bohr.
- LECCION 2                    EL ATOMO HIDROGENOIDE  
Ecuación de Schrodinger.- Separación de variables.- Ecuaciones angulares y ecuación radial.- Funciones propias.
- LECCION 3                    TRANSICIONES RADIATIVAS I  
Coeficientes de Einstein para la emisión y absorción inducidas y para la emisión espontánea.- Tratamiento semiclásico.- Probabilidades de transición.
- LECCION 4                    TRANSICIONES RADIATIVAS II  
Cálculo de la probabilidad de transición en la aproximación dipolar.- Relación con los coeficientes de Einstein.- Reglas de Selección.- Radiación de alto orden.
- LECCION 5                    EL SPIN DEL ELECTRON  
Movimiento de una partícula libre que obedece la ecuación de Dirac.- Paso al límite de energías pequeñas.- Movimiento del electrón en el campo electromagnético.- Spin del electrón.
- LECCION 6                    ESTRUCTURA FINA DEL ATOMO DE HIDROGENO  
Correcciones relativistas en el átomo de hidrógeno.- Acoplamiento spin-orbita.- Efecto Lamb.- Resumen del espectro del hidrógeno.

- LECCION 7      LA SIMETRIA DE PERMUTACION  
La ecuación de Schrodinger para un sistema de partículas idénticas.- Función de onda simétricas y antisimétricas.- Principio de Exclusión.- Cálculo de elementos de matriz entre estados especificados por determinantes de Slater.
- LECCION 8      EL ATOMO DE HELIO I  
Clasificación de las soluciones.- Estado fundamental del Helio (Cálculos perturbativos y variacional).-Correcciones.
- LECCION 9      EL ATOMO DE HELIO II  
Estados excitados.- Estados orto y para.- Integrales directa y de intercambio.- Comparación con la experiencia.
- LECCION 10     EL CAMPO AUTOCONSISTENTE I  
El método de Hartree.- Derivación variacional de las ecuaciones de Hartree-Fock.
- LECCION 11     EL CAMPO AUTOCONSISTENTE II  
Simetría esférica y ecuaciones de Hartree-Fock para átomos de capas completas.- Promedios para capas incompletas.- El sistema periódico.
- LECCION 12     METODO DE THOMAS-FERMI  
El potencial de Thomas-Fermi.- Aplicaciones.- Tratamiento aproximado del término de intercambio.- Intercambio en el método de Thomas-Fermi.
- LECCION 13     TEORIA DE MULTIPLETES I  
Interacción electrostática.- Constantes del movimiento.- Estudio de los elementos de matriz.- Equivalencia entre huecos y electrones.

## LECCION 14

TEORIA DE MULTIPLETES II

Cálculo de los elementos de matriz.- Regla de suma de Slater.- Ejemplos.- Regla de Hund.

## LECCION 15

ACOPLAMIENTO SPIN-ORBITA

Interacción spin-orbita en los átomos plurieléctricos.- Cálculo de la interacción.- Regla de Landé.- Transiciones radiativas.

## LECCION 16

LA ACCION DE CAMPOS EXTERNOS

Efecto Zeeman en acoplamiento spin-orbita.- Efecto Paschen-Back.- Efecto Stark.

## LECCION 17

ESTRUCTURA HIPERFINA

Introducción.- Interacción magnética dipolar.- Determinación del spin nuclear.- Desplazamiento isotópico.

2<sup>a</sup> PARTE - LAS RADIACIONES Y SU DETECCION

- LECCION 18                    PASO DE LA RADIACION A TRAVES DE LA MATERIA  
Introducción.- Partículas cargadas.- Pérdida de energía por ionización.- Caso especial del electrón.- Efecto Cerenkov.
- LECCION 19                    PASO DE LA RADIACION A TRAVES DE LA MATERIA II  
Absorción de los rayos  $\gamma$ .- Efectos fotoeléctrico, Compton y de producción de pares.- Radiación de frenado.
- LECCION 20                    DETECCION  
Cámara de ionización.- Contador proporcional.- Contador de Geiger-Muller.- Semiconductores.- Contador de centelleo.- Detectores especiales para alta energía.
- LECCION 21                    MEDIDA DE LA RADIACION  
Determinación de la energía de las partículas cargadas.- Detección y medida de la energía de los neutrones.- Medida de la energía e intensidad de la radiación  $\gamma$ .
- LECCION 22                    ACELERADORES  
Aceleradores con caída de potencial.- El Betatron.- El Ciclotrón.- Oscilaciones de fase y estabilidad.- El Síncrotrón.- Aceleradores Lineales.

3ª PARTE - LA FISICA DEL NUCLEO

LECCION 23

INTRODUCCION

Generalidades.- Masa del nucleo.- Energia de Enlace.- Nomenclatura.- Spin nuclear.- Radio del nucleo.

LECCION 24

MULTIPOLOS ELECTRICOS Y MAGNETICOS

Introducción clásica.- Imposibilidad de que el núcleo tenga momentos eléctricos de orden impar.- Momento eléctrico cuadripolar.- Momento magnético dipolar.

