



Física nuclear y de partículas

Antonio Ferrer Soria

3.^a
edición

corregida
y ampliada

PUV

FÍSICA NUCLEAR
Y DE PARTÍCULAS

Educació. Materials 62

Antonio Ferrer Soria

FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

Colección: Educació. Materials

Director de la colección: Guillermo Quintás Alonso



Esta publicación no puede ser reproducida, ni total ni parcialmente, ni registrada en, o transmitida por, un sistema de recuperación de información, en ninguna forma ni por ningún medio, ya sea fotomecánico, fotoquímico, electrónico, por fotocopia o por cualquier otro, sin el permiso previo de la editorial.

1.^a edición: febrero 2003

2.^a edición, corregida y ampliada: diciembre 2006

3.^a edición, corregida y ampliada: febrero 2015

© El autor, 2015

© De esta edición: Universitat de València, 2015

Coordinación editorial: Maite Simon

Maquetación: el autor

Cubierta: Celso Hernández de la Figuera

ISBN: 978-84-370-9771-8

Edición digital

Índice

PRESENTACIÓN	13
--------------------	----

PARTE I
FÍSICA NUCLEAR: ESTRUCTURA
Y MODELOS NUCLEARES

Capítulo 1. El núcleo atómico: propiedades físicas.....	19
1.1 Introducción a la física nuclear.....	19
1.2 Tamaño y distribución de carga nuclear. Medida del radio de los núcleos	23
1.3 Masa y abundancia de núclidos	34
1.4 Energía de ligadura. Fórmula semiempírica de masas	41
1.5 Estabilidad nuclear. Parábola de masas	47
1.6 Espín, paridad, isospín y momentos nucleares	50
1.7 Estructura cuántica de niveles energéticos nucleares E_n	58
1.8 Problemas	59
Capítulo 2. La fuerza nuclear: el deuterón. Interacción N-N	65
2.1 El deuterón, propiedades y números cuánticos	66
2.2 Función de ondas del deuterón	68
2.3 Difusión N - N . Desfasajes	77
2.4 Potencial de Yukawa.....	84
2.5 Potencial N - N	86
2.6 Problemas	90

Capítulo 3. Modelos nucleares. Modelos colectivos y modelo de capas	95
3.1 Introducción.....	95
3.2 Modelos semiclásicos.....	97
3.3 Propiedades colectivas de los núcleos par-par	99
3.4 Modelo vibracional.....	103
3.5 Modelo rotacional.....	110
3.6 Propiedades de los núcleos con A impar	115
3.7 Modelos de partícula individual. Modelo de capas esférico	116
3.8 Modelo unificado.....	134
3.9 Problemas	136

PARTE II
TÉCNICAS EXPERIMENTALES
EN FÍSICA NUCLEAR

Capítulo 4. Aceleradores de partículas	145
4.1 Generalidades sobre aceleradores de partículas	145
4.2 Aceleradores de corriente continua	150
4.3 Aceleradores de corriente alterna	153
4.4 Colisionadores	159
4.5 Problemas	164

Capítulo 5. Interacción de las partículas con la materia	169
5.1 Introducción.....	169
5.2 El concepto de sección eficaz.....	170
5.3 Interacción de partículas cargadas con la materia	183
5.4 Interacción partícula-átomo.....	185
5.5 La fórmula de Bethe-Bloch	186
5.6 Interacción de e^+ y e^- con la materia	196
5.7 Interacción de fotones con la materia.....	205
5.8 Otros fenómenos: <i>Channeling</i> , Efecto Cherenkov	212
5.9 Problemas	218

Capítulo 6. Detectores de partículas	225
6.1 Generalidades sobre detectores de partículas	225
6.2 Magnitudes características de los detectores.....	227
6.3 Detectores gaseosos. Contador Geiger-Müller.....	235
6.4 Detectores de centelleo. Fotomultiplicadores.....	239
6.5 Ejemplos de espectros de fuentes radiactivas.....	248
6.6 Detectores de estado sólido	250
6.7 Detección de partículas neutras	255
6.8 Problemas	257

Capítulo 7. Métodos estadísticos en física nuclear y de partículas	263
7.1 Errores instrumentales y estadísticos.....	263
7.2 Distribuciones de probabilidad.....	265
7.3 Distribuciones uniforme, binomial, Poisson, Gauss y χ^2	268
7.4 Propagación de errores estadísticos.....	275
7.5 Método de máxima verosimilitud.....	275
7.6 Ajustes de curvas.....	279
7.7 Interpolaciones	285
7.8 Problemas	285

PARTE III DESINTEGRACIONES NUCLEARES

Capítulo 8. Radiactividad y desintegración nuclear	291
8.1 Generalidades	292
8.2 Ley de desintegración radiactiva	293
8.3 Teoría cuántica de la desintegración radiactiva.....	297
8.4 Tipos de desintegraciones nucleares. Fuentes radiactivas más comunes.....	298
8.5 Series naturales de elementos radiactivos	303
8.6 Cadenas radiactivas. Ecuaciones de Bateman	304
8.7 Radiactividad artificial.....	308
8.8 Aplicaciones de la radiactividad.....	310
8.9 Dosimetría. Unidades. Efectos biológicos de la radiación	315
8.10 Sistema de limitación de dosis	326
8.11 Medidas de protección.....	328
8.12 Problemas	331
Capítulo 9. Teoría de las desintegraciones α	339
9.1 Propiedades generales de la desintegración α	339
9.2 Modelo de Gamow de la desintegración α	343
9.3 Espectroscopía alfa y estructura nuclear	350
9.4 Reglas de selección: Momento angular y paridad	350
9.5 Problemas	353
Capítulo 10. Teoría de las desintegraciones β.....	359
10.1 Introducción.....	359
10.2 Teoría de la desintegración β nuclear	363
10.3 Espectro β : Plot de Kurie. Medida de la masa del ν_e	369
10.4 Semivida comparativa y transiciones prohibidas	373
10.5 Experimento de Reines y Cowan	381
10.6 Violación de la paridad en la desintegración β	383
10.7 Espectroscopía β . Desintegración doble beta	384
10.8 Problemas	386

Capítulo 11. Teoría de las desintegraciones γ	391
11.1 Introducción.....	391
11.2 Conservación de la energía en las desintegraciones γ	394
11.3 Estimadores de Weisskopf. Vidas medias.....	395
11.4 Reglas de selección. Conversión interna	401
11.5 Espectroscopía gamma	407
11.6 Efecto Mössbauer	408
11.7 Problemas	413

PARTE IV
REACCIONES NUCLEARES

Capítulo 12. Reacciones nucleares	419
12.1 Introducción.....	419
12.2 Leyes de conservación.....	420
12.3 Clasificación de reacciones nucleares.....	424
12.4 Mecanismos de reacción.....	426
12.5 Modelo óptico.....	429
12.6 Problemas	430

Capítulo 13. Fisión nuclear	437
13.1 Fisión nuclear	437
13.2 Reacción de fisión controlada.....	445
13.3 Reactores de fisión.....	454
13.4 Problemas	457

Capítulo 14. Fusión nuclear	465
14.1 Introducción.....	465
14.2 Fusión y Cosmología	466
14.3 Fusión solar y neutrinos solares	471
14.4 Aplicaciones de la fusión nuclear	478
14.5 Reactores de fusión.....	483
14.6 Problemas	487

PARTE V
FÍSICA DE PARTÍCULAS

Capítulo 15. Constituyentes de la materia: introducción y generalidades	493
15.1 Introducción.....	493
15.2 Del e^- al Higgs. Los descubrimientos de partículas	497
15.3 Clasificación de partículas	506

15.4	Las cuatro interacciones fundamentales	517
15.5	El Modelo Estándar	538
15.6	La gran unificación	539
15.7	Problemas	542
Capítulo 16. Simetrías y leyes de conservación		545
16.1	Introducción	545
16.2	Invariancia relativista	547
16.3	Traslaciones y rotaciones en el espacio	559
16.4	El grupo SU(2). Espín e isospín	563
16.5	Simetrías \mathcal{P} , \mathcal{C} y \mathcal{T}	568
16.6	La invariancia <i>gauge</i>	584
16.7	Leyes de conservación en las interacciones fundamentales	585
16.8	Problemas	587
Capítulo 17. Espectroscopía de hadrones		591
17.1	El modelo de quarks de los hadrones	591
17.2	Números cuánticos de los hadrones	593
17.3	La simetría SU(3)	595
17.4	Multipletes de bariones y mesones	598
17.5	Masas y momentos magnéticos de los hadrones	608
17.6	Espectroscopía de mesones pesados	616
17.7	Los <i>Quarkonia</i> y el potencial de QCD	634
17.8	El descubrimiento del último quark (el quark t)	642
17.8	Problemas	643
Capítulo 18. Interacciones débiles		647
18.1	Introducción	647
18.2	Violación de la paridad en la interacción débil	654
18.3	Teoría V-A de la desintegración beta	656
18.4	Fenomenología de las corrientes cargadas	658
18.5	Fenomenología de las corrientes neutras	671
18.6	Los bosones intermedarios W y Z	674
18.7	Problemas	683
 APÉNDICES		
	Apéndice A. Constantes físicas	687
	Apéndice B. Unidades en el SI. Múltiplos y submúltiplos	689
	Apéndice C. Efemérides	691
	Apéndice D. Tablas de partículas	701
	Apéndice E. La ecuación de Dirac	711
	Apéndice F. Funciones especiales	715
	Apéndice G. Masas atómicas	723
	Apéndice H. Tablas estadísticas	751

Apéndice I. Estructura electrónica de los elementos.....	755
Apéndice J. Tablas de propiedades atómicas de los elementos.....	759
Apéndice K. La tabla de Mendeleiev	761
ÍNDICE DE FIGURAS.....	763
BIBLIOGRAFÍA.....	769
ÍNDICE ALFABÉTICO.....	771

Presentación

Estas notas contienen una introducción a la física nuclear y a la física de partículas estructurada en cinco partes: la primera introduce la física nuclear y trata sobre la estructura nuclear. A continuación se aborda una parte que integra varios temas sobre metodología experimental, necesaria para comprender los avances de estas jóvenes disciplinas científicas y contiene una introducción a la física de las radiaciones y sus efectos biológicos. Sigue el estudio de las desintegraciones y las reacciones nucleares. Por último, se presenta una introducción a la física de partículas. Se completa el texto con varios apéndices que contienen tablas de constantes, partículas y núcleos que pueden ser de gran interés para diversas aplicaciones prácticas.

Los temas aquí presentados corresponden a los exigidos en la materia denominada *Física nuclear y de partículas*, que es una materia troncal de la licenciatura de físicas, impartida en la Universitat de València a partir del curso 1996/1997.

Tanto la física nuclear como la física de partículas son dos disciplinas o campos de la física que se han desarrollado durante el siglo XX y han compartido, entre otros, casi toda la misma instrumentación y la metodología. Para identificar los contenidos de cada uno de estos campos de la física es muy instructivo ver la tabla siguiente:

Campo de la física	Ente físico	Constituyentes	Cuanto del campo	Fuerza
Atómica	Átomo	(e^- , p)	γ	electromagnética (QED)
Nuclear	Núcleo	(p, n)	" π "	nuclear (Yukawa)
Partículas	quarks (q)	$\left\{ \begin{array}{l} qq\bar{q} \text{ (bariones)} \\ q\bar{q} \text{ (mesones)} \end{array} \right\}$	gluón (8)	fuerte (QCD)
	q , leptones			

Todos los entes descritos en esta tabla, son entes de tamaño extraordinariamente pequeño. El mayor de ellos es el átomo, cuyas dimensiones son del orden de varios angström ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$), mientras que los núcleos son objetos de 2

a 7 fermi (1 fm = 10^{-15} m). Hoy en día se piensa que los verdaderos constituyentes de la materia son los leptones y los quarks, y son entes sin estructura (al menos son de tamaño inferior a 10^{-18} cm, que es la distancia mínima que se ha explorado hasta hoy gracias a los aceleradores de partículas de mayor energía disponible; del orden del TeV = 10^{12} eV).