LECCION 25

GENERALIDADES SOBRE LA INTERACCION NUCLEON-NUCLEON A BAJA ENERGIA

Posibles formas del potencial.- Expresión de la sección eficaz.- Longitud de difusión.- Aproximación de alcance efectivo.

LECCION 26

LA INTERACCION NEUTRON PROTON A BAJA ENERGIA

Obtención de los datos experimentales.- Determinación de las longitudes de difusión y alcances efectivos para los estados  ${}^1S_0$  y  ${}^3S_1$ .

LECCION 27

LA INTERACCION PROTON-PROTON A BAJA ENERGIA

Diferencias con respecto a la interaccion p-n.- Expresión de la sección eficaz diferencial.- Aproximación de alcance efectivo.- Comparación de resultados con el caso p-n.

LECCION 28

EL ESTADO FUNDAMENTAL DEL DEUTERON

Momento magnético dipolar y eléctrico cuadripolar.- Modificación de las hipótesis sobre la naturaleza del potencial. (Fuerzas dependientes del spin).

## LECCION 29

FUERZAS NUCLEARES

Saturación de las fuerzas nucleares.- Fuerzas de Intercambio.- Potenciales de Majorana, Bartle y Heisenberg.

## LECCION 30

ENERGIAS DE ENLACE

Formula semiempírica de la masa.- Energia de simetría.- Estabilidad nuclear.

## LECCION 31

INDEPENDENCIA DE CARGA Y TEORIA DE YUKAWA

Independencia de las fuerzas nucleares respecto a la carga eléctrica-Spin isotópico.- La teoria de Yukawa.- Campo mesónico,

## LECCION 32

EL MODELO DE CAPAS I

Sus bases experimentales.- Números mágicos.- Pozos de potencial cuadrado y parabólico.- Acoplamiento spin-órbita.

## LECCION 33

EL MODELO DE CAPAS II

Visión extrema del modelo de capas.- Predicciones sobre el spin, momentos magnéticos.- Insuficiencia del modelo de capas.- Momentos cuadrupolares.

## LECCION 34

EL MODELO COLECTIVO I

Variación de la energia en una pequeña deformación.- Momentos cuadrupolares.- Modos colectivos de movimiento.- Espectros vibracionales y rotacionales.

## LECCION 35

EL MODELO COLECTIVO II

Acoplamiento de los modos colectivos e individuales de movimiento.- Estados a partículas individuales en nucleos deformados.- Cálculos de Nilsson.- Modelo unificado.

## LECCION 36

REACCIONES NUCLEARES

Consideraciones generales.- Desarrollo en ondas parciales para partículas de spin cero.- Secciones eficaces para la difusión elástica y para la reacción.- Valores máximos de las mismas.

## LECCIONES 37

DIFUSION DE PARTICULAS CON SPIN

Dificultades introducidas por la consideración del spin en la difusión.- Difusión de una partícula de spin cero por otra de spin  $1/2$ .- Matriz de difusión.- Polarización.

## LECCION 38

EL NUCLEO COMPUESTO

Consideraciones cualitativas.- Nucleos con una superficie bien definida.- Difusión potencial y difusión resonante.- Formula de Breit-Wigner.

## LECCION 39

MODELO OPTICO

Introducción.- Parametros opticos.- Comparación de predicciones con datos experimentales.

## LECCION 40

REACCIONES DIRECTAS

Interacciones directas.- Aproximación de Born.- Dispersión inelástica.- Reacciones de expulsión.- Reacciones iniciadas por deuterones.

## LECCION 41

LA FISION NUCLEAR

El proceso de Fisión.- Liberación de neutrones en el proceso de Fisión.- El reactor de fisión operando con Uranio como combustible.

## LECCION 42

LA DESINTEGRACION  $\alpha$ 

Ley de Geiger-Nuthal.- Penetración a través de una barrera y su aplicación a la desintegración  $\alpha$ .- Evaluación de la constante reducida.

## LECCION 43

EMISION  $\gamma$  I

Hamiltoniano de la radiación libre.- Cuantificación del campo radiante.- Interacción entre partículas y radiación.- Desarrollo del campo radiante en ondas esféricas.- Multipolos.

## LECCION 44

EMISION  $\gamma$  II

Probabilidades de Transición.- Reglas de Selección.- Conversión interna.- Excitación Coulombiana.- Fluorescencia Nuclear.

## LECCION 45

FOTODESINTEGRACION DEL DEUTERON

Secciones eficaces para las transiciones eléctrico dipolar y magnético dipolar.- Captura radiativa de neutrones por protones.

## LECCION 46

DESINTEGRACION  $\beta$  I

Introducción.- Valores Q.- Teoría simple de la Desintegración  $\beta$ .

## LECCION 47

DESINTEGRACION  $\beta$  II

Diagramas de Kurie.- Ejemplos de espectros  $\beta$ .- Factores ft.- Transiciones permitidas y prohibidas. (Reglas de Selección).- Captura electrónica.

LECCION 61

RESONANCIAS OBSERVADAS EN LAS INTERACCIONES DEL  
ESTADO FINAL

Experiencias de formación y experiencias de producción.- Resonancias en los sistemas  $\pi\pi$ ,  $K\pi$  y  $K\bar{K}$ .