El infinitamente grande (el Cosmos desde el *Big-Bang* hasta hoy) y el infinitamente pequeño (los quarks y leptones) están íntimamente relacionados. Cosmología y Física de Partículas son necesarias y se complementan para entender el Universo. Entre el tamaño del Universo (10^{26} m) y el del protón (10^{-15} m) existen 41 órdenes de magnitud. Casualmente, el tamaño de la Tierra donde vive el hombre está casi a mitad de camino de los dos extremos.

La otra idea contenida en la tabla anterior se refiere a la de fuerzas debidas al intercambio de partículas. Ésta es una noción introducida por las teorías cuánticas de campo, y en particular a la teoría de la electrodinámica cuántica (QED), que supone que la interacción eléctrica entre dos cargas (por ejemplo, la interacción de un electrón y un protón como en el caso del átomo de hidrógeno) se debe al intercambio de fotones (cuantos del campo electromagnético) virtuales. Que el fotón sea virtual quiere decir que no es real; así, si fuese real, su energía sería $E = pc$ y podría interaccionar con la materia, por ejemplo sufrir efecto fotoeléctrico. La noción de partícula virtual significa que no tiene energía bien definida; de hecho es una partícula que existe brevemente, durante un intervalo de tiempo permitido por el principio de incertidumbre $\Delta E \Delta t \sim \hbar$, por lo que puede no cumplirse la conservación de la energía en el proceso de emisión o de absorción del fotón. Eso sí, la energía siempre se conserva en la reacción global.

Como pasa con los tamaños, las masas de los objetos que se estudiarán aquí son extraordinariamente pequeñas (del orden de 10^{-27} kg). Por ello las unidades utilizadas en física nuclear y de partículas deben adecuarse. En este libro se ha pretendido utilizar sistemáticamente el Sistema Internacional (SI). Sin embargo se usarán frecuentemente otras unidades. Por ejemplo, las masas se dan en múltiplos de eV/c^2 . Para entender estas unidades basta con recordar la fórmula de Einstein

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$$

que relaciona masa, momento y energía. La masa del electrón es $m_e = 0,511$ MeV/ c^2 y la del protón $m_p = 938,3$ MeV/ c^2 . Recuérdese que 1 eV = $1,6 \times 10^{19}$ J, y que las energías suelen medirse en múltiplos del eV. En física nuclear, es habitual usar el keV ($= 10^3$ eV) para clasificar los niveles excitados de los núcleos. Se verá por ejemplo la unidad de masas atómica $u = 931,49$ MeV/ c^2 , en la que la masa del protón es sencillamente $m_p = 1,007276$ u. Esta unidad se obtiene al tomar la masa del carbono-12 igual a 12u.

En física de partículas es muy frecuente encontrarse en la bibliografía con el sistema de unidades llamado *natural*, que suele utilizarse por comodidad. En este sistema, las constantes fundamentales $\hbar = c = 1$, por consiguiente, longitudes, masas y tiempos vienen dados en potencias de la energía. En todo caso,

siempre se puede recuperar la unidad SI recordando los factores de conversión $\hbar c = 197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$, así como los valores de las constantes $c = 2,998 \times 10^{23} \text{ fm} \cdot \text{s}^{-1}$ y $\hbar = 6,582 \times 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}$.

En 1997, año en el que comencé a trabajar dando forma a este libro sobre física nuclear y de partículas, se celebró el centenario del descubrimiento del electrón por J. J. Thomson, galardonado con el premio Nobel de Física en 1906. El electrón es la base de la física atómica; con él se inicia la elaboración de la lista de los constituyentes elementales de la materia. Ese acontecimiento coincidió con el 50 aniversario del descubrimiento del pión (por el grupo de la Universidad de Bristol, C. M. G. Lattes, G. Occhialini y C. F. Powell. A este último se le concedió el Nobel de Física en 1950) y el del descubrimiento de las partículas extrañas (entre otros, P. M. Blackett de la Universidad de Manchester, quien recibió el premio Nobel en 1948, por sus estudios de los rayos cósmicos). A partir de aquí, el extraordinario desarrollo de los aceleradores de partículas y la continua mejora de los detectores de partículas, que se han beneficiado del progreso de la electrónica y de las computadoras, han permitido un entendimiento de la materia muchísimo más profundo que el que se tenía en los albores de la aparición de la mecánica cuántica. Así, en 2012 se consiguió, por fin, descubrir el *bosón de Higgs* en los experimentos ATLAS y CMS instalados en el colisionador LHC del CERN.

Con este libro, se pretende que el alumno, o el lector interesado, pueda recorrer las enormes distancias que separan los átomos de los núcleos, hasta llegar a los constituyentes más elementales de la materia, los quarks y los leptones. No se sabe cuánto tiempo transcurrirá hasta que probablemente se descubra que quarks y leptones no son los últimos y más elementales ladrillos que constituyen la materia que nos rodea.

Quisiera terminar esta presentación, agradeciendo el apoyo de los compañeros del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universitat de València para la realización de este texto; en particular, a los profesores Dr. Eduardo Ros y Dr. Juan Antonio Valls por la recopilación de problemas propuestos al final de cada tema así como sus comentarios sobre el texto. Por último, agradezco a Publicacions de la Universitat de València su interés por la edición de este libro y por haberme permitido las correcciones inevitables que han mejorado esta publicación y han dado lugar a la tercera edición del mismo.

Antonio Ferrer Soria
Valencia, enero de 2015

Parte I

**Física nuclear: estructura
y modelos nucleares**

1. El núcleo atómico: propiedades físicas

1.1 Introducción a la física nuclear

La física nuclear es el campo científico que estudia los núcleos atómicos, sus propiedades y las fuerzas que actúan entre sus constituyentes: protones y neutrones, denominados genéricamente nucleones. Como los núcleos son entes físicos de dimensiones extraordinariamente pequeñas (entre 2 y 10 fm), su estudio debe abordarse utilizando los métodos y prescripciones de la mecánica cuántica, aunque también se recurre, circunstancialmente, a conceptos macroscópicos, como en el caso del modelo de la gota líquida, especialmente útil para estudiar los núcleos con un gran número de nucleones.

Hoy es bien conocido que los nucleones están constituidos por entes más fundamentales llamados quarks, que son entes puntuales, sin estructura aparente. Sin embargo, para el estudio de las propiedades de los núcleos no es necesario recurrir a la estructura de quarks de los nucleones. La mayoría de las propiedades de los núcleos pueden entenderse a partir de las propiedades del protón y neutrón interactuando a través de un campo de fuerzas.

Los núcleos son sistemas complejos, formados por un gran número de constituyentes entre los que actúan tres de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza; la fuerza nuclear (también llamada fuerza fuerte por ser la más intensa de las conocidas), la electromagnética y la débil, ya que la gravitatoria es totalmente insignificante y, entre partículas, se suele despreciar. A pesar del gran desarrollo de la física nuclear en el siglo XX, todavía no se dispone de una teoría aceptable que describa las propiedades de los núcleos; se tiene una visión fenomenológica de todos los fenómenos estudiados. No es posible describir la física nuclear de manera coherente, a partir de primeros principios, como en la mecánica clásica o el electromagnetismo. Se suele recurrir a modelos nucleares, que a primera vista parecen incompatibles.

A lo largo de los temas aquí recogidos, es indispensable adelantar conceptos que posteriormente son ampliados y aclarados. Por eso, el estudio de la física nuclear debe realizarse de forma iterativa.

A modo de resumen, conviene tener presente que la física nuclear tiene

tres objetivos:

- Escrutar las partículas y sus interacciones; campo muy activo que ha dado origen a la física de partículas,
- Clasificar e interpretar las propiedades de los núcleos y
- Producir avances tecnológicos que beneficien a la sociedad.

En este Capítulo se describirá el estudio de las propiedades globales de los núcleos, la medida de las masas y los radios nucleares, el concepto de estabilidad nuclear y se presentarán las predicciones de las masas nucleares a partir del modelo nuclear de la gota líquida.

1.1.1 El núcleo atómico

Los núcleos están compuestos por A nucleones (también llamado número másico), siendo Z el número de protones y $N = A - Z$ el de neutrones. Existen núcleos con valores de A que van desde 1 hasta $A \approx 260$. Se trata pues de entes constituidos por un gran número de nucleones; por eso son sistemas extensos y muy complicados. Suelen denominarse nucleidos y para distinguirlos se emplea la notación ${}^A_Z X$. Ejemplos: ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$.

Existen 274 nucleidos naturales (todos ellos estables y presentes en la Tierra) y se han estudiado más de 2500 núcleos inestables (llamados también artificiales). Los núcleos con el mismo número atómico Z se denominan *isótopos*, con el mismo N , *isótonos* y con el mismo A , *isóbaros*. Un mismo núcleo puede tener estados *isómeros*, que son estados excitados de vida media larga. Curiosamente los únicos isótopos que han sido bautizados con un nombre diferente al del elemento químico asociado son los del hidrógeno, llamados deuterio (${}^2_1\text{H}$) y tritio (${}^3_1\text{H}$). Los núcleos respectivos se denominan protón (p), deuterón (d) y tritón (t). Al núcleo del átomo de helio (${}^4_2\text{He}$) se le identifica como la partícula alfa (α).

Más adelante se justificará que para núcleos con A impar suele haber un sólo núcleo estable, mientras que en el caso de los núcleos con A par suelen haber al menos dos isótopos estables (véase la tabla de núcleos en el Apéndice G). Curiosamente sólo existen dos elementos (con $Z < 83$) en la tabla periódica que no tienen ningún isótopo estable, el tecnecio: ${}_{43}\text{Tc}$ y el prometio: ${}_{61}\text{Pm}$.

La masa, vida media y carga eléctrica de los nucleones libres toman los siguientes valores:

$$\begin{array}{lll} m_p = 1,67262 \times 10^{-27} \text{ kg} = 938,272 \text{ MeV}/c^2 & \tau_p > 5 \times 10^{32} \text{ años} & q_p = +e \\ m_n = 1,67492 \times 10^{-27} \text{ kg} = 939,565 \text{ MeV}/c^2 & \tau_n = 885,7 \pm 0,8 \text{ s} & q_n = 0 \end{array}$$

El neutrón, ligeramente más masivo que el protón, es inestable cuando se encuentra en estado libre. Por el contrario, todavía no se ha detectado un caso de desintegración del protón, por lo que su vida media (τ_p) suele darse como un límite inferior. Los nucleones tienen masas $\approx 1840 \times m_e$, con lo que los núcleos contienen toda la masa del átomo. La unidad de carga eléctrica utilizada es $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$, valor absoluto de la carga del electrón. Los nucleones

son también fermiones (es decir, tienen espín $s = 1/2$). Su momento dipolar magnético es:

$$\mu_p = 2,792847351(28) \mu_N \quad \text{y} \quad \mu_n = -1,9130427(5) \mu_N$$

siendo $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 3,152 \times 10^{-14}$ MeV/T, el magnetón nuclear. Se observa la elevada precisión de estas medidas. Las cifras entre paréntesis representan el error (equivalente a una desviación estándar) sobre las últimas cifras de la magnitud, o sea es equivalente escribir:

$$\mu_n = -1,9130427(5) \mu_N = -1,9130427 \pm 0,0000005 \mu_N$$

El isospín de los nucleones es $t = 1/2$. Por convenio, el protón es el estado con tercera componente $t_3(p) = +1/2$ y el neutrón $t_3(n) = -1/2$. La importancia del isospín quedará clara cuando se estudie la independencia de carga de la interacción fuerte; o sea, en el estudio de la difusión $N-N$, en la sección 2.3.

La existencia y estabilidad de los núcleos implica la existencia de una fuerza nuclear o fuerte, atractiva, que cohesionan todos los nucleones, de mayor intensidad que la repulsión coulombiana y de corto alcance (≈ 1 fm).

Los núcleos se consideran sistemas cuánticos con propiedades estáticas y dinámicas bien definidas:

$$M, R, Z, J^P, T, \mu, Q, \tau, \sigma, E_n$$

o sea, masa, radio, número atómico Z (que da su carga eléctrica $q = Ze$), el espín J , la paridad P y el isospín T , los momentos multipolares electromagnéticos, el dipolar magnético μ y el cuadrupolar eléctrico Q . Entre los momentos multipolares electromagnéticos no aparece, por ejemplo, el momento dipolar eléctrico, que es nulo, ya que no puede haber asimetría de cargas arriba-abajo.

Los núcleos tienen también propiedades dinámicas; por ejemplo, si son inestables y se desintegran, tienen una vida media τ . Otra propiedad muy característica de los núcleos es que poseen niveles energéticos discretos E_n bien definidos.

En condiciones normales un núcleo se encontrará en el estado fundamental, que es el estado de mínima energía (igual a la masa del núcleo); es el más accesible y por lo tanto el más fácil de estudiar. Suele ser el estado mejor conocido de dicho nucleido. Los niveles de mayor energía que el estado fundamental, E_n , están cuantizados; son accesibles a través de reacciones nucleares o como consecuencia de la desintegración de núcleos vecinos. La magnitud física que caracteriza las reacciones nucleares es la sección eficaz,¹ que representa la probabilidad de reacción. La magnitud que caracteriza las desintegraciones nucleares es la constante de desintegración λ (que da la probabilidad de desintegración

¹La sección eficaz se describe con detalle en la sección 5.2 del Capítulo 5, dedicado al estudio de las interacciones de las partículas con la materia.

por unidad de tiempo) o su inversa la vida media $\tau = 1/\lambda$, aunque en física nuclear se suele utilizar el semiperiodo $t_{1/2} = (\ln 2)/\lambda$.

Antes de iniciar el estudio de las propiedades nucleares es interesante recordar dos históricos experimentos, que marcan el origen de la física nuclear:

- el experimento de Rutherford (1911), que estudió la colisión elástica de partículas α con el oro: ${}^4_2\text{He} + {}^{197}_{79}\text{Au} \rightarrow {}^{197}_{79}\text{Au} + {}^4_2\text{He}$, permitiendo el descubrimiento del núcleo.
- el experimento de Chadwick (1932), basado en el estudio de la reacción nuclear, también con partículas α : ${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \text{n}$, que condujo al descubrimiento del neutrón.

En ambas reacciones puede comprobarse que el número de nucleones A se conserva. Esta es una propiedad fundamental de las colisiones entre núcleos. Además, se cumple que el número de protones Z y de neutrones $N = A - Z$ es el mismo, antes y después de la reacción. Esto último es una consecuencia de la conservación de la carga eléctrica en las reacciones nucleares.

El experimento de Rutherford

Se trata de la colisión elástica ${}^4_2\text{He} + {}^{197}_{79}\text{Au}$, debida a la interacción eléctrica entre la carga de la partícula α ($Z_1 e$, con $Z_1 = 2$) y el núcleo de oro ($Z_2 e$, con $Z_2 = 79$). Los proyectiles (partículas α), con energía cinética $T_\alpha = 7,68$ MeV, provenían de una fuente radiactiva de *Ra*.

La sección eficaz diferencial de Rutherford informa sobre la probabilidad de colisión por elemento de ángulo sólido $d\Omega$ (véase figura 1.1).

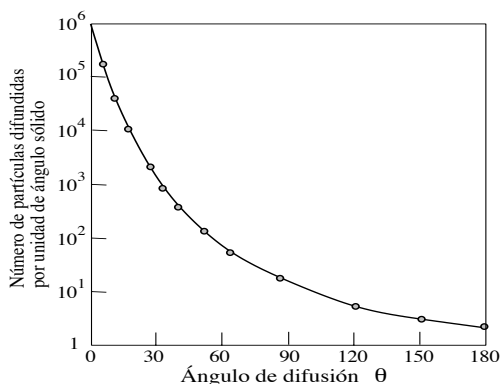


Figura 1.1: La sección eficaz diferencial de Rutherford.

En el caso no relativista y suponiendo espín 0 para proyectil y blanco, su valor es:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4T_\alpha \sin^2(\frac{\theta}{2})}\right)^2 = \frac{d_0^2}{16} \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \quad (1.1)$$

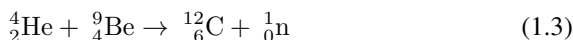
siendo d_0 la distancia de máximo acercamiento al núcleo, obtenida al igualar la energía cinética con la potencial:

$$\frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_2e^2}{d_0} \quad (1.2)$$

La conclusión de las medidas realizadas por los colaboradores de Rutherford, Geiger y Marsden, fue que el núcleo podía considerarse como si fuese puntual y con toda la carga eléctrica, Z_2e , concentrada en ese punto. Es por ello que el experimento llamado de Rutherford, se asocia con el descubrimiento del núcleo atómico y revolucionó la física atómica.

El experimento de Chadwick

Consistió en explicar los enigmáticos rayos del berilio, producidos en la reacción nuclear:²



Estos *rayos* eran desconocidos. Se trataba de neutrones, cuya detección es muy difícil. El método empleado en la época se basó en la colocación de parafina detrás de la lámina de berilio y detectar en un detector Geiger cercano los protones emitidos en la colisión elástica $n + p \rightarrow p + n$ que tenía lugar en la parafina (material rico en hidrógeno). Así se verificó cinemáticamente que los hipotéticos rayos eran neutrones.

Las primeras propiedades que interesa estudiar son el tamaño y el radio de los núcleos. Esta información permitirá conocer las distancias entre nucleones en un núcleo y la naturaleza de las fuerzas que actúan entre ellos.

1.2 Tamaño y distribución de carga nuclear. Medida del radio de los núcleos

La forma del núcleo es aproximadamente esférica. Cerca de la superficie, su contorno es impreciso y la densidad va disminuyendo progresivamente. Es lo que se conoce por *corteza* nuclear. Su distribución de carga o materia será caracterizada mediante dos parámetros, el radio R y el parámetro ligado a la anchura de la corteza, t .

Los resultados experimentales realizados para medir la densidad de carga nuclear conducen a una distribución del tipo:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r - R)/t}} \quad (1.4)$$

²J. Chadwick, *Nature*, **129** (1932) 312.

1.2.1 Medida del radio de carga de los núcleos

Difusión elástica $e^- + \mathcal{N}$

La fórmula de De Broglie $\lambda = \frac{h}{p}$ relaciona la longitud de onda, λ , asociada a una partícula con cantidad de movimiento p . Por ello, deben utilizarse electrones con $p \geq 100 \text{ MeV}/c$, para que puedan explorar zonas de tamaño $\lambda \leq 10 \text{ fm}$. La difusión $e^- \mathcal{N}$ es similar a la difracción de la luz por un disco de diámetro D ; la posición del primer mínimo de la sección eficaz diferencial aparece en los ángulos θ solución de la ecuación similar a la que se aplica en la difracción de Fraunhofer:

$$\sin \theta = \frac{1,22\lambda}{D} \quad (1.6)$$

Así, por ejemplo, a partir de resultados de experimentos de difusión con electrones llevados a cabo en el laboratorio SLAC³ se determinó que el radio del núcleo del oxígeno vale $R(^{16}\text{O}) \approx 2,6 \text{ fm}$, y que el del carbono es $R(^{12}\text{C}) \approx 2,3 \text{ fm}$.

Factor de forma de carga nuclear

Más cuantitativamente, la densidad de carga nuclear se mide a partir del factor de forma nuclear $F(q^2)$, que se define como la transformada de Fourier de la distribución de carga $\rho_{ch}(\vec{r})$.

La difusión de electrones por núcleos, en el supuesto en el que la longitud de onda de de Broglie es del orden del tamaño nuclear, debe tratarse relativísticamente. Además el electrón tiene espín 1/2. En el centro de masas (cdm) la interacción e^- -núcleo, considerados ambos como puntuales, obedece a la fórmula de Mott:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{\alpha\hbar c Z E}{2p^2 c^2 \sin^2(\theta/2)}\right)^2 (1 - \beta^2 \sin^2(\theta/2))$$

donde $\alpha \approx \frac{1}{137}$ es la constante de estructura fina $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$, adimensional. E y p la energía y momento del e^- y Z el número atómico del núcleo. La sección eficaz diferencial de Rutherford $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ vista en (1.1) explica la difusión coulombiana no relativista entre dos cargas puntuales y es el límite de la anterior sección eficaz de Mott. Efectivamente en el límite no relativista, $\beta \rightarrow 0$, $E \rightarrow m_e c^2$ y $T = p^2/2m$ con lo que $\frac{E}{2p^2 c^2} \rightarrow \frac{1}{4T}$. La ecuación de Rutherford se puede reescribir en función del momento transferido entre el electrón inicial y final, $\vec{q} = \vec{p}_i - \vec{p}_f$, que, al tratarse de una difusión elástica ($|\vec{p}_i| = |\vec{p}_f|$) se cumple $q^2 = 4p^2 \sin^2(\theta/2)$. Se tiene, en el límite $E \rightarrow pc$:

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_R \approx \frac{4\pi(Z\alpha\hbar)^2}{q^4}$$

³H. F. Ehrenberg *et al.*, *Phys. Rev.*, **113** (1959) 666.

ya que $d\Omega = 2\pi d(\cos \theta) = \frac{\pi}{p^2} dq^2$. Sólo depende del momento transferido.

Si se supone un objeto extenso, ya no se tiene una carga puntual, sino una distribución de carga espacial $\rho_{ch}(r)$. Para describir la difusión de un electrón (puntual) con un objeto extenso se introduce el factor de forma $F(\vec{q})$, con lo que la sección eficaz de Rutherford se modifica:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \left[F(q^2)\right]^2$$

que, en función del momento transferido:

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right) = \frac{4\pi(Z\alpha\hbar)^2}{q^4} \left[F(q^2)\right]^2$$

Para entender el significado del factor de forma, recuérdese que si $\psi(\vec{r})$ es la función de ondas nuclear del estado fundamental, debidamente normalizada a 1, la densidad de carga es:

$$\rho_{ch}(r) = Ze|\psi(\vec{r})|^2 \quad (1.7)$$

siendo la normalización $Ze = 4\pi \int_0^\infty \rho_{ch}(r)r^2 dr$. La relación entre sección eficaz y amplitud de difusión se describe en la sección 5.2.2, donde se utiliza la primera aproximación de Born de la mecánica cuántica, que puede verse por ejemplo en la ecuación (5.9). De su utilización se deduce el valor del factor de forma como la transformada de Fourier de la distribución de carga:

$$F(\vec{q}) = \frac{1}{Ze} \int_0^\infty \rho_{ch}(\vec{r}) e^{i\frac{\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar}} d\vec{r} \quad (1.8)$$

al tomar la parte radial, queda:

$$F(q^2) = \frac{4\pi\hbar}{Ze q} \int_0^\infty \rho_{ch}(r) \sin\left(\frac{qr}{\hbar}\right) r dr$$

Desarrollando el $\sin(qr)$ se tiene:

$$F(q^2) = \frac{4\pi\hbar}{Ze q} \int_0^\infty \rho_{ch}(r) \left(\frac{qr}{\hbar} - \frac{1}{3!} \left(\frac{qr}{\hbar}\right)^3 + \dots\right) r dr$$

o sea:

$$F(q^2) = \left(1 - \frac{1}{6\hbar^2} q^2 \langle r^2 \rangle + \dots\right) \quad (1.9)$$

con lo que puede obtenerse el radio cuadrático medio $\langle r^2 \rangle$, que a su vez puede determinar el radio R . Se observa que el factor de forma toma el valor $F(0) = 1$, es decir, se obtiene la sección eficaz diferencial para un blanco puntual.

Para un núcleo esférico de densidad constante $\rho(r) = \rho_0$ se cumple:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^R r^2 \rho_0 dV}{\int_0^R \rho_0 dV} = \frac{\int_0^R r^2 \rho_0 (4\pi r^2 dr)}{\int_0^R \rho_0 (4\pi r^2 dr)} = \frac{3}{5} R^2$$

luego:

$$\boxed{R = 1,29\sqrt{\langle r^2 \rangle}} \quad (1.10)$$

Ejemplos de medidas realizadas por este método son:⁴

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle}_{(40\text{Ca})} = 3,448 \text{ fm} \quad \text{y} \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle}_{(206\text{Pb})} = 5,509 \text{ fm}$$

La distribución de medidas del radio nuclear, $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$, al ajustarlas en función del número másico $A^{1/3}$ da lugar a una constante para $A \geq 50$, obteniéndose:

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 0,97(4) A^{1/3} \text{ fm} \quad (1.11)$$

y se verifica que:

$$\boxed{R = r_0 A^{1/3}, \text{ con } r_0 \approx 1,2 \text{ fm}} \quad (1.12)$$

También se podría conocer la distribución de carga eléctrica nuclear, $\rho_{ch}(r)$, realizando la transformada de Fourier inversa:

$$\rho_{ch}(r) = \frac{Ze\hbar}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q^2) \sin\left(\frac{qr}{\hbar}\right) q dq$$

La figura 1.3, muestra el resultado experimental de las medidas de la densidad de carga, $\rho_{ch}(r)$, de varios núcleos, obtenido mediante el estudio de la difusión elástica $e^- + \mathcal{N}$. Todas estas curvas, siguen la forma de Saxon–Woods o de Fermi, vista en la figura 1.2.

Este método también se emplea para medir el radio del protón. Para describir su distribución de carga, se suele utilizar una forma:

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-\frac{q_0 r}{\hbar}} \quad (1.13)$$

siendo $q_0 = 0,84 \text{ GeV}/c$. Esta última forma es debida a que el factor de forma (eléctrico) del protón es de tipo dipolar; es decir, con la normalización $G(0) = 1$:

$$G(q^2) = \left[1 + (q/q_0)^2 \right]^{-2} \quad (1.14)$$

Utilizando el mismo desarrollo que en la expresión (1.9), se tiene:

$$\langle r^2 \rangle = -6\hbar^2 \left[\frac{dG(q^2)}{dq^2} \right]_{q^2=0} = \frac{12\hbar^2}{q_0^2} \quad (1.15)$$

o sea, $\langle r^2 \rangle = (0,81 \text{ fm})^2$ y utilizando (1.10), se obtiene para el radio del protón, $R_p = 1,16 \text{ fm}$.

⁴Una compilación de datos y referencias puede verse en C. W. de Jager *et al.*, *Atomic Data and Nuclear Tables*, **14** (1974) 479 y en la misma revista, **36** (1987) 495.

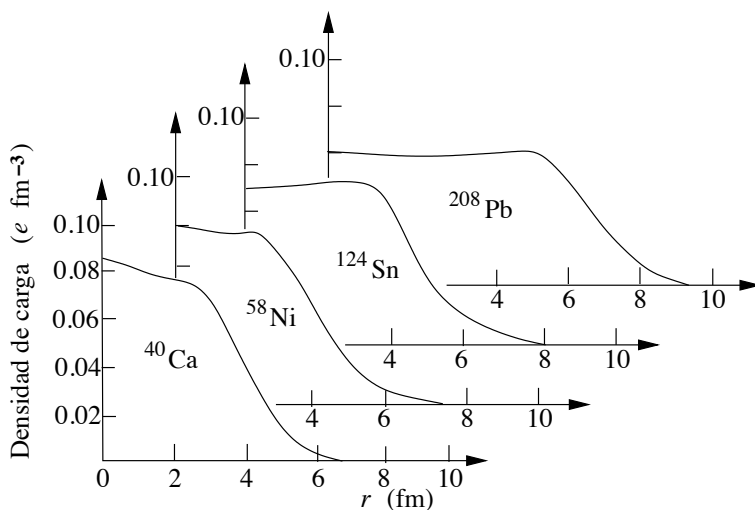


Figura 1.3: Densidad experimental de carga nuclear ($e \cdot \text{fm}^{-3}$) en función del radio nuclear, para varios núcleos.

Transiciones atómicas

Se trata de estudiar el efecto del tamaño nuclear sobre la energía de los rayos X de un elemento. Si los núcleos fuesen puntuales, todos los isótopos del mismo elemento tendrían el mismo espectro de rayos X, ya que todos los electrones sentirían la misma carga nuclear puntual (los efectos de masa son despreciables ya que interviene la masa reducida $\mu = \frac{m_e M}{m_e + M}$ que es prácticamente $\mu = m_e$).

El núcleo es extenso y si se supone esférico de radio R , la energía potencial de un electrón en su interior es:

$$V'(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (1.16)$$

mientras que para $r > R$ es como si fuese puntual y vale $V(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$.

Al calcular la diferencia en el nivel energético de un electrón debida al tamaño del núcleo:

$$\Delta E = E'_{1s,\text{extenso}} - E_{1s,\text{puntual}} = \langle V' \rangle - \langle V \rangle$$

se supondrá que las funciones de onda ψ_n son iguales en los dos casos (por eso los términos de energía cinética del hamiltoniano se cancelarán). Para calcular ΔE , basta utilizar según se enseña en mecánica cuántica, la teoría de perturbaciones en primer orden. Debe pues calcularse el valor esperado de la energía

potencial $\langle |V| \rangle = \langle \psi_n | V | \psi_n \rangle$, tomando como función de ondas $\psi_n = \psi_{1s}$, la del electrón en un átomo hidrogenoide que ocupa el estado no perturbado $1s$ cuya expresión es $\psi_{1s} = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a_0^3}} e^{-Zr/a_0}$, dando lugar a:

$$\Delta E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4Z^4 e^2}{a_0^3} \int_0^R e^{-\frac{2Zr}{a_0}} \left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^3} \right) r^2 dr$$

o sea:

$$\Delta E = \frac{2}{5} \frac{\alpha \hbar c Z^4}{a_0^3} R^2 \quad (1.17)$$

en donde a_0 es el radio de Bohr, $a_0 = \hbar/(m_e \alpha c) = 0,529 \text{ \AA}$. El radio de Bohr a_0 representa la distancia más probable de encontrar al electrón respecto del centro de masas del átomo de hidrógeno, o sea, el máximo de probabilidad radial. Si se aplica la fórmula a un átomo hidrogenoide, debe usarse la masa reducida μ y se habla de radio de Bohr de un átomo hidrogenoide $a_\mu = \hbar/(\mu \alpha c)$. Es una expresión que fue obtenida por primera vez por el propio N. Bohr (premio Nobel de Física en 1922): en general el máximo de la amplitud de probabilidad radial $D_{n\ell}$ es $\bar{r} = \frac{n^2 a_\mu}{Z}$ donde $n\ell$ son los números cuánticos principal, n , y orbital, ℓ , que definen la función de ondas del electrón del átomo hidrogenoide.

Sin embargo, aunque está claro que no existen núcleos puntuales, no se tiene suficiente precisión teórica para concluir sobre el radio nuclear con la sola medida de la energía del rayo X de la capa K (el desplazamiento ΔE es del orden $\sim 10^{-4}$ de E , energía del rayo X). Por ello se miden desplazamientos isotópicos, es decir, diferencias de energías de rayos X respecto a las de un isótopo dado, como se describe a continuación.

Desplazamiento isotópico de rayos X de la capa K

Sea el rayo X debido a la transición $2p \rightarrow 1s$, que se comparará entre 2 isótopos A y A' del mismo elemento. La diferencia de energía de los rayos X de dichos isótopos será:

$$\begin{aligned} E_K(A) - E_K(A') &= (E_{2p}(A) - E_{1s}(A)) - (E_{2p}(A') - E_{1s}(A')) = \\ &= E_{1s}(A') - E_{1s}(A) \end{aligned}$$

ya que la función de ondas $\psi_{210} \sim r$, lo que implica que $\psi_{210}(0) = 0$, y sólo cabe retener la parte del estado $1s$ cuya función de ondas es la función ψ_{1s} vista más arriba.

Al calcular el desplazamiento isotópico $\delta E = E_K(A) - E_K(A') = \Delta E(A') - \Delta E(A)$ se elimina el término E_{puntual} visto más arriba, ya que es el mismo para los dos isótopos. La diferencia entre las energías del mismo rayo X será función del tamaño nuclear dado por R en la fórmula (1.17), y se predice un desplazamiento isotópico:

$$\delta E = \frac{2}{5} \frac{\alpha \hbar c Z^4}{a_0^3} r_0^2 (A^{2/3} - A'^{2/3}) \quad (1.18)$$

Para comprobar esta dependencia se han medido las energías de los rayos X de la capa K de los isótopos ^{198}Hg al ^{204}Hg del mercurio. En la figura 1.4 pueden verse los resultados; tomando la energía del rayo X de la capa K del isótopo ^{198}Hg como origen se calculan las diferencias δE respecto a él, hasta el ^{204}Hg .

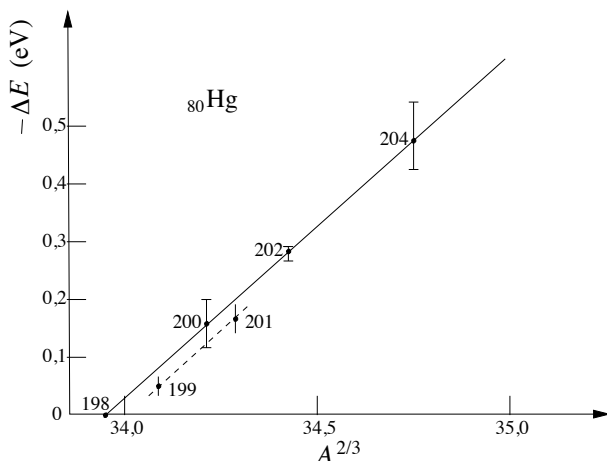


Figura 1.4: Desplazamientos de rayos X de la capa K en los isótopos del $_{80}\text{Hg}$. Se ve claramente la dependencia en $A^{2/3}$ tanto en los isótopos con A par como en los de A impar. Datos de P. L. Lee *et al.*, *Phys. Rev.*, **C17** (1978) 1859.

Los rayos X tienen energías del orden de 80 keV, de forma que el desplazamiento medido es del orden de 10^{-6} . Se ve claramente la dependencia en $A^{2/3}$ tanto en los isótopos con A par como en los de A impar. Se obtienen valores de δE del orden de 0,1 a 0,5 eV alineados en una recta en función de $A^{2/3}$ y tras ajustar la fórmula (1.18) a los datos, el valor numérico del parámetro que se obtiene es $r_0 = 1,2$ fm. Para la medida del radio nuclear es mucho más sensible la utilización de los llamados átomos muónicos. Un átomo muónico se caracteriza porque uno de los electrones de la corteza atómica ha sido reemplazado por un muón, una partícula (leptón) que tiene las mismas propiedades que el electrón pero con mayor masa ($m_\mu = 105,66 \text{ MeV}/c^2$) e inestable ($\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$). Para obtener átomos muónicos, basta con bombardear el material elegido con un haz de muones, que se fabrican gracias al uso de aceleradores. La manera de detectar la existencia de un átomo muónico es, precisamente, a través de la emisión de rayos X de mayor energía que en el caso del átomo ordinario. Recuérdese que la energía del electrón en un átomo hidrogenoide es $E_n = -\frac{\mu c^2}{2} \frac{(Z\alpha)^2}{n^2}$, proporcional a la masa reducida (μc^2) que en el caso del muón es 211 veces mayor que la del electrón. Sin embargo, las órbitas del átomo muónico están más cerca del núcleo ya que el radio es $\simeq 211$ veces menor. En efecto, los radios medios de la